

يَشْكُر

مَجْمَعُ اللُّغَةِ الْعَرَبِيَّةِ الْأُرْدُنِيَّ

مُؤَسَّسَةُ عَبْدِ الْحَمِيدِ شُومَان

لِتَفْضُلِهَا بِالْإِنْفَاقِ عَلَى تَرْجُمَةِ

هَذَا الْكِتَابِ وَطَبَعَهُ

منشورات مجمع اللغة العربية الأردني
ضمن مشروع تعريب التعليم العلمي الجامعي

الطبعة الأولى

عمان - الأردن

١٤٠٥هـ - ١٩٨٥م

حقوق الطبع والترجمة محفوظة لمجمع اللغة العربية الاردني
ويمنع تصوير الكتاب أو إعادة طبعه دون إذن من المجمع

الفيزياء الكلاسيكية والحديثة^٢

المجلد الثالث

تأليف

كينيث و. فورد

معهد نيومكسيكو للتعليم والتكنولوجيا

ترجمة

الدكتور عيسى سليم شاهين

كلية العلوم، الجامعة الاردنية

الدكتور عمر حسن الشيخ

كلية التربية، الجامعة الاردنية

راجعته وأشرف على إخراجه

الدكتور عمر حسن الشيخ

منشورات مجمع اللغة العربية الاردني

١٤٠٥هـ - ١٩٨٥م

Kenneth W. Ford

NEW MEXICO INSTITUTE OF MINING AND TECHNOLOGY

Volume 3

Classical and Modern **Physics**

A TEXTBOOK FOR STUDENTS OF SCIENCE AND ENGINEERING

JOHN WILEY & SONS, NEW YORK. Santa Barbara. London- Sydney-Toronto

مُقدِّمةُ المؤلِّف

هذا هو المجلدُ الثالثُ لكتابٍ من ثلاثة مجلداتٍ لطلبة العلوم والهندسة . والمجلدان ١ و٢ اللذان يتوافران في طبعةٍ مُجمَّعةٍ وأيضاً كـمُجلَّدين منفصلين ، يغطيان مجالات الفيزياء الكلاسيكية كما يُقدِّمان بعض أفكار الفيزياء الحديثة . ويمكنُ للمجلد الثالث أن يُستعملَ ككتابٍ دراسيٍّ لمساقٍ فصليٍّ في الفيزياء الحديثة . وثمة طرقٌ أخرى يمكنُ بها إستخدامُ المجلدات الثلاثة . فبحذف العديد من أجزاء الفصول ، وربما بحذف بعض الفصول الكاملة ، يمكنُ للكتاب بأكمله أن يلبي حاجات مساقٍ سنويٍّ يشملُ مع الفيزياء الكلاسيكية والحديثة . وفي حالة مُعالجة موضوعات الكتاب على مَهَلٍ ، فقد توفَّر المجلدات الثلاثة مقدِّمةً تفصيليةً للفيزياء تمتدُّ على مدى سنتين دراسيتين . هذا ، وقد حاولتُ أن يأتي الكتابُ كُلاً متماسكاً مع احتوائه في الوقت نفسه على أجزاءٍ مستقلةٍ عن بعضها بعضاً بصورةٍ كافيةٍ ، ممَّا يسمَحُ بمرونةٍ بالغةٍ في طريقةِ استخدامه . اما أجزاء المجلدات فهي على النحو التالي :

المجلد ١ : ٠١ مدخل الى الفيزياء .

٠٢ الرياضيات .

٠٣ الميكانيك .

المجلد ٢ : ٠٤ الديناميك الحرارية .

٠٥ الكهرومغناطيسية .

المجلد ٣ : ٠٦ النسبية .

٠٧ الميكانيك الكوانتية .

أما الملاحقُ والفهرسُ فصُمِّمَتا لتعينَ على جَعْلِ المجلدات مفيدةً للطلابِ كمراجعٍ يتعدَّى استخدامها مدةَ دراسةٍ مساقٍ واحدٍ .

وعلى الأرجح ، فإنَّ كُلَّ مؤلِّفٍ يتصوَّرُ نوعاً معيناً من الطلبة يَكتُبُ لهم . أمَّا طالبي النموذجيِّ فقد أتمَّ دراسةَ فيزياءٍ

المرحلة الثانوية، وهو يدرس الآن التفاضل والتكامل في آن واحد مع الفيزياء المقررة للسنتين الأوليين في الجامعة. وهو طالب جاد، لكنه ليس بالضرورة طالباً موهوباً، وهو مهتم بالأفكار والمهارات التقنية أيضاً، وهو يتعلم على الوجه الأمثل عندما تُستكمل الاشتقاقات الرياضية بتوضيح لفظي وأمثلة فيزيائية. وما يتطلبه هذا الكتاب من الطالب من قدرات عقلية، يباثل ما يتطلبه الكتاب الشائع للمؤلفين هاليداي وورزنيك Halliday and Resnick *، بيد أنه يقل عما يتطلبه مساق بيركلي للفيزياء Berkeley Physics Course + أو سلسلة الفيزياء التمهيدية لمعهد ماساشوستس التكنولوجي: **M.I.T. Introductory Physics Series.

وفي الاصل، كان يُتوقع لهذا الكتاب أن يكون طبعة تفاضل وتكامل calculus version لكتابي السابق: الفيزياء الأساسية Basic Physics §. إلا أن الكتاب في شكله الحالي المنشور بعد أن مرّ بعدة مراحل تطورية من الكتابة وإعادة الكتابة، والحذف والإضافة، يمتاز عن الكتاب الأول من عدة أوجه، علاوة على مستواه في الرياضيات. ومن الخصائص الأساسية لهذا الكتاب ما يلي: (١) لقد حاولت تقديم عرض موحّد للفيزياء الكلاسيكية والحديثة معاً. ومع أن القسمين الآخرين من الكتاب قد خُصصا لعرض التطورات النظرية للنسبية والفيزياء الحديثة، إلا أن بعض الأفكار (كتحويل الكتلة إلى طاقة، والحد الأقصى للسرعة في الطبيعة) قد أُدخلت مبكراً، وغالباً ما استُخدمت أمثلة حديثة في توضيح بعض القوانين الكلاسيكية. (٢) تُوفّر سلسلة من الفصول التمهيدية الوقت للطالب لتنضج بعض الشيء وجهة نظره في الفيزياء ومقدرته في الرياضيات، وذلك قبل تناول تعقيدات الميكانيك الكلاسيكية. (٣) أُدخلت أفكار التفاضل والتكامل (في الفصل الخامس) بشكلٍ أوسع نوعاً ما مما هي عليه في معظم كتب الفيزياء الأخرى. (٤) لقد حاولت أن أتخذ طريقاً في علم الفيزياء يُبقي الطالب على صلة بالنظرة الواسعة إلى هذا العلم المتمثلة في اقتصاد مفاهيمه وبساطتها، وروعة بنيانه الكلي، في نفس الوقت الذي يُنمي فيه الطالب مهاراته العملية ويصقل قدرته على حل المشكلات. (٥) وكمعين على الدراسة والمراجعة قُسم الكتاب إلى عدد كبير من أجزاء الفصول وينودها. أما الملاحظات الهامشية فتبرز الأفكار الرئيسة والمعادلات الهامة، كما أن هنالك خلاصةً بالأفكار والتعاريف تظهر في نهاية كل فصل. (٦) وقد حاولت أن أظهر الإثارة في الفيزياء كفرع معرفي حيّ متطور، فعال، لم يكتمل بعد. ويشتمل الكتاب على قدر محدود من المادة التاريخية، وقد أوليته بعض الحرص، وأمل أن يكون معظمه تاريخاً صحيحاً لا خرافة من الخرافات.

David Halliday and Robert Resnick, **Physics** (New York: John Wiley and Sons, Inc., 1966).

*

The Berkely Physics Course, a five-volume series by various authors (New York: McGraw-Hill Book Co.).

+

The M.I.T. Introductory Physics Series, six volumes by A.P. French (New York: W.W.Norton and Co.).

★★

Xerox College Publishing, 1968

§

وَيُقَصَّدُ من «الملاحظات على الكتاب» التي تبدأ في الصفحة ١١ أن تكون دليلاً مختصراً للمدرس المادة. ويمكن تشجيع الطلبة، أيضاً، على قراءة هذه الملاحظات. وكمعين على استخدام المادة بشكل انتقائي، عُلِّمت بعض أجزاء الفصول وبندوها بالعلامة (★) للدلالة على أنها اختيارية. وقد وُضعت هذه العلامة لها إما لكونها أصعب من المتوسط أو لأنها خارجة عن العرض الأساسي للفصل المعني. وبالطبع فإن تعيين المادة الاختيارية على هذا النحو هو بالضرورة أمر اعتباطي نوعاً ما. فلمعظم المدرسين أفكارهم الخاصة في أية مادة تعطى للطلبة وأية مادة تُحذف، ولذلك فإن الأجزاء المعلمة بالنجوم هي مجرد اقتراحات أولية.

وتظهر في نهاية كل فصل أسئلة، وتمارين، ومسائل. أما الأسئلة، عدا القليل منها، فيُجاب عنها إنشاءً بالكلام، وقُصِدَ من معظمها أن تثير التفكير، وقد لا يكون لها جواب صحيح محدد. وفضلاً عن ذلك فإن بعضها صعب. وقُصِدَ من التمارين أن تكون فحصاً مباشراً لفهم مادة الفصل من دون أية موارد خاصة أو نقاط خفية دقيقة. وتشتمل التمارين على أعمال حسابية بالإضافة إلى استخدام الجبر وبعض التفاضل والتكامل. وغالباً ما يسأل التمرين الواحد عن تفسير مختصر علاوة على النتيجة الكمية. أما المسائل فهي إجمالاً أكثر تحدياً. وقد تكون على صورة تمارين صعبة، وقد تركز على مادة معروضة في أكثر من جزء، أو قد تُبنى على مادة الكتاب إلا أنها تتعدها بعض الشيء. إن عدد الأسئلة والتمارين والمسائل المشمولة في الفصول كبير، وهو أكبر بكثير من العدد الذي يُعطى عادةً في مساق واحد. أما الغرض من توفير هذا العدد الكبير فهو تلبية حاجات وأذواق المدرسين المختلفين، وتمكين الطالب من التدريب على تلك الفقرات التي لم تُعَيَّن له في شكل واجبات، وكذلك تمكين المدرس، إذا رغب في ذلك، من اختيار أسئلة امتحاناته منها. ولأن الفصول طويلة نوعاً ما ولأن المتطلبات في نهاياتها عديدة، استُخدمت الملاحظات أهامشية لتصنيف الأسئلة والتمارين والمسائل بحسب الأجزاء المعينة التي ترتبط بها. هذا وقد وُسمت المسائل بموضوعاتها.

وقد استُخدمت وحدات النظام العالمي SI المكمية (م ك ث mks) في الكتاب كله. إلا أنني أدخلت بعض الوحدات الخاصة كالسعر calorie والوحدة الفلكية astronomical unit والالكترون فولت electron volt، ولذا فإن بعض التمارين والمسائل تتطلب إجراء تحويل بين الوحدات. وعلى كل حال فلم يُبدَل أي جهد لجعل الطالب يألف بشكل رتيب أكثر من مجموعة واحدة من الوحدات. ولمساعدة الطالب عند مواجهته الوحدات الغاوسية Gaussian units (س غ ث cgs) في كتاب آخر أو مجلة علمية، أُضيف إلى المجلد الملحق رقمه الذي يحتوي على قائمة واسعة بالمعادلات الكهرومغناطيسية بوحدات النظام العالمي SI وبالوحدات الغاوسية. أما خروجي الوحيد أهام على القاعدة السابقة في معالجة الوحدات فترد في الفصلين ١٣ و ١٤، إذ استُخدمت فيهما السرعات وكيلووات السرعات بنفس الدرجة التي استخدمت فيهما الجول، وحيث عُرِف فيهما عدد أفوجادرو Avogadro's number بأنه يساوي عدد الجزيئات في مول واحد mole بدلا من عددتها في كيلومول واحد kmole.

وَأني لأصبو الى استمتاعِ الطلبةِ بهذا الكتابِ والاستفادة منه . وأعتقدُ أنَّ هذا الكتابَ يؤدي غرضه على الوجهِ
الافضلِ عند عدمِ الاسراعِ في تغطيةِ جزء كبيرٍ من مادّته في وقتٍ قصيرٍ . فالمعالجةُ الحريضةُ لبعضِ المادّة وحذفُ بعضها
الآخرُ سيوفرانِ على الأرجحِ إعداداً أفضلَ لمتابعةِ دراسةِ الفيزياءِ ، والهندسةِ ، والعلومِ الاخرى من عرضٍ سريعٍ لكلِّ
جزءٍ من أجزائها .

كينث و. فورد

Kenneth W. Ford

ملاحظات على الكتاب

يوفر القسم الأولان (مدخل الى الفيزياء والرياضيات)، من بين الأقسام السبعة لهذا الكتاب، مادةً تمهيديةً وخلفيةً أساسيةً. وثمة حرية كبيرة في كيفية استخدام هذين القسمين. أما الأقسام الخمسة الباقية (الميكانيك، الديناميك الحرارية، الكهرومغناطيسية، النسبية، والميكانيك الكوانتية) فتخصصُ لنظرياتٍ أساسيةٍ معينةٍ في الفيزياء. ويلاحظُ أن التطويرَ الرياضيَ بأكملهِ صورهِ يَتِمُّ في نظرياتِ الميكانيك، والكهرومغناطيسية، والنسبية الخاصة. أما الديناميك الحرارية والميكانيك الكوانتية فتعالجان باهتمامٍ أكبرَ نوعاً ما بالظواهر الفيزيائية واهتمامٍ أقلَّ بالصيغ الرياضية. (غير أنني قد تجنبت عناوين أكثر تواضعاً، كالحرارة والظواهر الذرية والنووية، فهذه الأقسامُ تؤكدُ أيضاً وحدةَ النظريات الفيزيائية وقوتها، كما أنها لا تفتقرُ بأي حالٍ من الأحوالِ إلى المعالجةِ الرياضية). ان قسمة الكتاب الى أقسامٍ، واختيارَ فصولٍ طويلةٍ نوعاً ما بدلاً من عددٍ أكبرٍ من الفصولِ القصيرةِ هو من أجلِ خدمةِ الغاية نفسها، اي للبقاء على البنيان الكلي للفيزياء ماثلاً دائماً في الذهن، في الوقت الذي يكون فيه من السهل على الطالب أن يرى الموضوعَ كمجموعةٍ محيرةٍ من الأجزاء غير المترابطة.

وبالرغمِ من أن هذا المجلد هو جزءٌ من سلسلةٍ من ثلاثة مجلدات، إلا انه قائمٌ بذاته، ويجبُ أن لا تكون هنالك أية صعوبةٍ في استخدامه باستقلالٍ عن المجلدين الأولين. ولفائدة الطلبة الذين قد استخدموا المجلدين الأولين، فهناك بين الحين والحين اشاراتٌ مرجعيةٌ إليهما، إلا أنها قليلةٌ نسبياً، ويجبُ أن لا تتسبب بأية صعوبةٍ للطلبة الذين يستخدمون المجلدَ الثالثَ فقط. أما أكثرُ الفصولِ السابقةِ ارتباطاً مباشراً بِبدايةِ هذا المجلدِ فهما: الفصلُ الثالثُ الذي يتناولُ الجسيماتِ الأولية، والفصلُ الرابعُ الذي يعالجُ قوانينَ الحفظ. وقد يرغبُ بعضُ المدرسين في توجيه طلابهم الى قراءة هذين الفصلين في المكتبة. هذا وقد استخدمَ القليلُ من العمليات التي تنطوي على الجسيماتِ الأوليةِ لأغراضٍ توضيحيةٍ في الفصولِ التي تتناولُ النسبية.

القسم ٦: لا تتطلب النسبية مجرد علاقات جديدة أو تقنيات جديدة لحل المشكلات فحسب، بل إنها تتطلب طرُقاً جديدة في التفكير في الطبيعة. ويعتبر الفصل التاسع عشر فصلاً تمهيدياً للنسبية، الهدف منه إقامة جسر يربط بين التفكير الكلاسيكي والتفكير النسبي. وتُطوّر النظرية النسبية الخاصة في الفصلين التاليين (٢٠ و ٢١). أما الفصل الأخير في هذا الجزء (الفصل ٢٢) فيكرّس لمبدأ التكافؤ وبعض الجوانب المختارة للنسبية العامة. وبالرغم من ظهور عددٍ من الاشكال التخطيطة الزمكانية في الكتاب (بما في ذلك شكل بريمي Brehme diagram في واحدة من المسائل)، فإن الطرق المقترحة لحل المسائل هي في العادة جبرية، لا بيانية. ولجعل التعقيدات الكيناميائية في حدّها الأدنى، فإنّ جميع الأمثلة تقريباً قد اقتصرَت على بُعد واحد. وتُعتبر ظاهرة كومتون (Compton effect) (الجزء ٢١: ٧) استثناءً من هذه الناحية، وتظهر أيضاً في المسائل تطبيقات أخرى تتضمّن بُعدين. وتتوافق جميع الفصول في الرموز المستخدمة، فالمتغيّرات التي ليس فوقها فتحة unprimed تُشير إلى الإطار «السكوني»، في حين تشير المتغيّرات التي فوقها فتحة إلى الإطار «المتحرك» (كما في الشكل ٢٠: ٦).

يبدأ الفصل ١٩ (في الجزء ١٩: ١) بتوضيح لمفهومي النسبية واللامتغيرية. ويعالج الجزءان التاليان نسبة غاليلو في الميكانيك الكلاسيكية. أما الجزء ١٩: ٤ فهو وصفي في مجمله، ويُحاول توضيح السبب الذي من أجله تتطلب الكهرومغناطيسية الكلاسيكية وجود إطار إسناد مُفضّل. ويقود هذا بصورة طبيعية إلى بحث المساعي التجريبية للكشف عن الأطار المفضّل (أي عن الاثني)، بما في ذلك الاهتمام الحريص بتجربة ميكلسون - موري Michelson-Morley. (أما فكرة تجربة تراوتن - نوبل Trouten-Nobel فتظهر في إحدى المسائل). وينتهي الفصل بإفادة عن فرضيتي أينشتاين: إحداهما (سرعة الضوء c ثابتة) توفر المرتكز الكلي للفصل ٢٠، أما الثانية (لا متغيرية القوانين الفيزيائية) فنحتاج إليها أيضاً لبناء فكري الطاقة والزخم في الفصل ٢١. ولعلّ على المدرس أن يؤكد بصورة خاصة الطبيعة التمهيدية لهذا الفصل، وأنّ القوانين الواردة فيه، ما عدا الجزء الأخير منه، ليست من قوانين النسبية. أما المقارنة الواردة في خلاصة آخر الفصل التي تضع الأفكار المتقاربة بجانب بعضها بعضاً فيُقصد منها مساعدة الطالب على تجنب البلبلة عندما يتقلّب من «التفكير الكلاسيكي» إلى «التفكير الحديث».

في القسم الأول من الفصل ٢٠ (الأجزاء ٢٠: ١ إلى ٢٠: ٥)، استُنبطت ثلاث تجارب عقلية بسيطة على أساس لامتغيرية سرعة الضوء وفكرة التبادلية reciprocity. وفضلاً عن كونها تمهّداً لفكري تمدد الزمان time dilation وانكماش لورنتز Lorentz transformation، فإنّ هذه التجارب توفر ثلاث حالات خاصة من معادلات تحويل لورنتز، يُمكن منها تطوير تحويل لورنتز الكامل Lorentz transformation (الجزء ٢٠: ٦). ومن أجل هذا التطوير يكفي اعتبار مفهوم المكان والزمان بمفردهما واعتبار الحركة في بُعد واحد فقط. ويُتمّ الجزء ٢٠: ٦ التطوير الاستقرائي للتحويل العام من حالات خاصة. أما الجزء ٢٠: ٧ فيقلب العملية ويعالج عدة حالات خاصة تُستنتج من التحويل العام.

وكفواصل بين التطويرات النظرية يتطرق الجزء ٢٠: ٨ إلى بعض الفحوص التجريبية للكينماتيك النسبية. وتعالج ازاحة (انزياح) دبلر في جزء اختياري منفصل (٩: ٢٠)، يعقبه جزء يطرح الأفكار الهامة للفترة اللامتغيرة والنظرة الهندسية للزمكان. وتعالج نقيضة التوأمين في فصل يتناول النسبية العامة. ويظهر مفهوم الزمن السوي proper time في هذا الفصل. وينتهي الفصل بنقاشٍ يُحاول توضيح السبب الذي من أجله تمثل سرعة الضوء في النظرية النسبية دوراً رئيساً.

وتعرض الميكانيك النسبوية في الفصل ٢١ بصورة محدودة وبتركيز أساسي على مفهومي الطاقة والزخم. أما مفهوم القوة فلا يظهر إلا في المسائل. ويعتبر اشتقاق الصيغتين النسبويتين للطاقة والزخم في الجزأين ٢١: ١ و ٢١: ٢ صورتين محدثتين عن اشتقاقي آينشتاين الأصليين (حيث استخدمنا انحلال البيون المتعادل إلى فوتونين بدلاً من ابتعاث موجتي ضوء من كتلة مادية). ويستغل الاشتقاقان ظاهرة دبلر، وهما بحد ذاتهما أقل أهمية من اثبات أن تعريفي طاقة ط (E) والزخم خ (P) يتوافقان مع الكينماتيك النسبوية (الجزء ٢١: ٤) ومن استكشاف التطابق التام بين الزخم - الطاقة والزمكان (الجزء ٢١: ٥). وتعالج جزء منفصل (٣: ٢١) الحالة الخاصة الهامة للجسيمات عديمة الكتلة. وتعالج التصادم في بعد واحد في جزء اختياري (٦: ٢١)، وبلي ذلك جزء يتناول ظاهرة كومتون، وهي مثال هام على التصادم في بعدين. ويلخص جزء أخير مكانة النسبية الخاصة في النظرية الفيزيائية. وما عدا بعض المعالجة للحقول الكهربائية النسبوية في مسألتين في الفصل ٢٠، فإن الكهرومغناطيسية حذفت من هذه الفصول وتركزت لمساقات أكثر تقدماً.

أما الفصل ٢٢ فهو اختياري، وقد ضمه الكتاب نظراً لأن مبدأ التكافؤ يزودنا برؤية عامة للميكانيك الكلاسيكية والجاذبية. ويناقش مبدأ التكافؤ مع ما يترتب عليه من عواقب في الاجزاء ٢٢: ١-٢٢: ٥. ويهتم الجزء ٢٢: ٦ بمعالجة موضوع المسار الجيوديسي الأكثر صعوبة geodesic path كقانون للحركة. وفي بند مثير للتحدي، تظهر الحركة بتسارع ثابت (عند اعتبار الرتبة الدنيا in lowest order) كأنها حركة تعظم الزمن السوي المنصرم في مجال جاذبي منتظم. (ونختار لذلك معيار قياس خاص metric، غير أن مفهوم معيار القياس لا يُبحث). وينتهي الفصل (الجزء ٢٢: ٧ و ٢٢: ٨) بنقاش وصفي للنسبية العامة وتضمناتها.

القسم ٧: ان الطالب في هذا المستوى غير مستعد بعد لتناول الميكانيك الكوانتية في منحنى صوري استنتاجي، إلا أنه من ناحية أخرى مستعد لاكثر من مقدمة وصفية تاريخية بحثية للفيزياء الذرية والنوية. وتقدم التطويرات الرياضية بشكل انتقائي في هذا القسم من الكتاب، حيث يمكن تطبيقها مثلاً من دون إدخال أي تعقيد غير ضروري على ظاهرتي باشن - باك Paschen-Back، وزيمان Zeeman، وعلى مُعضلة الجسيم في الصندوق. أما الموضوعات الاخرى - كالليزر، والتركيب الغلافي للنووي nuclear shell structure، والمفاعلات النووية، وظواهر الجسيمات الأولية، مثلاً - فتعالج

وصفياً. وبدلاً من السعي إلى توحيد رياضي شامل، يستبعد مستوى المعالجة في هذا المجلد، تُسرّد مجموعة من «الآفكار الرئيسية» في جدول في الجزء ٢٣: ١ للرجوع إليها في الأجزاء اللاحقة المختلفة. ومن المؤمل أن يساعد التأكيد المتكرر من المدرّس لهذه الأفكار على توحيد مدّي واسع من الظواهر الذرية، والنووية، والجسيمات الأولية. ويبلغ المستوى العام للتعقيد والصعوبة ذروته في هذا القسم من الكتاب في الجزء الأخير من الفصل ٢٣ (حيث تُظهر معادلة شرودنجر Schrodinger). ويحتوي الفصل ٢٤ أيضاً على بعض الأجزاء التي هي فوق الوسط من حيث صعوبتها. وبصورة عامة، فإن الفصول ٢٥-٢٧ هي أقل صعوبة، ويجب أن تستغرق وقتاً أقل بالمقارنة مع الفصلين ٢٣ و٢٤. وعلى المدرسين والطلبة، في جميع الفصول، أن يكونوا واعين للاختلاف الواسع في الصعوبة من جزء إلى آخر، وعليهم أن يوزعوا الزمن (أو يتقوا المادة) بمقتضى ذلك. وهذا الصدد، تجدر الإشارة إلى أن هذا التفاوت في الصعوبة منشؤه تطوير الموضوعات في ترتيب منطقي لا يقابله غالباً تدرّج منتظم في التحدي العقلي.

أما الفصل ٢٣ فهو طويل ودسم، وينقسم طبيعياً إلى قسمين رئيسين. ويحتوي القسم الأول منه على مقدمة للأفكار الكوانتية (الكمية) (الجزء ٢٣: ١)، وعلى قاعدة أساسية من المعلومات التي تقوم عليها نظرية بور الذرية (الأجزاء ٢٣: ٢-٥)، وعلى تطوير لنظرية بور (الأجزاء ٢٣: ٦-٨). أما المدرسون الذين اعتادوا الصورة النظامية لنظرية بور الذرية التي تبدأ بتكمية الزخم الزاوي في مدارات دائرية فقد يجدون هذه المعالجة، التي تؤكد مبدأ التناظر correspondence principle، غير مألوفة وليست في مستوى سهولة الصورة النظامية. وعلى كل حال، فهي ليست صعبة على نحو مفرط، وهي تتميز بكونها تقتضي أعمال بور الأصلية، وألهم من ذلك، أنها تؤكد تلك المظاهر من نظرية ذرة بور التي ما تزال صحيحة في الميكانيك الكوانتية الحديثة. ويوفّر الجزء الثاني من هذا الفصل، الذي يبدأ ببحث أمواج دو بروي De Broglie (الجزء ٢٢: ٩)، منتقلاً إلى مبدأ الإرتياب uncertainty principle (الجزء ٢٣: ١٤)، ومنتهياً بجزء اختياري (الجزء ٢٣: ١٥) حول معادلة شرودنجر، التطوير الرئيسي للأفكار الكوانتية (الكمية) التي تُطبّق لاحقاً. أما الفكرة الأساسية التي توحد هذا الفصل كله فهي الطبيعة الموجية للمادة.

ويلتقط الفصل ٢٤ خيط تطوير الفيزياء الذرية التي تكوّن منها القسم الأول من الفصل ٢٣، وينطلق منه إلى نظرية تكمية الغزل spin والزخم الزاوي. ويوسّع جزء اختياري (٢: ٢٤) فكرة التراكب superposition التي أدخلت في الجزء ٢٣: ١ لتشمل الموضوع الدقيق الخاص بتراكب حالات الغزل. وتُستكمل معالجة ذرة الهيدروجين في الجزء ٢٤: ٤. وتعالج الأجزاء ٢٤: ٥-٨ الذرات عديدة الإلكترونات، وتقدّم توضيحاً هاماً تماماً للجدول الدوري كما يظهر في الجزء ٢٤: ٧. ويوفّر الجزء ٢٤: ٩ الذي يتناول البنية الدقيقة للأطياف، والجزء ٢٤: ١٠ الذي يتناول التأثيرات المغناطيسية مادة اختيارية إضافية في البنية الذرية. أما الأجزاء الأخيرة اللذان يتناولان الروابط البذرية interatomic bonding والليزر، فهما وصفيان تماماً وبسيطان نوعاً ما، ما عدا ما يتعلق منهما ببحث الدوران الجزيئي.

ويبدأ الفصل ٢٥، وهو الأول من فصلين خُصصا لدراسة النوى، مباشرةً بوجهة نظرٍ حديثةٍ للنواة: مكوناتها، وحجمها، وشكلها، وبنية مستوياتها الطاقية energy-level structure. أما النشاط الإشعاعي والتاريخ المبكر للفيزياء النووية فقد تُركا للفصل التالي. ويبدأ مجهود خاص، في الفصل ٢٥، لمقارنة النوى والذرات والمقابلة بينهما باعتبارهما أنظمة فيزيائية. وتتجلى المقارنة، مثلاً، في الجزء ٢٥: ٤ الخاص بمستويات الطاقة النووية، والجزء ٢٥: ٥ المتعلق بالخرائط النووية والطاقات الرابطة، والجزء ٢٥: ٨ الذي يتناول التركيب الغلافي النووي. ويتيح الجزء ٢٥: ٦ المتعلق بالبيونات pions والقوة النووية فرصةً لربط الفيزياء النووية بفيزياء الجسيمات واستغلال صيغة الزمن - الطاقة لمبدأ الارتياب. أما استقرار النيوترون فمشمول في الجزء ٢٥: ٧ لأنه يوضح بشكلٍ مُثيرٍ أهمية تكافؤ الكتلة والطاقة.

وترد التطويرات الكمية الرئيسة في الفصل ٢٦ في الجزأين الأولين، إذ يتم فيها ربط الانحلال الآسي بقانون احتمال يُوثر في أحداث فردية، وتفسير انحلال ألفا بدلالة امواج كوانتية تخترق حاجز طاقة الوضع. أما باقي الفصل فيخصص لمعالجة أكثرَ وصفيّةً لعمليات أخرى من الانحلال والتفاعل النووي. ويظهر بحث تاريخي عن النشاط الإشعاعي في الجزء ٢٦: ٤. ونظراً لأهميتهما العملية الكبيرة، يُعطى الانشطار النووي والدمج النووي أكثرَ من مجرد اهتمامٍ عادي (الجزءان ٢٦: ٦ و ٢٦: ٧). وثمة موضوع عملي آخر، وهو قياس شدة الإشعاع، يظهر في القسم الأخير من الجزء ٢٦: ٤.

ويمكن اعتبار الفصل ٢٧ بأكمله اختياريًا. فبحثه للجسيمات الأولية يوسّع المادة التمهيدية حول هذا الموضوع التي ظهرت في الفصل ٣. وستُستخدم هذا الفصل أفكاراً نسبية وكوانتية، غير أنه لا يُضيف إليها أية تطوراتٍ فنيّةٍ أخرى. كما يتيح المجال للطالب لمواجهة بعض الأفكار الأكثر عمقاً في الفيزياء المعاصرة في حدودها غير المكتملة. ومن الممكن لمساقٍ من هذا النوع أن ينتهي بعرضٍ وصفيٍّ لفيزياء الحالة الجامدة، وقد يرغب بعض المدرسين في استخدام مادةٍ من مصادرٍ أخرى لهذا الغرض.

المحتويات

القسم السادس : النسبية

١	الفصل ١٩ : أطر الاسناد والأثير
٢	١ : ١٩ النسبية واللامتغيرة
٢	٢ : ١٩ نسبية غاليليو
٥	٣ : ١٩ تحويل غاليليو
١٠	٤ : ١٩ معضلة الكهرومغناطيسية
١٤	٥ : ١٩ تجربة ميكلسون - مورلي
٢٠	٦ : ١٩ جهودٌ للابقاء على الاثير
٢٢	٧ : ١٩ النظرية النسبية الخاصة : فرضيتا آينشتاين
٣٧	الفصل ٢٠ : الزمكان
٣٧	١ : ٢٠ نسبية الزمان
٣٩	٢ : ٢٠ تباطؤ الزمان
٤١	٣ : ٢٠ بعض خصائص أحداث الزمكان
٤٥	٤ : ٢٠ انكماش لورنتز
٤٧	٥ : ٢٠ تجربة عقلية أخرى
٥٠	٦ : ٢٠ معادلات تحويل لورنتز
٥٥	٧ : ٢٠ نتائج مترتبة على تحويل لورنتز
٦٦	٨ : ٢٠ اختبارات تحويل لورنتز

٦٧	* ٩: ٢٠ ظاهرة دُبْلَر*
٧١	١٠: ٢٠ الفترات، الزمكان، والخطوط العالمية
٧٧	١١: ٢٠ نقيضة التوأمين
٨٣	١٢: ٢٠ أهمية سرعة الضوء

١١١	الفصل ٢١: الطاقة والزخم النسبويان
١١١	١: ٢١ الطاقة
١٢٢	٢: ٢١ الزخم
١٢٧	٣: ٢١ الجسيمات العديمة الكتلة
١٣٠	٤: ٢١ مثال على انحلال الجسيم
١٣٣	٥: ٢١ المتجهات الاربعة
١٤١	* ٦: ٢١ الجسيمات في بعد واحد
١٥١	٧: ٢١ ظاهرة كومتون
١٥٧	٨: ٢١ أهمية النسبية الخاصة

١٨٥	الفصل ٢٢: النسبية العامة
١٨٥	١: ٢٢ قوى القصور وقوى الجاذبية
١٨٨	٢: ٢٢ مبدأ التكافؤ
١٩١	٣: ٢٢ انحناء الضوء بالجاذبية
١٩٤	٤: ٢٢ الجاذبية والزمن: الازاحة الجاذبية نحو الأحمر
١٩٨	٥: ٢٢ الجاذبية والمكان: حركة عطار
٢٠٠	٦: ٢٢ الهندسة الجديدة والميكانيك الجديدة
٢١٢	٧: ٢٢ النظرة الجديدة للطبيعة
٢١٣	٨: ٢٢ الكون الواسع

* أجزاء الفصول وفروعها المشار إليها بنجوم هي اختيارية .

القسم السابع : الميكانيك الكوانتية

٢٢٩	الفصل ٢٣ : الجسيمات والامواج
٢٢٩	١ : ٢٣ ثورة الميكانيك الكوانتية
٢٣٢	٢ : ٢٣ الفوتون
٢٤١	٣ : ٢٣ الالكترون
٢٤٨	٤ : ٢٣ الاطيف الخطية
٢٥١	٥ : ٢٣ طيف الهيدروجين
٢٥٨	٦ : ٢٣ الفرضيات الاساسية لنظرية بور الذرية
٢٦٢	٧ : ٢٣ ذرة بور
٢٧٠	٨ : ٢٣ مدارات بور
٢٧٦	٩ : ٢٣ امواج دو بروي
٢٨٢	١٠ : ٢٣ الامواج والاحتمال : الدالة الموجية
٢٨٦	١١ : ٢٣ الامواج والحبيبة : الجسيم في الصندوق
٢٩٢	* ١٢ : ٢٣ الامواج واللائموضع : حجم الذرات
٢٩٥	١٣ : ٢٣ تراكب الدوال الموجية
٢٩٨	١٤ : ٢٣ مبدأ الارتياب
٣٠٤	* ١٥ : ٢٣ معادلة شرودنجر

٣٥١	الفصل ٢٤ : البنية الذرية
٣٥١	١ : ٢٤ تكمية الزخم الزاوي
٣٦٠	* ٢ : ٢٤ تراكب حالات الغزل
٣٦٢	٣ : ٢٤ ذرة الهيدروجين : الأعداد الكوانتية والدوال الموجية

٣٦٧	٤ : ٢٤	غزل الالكترون
٣٧٠	٥ : ٢٤	تقريب المجال المركزي
٣٧٢	٦ : ٢٤	الجدول الدوري
٣٧٥	٧ : ٢٤	مبدأ المنع والبنية الذرية
٣٨٠	٨ : ٢٤	الالكترونات الداخلية والخارجية
٣٨٥	٩ : ٢٤	البنية الدقيقة
٣٩٣	١٠ : ٢٤	تأثير المجال المغناطيسي في مستويات الطاقة الذرية
٤٠١	١١ : ٢٤	زمر الذرات
٤١١	١٢ : ٢٤	الليزرات والابتعاث المستحث

٤٤٣	الفصل ٢٥ : البنية النووية	
٤٤٤	١ : ٢٥	التركيب النووي
٤٥١	٢ : ٢٥ *	تجارب تشتت
٤٥٥	٣ : ٢٥	حجم النوى وشكلها
٤٦١	٤ : ٢٥	مستويات الطاقة والانتقالات
٤٦٦	٥ : ٢٥	جدولة النوى
٤٧٤	٦ : ٢٥	البينونات والقوى النووية
٤٨١	٧ : ٢٥	استقرار النيوترون
٤٨٤	٨ : ٢٥	التركيب الغلافي النووي

٥١٣	الفصل ٢٦ : التحولات النووية	
٥١٤	١ : ٢٦	الاحتمال والانحلال الاسي
٥١٩	٢ : ٢٦	انحلال الفا
٥٣٢	٣ : ٢٦	انحلال بيتا
٥٣٥	٤ : ٢٦	سلاسل الانحلال المشع
٥٤٢	٥ : ٢٦	التفاعلات النووية
٥٥٤	٦ : ٢٦	الانشطار النووي
٥٦٣	٧ : ٢٦	الدمج النووي

٥٩٧	الفصل ٢٧ : الجسيمات
٥٩٨	١ : ٢٧ انواع التفاعلات
٦٠١	٢ : ٢٧ الميونات والالكترونات
٦٠٧	٣ : ٢٧ الجسيمات المتفاعلة تفاعلاً قوياً
٦١٨	٤ : ٢٧ النيوتريونات
٦٢٨	٥ : ٢٧ النظرة الزمكانية للتفاعلات : مخططات فاينمن
٦٣٥	٦ : ٢٧ النظرية TCP : نظرية عكس الزمان، تبادل الشحنة، وتعاكس المكان
٦٣٧	٧ : ٢٧ لامتغيرية عكس الزمن
٦٤٠	٨ : ٢٧ لامتغيرية تعاكس المكان : التعادلية المكانية
٦٤٦	٩ : ٢٧ لامتغيرية تصريف الشحنة
٦٤٨	١٠ : ٢٧ نظير الغزل
٦٥٢	١١ : ٢٧ الفوضى دون المجهرية

٦٧٥	الملاحق
٧٢٣	قاموس المصطلحات

القسم السادس
النسبية

PART SIX
Relativity

الفصل التاسع عشر

أطر الاسناد والاثير

Frames of Reference and the Ether

النَّظَرِيَّةُ النَّسَبِيَّةُ ونظريَّةُ الكمِّ، اللَّتان وُلدتا في السنواتِ الخمسِ الأولى من القرنِ العشرين، قد عمَّقتا معاً ودرجةً كبيرةً فَهَمَّنَا للطَّبِيعَةِ. وبالطبع، فإنَّ هذا القولُ يصدِّقُ على أيَّةِ نظريَّةٍ هَامَّةٍ للطَّبِيعَةِ. غيرَ أنَّ هاتينِ النَّظَرِيَّتَيْنِ الجديديَّتَيْنِ تفرَّدتا بشيءٍ يرمزُ إلى تبدُّلٍ في العلاقةِ بينِ العِلْمِ والخِبْرَةِ الانسانيَّةِ. فقد أسهمت كلُّ منهما في إحداثِ ثورةٍ تامَّةٍ في نظرةِ كلِّ من العالمِ والفيلسوفِ إلى الكَوْنِ. فلأوَّلَ مرَّةٍ في تاريخِ العلمِ، استُحدثت مفاهيمُ عارِضتِ الفطرةِ السليمةِ وتحدَّت التخيُّلَ. وليس الإنسانُ اليوم، بعد انقضاءِ جيلَيْنِ، بأقْدَرَ على تصوُّرِ الزمَّكانِ spacetime الرباعيِّ الأبعادِ والطَّبِيعَةِ الموجيَّةِ - الجُسيمِيَّةِ للفوتونِ منه عندما استُحدثت هذه الأفكارُ. أما سببُ ذلك، فلا يصعبُ العثورُ عليه. فنحن، بني البشر، مخلوقاتٌ كلاسيكية، وعِلْمُ ما قبلَ القرنِ العشرين يكفي تماماً لوصفنا من ناحيةٍ عامةٍ. ونظريَّةُ الكمِّ* لا تعيننا إلَّا على المستوىِ المجهرِيِّ البيوكيميائيِ biochemical دونَ مدى إدراكنا، والنسبيَّةُ كذلك لا أهميَّةَ لها في الحياةِ العاديَّةِ لأننا نتحرَّكُ، حتى في الطيرانِ النفاث، بسرعاتٍ تقلُّ كثيراً عن سرعةِ الضوءِ. وعلى الرغمِ من ذلك، فإنك ستجدُّ، وأنت تستكشفُ حدودَ الصغيرِ جداً والسريعِ جداً في هذا المجلد، أن عطاءَ هاتينِ النظريَّتينِ الجديديَّتَيْنِ يتعدَّى كونهَ إثارةً ذهنيَّةً محضةً أو تحدِّياً عقلياً بحتاً. ومع ان مفاهيمهما نائيةٌ وبعيدةٌ إلا انها قد انتجتا وفرةً من النتائجِ العمليَّةِ.

* نظرية الكم أو النظرية الكوانتية

ان مفاهيم الفيزياء الحديثة
لا تُدرك مباشرةً

ومع ذلك فان للنظريات
الجديدة تأثيرات عملية

١٩:١ النسبية واللامتغيرية Relativity and Invariance :

تُعنى النظرية النسبية بفكرتين متعارضتين ظاهرياً، النسبية واللامتغيرية. وتعني النسبية هنا نسبية الملاحظة، فأنا أرى ظاهرة معينة بطريقة ما، وأنت تراها بأخرى، وهي تشير الى الاختلاف. أما اللامتغيرية فتشير الى موطن الاتفاق، أي الى تلك الجوانب من الظاهرة (وأهم من ذلك قوانين الظواهر تلك) التي تبدو واحدة للملاحظين observers مختلفين. ويمكننا، بدلا من النسبية واللامتغيرية ان نستخدم الذاتية subjectivity والموضوعية objectivity. وعلى أية حال، فذاتية النسبية هي نوع معين من الذاتية الفيزيائية، ولا تدل على مجرد الاختلافات في الإدراك الانساني. كذلك فان موضوعية النسبية ليست هي «الحقيقة الموضوعية» التي يعنها الفلاسفة، بل إنها موضوعية بالتعريف، أي اتفاق الملاحظين على اعتبار أن الجوانب المشتركة من قياساتهم حقيقة واقعة.

النسبية = الاختلاف في القياس = ذاتية الملاحظ

اللامتغيرية = الاتفاق في القياس = موضوعية الملاحظ

وما يثير الدهش أن النظرية النسبية قد اضافت الى العلم المزيد من النسبية (أو الذاتية) والمزيد من اللامتغيرية (أو الموضوعية). فقد بين أينشتاين أن عدداً من الكميات التي كان يُظن سابقاً بأنها لا متغيرة invariant هي في الواقع نسبية، ومن أبرز هذه الكميات الزمن. ولكنه في الوقت نفسه بين لنا كيف نستخلص كميات لا متغيرة جديدة من الزيادة في نسبية الملاحظة. والأهم من ذلك كله، أنه رفع الى مرتبة المسلمات العلمية الاساسية المبدأ القائل إن القوانين التي تحكم الظواهر، على الرغم من نسبية الملاحظات الخام لها، يجب أن تكون لا متغيرة. فمن الزيادة في ذاتية subjectivity الملاحظة التي جلبتها معها النظرية النسبية انبثقت وجهة نظر جديدة وأكثر عمقا بشأن موضوعية القوانين الفيزيائية.

مزيد من النسبية ومزيد من اللامتغيرية في النظرية النسبية

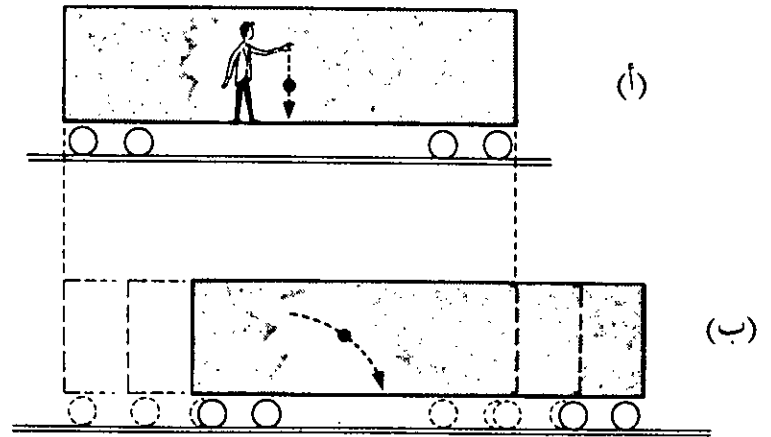
١٩:٢ نسبية غاليليو Galilean relativity :

إن فكرتي النسبية واللامتغيرية موجودتان في ميكانيك نيوتن العادية، ويمكن توضيحهما بتجارب ميكانيكية بسيطة، كتلك الواردة في جزء الفصل ٧:١٠. وسيكون هدفنا في هذا الجزء والجزء الذي يليه إستعراض النقاش الذي ورد في ذلك الجزء السابق وتوسيعه. إعتبر، مثلاً، ولداً في قاطرة تتحرك بانتظام، يُفَلِّت من يده كرة ويدعها تسقط مباشرة الى أسفل. فمن وجهة نظره، تبدأ الكرة من السكون، وتسقط رأسياً الى أسفل بتسارع منتظم. أما بالنسبة لمشاهد خارج القطار، فسوف تكون له وجهة نظر مختلفة

(الشكل ١٩ : ١)، وسوف يقول إن المسار «الفعلي» للكرة في فراغ القاطرة هو قطع مكافئ parabola ، فللكرة عند إفلاتها حركة إلى الامام ، وهي تسقط لذلك كقذيفة في قوس قطع مكافئ . غير أنه ، مع ذلك ، سوف يُسلّم بأن الولد مُصِيبٌ في تعيين تسارع سُفلي منتظم للكرة ، ولسوف يتفق الاثنان حقاً على مقدار هذا التسارع . ويمكننا تلخيص مواطن الاتفاق والاختلاف بين الملاحظين في جدولٍ قصير . (لاحظ أن هذا الجدول يتعلق بميكانيك نيوتن وأنه يجب تغييره عندما نتطرق إلى ميكانيك أينشتاين الجديدة).

نقاط	نقاط
الاتفاق	الاختلاف
التسارع	الموضع
الكتلة	السرعة المُتجهة
القوة	الاحداثيات
الزمن	
قوانين الحركة	

الاتفاق والاختلاف في
القياس الكلاسيكي



الشكل ١٩ : ١ : نسيئة الملاحظة في ميكانيك نيوتن : (أ) في إطار إسناد مثبت بالقطار ، تسقط كرة رأسياً إلى أسفل ، (ب) في إطار إسناد يرتكز على الأرض ، تبدو نفس الحركة كقطع مكافئ parabolic . ويتفق الملاحظان على بعض جوانب الحركة ويختلفان في جوانب أخرى . (أنظر الشكلين ٧ : ٢٠ و ٧ : ٢١ أيضاً).

وثمة اختلاف بين على الموضع نظراً لوجود اختلاف على شكل المسار. كذلك يوجد اختلاف بين على السرعة المتجهة velocity ، لأن الملاحظ الخارجي يعتبر أن للكرة مركبة سرعة أفقية، بخلاف الملاحظ الداخلي، الذي يعتبر أن للكرة سرعة متجهة رأسية فقط. وهناك أيضاً اختلاف متركز على الاحداثيات، وهو أمر لا يرتبط بالضرورة بالحركة النسبية للملاحظين. فأي ملاحظين يمكنها دوماً اختيار نظامين مختلفين من الاحداثيات ينسبان اليهما قياساتهما.

وبالرغم من الاختلافات، تظل هناك أرضية اتفاق كبيرة بين الملاحظين. فكلاهما سوف يقيس نفس التسارع، ذلك لأنه لا يوجد تسارع نسبي بين الملاحظين (أنظر الجزأين ١٩: ٣ و ١٠: ٧). ويُفترض في الميكانيك أن الكتلة والزمن كميتان لا متغيرتان محددتان، ولو كان الأمر على خلاف ذلك، لتزعزعت نظرية الميكانيك الى درجة كبيرة، (كما تزعزعها حقاً النظرية النسبية). ومن ناحية تجريبية فإن أوزان مسافري القطارات لا تتغير، مما يدل على أن كلا الملاحظين يقيس نفس القوة*. والأهم من ذلك كله، أن مسافر القطار (الذي يفضل الآن أن يكون عالماً لا ولدًا)، اذا ما استكمل تجربة اسقاط الكرة بتجارب أخرى عديدة، فأنه سوف يتوصل الى قوانين نيوتن، وهي تماماً القوانين التي يعرف الملاحظ الخارجي أنها صحيحة في الاطار الساكن خارج القطار.

إن حقيقة اتفاق الملاحظين في أطر اسناد قصورية مختلفة على قوانين الحركة تُعرف بنسبية غاليلو (انظر الصفحة ٣١٤ من المجلد الأول)**. وتعني هذه النسبية أن الأرض ليست بمختبر أفضل أو أسوأ من القطار، وأن للعالم المسافر نفس حق العالم الواقف على الأرض في ادعاء أنه هو الساكن وان الآخر هو المتحرك. إن لامتغيرية قوانين الحركة تحول دون اعتبار أي إطار اسناد مفرد كإطار مفضل للميكانيك، وهي بذلك تنفي الحركة المطلقة.

نسبية غاليلو

* في صياغة منطقية ممكنة للميكانيك، تُعرف القوة بحاصل ضرب الكتلة في التسارع. وفي هذه الحالة، فإن لامتغيرية كل من الكتلة والتسارع تعني تلقائياً لامتغيرية القوة. أما في الصياغة المنطقية الأخرى، حيث تُعرف القوة على حدة، فيجب التأكد بالتجربة من لامتغيريتها.

** الفيزياء الكلاسيكية والحديثة، المجلد الأول، مجمع اللغة العربية الأردني، ١٩٨١.

١٩ : ٣ تحويل غاليليو Galilean transformation :

لا يكفي أن نعرف أن الملاحظ المسافر والملاحظ الساكن يقيسان مواضع وسرعات متجهة مختلفة لنفس الكرة المتحركة، بل نحتاج الى معرفة كيفية اختلافهما، أي نحتاج الى التعبير عن الاختلاف بينهما كمياً. وذلك أمر سهل عمله. وبصورة عامة، فان مجموعة العلاقات الرياضية التي تربط قياسات ملاحظ بقياسات ملاحظ آخر تدعى تحويل transformation. وفي الميكانيك الكلاسيكية يدعى تحويل قياسات المكان والزمان من ملاحظ الى آخر يتحرك بانتظام بالنسبة له بتحويل غاليليو Galilean transformation. وبداعي البساطة، سنركز اهتمامنا على الحركة في مستوي، ونفرض أن ملاحظنا المسافر يقيس مسافات أفقية s الى الأمام من مؤخرة القطار ومسافات رأسية z الى أعلى من أرضية القطار (الشكل ١٩ : ٢)، في حين أن الملاحظ على الأرض يقيس مسافات أفقية s' من عمود ثابت على الأرض ومسافات رأسية z' الى أعلى من منصة في مستوى أرضية القطار. ولذا، فان القياسين s و s' سوف يتطابقان. ويجب افتراض تطابق قياسي الزمن t و t' إذا كان الملاحظان يحملان ساعتين مضبوطتين، (وهو افتراض سنضطر قريباً الى تغييره). أما s و s' فهما القياسان اللذان يختلفان فيهما. فاذا مرت مؤخرة القطار بالعمود A عند $t = 0$ ، فانها تكون قد تحركت الى الأمام فيما بعد مسافة تساوي vt ، حيث v هي سرعة القطار. ومن الواضح من الشكل ١٩ : ٢ أن s و s' يختلفان عن بعضهما بعضاً بهذه المسافة vt . ولذلك، يمكن كتابة تحويل غاليليو كمجموعة من ثلاث معادلات على النحو التالي:

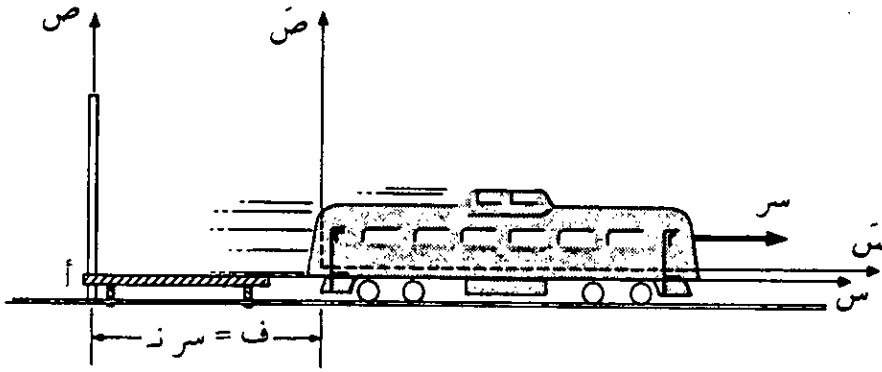
$$\begin{aligned} s &= s' + vt' & (١ : ١٩) \\ z &= z' & (٢ : ١٩) \\ t &= t' & (٣ : ١٩) \end{aligned}$$

تحويل غاليليو

وفي كل من هذه المعادلات الثلاث نجد على اليسار قياساً (أو أكثر) للملاحظ على القطار، في حين نجد على اليمين قياساً للملاحظ على الأرض. وبذلك يكون لدينا تحويل من s ، z ، و t الى s' ، z' ، و t' . وبالعكس، فهذا التحويل، وبقدرة مساو،

تحويل أيضاً في الاتجاه الآخر. وإذا اتفق الملاحظان على جعل محوريهما S و S' في نفس المستوى، فإنها سوف يتفقان على الأحداث التي العمودية على هذا المستوى، وعندها نستطيع إضافة معادلة رابعة إلى المعادلات الثلاث السابقة لإكمال التحويل:

$$E = E' \quad \dots \dots \dots (19:4)$$



الشكل ١٩: ٢ : تعريف الأحداث في إطارَي إسناد

■ مثال ١: إذا أسقطت الكرة في الشكل ١٩: ١ عند $z = 0$ من ارتفاع E فوق الأرض ومسافة S من مؤخرة العربة، فما المعادلات التي تصف حركتها بالنسبة للملاحظين؟

تربط معادلات تحويل غاليلو مجموعتي المشاهدات، إلا أنها لا تزودنا بأي منها. ومن أجل ذلك، يجب استخدام قوانين الحركة. وفي هذا المثال، تسقط الكرة رأسياً بتسارع g في إطار الإسناد المثبت بالقطار، وتحدد حركتها في هذا الإطار بالعلاقين التاليين:

$$S = S'$$

$$S' = S - \frac{1}{4} g z'$$

$$S' = S - \frac{1}{4} g z'$$

وبتعويض المعادلتين هاتين في المعادلتين ١٩ : ١ و ١٩ : ٢ نحصلُ على وصفِ الحركة
في اطارِ الإسنادِ المثبت بالارض :

$$س = س. + سر.د$$

$$ص = ع - \frac{1}{\gamma} g.د$$

وبضمّ هاتين المعادلتين معاً لحذفِ الزمنِ د، نحصلُ على النتيجةِ التالية :

$$ص = ع - \frac{g}{\gamma^2} (س - س.)$$

وهذه هي معادلةُ قطعٍ مكافئٍ.



وبفرضِ أنْ الأحداثِياتِ س ، ص ، ع و س. ، ص. ، ع هي احداثياتُ جسمٍ متحركٍ، فمن الممكنِ مفاضلةُ معادلاتِ التحويلِ بالنسبةِ للزمنِ للحصولِ على تحويلِ السرعةِ المتجهة :

$$سر. = سر. + سر.د \quad (٥ : ١٩)$$

تحويل السرعة المتجهة

$$سر. = سر.د \quad (٦ : ١٩)$$

$$سر. = سر.د \quad (٧ : ١٩)$$

وتُبينُ هذه المعادلاتُ نسبةً غالبيلو للسرعةِ المتجهة. لاحظْ أنْ سر هي السرعةُ النسبيةُ لأطاري الاسناد، في حين ان سر.، سر. وهلمَّ جرّاً تشيرُ الى مركباتِ السرعةِ المتجهةِ لجسمٍ يُلاحظُ في كلا الاطارين. وتعطينا مفاضلةً أخرى للمعادلاتِ ١٩ : ٥ وحتى ١٩ : ٧ ما يلي :

$$ت. = ت.د \quad (٨ : ١٩)$$

نفس التسارع لكلا
الملاحظين

$$ت. = ت.د \quad (٩ : ١٩)$$

$$ت. = ت.د \quad (١٠ : ١٩)$$

، مما يؤكد لامتغيرية التسارعِ للملاحظين.

الحدث : نقطة في الزمكان

إن مفهوم الحدث event هام في النظرية النسبية . ومتوقعين حاجتنا إليه فإننا نعرض فكرته هنا . ان الحدث نقطة في المكان والزمان ، وهو في العادة (وليس بالضرورة) شيء يقع "happening" or occurrence في مكان معين وزمان محدد . فبدء سقوط الكرة في الشكل ١٩ : ١ حدث ، وارتطامها بالارض حدث آخر . ويشار الى الفاصل separation المكاني والزمني بين حدثين بالرموز Δ س ، Δ ص ، Δ ع ، Δ ن ، حيث Δ س = س_٢ - س_١ ، Δ ص = ص_٢ - ص_١ ، وهلم جرا . وترتبط هذه المسافات والأزمنة بين حدثين بتحويل غاليلو على النحو التالي :

$$\begin{aligned} \Delta \text{س} &= \Delta \text{س} + \Delta \text{سر} \quad (١١: ١٩) \\ \Delta \text{ص} &= \Delta \text{ص} \quad (١٢: ١٩) \\ \Delta \text{ع} &= \Delta \text{ع} \quad (١٣: ١٩) \\ \Delta \text{ن} &= \Delta \text{ن} \quad (١٤: ١٩) \end{aligned}$$

شكل آخر لتحويل غاليلو

وبالرغم من أن هذه المعادلات تبدو الى درجة كبيرة كالمعادلات ١٩ : ١ - ١٩ : ٤ ، الا أنها في الواقع أعم منها . فهي تتطلب فقط ان تكون المحاور س ، ص ، وع موازية للمحاور س ، ص ، وع على الترتيب ، وأن تكون الحركة النسبية لاطاري الاسناد في اتجاه س . وليس من الضروري ان يكون المحوران س و س واقعين على الخط نفسه ، كذلك من غير الضروري أن يمر مركزا نظامي الاحداثيات : احدهما بالآخر ، في أية لحظة زمنية .

■ مثال ٢ : الحدث ١ هو سقوط الكرة من الارتفاع ع في الشكل ١٩ : ١ ، والحدث ٢ هو ارتطامها بالارض . ما الفاصل المكاني والزمني بين هذين الحدثين لكل من الملاحظين؟

الازاحة الرأسية للكرة هي : ص_٢ - ص_١ = ع - ع وازاحتها العرضية transverse (في اتجاه ع) هي صفر . لذلك ، فإن :

$$\Delta \text{ص} = \Delta \text{ص} = ع - ع$$

$$\Delta \text{ع} = \Delta \text{ع} = \text{صفر}$$

أما زمنُ سقوطها فهو واحدٌ أيضاً في الاطارين :

$$\Delta z = \Delta z' = \sqrt{\frac{2g}{\epsilon}}$$

وفي القطارِ، لا تعاني الكرةُ أيةَ ازاحةٍ في اتِّجاهِ المحورِ س، لذلك، فإنَّ :

$$\Delta s = \text{صفر}$$

وبمساعدةِ المعادلتين ١٩ : ١٥ و ١٩ : ١٦، تعطينا المعادلة ١٩ : ١١ ما يلي :

$$\Delta s = s_{\text{سر}} = \sqrt{\frac{2g}{\epsilon}}$$

ان غرضنا من تقديم هذا المثال ليس لأجل تعلُّم شيءٍ جديدٍ عن الكراتِ الساقطة، بل لاستثارةِ طريقةٍ في التفكيرِ في الأحداثِ والملاحظين مُفيدةٍ بحدِّ ذاتها في النظريةِ النسبية.

مثال ٣ : تتحركُ عربةُ قطارٍ طولها ط الى الامام بسرعة سر، ويمشي رجلٌ من مُقدِّمةِ العربةِ الى مؤخرتها في زمنٍ نر. ما متوسطُ سرعتهِ في اطارِ اسنادٍ مُثبتٍ بالقطار؟ وفي اطارٍ مُثبتٍ بالارض؟ وما المسافةُ التي يقطعها فوق الارض؟ في اطارِ اسنادٍ مُثبتٍ بالقطار، يمكننا كتابةُ ما يلي :

$$s_1 = ط، s_2 = \text{صفر}، \Delta s_1 = ط - \text{صفر} = ط؛$$

$$n_1 = \text{صفر}، n_2 = نر، \Delta n_1 = \Delta n_2 = نر$$

ويكونُ، في هذا الاطار، متوسطُ المركبةِ السينيةِ لسرعةِ الرجلِ المتجهةِ كما يلي :

$$\overline{s_1} = \frac{\Delta s_1}{\Delta n_1} = \frac{ط}{نر}$$

وفي اطارِ اسنادٍ مُثبتٍ بالارض، تعطينا معادلاتِ تحويلِ غاليلو ما يلي :

$$\Delta s = \Delta s_1 + s_{\text{سر}} \Delta n_1 = ط + s_{\text{سر}} نر$$

$$\Delta n = \Delta n_1 = نر$$

لاحظ أن Δ س قد تكون موجبة، أو سالبة، أو صفراً، وفي هذا الإطار يكون متوسط المركبة السينية للسرعة المتجهة للرجل كما يلي:

$$\overline{mrs} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = -\left(\frac{v}{c}\right) + \overline{sr} = \overline{sr} + \overline{sr}$$

ان متوسطي سرعته في الاطارين يساويان المقدارين $\overline{sr}$ و $\overline{sr}$

في الجزء ٧:١ قدمنا وعرفنا أطر الاسناد القصورية. ان تحويل غاليلو يربط بين القياسات الكلاسيكية في أطر اسناد قصورية مختلفة. وتقتصر النظرية النسبية الخاصة special theory of relativity برمتها على نحو مماثل على الأطر القصورية. ومن آهأ، عند اعتبار هذا التقييد، ان نميز بين حركة الملاحظ وحركة الجسم الملاحظ. ذلك ان الملاحظين في النظرية النسبية يتحركون بسرعة متجهة ثابتة، اما الجسم الملاحظ فيمكن ان يتحرك بأية كيفية.

أطر الاسناد القصورية

١٩: ٤ مُعضلة الكهر ومغناطيسية The problem of electromagnetism :

إن حقيقة كون قوانين الميكانيك واحدة في جميع الاطر القصورية توضح ما أسماه بوانكاريه Poincare وآينشتاين Einstein بمبدأ النسبية principle of relativity*. ويصدق المبدأ على ميكانيك الكلاسيكية عندما ترتبط قياسات المكان والزمان للملاحظين المختلفين بتحويل غاليلو. إذ عند ذلك، ويموجب المعادلات ١٩: ٨ - ١٩: ١٠، يتساوى تسارع الجسم كما يقيسه الملاحظان:

مبدأ النسبية: قوانين الطبيعة واحدة في جميع الاطر القصورية

$$\overleftarrow{a} = \overleftarrow{a} \quad \dots \dots \dots (19:18)$$

ويقتض في القوة المؤثرة في الجسم أن تعتمد على موضع الجسم بالنسبة للأجسام الأخرى، (ومن الممكن على السرعات النسبية أيضاً). وهذا يعني أن القوة لا تعتمد على حركة الملاحظ:

* ذكر بوانكاريه ذلك كمبدأ للفيزياء الكلاسيكية التي بدت انها في ورطة. أما آينشتاين فذكره كمبدأ للطبيعة يجب على الميكانيك الكلاسيكية ان تخضع له عند الضرورة.

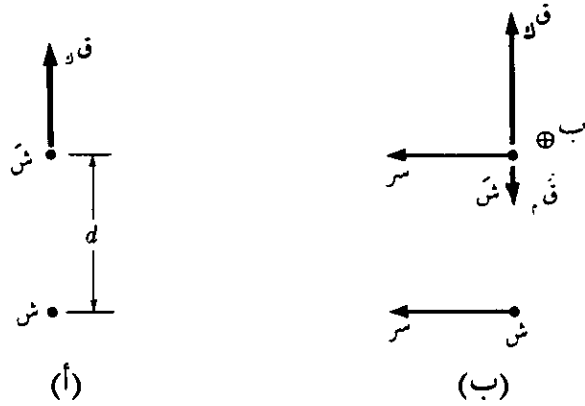
$$\vec{Q} = \vec{Q} \quad \left[\vec{F} = \vec{F} \right] \quad \dots\dots\dots (١٩:١٩)$$

وتكون الكتلة، إن كانت حقاً كميةً مقداريةً لا متغيرةً - كما يُفترضُ في الميكانيك الكلاسيكية - أيضاً واحدةً لكل الملاحظين :

$$\vec{Q} = \vec{Q} \quad [m = m] \quad \dots\dots\dots (٢٠:١٩)$$

ولذلك، فإن قانون نيوتن الثاني لا يتغير، ويقال إنه «لا متغير invariant تحت التحويل». وهذا يعني، إذا كانت $\vec{Q} = m\vec{a}$ ، أن :

$$\vec{Q} = \vec{Q} \quad [\vec{F}' = m\vec{a}] \quad \dots\dots\dots (٢١:١٩)$$



الشكل ١٩ : ٣ : (أ) جُسَيَّان مشحونان ساكنان في أحد اطر الاسناد. تتأثر الشحنة (ش) بقوة كهربائية $\vec{Q}$ و $\vec{F}_E$ (ب) وفي اطار اسناد آخر، يتحرك بالنسبة للأول، تتأثر الشحنة ش بقوة كهربائية $\vec{Q}$ و $\vec{F}_E$ وقوة مغناطيسية $\vec{Q}_M$ ، ويكون المجالان الكهربائيان $\vec{E}$ و $\vec{E}'$ غير متساويين في مقدارهما في إطارَي الاسناد.

كذلك يكون قانونا نيوتن الأول والثالث لا مُتغيرين أيضاً تحت تحويل غاليلو. ويمكن تطوير البنية الكاملة لميكانيك نيوتن بنفس شكلها في أيّ زوجين من الاطر القصورية التي ترتبط فيها قياسات المكان والزمان بالمعادلات ١٩ : ١١ - ١٩ : ١٤.

ومن الطبيعي أن تُستدرج لتجريب الافكار نفسها على الكهر ومغناطيسية، فاحصين معادلات هذه النظرية من حيث لا متغيريتها. أما الطريقة الفعلية لاجراء هذا الفحص فتختص المعالجات الأكثر تقدماً في الفيزياء. وكل ما في وسعنا عمله هنا هو مجرد الافادة بأن

النظرية الكهرو-
مغناطيسية لا تتوافق ونسبية
غاليلو

مصري مثل هذه المحاولة هو الاخفاق أولاً . فعند تحويل قياسات أحد الملاحظين الى قياسات مكانية وزمانية لملاحظ آخر باستخدام المعادلات ١٩: ١ - ١٩: ٤ (أو ١٩: ١١ - ١٩: ١٤)، فإن معادلات الكهرومغناطيسية لا تظل على شكلها . وبالفعل، فالمعادلات الصحيحة في إطار اسناد ما تتحول إلى معادلات غير صحيحة في إطار اسناد آخر . ويمكننا الحصول على ما يدل على اسباب هذه الصعوبة من اعتبار دور السرعة المتجهة في قوانين الكهرومغناطيسية . لنفرض أن جسيمان من الجسيمات المشحونة ساكنان في المختبر، وأن المسافة بينهما ف [الشكل ١٩: ٣ (د)] . فوق ملاحظ في المختبر، فإن كل جسيم يعاني قوة كهربائية نافرة ولا يعاني أية قوة مغناطيسية . أما بالنسبة لملاحظ يتحرك الى اليمين بسرعة مقدارها سر، فيبدو الجسيمان في حالة حركة، ويحد لذلك قوة مغناطيسية جاذبة تؤثر في الجسيمين، بالإضافة إلى قوة التنافر الكهربائية . وحتى تتساوى القوة الكلية المؤثرة في ش لكلا الملاحظين، فلا بد أن تكون القوة الكهربائية ق أكبر من القوة الكهربائية ق ، نظراً لان ق = ق + ق . وإذا افترضنا علاوة على ذلك ان الشحنة كمية مقدارية - وهي لذلك لا متغيرة - فإن المجالين الكهربائيين اللذين يراهما الملاحظان يجب ان يكونا مختلفين ايضاً:

$$m < m' \quad [E' > E]$$

وتكون النتيجة، باتباع مزيد من التحليل المشابه، أن التكاملين السطحيين للمجال الكهربائي المحيط بالشحنة يكونان ايضاً غير متساويين بالنسبة للملاحظين اذا ما ارتبطت قياساتها المكانية والزمانية بتحويل غاليلو:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} > \oint \vec{E}' \cdot d\vec{S}' \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} < \oint \vec{B}' \cdot d\vec{S}'$$

وهذا يعني انه اذا كان قانون غاوس:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

صحيحاً في أحد إطاري الاسناد، فانه لا يكون صحيحاً في الآخر.

ان دور سرعة الضوء في النظرية الكهرومغناطيسية يعطينا دليلاً اضافياً على عدم

التوافق الظاهري بين النظرية ومبدأ النسبية. فالأمواج الكهرومغناطيسية تنتشر بسرعة مقدارها c تتحدد بالمعادلة التالية:

$$\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c \quad \text{---} \quad \left[c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \right] \dots \dots \dots (١٩: ٢٢)$$

وعلى كل حال، فوفق تحويل غاليلو (وعلى وجه التحديد، المعادلة ١٩: ٥)، تعتمد سرعة الضوء - أو أي شيء آخر - على حالة حركة الملاحظ. ولذلك فإذا كان μ_0 و ϵ_0 ثابتين لا متغيرين، فإن السرعة c المحسوبة بالمعادلة ١٩: ٢٢ يجب أن تساوي سرعة الضوء في إطار إنسان قصوري واحد لا غير. وفي المقابل، فإذا كان للمعادلة ١٩: ٢٢ ان تحدد السرعة المقاسة في جميع الأطر القصورية، فإن الثابت ϵ_0 يجب أن يتغير من إطار إلى آخر (نظراً لأن μ_0 اختيرت إعتباطاً كثابت). ومثل هذا التغير يجعل قانون كولوم للقوة الكهربائية يعتمد على حالة حركة الملاحظ.

تنبأ نسبة غاليلو بسرعة متغيرة للضوء، ومن ثم بقيمة متغيرة للكمية ϵ_0 .

وجهات نظر أخرى في النظريات الكلاسيكية

وخلاصة القول، فإن قوانين الميكانيك لامتغيرة تحت تحويل غاليلو، أما قوانين الكهرومغناطيسية فهي على خلاف ذلك متغيرة. ويمكن تصور هذا الفارق بينهما بعدة طرق بديلة. (١) إن مبدأ النسبية يتحقق مصادفة في الميكانيك، إلا أنه ليس مبدأ عاماً للطبيعة، وهو لذلك غير هام. (٢) إن النظرية الكهرومغناطيسية غير صحيحة، ويجب تغييرها لتتوافق ومبدأ النسبية. (٣) إن مبدأ النسبية صحيح، إلا أن تحويل غاليلو (وتبعاً لذلك، قوانين الميكانيك) يجب أن يطرح، ويجب العثور على تحويل آخر جديد يسمح لقوانين الكهرومغناطيسية بأن تكون لامتغيرة. ان ماكسويل وآخرين من بناء النظرية الكهرومغناطيسية في الجزء الأخير من القرن التاسع عشر تبنا وجهة النظر الأولى (مع أنه من المحتمل أنهم لم يفكروا في هذا الأمر وفق التصور المشار إليه آنفاً). فبالنسبة لهم كان وجود إطار إنسان مفضل في الكون بمثابة عقيدة أساسية راسخة في نفوسهم، ولذلك تصوروا وجود وسط فيزيائي - الاثير ether - يملأ المكان في الكون كله. وفي كون يملؤه الاثير فليس ثمة حاجة الى الاعتقاد بمبدأ النسبية؛ بل بدلاً من ذلك، فإن المرء يتوقع ان تتجلى قوانين الطبيعة في أبسط صورها في إطار الاسناد الذي يكون فيه الاثير ساكناً. وربما تتخذ شكلاً آخر في أطر أخرى. أما أينشتاين، الذي كان مدفوعاً بعقيدة نابعة من ذاته - اي بالايان بالصحة الكونية universal validity لمبدأ النسبية - فقد تبني وجهة النظر الثالثة

عقيدة آينشتاين : النظرة
الفلسفية تُشكّل النظرية
الفيزيائية

الجريئة . وعلى هذا الأساس بُنيت ميكانيك جديدة ، ورؤية جديدة للكون ، وحتى تبصرُ
جديد أعمق للكهرومغناطيسية . ومع أن معادلات الكهرومغناطيسية نجت من ثورة
النسبية من دون أن تتغير ، إلا ان تفسير هذه المعادلات اعتراه بعض التبدل .

ان تحويل آينشتاين الذي يربط القياسات المكانية والزمانية لملاحظين مختلفين
(جميعهم في أطر قصورية) يدعى بتحويل لورنتز Lorentz transformation . ويكون هذا
التحويل الجديد وبعض نتائجه الفذة لب الفصل التالي . وسناقش فيما تبقى من هذا
الفصل البحث المخف عن إطار اسناد مفضل والذي جرى في سنوات ما قبل النسبية ،
وكذلك فرضيات آينشتاين التي أعطت مضمونا مثيرا «للعدم nothingness» الذي كان
نتاج هذه الجهود المخففة .

١٩ : تجربة ميكلسون - مورلي The Michelson-Morley experiment :

في معرض مدحه لفكرة الاثير ، قال ماكسويل ، عام ١٨٧٣ :

«إن المناطق الشاسعة ما بين الكواكب والنجوم لن تُعتبر بعد الآن أماكن مهدورة
في الكون ، لم يَجدها الخالق ملائمة لملئها برموز نظام مملكته ذي الأوجه المتعددة . بل ،
سنجدها تزخر بهذا الوسط الرائع ، هذا الوسط الذي يمتد بلا انقطاع من نجم الى
نجم . وعندما يهتز جزيء هيدروجين في نجم الشعري اليانتي dog-star ، يستقبل الوسط
نبضات هذه الاهتزازات ، وبعد أن يحملها في صدره الهائل ثلاث سنوات ، يسلمها في
الوقت المناسب ، وبتابعها المنظم ، وقصتها الكاملة إلى مطياف السيد هيجنز Huggins ،
على تلة طلّس Tulse Hill *» .

لقد عاش الاثير ، لمدة قرنين من الزمان ، في عقول العلماء ، غير أنه حتى ذلك التاريخ لم
يُشر أي دليل تجريبي مباشر ، مهما كان ضئيلاً ، إلى وجوده في أي مكان آخر . لقد حان
الوقت للعثور على الاثير . ومن بين الجهود المتعددة التي بُذلت للعثور عليه في العقود
اللاحقة ، سنناقش واحداً منها فقط وهو تجربة ميكلسون ومورلي .

ان الاعتقاد بالايثير في القرن
التاسع عشر لم تدعّمه
التجربة العلمية

* المقالة الكاملة التي أخذ منها هذا المختصر موجودة في :

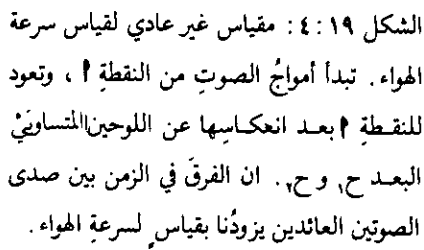
Arthur Beiser, ed., 'The World of Physics (New York: McGraw-Hill Book Company, 1960).

وأما إمكان إجراء اختبار تجريبي حاسم للكشف عن وجود الاثير، فقد تحقق منه لأول مرة ألبرت ميكلسون، الذي كان في عام ١٨٧٩ (كملازم في البحرية الأمريكية عمره ٢٦ سنة) قد أصبح معروفاً بعد قياسه سرعة الضوء بدقة كبيرة.

وقد أنت محاولته الأولى للكشف عن حركة الأرض في الاثير في عام ١٨٨١ في بوتسدام Potsdam ، في المانيا. ووجد لدهشته أنه لم يستطع الكشف عن أية حركة نسبية للأرض والاثير. بيد أن دقة قياسه لم تكن كبيرة، ولذا لم تُثر أية ضجة هامة في دنيا العلم. لكن عندما أعاد ميكلسون وادوارد مورلي Edward Morley التجربة نفسها بعد ست سنوات في كليفلاند Cleveland ، بولاية أوهايو، باستخدام أجهزة مُحسنة كثيراً، لم يُعَد من الممكن التغاضي عن النتيجة السلبية التي حصلوا عليها، ذلك أنه لم يُكشَف عن أية حركة ظاهرية للأرض في الاثير. وقد أيدت إعادات عديدة للتجربة نفسها في العقود اللاحقة نتيجة عام ١٨٨٧، وهي انه لا توجد هناك أية حركة نسبية محسوسة للأرض والاثير⁺.

ولفهم تجربة ميكلسون - مورلي، نترك مؤقتاً الأمواج الضوئية إلى الأمواج الصوتية. فلو أمكن لركاب طائرة في أثناء طيرانها قياس سرعة امواج الصوت في الهواء، لوجدوا قيماً مختلفة تماماً لسرعة الصوت بالنسبة للطائرة بحسب اتجاه حركة الصوت. فمثلاً، نجد: ونحن في طائرة تتحرك بنصف سرعة الصوت، أن أي موجة صوتية تتحرك في الاتجاه المضاد تبدو وكأن سرعتها بالنسبة للطائرة تزيد ٥٠ بالمائة على سرعة الصوت العادية. بينما نجد، من جهة ثانية، أن أي موجة صوتية تتحرك باتجاه الطائرة، تكون سرعتها بالنسبة للطائرة نصف سرعة الصوت العادية. وبناءً على وجهة نظر ميكلسون، فنحن جميعاً ركاب على الأرض التي تتنقل عبر الاثير. فإذا ما واجهنا امواجاً ضوئية فسوف نجدُها وجوباً تتحرك بسرعتين مختلفتين بالنسبة للأرض، بحسب كون الضوء يتحرك صوبنا في رحلتنا عبر الاثير، أو يتحرك لاحقاً بنا في اتجاه حركتنا.

+ أجريت صورة مختلفة لتجربة الريح الاثيرية ether - wind في جامعة كولومبيا في ١٩٥٨ من قبل سندرلهم J.P.Cedarholm ، بلاند G. F. Bland ، هافنز B. L. Havens ، وتاونز C. H. Townes ، ونُشرت في مجلة Physical Review Letters 1,342(1958) ، ووجدت النتيجة السلبية المتوقعة، لكن بدقة أكبر من دقة النتائج السابقة. وبما أن أي انحراف عن النتيجة الصفرية، مهما كان صغيراً، سوف يكون ذا أهمية بالغة، فمما لا شك فيه أن إجراء التجارب سوف يستمر كلما طُورت تقنيات أكثر دقة.



والسبب واحد في حالة كل من الضوء والصوت؛ إذ يفترض أن كلا منهما يتحرك بسرعة ثابتة بالنسبة للوسط الذي ينتشر فيه. تصور الآن مقياساً غير عادي لسرعة الهواء مثبتاً بالطائرة، يتكوّن من مولّد للصوت ومستقبل له (كالميكرفون) مثبت على ظهر الطائرة، ومن صفيحتين صغيرتين لعكس الصوت، احدهما مثبتة بالذيل والأخرى بطرف الجناح، وعلى بعدين متساويين من مجموعة المولّد والمستقبل (الشكل ١٩: ٤). ولنفترض أن صوتاً ما يحدث وأن صده، بعدمضّي بعض الوقت، يعود من الذيل وطرف الجناح. فإذا كانت الطائرة متحركة، فإن صدى طرف الجناح يصل إلى المستقبل قبل صدى الذيل بقليل، ويمكن إظهار فارق الزمن هذا على الأجهزة داخل القمرة cockpit، كي يطلع القبطان على السرعة التي تتحرك بها الطائرة. ولنفرض مثلاً أن سرعة الطائرة ١٧٠ م/ث، أي نصف سرعة الصوت (٢٤٠ م/ث)، وأن كلا الصفيحتين آلاستين تقع على بعد ٦ م من مصدر الصوت. عندئذ تكون سرعة الموجة المتجهة صوب الذيل بالنسبة للطائرة ٥١٠ م/ث، ولذلك تستغرق رحلتها إلى الذيل ١١٧٦/٠٠ ث (١١٧٦ م/ث ms). أما في رحلة العودة، فتكون سرعتها بالنسبة للطائرة ١٧٠ م/ث فقط وتحتاج إلى ثلاثة أمثال الزمن كي تعود، أي إلى ٣٥٢٩ م/ث، وفي الجملة يمر ٤٧٠٥ م/ث قبل عودة صدى الذيل. ومن المفيد أن نعبّر عن ذلك جبرياً. إن زمن انتقال الصوت من المصدر إلى عاكس الذيل ح (الشكل ١٩: ٤)، على بعد L ، هو

- 17 -

حيث v_s سرعة الطائرة و v_a سرعة الصوت، والمجموع $v_s + v_a$ هو سرعة الصوت المُتَّجِه نحو المؤخرة بالنسبة للطائرة. اما زمن عودة الصدى فهو :

$$t_{\text{return}} = \frac{L}{v_s - v_a} \quad \text{ن عودة} = \frac{f}{\text{سر ص} - \text{سر ط}}$$

ولذا فان الزمن الكلي لرحلة صدى الذيل ذهابا وايابا هو مجموع هاتين القيمتين :

$$\text{ن (صدى الذيل)} = \text{ن سفر} + \text{ن عودة} = \frac{f}{\text{سر ص}} \left[\frac{1}{\left(\frac{v_s}{v_a} - 1\right)} \right] \quad (23: 19) \dots \dots$$

$$\left[t_{\text{out}} + t_{\text{return}} = t(\text{صدى الذيل}) = \frac{2L}{v_s} \cdot \frac{1}{1 - (v_a/v_s)^2} \right]$$

وبتحليل مماثل نستطيع ان نحسب الزمن الكلي لصدى طرف الجناح، وهو يساوي :

$$\text{ن (صدى طرف الجناح)} = \frac{f}{\text{سر ص}} \times \frac{1}{\sqrt{1 - (v_s/v_a)^2}} \quad (24: 19) \dots \dots \dots$$

$$\left[t(\text{صدى طرف الجناح}) = \frac{2L}{v_s} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - (v_a/v_s)^2}} \right]$$

ان ما يهمننا هنا هو ان هذا الزمن الاخير اقصر، ويساوي ٤٠٧٥ مـث في مثالنا. ان الحركة تؤخر صدى الصوتين، غير ان تأخير صدى الذيل يزيد على تأخير صدى طرف الجناح. ومن السهل تفسير هذا الفرق بدلالة سرعة الطائرة.

وتعتبر تجربة ميكلسون - مورلي مقياساً لسرعة الاثير مُصَمِّماً في مماثلة تامة لمقياسنا اللاتقليدي لسرعة الهواء. اذ يُرْسَل الضوء في وقت واحد في اتجاهين متعامدين، ثم ينعكس عائداً. ولأن مصدر الضوء واجهزة القياس الأخرى مثبتة بالأرض، فانها تنتقل عبر الاثير بوساطة الأرض. اما الفرق في الزمن بين الاشارتين الضوئيتين المنعكستين فهو اصغر من أن يُقاس مباشرة، الا أنه يمكن استنتاجه من تداخل الموجتين. ويبين الشكل ١٩ : ٥ تصميم التجربة. فموجة الضوء المنبعثة من المصدر (S) [الشكل ١٩ : ٥ (أ)] تنقسم بوساطة لوح

جهاز ميكلسون - مورلي

زجاجي مفضض قليلاً الى موجتين ، احدهما تنتقل الى أعلى نحو المرآة م₂ (M₂) والأخرى تستمر في سيرها نحو المرآة م₁ (M₁). ويؤمن انقسام الشعاع هذا تحالف الموجتين coherent وتساويهما في الطور phase في البداية. ويوفر لوح زجاجي اضافي ح (G) مساراً متساوياً في الزجاج لكلا الشعاعين. ويمر بعض الضوء العائد من م₂ (M₂) في اللوح المفضض ، بينما ينعكس بعضه العائد من م₁ (M₁) عن سطح اللوح المفضض الى عين الملاحظ (أو من الافضل ، الى أداة حساسة للضوء أكثر دقة من العين البشرية). فاذا كانت المرآتان م₁ و م₂ (M₁ و M₂) على نفس البعد تماماً من النقطة م (R) [وهذا ليس ضرورياً ، إلا انه يسهل الأمر قليلاً] ، واذا كان الجهاز ساكناً بالنسبة للأثير ، فان الموجتين اللتين تصلان الى الملاحظ تكونان في نفس الطور تماماً ، وتدعم الواحدة الأخرى لتحدثا بقعة ساطعة من الضوء. اما اذا كان الجهاز يتحرك عبر الاثير ، الى اليسار مثلاً في الشكل ، فان الضوء من م₁ سيتأخر بعض الشيء في رحلته ذهاباً واياباً عن الضوء من م₂ ، ولا تعود الموجتان متساويتين تماماً في الطور ، وسيحدث تداخل جزئي بينهما ، وسيكون الضوء الذي يراه الملاحظ أقل سطوعاً.

وبالطبع ، لا نستطيع إيقاف الأرض وتحريكها بمحض مشيئتنا من اجل ان نعثر على تغير في شدة الضوء. بيد اننا نستطيع ان نفعل شيئاً بسيطاً له نفس الفعالية ، وهو تغيير اتجاه الجهاز. وقد ادار ميكلسون الجهاز برمته ٩٠° ، بحيث اصبح المسار الى م₁ ، ان كان في البداية «معاكساً للرياح upwind» «أو في اتجاهه downwind» ، «متعامداً عليه crosswind» . وكان يجب ان نلاحظ تغيراً في الشدة في اثناء الدوران. وقد أعاد ميكلسون ومورلي التجربة في اوقات مختلفة من السنة ليصيبا حركة الأرض في اتجاهات مختلفة في الفضاء في اثناء دورانها حول الشمس.

ان مقدار التأثير الذي توقع ميكلسون ملاحظته كان صغيراً للغاية ، لأن الأرض حتى عند سرعتها المدارية التي تبلغ ٣×١٠^٣ م/ث (٦٦٠٠ ميل/س) ، تحبو بالمقارنة مع سرعة الضوء. ولحساب الاثر المتوقع ، نستطيع استخدام المعادلتين ١٩: ٢٣ و ١٩: ٢٤ ، حيث نضع محل سر م (v_s) سرعة الضوء c ، ومحل سر م (v_a) سرعة الأرض سر (v). وما يساعد على ذلك أيضاً ان نكتب هاتين المعادلتين بشكل تقريبي دقيق عندما تكون النسبة سر/c [v/c] أصغر من ١ بكثير. ومن المعادلة ١٩: ٢٣ نجد أن :

$$n \text{ (في اتجاه الرياح او عكسه)} = \frac{1}{\frac{v}{c} - 1} \approx \frac{1}{\frac{v}{c} + 1} \text{ (في اتجاه الرياح او عكسه)} \dots (25:19)$$

ن (في اتجاه الرياح او عكسه)
أكبر من ن (في اتجاه متعامد مع
الرياح)

ومن المعادلة ١٩ : ٢٤ ، نجد أن :

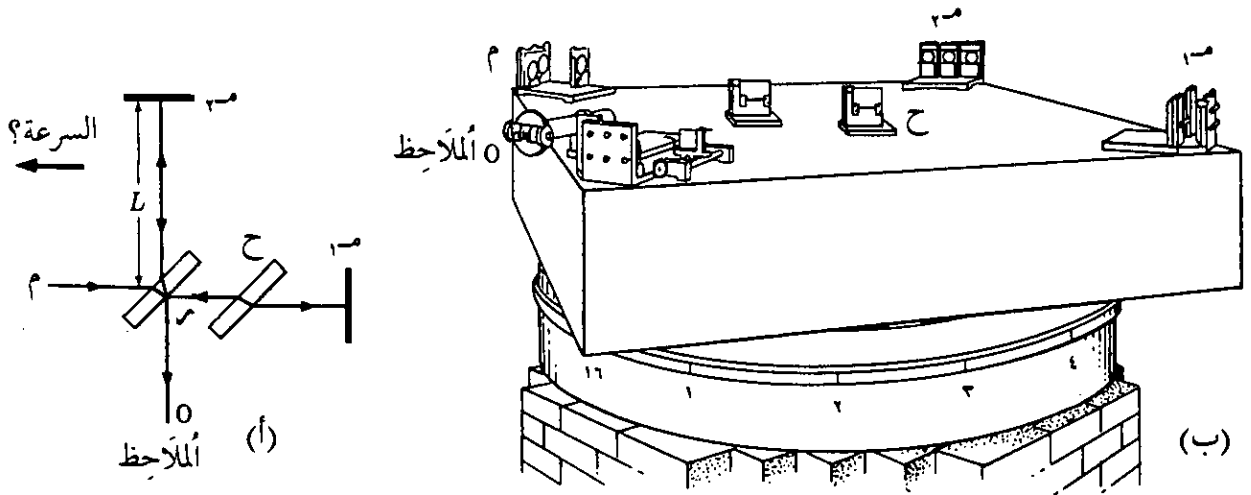
$$\Delta t = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{2L}{c} \approx \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right] \frac{2L}{c} \quad (١٩ : ٢٦)$$

حيث استخدمنا t_0 للدلالة على $\frac{2L}{c}$ ، وهو زمن الرحلة ذهابا وإيابا في حالة انعدام «الرياح» . اما الفرق بين زمني الرحلتين ذهابا وإيابا فهو .

$$\Delta t = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{2L}{c} \quad (١٩ : ٢٧)$$

$$\left[\Delta t = \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 t_0 \right]$$

واذا فرضنا ، كما فعل ميكلسون ، أن سرعة الأرض عبر الاثير تساوي تقريباً سرعتها المدارية ، فإن $\frac{v}{c} \approx 10^{-4}$. إن المسافة من اللوح المفضض جزئيا الى المرآتين العاكستين [الشكل ١٩ : ٥ (ب)] كانت ١١ م على أنسب تقدير . وتعويض هذه الأرقام في المعادلات السابقة ، نحصل على $t_0 = 3.7 \times 10^{-8}$ ث و على $\Delta t = 7.3 \times 10^{-16}$ ث .



الشكل ١٩ : ٥ : (أ) رسم تخطيطي لقياس تداخل interferometer ميكلسون . المصدر عند م ، والملاحظ عند O .

(ب) جهاز ميكلسون ومورلي : المرآتان ولوحا الزجاج مثبتة على قاعدة حجرية طول ضلعها ١٥ م وتطفو في وعاء به زئبق . وتعمل الانعكاسات المتعددة على إطالة المسافة ف (L) إلى حوالي ١١ م . [الرسم مقتبس من :

W.F.Magie, ed., **A Source Book in Physics** (Cambridge, Massachusetts: Harvard University Press, 1935), P. 373.]

الفرق في الطور المتنبأ به هو
تقريباً $\frac{2\pi}{\phi}$

أن المسافة المتوقعة لتأخير أحد الشعاعين المنعكسين عن الآخر تساوي إذن $c\Delta t$ أو 1.1×10^{-10} م (١١٠٠°). وتقل هذه المسافة ٥ مرات عن الطول الموجي للضوء المرئي. ولذلك، فإن الانزياح المتنبأ به، عند إدارة الجهاز، لأي من الموجتين بالنسبة للأخرى يقل نوعاً ما عن الثلاثة آلاف انجستروم (٣٠٠٠°) التي تلزم لتحويل التداخل البناء interference constructive الساطع الى تداخل هدام معتم destructive interference. وعلى كل حال، فقد كان من السهل ملاحظة التغير الناتج في الشدة. وقد كان ميكلسون وموري على ثقة بأنهما يستطيعان الكشف عن تغير في الطور يصغر القيمة المتنبأ بها بعشرين مرة.

وأياً كان الوقت خلال النهار أو خلال السنة، وأياً كان مصدر الضوء المستخدم، فإن دوران الجهاز لم يحدث قط أي تغير ملموس في شدة الضوء، وكان مقياس ميكلسون - موري لسرعة الاثير يعطي دوماً قراءة صفرية، دلت على انعدام حركة الأرض عبر الاثير.

١٩ : ٦ جهود للابقاء على الاثير Efforts to keep the ether :

لقد ثبت عدم سهولة التخلي عن الاثير. فعلى مدى عقدين بذلت جهود عديدة للابقاء على الاثير بالرغم من نتيجة ميكلسون - موري والنتائج السلبية الأخرى للتجارب اللاحقة لتعقب الاثير. ولم يفكر ميكلسون نفسه في التخلي عن الاثير، اذ اعتقد أن الطبيعة قد خدعته بطريقة لا يستطيع تفسيرها، جاعلة تصميمه للتجربة غير مناسب للكشف عن الاثير. ان أبسط خداع من هذا النوع يمكن تصوره هو أن الأرض تجر بعض الاثير معها.

فرضية انجرار الاثير

وبموجب فرضية انجرار الاثير ether-drag هذه، يمكن تفسير النتيجة السلبية لتجربة ميكلسون - موري، باعتبار أن الاثير، بالقرب من سطح الأرض، يكون ساكناً بالنسبة للأرض. وهذا النوع من الانجرار معروف تماماً في حالة الطائرات، التي تجر معها طبقة رقيقة جداً من الهواء الساكن تُعرف بالطبقة الحدية boundary layer. ان أي مجس probe لسرعة الهواء يخترق الطبقة الحدية فقط سوف لا يسجل أية حركة، ولا بد له من أن يخترق الطبقة الحدية متعدياً إياها إلى مجرى الهواء بعدها ليتمكن من كشف حركة الطائرة عبر الهواء. ويمكن للأقمار الصناعية اليوم ان تضع على نحو مماثل مجس ميكلسون - موري لسرعة الاثير في موقع في الفضاء يتعدى الطبقة الحدية للأثير. بيد أنه في الوقت نفسه، لا

بدء من التخلي عن فرضية انجرار الاثير: أولاً، لأنها يجب أن تُحدث بعض الانحناء لضوء النجوم الواصل إلى الأرض، وهو لم يُشاهد أبداً، وثانياً، لأن نظرية النسبية الناجحة قد دفعتنا الى التخلي عن الاثير كلياً، بأنجرار أو من دونه. ومع ذلك، فقد تعود العلماء توقع اللامتوقع، وبكل تأكيد فان تجربة ميكلسون - مورلي ستعاد يوماً ما بعيداً عن سطح الأرض*.

فرضية «الابتعاث»: سرعة الضوء ثابتة بالنسبة لمصدره

والاقتراح الآخر الذي لقي نفس مصير فرضية انجرار الاثير، وللأسباب نفسها، كان الاقتراح بأن الضوء ينتقل بسرعة ثابتة، لا بالنسبة للاثير، بل بالنسبة لمصدر الضوء. وقبل انقضاء عدة سنوات عليه، دُفِنَ هذا الاقتراح نتيجة للأدلة الفلكية. فبعض النجوم تظهر في ازواج يدور فيها أحد فردي الزوج حول الآخر. وعندما يتحرك أحد فردي الزوج نحو الأرض، يتحرك الآخر مبتعداً عنها. ومع ذلك، فقد أظهرت الملاحظات الدقيقة أن سرعة ضوء النجم المقترب من الارض لا تختلف عن سرعة ضوء النجم المبتعد عنها.

فرضية انكماش فيتزجيرالد

وثمة اقتراح آخر أكثر تطرفاً، تقدّم به جورج فيتزجيرالد George F. FitzGerald في عام ١٨٩٢، أخفق كتفسير لنتيجة تجربة ميكلسون - مورلي؛ الا أنه، كغيره من العديد من المقترحات العلمية الخاطئة، تسبّب في بعض النتائج قبل موته. لنفرض، قال فيتزجيرالد، أن الاجهزة المخبرية تنكمش في اتجاه حركتها عبر الاثير بقدر يكفي للتعويض تماماً عن النقصان في سرعة الضوء المتوسطة التي هي أبطأ في اتجاه الريح وفي اتجاه معاكس لها منها في الاتجاه المتعامد. وبما أن الانكماش اللازم، على الأرض، هو في حدود جزء واحد فقط من مئة مليون، فان هذا الاثر الدقيق لا يتعارض مع أي من القياسات السابقة. هذا وصاغ لورنتز في العام نفسه فرضية الانكماش لفيتزجيرالد في شكل رياضي، ووجدت علاقاته الرياضية طريقها أخيراً الى النسبية ولكن بتفسير مختلف بشكل بارز. وفي كل مرة تُستخدم فيها الرياضيات لوصف الطبيعة، فإن الهيكل الرياضي المستخدم لا معنى له من دون شرح الرموز المستخدمة وتعريفها. وقد شهدت علاقات لورنتز تطوراً بارزاً في معناها في غضون المدة ما بين زمن فرضية فيتزجيرالد عام ١٨٩٢ وزمن نظرية آينشتاين النسبية عام ١٩٠٥.

* في المدة ما بين ١٩٢٦-١٩٢٨، أعاد أغسطس بيكارد Auguste Picard تجربة ميكلسون - مورلي في بالون على ارتفاع

٨٠٠٠ قدم تقريباً عن سطح الأرض، وحصل على نفس النتيجة السلبية المتوقعة.

١٩ : ٧ النظرية النسبية الخاصة : فرضيتا آينشتاين :

The special theory of relativity: Einstein's two postulates

رفض الاثير



وقد بدا واضحا بحلول عام ١٩٠٠ أن الكشف عن الاثير ليس بالأمر الهين. وأخذ العلماء يُحَسِّنُونَ أن حَالَهُمْ كحال ثعلب عيسوب Aesop's fox الذي عجز عن الوصول إلى العنب. وأدت هذه الحال بهنري بوانكاريه Henri Poincare ، الذي ربما كان أول من رأى بوضوح الدلالة الكامنة للاخفاق في الكشف عن الاثير، إلى القول: «وأثيرنا هذا، هل يوجد حقاً؟ اني لا أعتقد أن المزيد من الملاحظات الدقيقة يمكن أن تكشف أبداً عن شيء أكثر من إزاحات نسبية». ورفض آينشتاين باستقلال عن الآخرين فكرة الأثير. ففي بحثه العلمي الأول في النسبية* المنشور عام ١٩٠٥ (الذي طوّر فيه ما نسميه الآن بالنظرية النسبية الخاصة)، كتب يقول: «إن إدخال الاثير لفهم انتقال الضوء «luminiferous ether» سيبدو بلا ضرورة نظراً لأن وجهة النظر المطوّرة هنا لا تتطلب «وسطاً ساكناً مطلقاً» يتمتع بصفات خاصة».

ومن ألهام ان نفهم لماذا يُعتبر رفض فكرة الاثير أمراً بالغ الأهمية. فمن دون الاثير، ينتفي الأساس الفيزيائي لاطار اسنادٍ مفضل. ويعني ذلك أن جميع الاطر - وعلى الأقل الاطر القصورية - يجب ان تكون متكافئة، وأن مبدأ النسبية Principle of Relativity مبدأ عامٌ صادق. وعبر آينشتاين عن هذا المبدأ في بحثه المشار إليه بالشكل التالي: «أن الأمثلة من هذا القبيل، مع المحاولات المخففة للكشف عن أية حركة

* Annalen der Physik 17,891 (1905). يمكن الحصول على ترجمة لهذا البحث بالانكليزية في:

H. A. Lorentz, A. Einstein, H. Minkowski, and H. Weyl, *The Principle of Relativity* (New York: Dover Publications, Inc. 1952);

وتظهر ترجمة لجزء من هذا البحث العلمي أيضاً في:

Morris Shamos, ed., *Great Experiments in Physics* (New York: Holt, Rinehart, and Winston, 1964).

والترجمة الأخير، مع أنها أقل موثوقية من الترجمة السابقة، إلا أنها مذيّلة بملاحظات وتعميمات مفيدة.

للأرض بالنسبة «للوّسط الناقل للضوء»^١ يؤدي الى الافتراض بأن الظواهر الكهرودينامية والميكانيكية على حدّ سواء لا تتمتلك أية صفات تناظر فِكْرة السكون المطلق، بل،
 إلى أن القوانين الكهروديناميكية وقوانين الضوء نفسها هي صحيحة في كل أطر الإسناد التي تصحّ فيها معادلات الميكانيك». ومبدأ النسبية هذا هو أول فرضيتين بُنيت عليهما النظرية النسبية الخاصة. أما الفرضية الثانية، والتي، على حدّ قول آينشتاين «لا تتوافق في الظاهر فقط مع الفرضية الأولى»، فهي أن سرعة الضوء ثابت مطلق، مستقل عن حركة مصدر الضوء ومستقل عن حركة المُلاحِظ. وهاتان الفرضيتان «لا تتوافقان» في حالة واحدة فقط وذلك عندما يفكر المرء بلغة تحويل غاليلو الذي يتطلب أن تكون جميع السرعات، بما فيها سرعة الضوء، منسوبة إلى حركة المُلاحِظ. أما تحويل لورنتز الجديد فهو الذي يوفّق بين الفرضيتين.

والى جانب نتائجها العامة الفدّة، فإن للنظرية النسبية الخاصة رونقاً فريداً نظراً لما للفرضيتين اللتين ترتكز عليهما النظرية برمتها من اناقة بسيطة:

١- قوانين الطبيعة واحدة في كل أطر الإسناد القصورية.

فرضيتا آينشتاين

٢- سرعة الضوء واحدة في كل أطر الإسناد القصورية.

إن الأهمية الثورية للفرضية الثانية هي الموضوع الرئيس للفصل العشرين. وفي العبارة البسيطة التالية: $c = \text{constant}$ (c = constant) تُحجّز قبلة عظيمة الاثر. وليست الفرضية الأولى، أي مبدأ النسبية، والتي سنعالجها في الفصل الحادي والعشرين بأقلّ قوة من الفرضية الثانية.

+ قال آينشتاين فيها بعد إنه لم يكن يُشير على وجه التحديد الى تجربة ميكلسون - مورلي عندما كتب هذه الجملة. إذ كان يعلم بصورة غير مباشرة فقط، من خلال دراسته أوراقاً علميةً للورنتز Lorentz، بأن الجهود العديدة التي بذلت للكشف عن الحركة عبر الاثير قد باءت بالاففاق.

خلاصة الأفكار والتعاريف :

Summary of ideas and definitions

التحويل transformation هو مجموعة من المعادلات تربط قياسات ملاحظ بقياسات ملاحظ آخر. يُنصُّ مبدأ النسبية على أنَّ قوانين الطبيعة واحدة في كلِّ أطرِّ الاسنادِ القصورية. ويعتمدُ تطبيقه على قانونِ التحويلِ الذي يربطُ الأطرَّ المختلفةَ بعضها ببعض.

تعالجُ النظريةُ النسبيةُ مجالاتٍ من الطبيعة بعيدةً عن الإدراكِ الانساني. وبالرغم من ذلك فإنَّ لها تضميناتاً عملية. لنظرية النسبية فكرتان اساسيتان هما: النسبية relativity التي تشير الى الاختلاف في القياس بين الملاحظين، واللامتغيرية invariance التي تُشير الى توافقِ الملاحظين المختلفين في قياساتهم.

الحَدَث event نقطة في المكان والزمان، وهو عادةً - وليس بالضرورة - نقطة يحدث فيها شيء ذو أهمية فيزيائية.

التفكير الحديث حول المكان والزمان Modern Thinking about Space and Time

الزمان مفهوم نسبي. نحتاجُ الى تحويلٍ جديد، يدعى تحويل لورنتز، لربطِ قياساتِ المكان والزمانِ للمَلاحِظين في حالة حركة نسبية بعضها ببعض (الفصل ٢٠).

النظرية النسبية الخاصة (مع تحويل لورنتز الخاص بها) تقتصرُ ايضاً على ملاحظين في أطرِّ قصورية.

التفكير الكلاسيكي حول المكان والزمان Classical Thinking about Space and Time

الزمان مفهوم لا متغير. قياساتُ المكان والزمانِ للمَلاحِظين في حالة حركة نسبية ترتبطُ مع بعضها بعضاً بتحويلِ غاليليو [المعادلات ١٩: ١-١٩: ٤ أو ١٩: ١١-١٩: ١٤].

يربطُ تحويلُ غاليليو بين أطرِّ الاسنادِ القصورية.

تتوافقُ الميكانيكُ مع مبدأ النسبية، اما الكهرومغناطيسيةُ فلا تتوافقُ معه.

التفكير الحديث حول المكان والزمان
Modern Thinking about Space and
Time

التفكير الكلاسيكي حول المكان والزمان
Classical Thinking about Space
and Time

جميع قوانين الطبيعة تتوافق مع مبدأ النسبية
(فرضية أينشتاين الأولى).
يجب التخلي عن فكرة الاثير. ان جميع أطر
الاسناد متكافئة. ويجب ان تعطي تجربة
ميكلسون - مورلي نتيجة سلبية.
سرعة الضوء ثابت لا متغير، وهو واحد في
جميع أطر الاسناد القصورية (فرضية أينشتاين
الثانية).

يجب ان تكشف تجربة ميكلسون - مورلي
(وغيرها من التجارب ذات العلاقة) عن
حركة الأرض عبر الاثير.
يجب ان تعتمد سرعة الضوء المقاسة على
حركة الملاحظ (المعادلة ١٩ : ٥)

الأسئلة Questions :

- س١٩ : ١ اذكر مُشاهدةً يوميةً أو إحساساً فيزيائياً يمكن ان نطلقَ عليها او عليه بأنه ذاتي Subjective. فسّر لماذا يكون نسبياً (أي مختلفاً بالنسبة للملاحظين مختلفين).
على أي معنى ينطوي الاختلاف disagreement ؟
- س١٩ : ٢ اذكر مُشاهدةً يوميةً (أو إحساساً فيزيائياً) يمكن أن نسميها مشاهدةً موضوعيةً objective. فسّر لماذا تعتبر هذه المشاهدة لا متغيرةً invariant (أي أنها تكون واحدة للملاحظين مختلفين).
- س١٩ : ٣ في غياب الاحتكاك، يكون لجميع الاجسام الساقطة بالقرب من سطح الأرض تسارع ثابت g. ان هذا القانون قانون لا متغير بالنسبة لفئة معينة من الملاحظين فقط. (١) صف حالة الحركة لأي ملاحظين يتفقان على هذا القانون. (٢) صف حالة الحركة لأي ملاحظ لا يتفق مع هذا القانون.
- س١٩ : ٤ اذا وسّع جدول الاتفاق والاختلاف الوارد في الجزء ١٩ : ٢، ففي أي عمود ينبغي ادراج كل من المفاهيم الآتية : (أ) الزخم، (ب) الطاقة الحركية، (ج) درجة الحرارة، (د) الشحنة الكهربائية؟ اشرح سبب اختيارك في كل حالة.

س ١٩: ٥ ملاحظان ساكنان بالنسبة لبعضهما بعضاً يسندان refer قياساتهما إلى نظامين مختلفين من الاحداثيات. من أية ناحية يمكن ان يختلف وصفهما لمثال معين على الحركة؟

س ١٩: ٦ يمكننا بكل ارتياح تسمية «نسبة غاليلو» باسم «لا متغيرة غاليلو». لماذا؟
س ١٩: ٧ رجل واقف على الأرض يقذف بكرة البيسبول baseball، ويلاحظ أن مسارها قطع مكافئ parabola. (١) فهل يكون المسار قطعاً مكافئاً أيضاً في إطار اسناد شخص ماراً بها في قطار يسير بسرعة متجهة ثابتة؟ (٢) هل يكون المسار قطعاً مكافئاً في إطار اسناد شخص ماراً في قطار متسارع؟

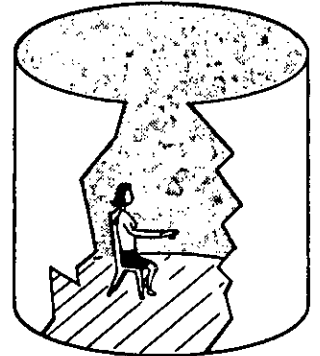
س ١٩: ٨ وضح بمثال معنى العبارة القائلة إن مجموعة جميع الحركات الممكنة لنظام ما هي واحدة في أي إطار اسناد قصوريين مختلفين.

س ١٩: ٩ هل يعتمد المجال المغناطيسي الناشئ عن حركة شحنة على حالة حركة الملاحظ؟ وضح اجابتك بمثال بسيط.

س ١٩: ١٠ أغلق على فيزيائي وأجهزته في عربة قطار من دون شبابيك. صف تجربة بسيطة تمكن الفيزيائي من تعيين التغير في السرعة المتجهة للعربة حتى لو عجز بأية طريقة عن قياس السرعة المتجهة للعربة عندما تتحرك بسرعة متجهة ثابتة.

س ١٩: ١١ يغفو رجل في قطار في أثناء وقوفه في محطة. وعندما يستيقظ، ينظر من الشباك، ويرى قطاراً على السكة المجاورة يتحرك بالنسبة لقطاره. وحتى يكشف عن أي القطارين يتحرك على الأرض بالفعل، يقرر القيام ببعض التجارب البسيطة. فيتناول كرة رخامية marble من جيبه ويتركها تسقط على الأرض، ثم يدرجها على الأرض. فهل يستطيع بملاحظته حركة الكرة أن يعين أي القطارين يتحرك بالنسبة للأرض؟ اشرح إجابتك. (اهمل آثاراً كالاختلاف والاختلاف في استواء مسرى السكة).

س ١٩: ١٢ تلاحظ امرأة جالسة في غرفة اسطوانية (انظر الشكل المجاور) أن جدار الغرفة في حركة دورانية بالنسبة لأرض الغرفة. فهل تستطيع، عن طريق إجراء تجارب بسيطة (كتلك الموصوفة في السؤال السابق)، أن تقرر أيهما يدور بالفعل بالنسبة للأرض، الجدار أم أرضية الغرفة؟ اشرح إجابتك.



الجزء ١٩ : ٣

س١٩ : ١٣ يُترجمُ نظامُ توجيهٍ قصوريّ interial guidance system قياساتِ التسارعِ الى معلوماتٍ عن السرعةِ المتجهةِ والموضعِ . ما العملياتُ الرياضيةُ التي يجبُ على الجهازِ القيامُ بها؟

س١٩ : ١٤ خُطِفَ مهندسٌ وأجهزتهُ ووُضِعَ في مؤخرةِ عربةٍ مغلقةٍ . وقام المهندسُ بإجراء قياساتٍ باستمرارٍ منذ اللحظةِ التي تحركت فيها العربةُ . وبعد مدةٍ ، استنتج ان العربةُ تتحركُ بسرعةٍ ثابتةٍ مقدارها ٥٠ ميل / س . لماذا لا تتعارضُ قدرتهُ على الوصولِ الى هذه النتيجةِ مع مبدأ نسبِةِ غاليلو؟

س١٩ : ١٥ اذكر ازواجا من أحداثٍ شائعةٍ في الحياةِ اليوميةِ تكونُ (أ) منفصلةً في الزمانِ لا في المكانِ (ب) منفصلةً في المكانِ لا في الزمانِ .

س١٩ : ١٦ اذكر زوجين من الاحداثِ الشائعةِ في الحياةِ اليوميةِ يكونان منفصلين في كلا المكانِ والزمانِ بالنسبةِ الى احدِ الملاحظين ، لكنهما منفصلان في الزمانِ فقط ، لا في المكانِ ، بالنسبةِ الى ملاحظٍ آخر .

الجزء ١٩ : ٤

س١٩ : ١٧ انظر في مرجعٍ مناسبٍ سرعةِ الصوتِ في الهواءِ ، والماءِ ، والحديدِ . (١) كيف ترتبطُ ، بصورةٍ تقريبيةٍ ، سرعةُ الصوتِ في وسطٍ ما مع صلابتهِ hardness الوسطِ ؟ (٢) في ضوءِ هذا الارتباطِ ، ماذا تتوقعُ أن تكونَ عليه طبيعةُ الوسطِ الذي تنتقلُ فيه موجةٌ بسرعةِ الضوءِ ؟ كيف يتلاءمُ ذلكُ مع فكرتكِ عن الاثير؟

س١٩ : ١٨ اشرح في فقرة موجزة لماذا لا يُتوقعُ أن يكونَ مبدأ النسبيةِ (المبدأ الذي ينصُّ على أن قوانين الطبيعة هي واحدةٌ في جميعِ اطرِ الاسنادِ القصوريةِ) صحيحا في عالمٍ مليءٍ بالاثير.

الجزء ١٩ : ٥

س١٩ : ١٩ «يُفْلِتُ الاثيرُ من ميكلسون ومورلي والعلماء محتارون» . اكتب الفقرة الافتتاحية لقصّةٍ اخباريةٍ تتمشى مع عنوانِ الخبرِ هذا .

س١٩ : ٢٠ ما يُشاهدُ عادةً في مقياسِ تداخلِ ميكلسون ليس بقعةً واحدةً من الضوءِ ، بل نمطاً من الاهدابِ المعتمةِ والمضيئةِ المتتابعةِ . اشرح كيف تُحدثُ إمالةٌ صغيرةٌ tilt لإحدى المرآتينِ في مقياسِ التداخلِ نمطاً من الاهدابِ fringe pattern .

س١٩:٢١ لقد أصبح مقياسُ تداخلِ ميكلسون (الشكل ١٩:٥)، الى جانب استخدامه في تجربة ميكلسون - مورلي، أداةً قيَّمةً للقياسات الدقيقة للطول الموجي. ما الذي ينبغي أن يحدث لنمط التداخل عند تحريك إحدى مرآتي المقياس ببطء لإطالة إحدى ذراعيه؟ اقترح طريقةً دقيقةً لتعيين الطول الموجي مستفيداً من حركة المرآة هذه.

الجزء ١٩ : ٦ س١٩:٢٢ تنصُّ فرضيةُ الانبعاث emission hypothesis (المنسوبةُ الى والتر ريتز Walther Ritz) على أن الضوء يتحركُ بسرعة ثابتة c بالنسبة الى مصدره. اشرح كيف تُفسَّرُ هذه الفرضيةُ النتيجةُ السلبيةُ لتجربة ميكلسون - مورلي.

الجزء ١٩ : ٧ س١٩:٢٣ اشرح بطريقتك الخاصة لماذا يحتاج الصوتُ الى وسطٍ ماديٍّ لانتقاله، بينما لا يحتاج الضوءُ الى المادة ولا حتى الى الاثير.

التمارين Exercises:

الجزء ١٩ : ٢ ت١٩:١ كيف يجبُ تغييرُ جدولِ الاتفاقِ والاختلافِ في الجزء ١٩:٢، لملاحظين في حالة حركة نسبية متسارعة؟
ت١٩:٢ يلاحظُ جُسيمٌ في ثلاثة أطر اسنادٍ قصورية. ففي الاطار S_1 يهتزُ الجُسيمُ على المحور س (x)، ويتحدَّدُ موضعهُ بالعلاقة $x = a \sin \omega t$. وفي الاطار S_2 يخطُّ الجُسيمُ منحنى جيب sine curve. وفي الاطار S_3 يتحركُ الجُسيمُ دائماً في نفس الاتجاه. (١) حدِّدْ كيف يتحركُ الاطاران S_2 و S_3 بالنسبةً للاطار S_1 . (٢) هل هنالك أيُّ إطارٍ اسنادٍ يكون فيه الجُسيمُ ساكناً؟ اذا كان الامرُ كذلك، فهل ذلك الاطارُ إطارٌ قصوريٌّ؟

الجزء ١٩ : ٣ ت١٩:٣ اذا كان القطارُ في الشكل ١٩:٢ يتحركُ الى اليسارِ بسرعة سر (v) بدلا من اليمينِ بسرعة سر (v)، فكيف تتغيَّرُ معادلاتُ تحويلِ غاليلو (المعادلات ١٩:١-١٩:٤)، هذا إن تغيَّرت؟

ت١٩:٤ اعدْ كتابةَ المعادلاتِ ١٩:١-١٩:٤ بشكلٍ يجعلُ جميعَ المتغيَّراتِ التي فوقها فتحةُ unprimed variables تقعُ على يسارِ علاماتِ المساواةِ وجميعَ المتغيَّراتِ

التي ليس فوقها فتحة unprimed variable تقع على يمينها. (وبعملك هذا، تكون قد «عكست inverted» تحويل غاليليو.) علّق على أهمية تغيير الإشارة الذي يُميّز المعادلة ١٩: ١ من «معكوسها».

ت ١٩: ٥ كما هو مبين في الشكل ١٩: ٢، يتحرك إطار اسناد إحدائاه S و S' [x,y] بالسرعة v في اتجاه S (x) الموجب، بينما إطار اسناد إحدائاه S ، S' [x,y] في حالة سكون. غير أن نقطتي الأصل لهذين الاطارين لا تنطبقان عند $t = 0$ ، بل وبدلاً من ذلك، تقع نقطة أصل الاطار المتحرك عند $S = 0$ ، $S' = 0$ عندما $t = 0$ = t' = 0.

[x = x₀ و y = y₀ عند t = t' = 0]. (١) عمّم المعادلات

١٩: ١-١٩: ٣ لتشمل هذه الحالة. (٢) بين أن المعادلتين ١٩: ٥ و ١٩: ٦ تظان صحيحتين. (٣) هل تظل المعادلتان ١٩: ٨ و ١٩: ٩ صحيحتين أيضاً؟

ت ١٩: ٦ تقرأ الساعات، في الاطار الساكن S ، الزمن t . وتدور الساعات، في الاطار المتحرك S' بنفس معدل دوران الساعات في الاطار S (وهذا هو احد افتراضات الفيزياء الكلاسيكية). غير أن هذه الساعات ضبطت بشكل مختلف بحيث أن الزمن t' الذي تقرأه الساعات المتحركة يتأخر دوماً بمقدار ساعة واحدة من الزمن t للساعات الساكنة. (١) هل يجب تغيير المعادلة ١٩: ٣؟ وإذا كان الأمر كذلك، فبأي طريقة؟ (٢) هل يجب تغيير المعادلة ١٩: ١٤؟ وإذا كان الأمر كذلك، فبأي طريقة؟

ت ١٩: ٧ يُعرّف، في بناية ما، المحور S (x) بحيث يتجه شرقاً، والمحور S' (y) شمالاً، والمحور S'' (z) إلى أعلى. وفي مصعد داخل البناية، تُعرّف المحاور S' ، S'' ، S''' [x', y', z'] بأنها موازية للمحاور S ، S' ، S'' [x, y, z]. وتتطابق نقطتا الأصل لنظامي الاحداثيات هذين عند $t = 0$. (١) اكتب معادلات تحويل غاليليو (الشبيهة بالمعادلات ١٩: ١٠ - ١٩: ٤) إذا كان المصعد يتحرك الى اعلى بالسرعة v . (٢) اكتب معادلات تحويل غاليليو إذا كان المصعد يتحرك الى أسفل بالسرعة v . اختياري: اعد الجزء ١ في حالة عدم انطباق نقطتي أصل نظامي الاحداثيات عند $t = 0$.

ت ١٩ : ٨ أعد حلّ المثال ١ في الجزء ١٩ : ٣ لمجموعتين أخريين من الشروط الابتدائية :

(١) في إطار الاسناد المثبت في القطار، قُذِفَت الكرة الى الامام من ارتفاع عـ
(h) بسرعة ابتدائية سر (v) (تساوي سرعة القطار). (٢) في إطار الاسناد المثبت
في القطار، قُذِفَت الكرة الى الخلف من ارتفاع عـ (h) بسرعة ابتدائية سر (v)
(تساوي سرعة القطار). (٢) في إطار الاسناد المثبت في القطار، قُذِفَت الكرة
الى الخلف من ارتفاع عـ (h) بسرعة ابتدائية سر (v). اعط، في كل حالة
تعايير للكميات س (ن)، ص (ن)، س (ن)، وص (ن).

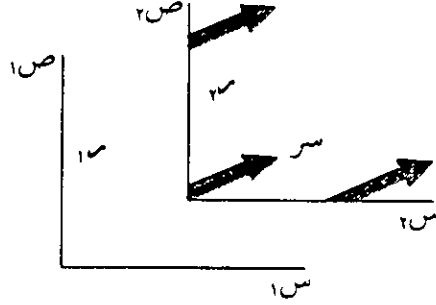
ت ١٩ : ٩ يُدْخَرُجُ طفلان يقفان عند طرفين متقابلين من عربة قطار كرات اسفل الممر
باتجاه بعضهما بعضاً. وتحرك كلا الكرتين بسرعة سر (v) بالنسبة الى
العربة، وتحرك العربة الى الامام بسرعة ثابتة سر (v) بالنسبة للأرض. (١)
ما سرعة كل من الكرتين بالنسبة للأرض؟ (٢) ما تسارع كل من الكرتين في
إطار اسناد مثبت بالأرض؟ (٣) اذا بدأت الكرتان بالتدحرج في نفس الوقت،
فأيهما تصل أولاً الى منتصف المسافة midpoint بين الطفلين؟

ت ١٩ : ١٠ تتحرك عربة قطار فوق خط سكة مستقيم بسرعة ثابتة سر (v) = ١٠ م/ث.
ودفعت كتلة على أرض العربة بحيث عانت تسارعاً الى الامام مقداره ٥ م/ث^٢
بالنسبة الى العربة. (١) ما تسارع الكتلة بالنسبة الى ملاحظ على
الأرض؟ (٢) اذا بدأت الكتلة من السكون في العربة، اكتب تعابير للكمية
س (x) بدلالة ن (t) (احداثيا الاطار المثبت بالقطار) والكمية س (x)
بدلالة ن (t) (احداثيا الاطار المثبت بالأرض)، على فرض صحة تحويل
غاليليو. (٣) قارن س_١ - مع س_٢ - س_١ ونم - ن_١ مع ن_٢ - ن_١ لأي
زوجين مختارين من اللحظات ن_١ ون_٢.

ت ١٩ : ١١ يتحرك غلام لا تؤثر فيه أي قوى بسرعة متجهة ثابتة سر (v) في إطار اسناد
س (s)، ويتحرك إطار اسناد آخر س (s) بسرعة متجهة ثابتة سر (v) بالنسبة
للإطار س (s) (انظر الشكل المجاور). (١) ما السرعة المتجهة للغلام سر

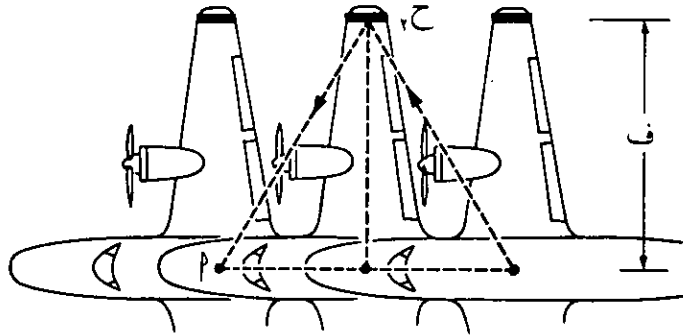
الجزء ١٩ : ٤

($\vec{v}_2$) بالنسبة للملاحظين في S ؟ (S) ؟ (٢) هل يكون قانون نيوتن الأول صحيحاً في الاطار S ؟ (S) ؟ هو صحيح في S ؟ (S) ؟



ت ١٩ : ١٢. (١) اشرح لماذا تكون القوة التي تعتمد على الازاحة $\vec{r} - \vec{r}_1$ بين جسيمين لا متغيرة invariant تحت تحويل غاليلو. (٢) اشرح لماذا تكون القوة التي تعتمد على السرعة المتجهة النسبية $\vec{v}_2 - \vec{v}_1$ لجسيمين لا متغيرة تحت تحويل غاليلو.

ت ١٩ : ١٣ باستخدام الشكل أدناه، اشتق المعادلة ١٩ : ٢٤ لزمن الرحلة ذهاباً وإياباً (صدى طرف الجناح). سرعة الطائرة بالنسبة للهواء هي v_0 ، وسرعة الصوت بالنسبة للهواء هي v_s .



ت ١٩: ١٤ (١) اعمل رسوما توضيحية، بمقياس رسم تقريبي، للمواضع المتعاقبة للطائرة في الشكل ١٩: ٤ عندما: (أ) تترك نبضة صوت النقطة أ، (ب) تصل النبضة الى المرآة م، و(ج) تعود النبضة الى النقطة أ، اذا كانت سرعة الطائرة نصف سرعة الصوت. (٢) احسب المسافة التي تقطعها الطائرة بين الرسمين التوضيحيين أ وب والمسافة التي تتحركها بين الرسمين التوضيحيين ب وج إذا كانت $L = ٦ \text{ م}$.

ت ١٩: ١٥ ارسم، لمقياس سرعة الصوت غير العادي المبين في الشكل ١٩: ٤، رسماً بيانياً توضيحياً للزمن t (صدى الذيل) بدلالة السرعة v (انظر المعادلة ١٩: ٢٣). ما سرعة الطائرة v التي لا يعود عندها الصدى الى النقطة أ؟.

المسائل Problems :

م ١٩: ١ صمم أداة بسيطة لمقياس التسارع. ضمن التصميم رسماً توضيحياً لكيفية عمل الاداة. هل تعطي الاداة عندما تتحرك بسرعة متجهة ثابتة قراءة تختلف عن قراءاتها عندما تكون ساكنة؟

مقياس التسارع
Accelerometer

م ١٩: ٢ (١) عمّم معادلات تحويل غاليلو أي المعادلات ١٩: ١ - ١٩: ٤ بحيث تأخذ بعين الاعتبار أي اتجاه حركة للاطار المتحرك وإمكان عدم انطباق نقطتي الاصل عند $t = 0$. (٢) اختصر ثلاثاً من هذه المعادلات في معادلة متجهة واحدة (Vector Equation).

تحويل غاليلو

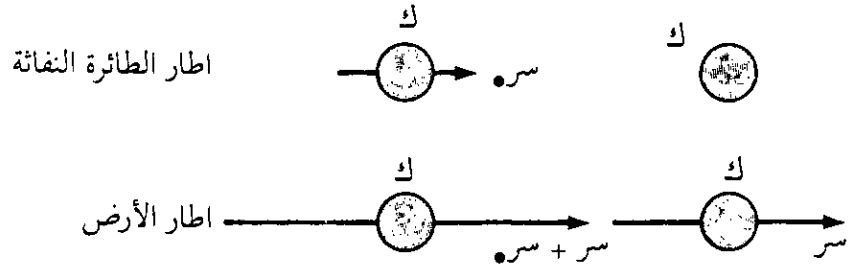
م ١٩: ٣ يقذف مسافر في المقعد الامامي لسيارة متحركة بقطعة حلوى في مسار قطع مكافئ الى مسافر في المقعد الخلفي. فاذا كانت مركبتا السرعة المتجهة لقطعة الحلوى بالنسبة للسيارة هما v_1 و v_2 ، وسرعة السيارة هي v . (١) اكتب معادلة تربط الطاقة الحركية لقطعة الحلوى في الاطار المثبت بالسيارة بطاقة حركتها في إطار مثبت بالأرض. (ب) ما السرعة v ، ان وجدت، التي تتساوى عندها هاتان الطاقتان الحركيتان؟ (٢) اكتب معادلة تربط المركبة

تحويل غاليلو للطاقة والزخم

آلْسِينِيَّة لَزْخِمِ قِطْعَةُ الحَلْوَى فِي الاطَارِ المُنْتَبِثِ بِالسَّيَّارَةِ بِالمَرْكَبَةِ السَّيْنِيَّةِ لَزْخِمِ القِطْعَةِ فِي إِطَارٍ مُنْتَبِثٍ بِالأَرْضِ . (ب) مَا السَّرْعَةُ v ، اِنْ وَجَدَتْ ، الَّتِي عِنْدَهَا تَقْطَعُ قِطْعَةُ الحَلْوَى المُنْتَحَرِكَةُ نَفْسَ المَسَافَةِ فِي إِطَارِي الاسْنَادِ؟

لا مَتَغْيِرِيَّة غالِيلُو لقَوَانِينِ الحِفْظِ الكَلَّاسِيكِيَّةِ

٤: ١٩ م فِي فتراتِ الاسْتِرَاحَةِ بَيْنَ الحُطْبِ ، يَلْعَبُ مَرشُحٌ انْتِخَابِيَّ لَعِبَةِ البُولَةِ (pool) فِي طَائِرَتِهِ النَفَاقَةِ المَسْتَأْجَرَةِ . فَهُوَ يَضْرِبُ كُرَةً ، فَتَنْتَحَرِكُ فِي إِطَارِ اسْنَادِهِ إِلَى الأَمَامِ بِسَرْعَةٍ v_0 وَتَصْدُمُ مَبَاشِرَةً head-on كُرَةً سَاكِنَةً (الْجُزْءُ العُلْوِي مِنَ الشَّكْلِ أدْنَاهُ) . وَفِي إِطَارٍ مُنْتَبِثٍ بِالأَرْضِ (الْجُزْءُ السُّفْلِي مِنَ الشَّكْلِ) تَكُونُ السَّرْعَتَانِ الْاِبْتِدَائِيَّتَانِ لِلْكُرَتَيْنِ $سر + سر_0$. اَكْتُبْ وَحْلٌ مُعَادِلَتِي الطَّاقَةِ الحَرَكِيَّةِ وَالزَّخْمِ فِي كِلَا إِطَارِي الاسْنَادِ مِنْ أَجْلِ اِيجَادِ السَّرْعَتَيْنِ النِّهَائِيَّتَيْنِ لِلْكُرَتَيْنِ فِي كِلَا الْإِطَارَيْنِ . تَحَقَّقْ مِنْ أَنَّ مَجْمُوعَتِي الْاِجَابَتَيْنِ تَرْتَبِطَانِ بِتَحْوِيلِ غالِيلُو لِلسَّرْعَةِ الْمُنْتَجَةِ (المُعَادِلَةُ ١٩ : ٥) .



لا مَتَغْيِرِيَّة غالِيلُو لِلطَّوْلِ

٥: ١٩ م اَعْتَبِرْ مَجْمُوعَةً مِنَ المَلاحِظِينَ مُوزَعِينَ عَلَى امْتِدَادِ سَكَّةِ حَدِيدٍ ، وَلَدَيْهِمْ جَمِيعاً سَاعَاتٌ مُتَوَاقِتَةٌ synchronized . صِفْ طَرِيقَةً يَتِمَكَّنُ بِمُوجِبِهَا المَلاحِظُونَ مِنْ قِيَاسِ طَوْلِ قِطَارٍ يَمُرُّ بِهِمْ بِسَرْعَةٍ ثَابِتَةٍ . بَيْنَ بَاسْتِخْدَامِ الْمُعَادِلَتَيْنِ ١١ : ١٩ وَ ١٤ : ١٩ أَنَّ الطَّوْلَ الَّذِي يُعَيَّنُهُ هَؤُلَاءِ المَلاحِظُونَ يَسَاوِي الطَّوْلَ الَّذِي يُعَيَّنُهُ مَلاحِظٌ يَرْكَبُ فِي القِطَارِ .

لا مَتَغْيِرِيَّة غالِيلُو لقَانُونِ نِيُوتَنِ الثَّانِي

٦: ١٩ م يَنْجَذِبُ الجُسيمُ ١ إِلَى الجُسيمِ ٢ بِقُوَّةٍ $\vec{F}_1$ تَعْتَمِدُ فَقْطاً عَلَى الْاِزَاحَةِ $\vec{r}_2 - \vec{r}_1$ بَيْنَ الْجُسِمَيْنِ . وَتُكْتَبُ قَانُونُ نِيُوتَنِ الثَّانِي عِنْدَ تَطْبِيقِهِ عَلَى الْجُسِمِ ١ عَلَى الصُّورَةِ :

$$\vec{F}_1(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) = m_1 \vec{a}_1 \quad \vec{Q}_1(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) = \vec{T}_1$$

أَثْبِتْ أَنَّ كِلَا طَرَفِي هَذِهِ الْمُعَادِلَةِ الْاِيمَنَ وَالْاِيسَرَ يَكُونُ لَا مَتَغْيِرًا تَحْتَ تَحْوِيلِ غالِيلُو [اعْتَبِرْ $\vec{Q}$ كَدَالَةٍ مُتَّجِهَةٍ فِي الْمَقْدَارِ $\vec{r}_2 - \vec{r}_1$] .

إطار اسناد في تسارع منتظم

م ١٩: ٧ لديك إطار «ساكن» مر، محاوره الديكارتية cartesian س، ص، ع، وإطار آخر

مر، محاوره الديكارتية س، ص، ع، يتحرك في اتجاه س الموجب بتسارع منتظم
ت. وعند الزمن $t = 0$ صفر تتطابق محاور الاطارين، وتكون سرعة مر بالنسبة

للاطار مر هي سر. (١) اكتب معادلات التحويل المشابهة للمعادلات ١٩: ١ -
١٩: ٤ والتي تربط قياسات المكان والزمان للملاحظين في هذين الاطارين. (٢)
اكتب معادلات تحويل السرعة المتجهة المشابهة للمعادلات ١٩: ٥ - ١٩: ٧.

عالم افتراضي ذو إطار
اسناد مفضل

م ١٩: ٨

لنفرض ان تجربة ميكلسون - مورلي قد أعطت نتيجة ايجابية، مبيئة بذلك وجود
حركة مطلقة للأرض وكاشفة عن إطار اسناد مفضل. (١) كيف يمكن تعيين
اتجاه الشمس وسرعتها في إطار الاسناد المفضل؟ (٢) في عالم افتراضي، له مثل
هذا الاطار المفضل، حيث تظل فيه ميكانيك نيوتن صالحة، فانه بالامكان
ايقاف فوتون متحرك. اشرح سبب ذلك.

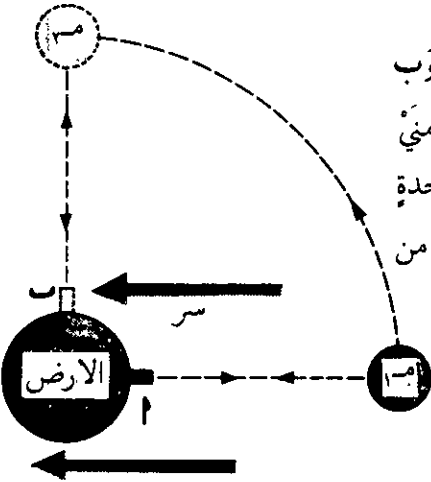
البحث عن الاثير باستخدام
عاكس على القمر

م ١٩: ٩

يقرر عالم تجريبي استخدام اشعة الليزر المنعكسة عن القمر للكشف عن أثر
«الرياح الاثيري». وعندما ما يكون تلسكوبه في الموضع أ والقمر في الموضع م،
فانه يقيس بدقة زمن الرحلة ذهاباً واياباً لنبضة من ضوء الليزر (انظر الشكل
ادناه). وبعد اسبوع، عندما يكون التلسكوب عند ب والقمر عند م، فانه
يقيس ثانية زمن الرحلة ذهاباً واياباً. لنفرض أن الرياح الاثيري المفروض يتحرك
في الاتجاه أليين بسرعة سر تساوي $10^{-10} c$. وللسهولة افرض تساوي المسافتين أ
م وب م.

(١) ما الزمن التقريبي ذهاباً واياباً للضوء المنعكس عن القمر؟

(٢) ما الفرق التقريبي بين زمني الرحلة ذهاباً واياباً في القياسين المشار اليهما؟



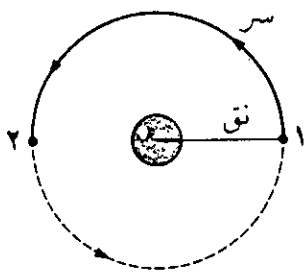
اختياري: اذا عُرِفَت المسافتان أ م وب
م في حدود 3×10^8 م، وأمكن قياس زمني
الرحلة ذهاباً واياباً في حدود نوثانية واحدة
 1 nsec ، فهل تكون التجربة ممكنة من
ناحية عملية؟

١٩: ١٠ افترض جورج فترز جرالڊ George FitzGerald بأن المادة تنكمش في اتجاه حركتها عبر الاثير. (١) بين أنه اذا استخدمت هذه الفرضية لتفسير النتيجة السلبية لتجربة ميكلسون - مورلي، فان معامل الانكماش لذراع مقياس التداخل «باتجاه الريح ومعاكساً له upwind-downwind» يجب ان يكون:

$$\sqrt{1 - (v/c)^2}$$

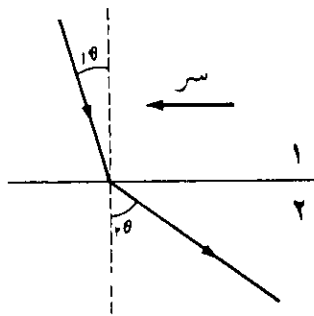
حيث سر (v) هي سرعة الجهاز عبر الاثير و c هي سرعة الضوء. (٢) ما التغير، بناءً على هذه الفرضية، في طول عصا (طولها متر)، الناتج عن حركتها عبر الاثير بسرعة $c/10$ ؟ $[v = 10^{-4}c]$ ؟

١٩: ١١ فرضية رتزر للابتعاث The Ritz emission hypothesis قد عُرِفَت في السؤال



١٩: ٢٢. اعتبر تطبيقها على النظام النجمي المزدوج المبين في الشكل المجاور، حيث يتحرك نجم ثانوي أصغر بسرعة سر في مسار دائري نصف قطره نق حول نجم رئيس ضخم. وعندما يكون النجم الثانوي في الموضع ١، ينبعث منه بعض الضوء الذي ينتقل الى الأرض. وعندما يصبح في الموضع ٢، فيما بعد، فإنه يطلق مزيداً من الضوء الذي ينتقل الى الأرض. ما المسافة التي يجب ان يبعدها النظام المزدوج عن الأرض حتى يبدو النجم الثانوي - حسب فرضية الابتعاث - في الموضع ٢ قبل ان يكون في الموضع ١؟

طبقة الاثير الحدية



١٩: ١٢ المنطقة ١، في الشكل المجاور، تمثل أثيراً يتحرك الى اليسار بسرعة سر. وتمثل المنطقة ٢ طبقة حدية boundary layer «ساكنة» قريبة من سطح الأرض. وبناءً على فرضية الطبقة الحدية للأثير، يجب أن يعاني ضوء النجوم انحرافاً عند مروره من المنطقة ١ الى المنطقة ٢. وبفرض أن للضوء السرعة نفسها c بالنسبة للأثير في كلا المنطقتين، اشتق علاقة تربط بين الزاويتين θ_1 و θ_2 . (وبما أن مثل هذا الانحراف لضوء النجوم لم يُكشَف عنه ابداء، كان من الضروري التخلي عن فرضية الطبقة الحدية للأثير.)

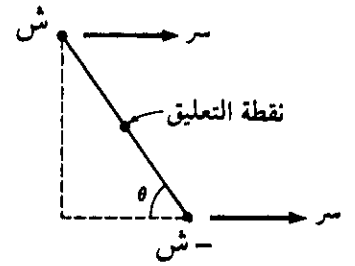
البحث عن الاثير باستخدام
الجسيمات المشحونة

١٩: ١٣ ثبتت بليتان pellets تحملان شحنتين متساويتين ومتضادتين عند طرفي ساق خفيفة. وعُلِّقَت الساق بخيط عند منتصفها، وتركت حرة لتدور في مستوى افقي. ويوضح الشكل المجاور منظرًا من أعلى top view لهذا الترتيب، كما

يُبين اتجاه الحركة المفروض للبلتين المشحونتين عبر الاثير. بين انه إذا وُلدت الشحنتان مجالات مغناطيسية بسبب حركتهما في الاثير، فان الساق تتأثر بازدواج مقداره :

$$\frac{\mu}{8\pi} \frac{q^2 v^2}{r^2} \sin^2 \theta = \frac{1}{2} \frac{q^2 v^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin^2 \theta$$

$$\left[T = \frac{\mu_0}{8\pi} \frac{q^2 v^2}{r} \sin 2\theta = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{v^2}{c^2} \sin 2\theta \right]$$



حيث r هو طول الساق والزاوية θ كما هي مُعرَّفة في الشكل. [في عام ١٩٠٣، بحث ف. ت. تراوتن F.T.Trouten وه. ر. نوبل H.R.Noble Proceedings of the Royal Society, London, 72, 132) عن ازدواج يؤثر في مكثف capacitor مُعلَّق، ولم يجد شيئاً. وبناءً على النظرية النسبية، يتَّح المجال المغناطيسي عن حركة شحنة بالنسبة لملاحظ، لا عن حركتها بالنسبة للاثير].

١٩م : ١٤ ناقش التصميم الاساسي لنظام توجيه قصوري system inertial guidance والمبادئ الفيزيائية الاساسية التي تحكم عمله. اشرح كيف يرتبط عمله بمبدأ نسبية غاليلو. (ستحتاج للاجابة عن هذا السؤال الى مصادر خارجية).

التوجيه القصوري

الفصل العشرون

الزمكان

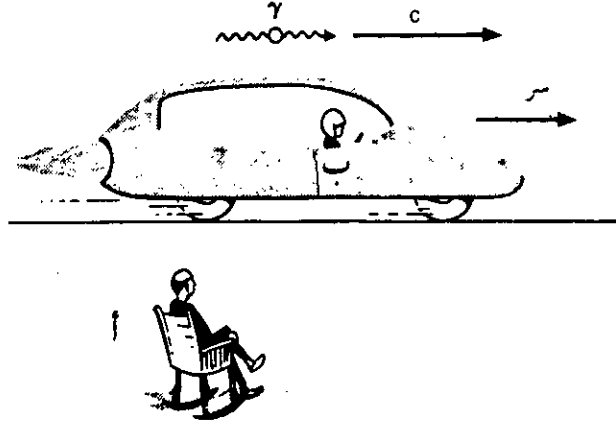
Spacetime

قد يبدو، لأول وهلة، ان ثبوت سرعة الضوء ليس بالامر المميز، وأنه، بعد مزيد من التفكير، غير ممكن. وسنُعنى في هذا الباب بتضمنات implications هذه الفرضية التي تتناول سرعة الضوء على المرتكزين الاساسيين للطبيعة والعلم، أي الزمان والمكان.

٢٠ : ١ نسبية الزمان The relativity of time :

ان النتيجة المباشرة والمذهلة لفرضية انتقال الضوء بسرعة لا متغيرة invariable بالنسبة الى جميع الملاحظين (في أطر قصورية) هي أن الزمان يجب أن يكون نسبياً، بمعنى أن جميع الملاحظين الذين هم في حالات حركة نسبية بالنسبة الى بعضهم بعضاً يجب ان يكون لديهم افكار متباينة حول قياس الزمان وقياس الفترات الزمنية بين الاحداث.

ومن أجل ان تتبين النقيضة paradox التي تتضمنها العبارة $c = \text{ثابت}$ ، تخيل الملاحظ أ يجلس على جانب طريق ما والملاحظ ب مسافراً على الطريق في سيارة صاروخية (الشكل ٢٠ : ١). وفي اللحظة التي يتقدم فيها الملاحظ ب الملاحظ أ تمر بها موجة ضوئية. وفيما بعد، يلاقي أ الملاحظ ب ويعلق قائلاً: «هل شاهدت موجة الضوء تلك التي مرت بنا عصر هذا اليوم؟» اني لاحظت بالمصادفة أنها كانت تتحرك بالضبط بسرعة ٣٠٠ متر لكل ميكروثانية». فيجيب ب: «هذا غير معقول». «يجب أن تكون مخطئا. لقد مرت بي بسرعة نسبية مقدارها ٣٠٠، وأنا شخصياً كنت أسير بسرعة ١٠٠».



الشكل ٢٠:١ «نقيضة» النسبية: للفوتون السرعة c بالنسبة للملاحظ الساكن أ، والسرعة c بالنسبة للملاحظ ب المتحرك بسرعة كبيرة. ان هذه الثبوت constancy المطلق لسرعة الضوء c فرضية أساسية في النظرية النسبية.

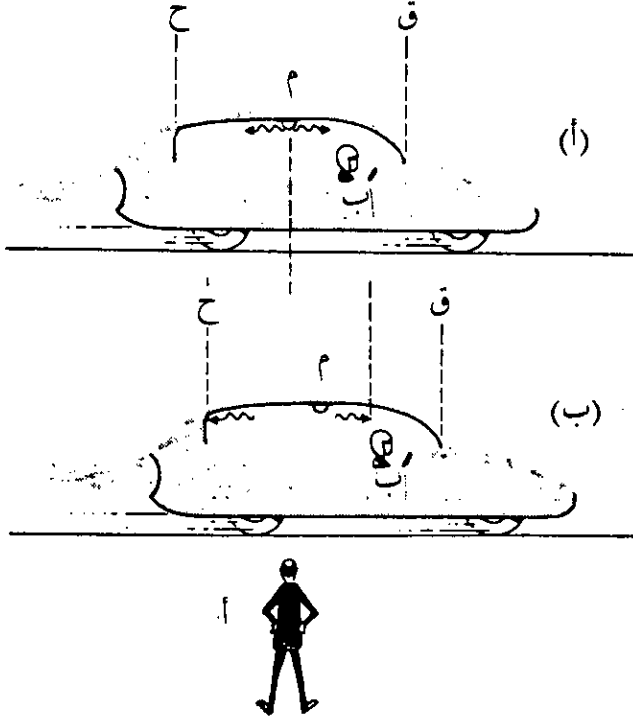
نقيضة ظاهرية

فيرد أ: «لا، لا، لقد حددت سرعتها بدقة. صحيح أنك كنت تسير بسرعة ١٠٠، غير أن موجة الضوء مرت بك بسرعة نسبية مقدارها ٢٠٠ فقط». إن فطرتنا السليمة تشير إلى أن أ أو ب (أو كليهما) يجب أن يكون مخطئاً. ولكن كليهما بحسب فرضية أينشتاين صحيح بالفعل. ولا بد اذن أن ينطوي الأمر على شيء ما. فإذا كنا مستعدين للتسليم بأن موجة الضوء كانت تتحرك بنفس السرعة c بالنسبة للملاحظين أ و ب، فإن علينا أن نسلم بإمكان وجود فرق جوهري intrinsic في طريقة تعريفهما للسرعة. ولأن قياس السرعة يتضمن قياس كل من المسافة والزمن، فلعلهما اختلفا على قياس الطول أو على قياس الزمن. وفي الواقع، فليس لهما إلا أن يختلفا على الاثنين معاً، كما سنرى في الحال. ويجدر التنبيه هنا على أن المحادثة الافتراضية السابقة بعيدة المثال؛ لا، لأن ب كان يتحرك بسرعة غير اعتيادية فحسب، بل لأن ثبوت الضوء ونسبية الزمان في عالم تكون فيه مثل تلك السرعات مألوفة، سوف يكونان امرين عاديين، مما لا يدع أي مجال لحدوث مثل هذا الجدل.

وثمة تجربة عقلية thought experiment بسيطة أخرى تبين أن مفهوم الزمان (على الأقل) يجب أن يكون مختلفاً للملاحظين. لنفرض أن ب يضيء المصباح الداخلي في سيارته الصاروخية عند لحظة مروره بالملاحظ أ (الشكل ٢٠:٢). وإذا كان المصباح موضوعاً في منتصف السيارة بالضبط، فإن ب سوف يستنتج أن ضوءه يصل إلى مقدمة سيارته ومؤخرتها في نفس الوقت، ذلك لانه يجد دوماً أن الضوء ينتقل بسرعة ثابتة بالنسبة إلى سيارته. ولكن أ، وبنفس الاصرار، يدعي أنه يرى دوماً أن الضوء ينتقل بنفس السرعة الثابتة بالنسبة إليه. فمن وجهة نظر أ، فإن الضوء سوف ينتشر بنفس السرعة في كل اتجاه، وسوف

يصلُ الى مؤخرة السيارة (التي تتجهُ نحو الضوء) قبلَ ان يصلَ الى مقدمة السيارة (التي تبتعدُ عن الضوء). إذن، هنالك حدثان: وصولُ الضوء الى مقدمة السيارة والى مؤخرتها، يحكُمُ عليهما بـ بأنها متوافقتان simultaneous، بينما يحكُمُ عليهما أ بأنها حدثان في زمنين مختلفين. ومن الواضح ان هنالك شيئاً ما يتعلقُ بالزمنِ نفسه يجبُ ان يختلفَ الملاحظان فيه.

يجب أن يكون الزمان نسبياً لا متغيراً



الشكل ٢:٢٠ نسبة الزمان:

(أ) عند لحظة ما، أضيء الضوء المركزي م في السيارة الصاروخية.

(ب) عند لحظة لاحقة، وبحسب إفادة الملاحظ أ على جانب الطريق، فان الضوء قد وصل الى النقطة الخلفية خ لكنه لم يصل بعد الى النقطة الامامية ق. وبحسب إفادة الملاحظ ب في السيارة، يصلُ الضوء الى النقطتين المتساويتين البعد خ وق في وقت واحد.

٢:٢٠ تباطؤ الزمان Time dilation :

يقوم الآن الملاحظان أ وب، بما لهما من قوة ملاحظة فائقة، بإجراء تجربة أخرى، بغية معرفة مقدار اختلاف مقياسيهما الزمانيين بالضبط. ويوافقان على أنه من المفيد قياس زمن الرحلة ذهاباً وإياباً لموجة ضوئية تنطلق من ارض السيارة، وتنتقل رأسيّاً الى أعلى بالنسبة الى السيارة، ثم تنعكس عن مرآة عند السقف، وتعود بعد ذلك الى نقطة انطلاقها على ارض السيارة. وباستخدام معادلة الحركة بسرعة ثابتة، يكتبُ الملاحظ ب أن:

$$\Delta t = \frac{2D}{c} \quad (٢:٢٠)$$

$$2D = c \Delta t',$$

حيث ف هي المسافة من ارض السيارة الى سقفها $\Delta t'$ هو زمن الرحلة ذهاباً وإياباً الذي يقيسه ب. ووفق الملاحظ أ، الواقف على جانب الطريق، فان شعاع الضوء قد تحرك في نمطٍ منشاريّ (يشبه سنّ المنشار sawtooth)، ولم يقطع مسافة مقدارها ٢ ف، بل مسافة

أكبر منها تساوي ٢ وحيث وهو وتر المثلث القائم الزاوية في الشكل ٢٠: ٣. وتكون معادلة الملاحظ أ التي تربط بين المسافة، والسرعة، والزمن على النحو التالي:

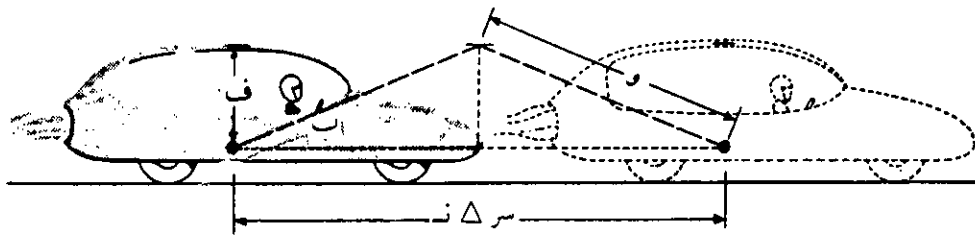
$$\Delta c = 2 \quad \text{و} \quad \Delta c = 2H \quad (2:20) \dots\dots\dots$$

وبما أن وأكبر من ف، وحيث أن الملاحظين يقيسان السرعة c نفسها، فمن الواضح الآن أن Δ يجب أن تكون أكبر من Δ ن، وأن أ سيعتبر أن المقياس الزمني للملاحظ ب يسير ببطء. ولايجاد العلاقة الكمية المطلوبة نستطيع تطبيق نظرية فيثاغورس على المثلث القائم في الشكل ٢٠: ٣:

$$2^2 = \left(\frac{1}{2} \Delta \text{سر}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \Delta c\right)^2$$

حيث سر هي سرعة السيارة بالنسبة الى الملاحظ أ. وبوضع قيمتي و، ف من المعادلتين ٢٠: ١ و ٢٠: ٢ في علاقة فيثاغورس السابقة، نجد أن:

$$\frac{1}{4} \Delta^2 c^2 = \frac{1}{4} \Delta^2 \text{سر}^2 + \frac{1}{4} \Delta^2 c^2$$



الشكل ٢٠: ٣: تجربة لتحديد القياسات الزمنية النسبية: يُفيد السائق ب بأن الشعاع الضوئي المنتقل من ارض السيارة الى سقفها والعائد اليها يقطع المسافة ٢ ف في زمن مقداره Δ ن، اما الملاحظ أ فيفيد بأنه يقطع المسافة ٢ وفي الزمن Δ ن. وفي نصف زمن الرحلة ذهابا وايابا، يرى الملاحظ أ ان السيارة تحركت الى الامام مسافة $\frac{1}{2} \Delta \text{سر}$ ن.

وبشيء من المعالجة الجبرية البسيطة نجد أن:

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \quad (3:20) \dots\dots\dots$$

الفترة الزمنية المقاسة غير متساوية

وهذه المعادلة هي واحدة من أهم معادلات النسبية، وقد نالت حتى هذا الوقت تأييداً تجريبياً كافياً (انظر الجزء ٢٠: ٨). وهي تمثل ما أصبح يدعى بظاهرة تباطؤ الزمن time dilation. فوق الملاحظ أ، «يتباطأ» زمن ب، بمعنى أن ساعات ب تتحرك ببطء. اما العامل الذي يحدّد النسبة بين معدّتي حركة ساعات الملاحظين فهو $\sqrt{1 - (v/c)^2}$. وباعتبار سرعات الانسان العادية، فان هذا العامل يقترب من ١ الى درجة كبيرة، ممّا يجعلنا نعجز عن الكشف عن ظاهرة تباطؤ الزمن في حياتنا العادية.

$$\Delta \text{ ز} = \frac{\text{ميكروثانية}}{٠.٦} = ١.٠ \text{ ميكروثانية}$$

٢٠: ٣ بعض خصائص أحداث الزمكان : Some features of spacetime events

بما أن مقاييس الزمان مختلفة للملاحظين المختلفين، فعلينا أن نصبح فجأة حذرين تماماً، بل متشككين حقاً، عند تناولنا لعمليات القياس. فمثلاً، هل نجرؤ على استخلاص النتيجة «الواضحة» بأن ساعات أ يجب أن تبدو سريعة للملاحظ ب، نظراً لأن ساعات ب تبدو بطيئة للملاحظ أ؟ والجواب على ذلك كلاً بالطبع، إذ أن ب يكون مقتنعاً على قدر مساوٍ بأن ساعات الملاحظ أ هي البطيئة. وبالفعل، فمن دون هذه التبادلية reciprocity في الملاحظة، يبدو كأننا نقدر على تعيين الحركة المطلقة والعودة بذلك إلى إطار إسناد مفضل.

وفي التجربة السابقة، يحدث الغياب الظاهري للتبادلية لأن النقطة التي يعود إليها الضوء هي النقطة نفسها في إطار اسناد ب، بيد أنها نقطة مختلفة في إطار أ. ولسوف تعود التبادلية إلى الظهور لو أمكن مقارنة هذه التجربة بأخرى يكون فيها الملاحظ أ على الأرض هو الذي ينبعث بشعاع الضوء رأسياً إلى أعلى وإلى أسفل والملاحظ ب هو الذي يلاحظ النمط المنشاري.

وفي وصفنا لتجربة تباطؤ الزمن (الجزء ٢٠: ٢)، كنا قد فرضنا ضمناً أن أ وب اتفقا على المسافة الرأسية المقاسة من الأرضية إلى المرآة. ومن الطبيعي تماماً أن نشكك في هذا، ولكن لحسن الحظ فإن مبدأ التبادلية ينبئنا، بالنسبة لهذا القياس، أن أ وب، على الأقل سوف يتفقان. فلو حكم أ بأن سيارة ب قد انكمشت رأسياً، فإن ب عندئذ يجب أن يحكم على أ بأنه انكمش رأسياً. ويستطيع أ أن يثبت تضارب (inconsistency) وجهتي النظر هاتين إذا حمل فرشاة دهان مبلولة على ارتفاع يساوي طول السيارة عندما تكون ساكنة. فإذا اعتقد أن السيارة المتحركة قد انكمشت ارتفاعها، فإن فرشاته ستكون أعلى من السيارة ولا تترك أي أثر لها. ولكن بحسب الملاحظ ب، يجب أن تكون الفرشاة أوطأ من سقف السيارة ولسوف تترك شريطاً من الدهان. ولأن السيارة لا يمكن أن تخرج من هذه التجربة بشريط من الدهان ومن دون شريط في وقت واحد، فيجب أن يكون صحيحاً أن أ وب يتفقان بالفعل على الابعاد الرأسية، وأن الفرشاة سوف تمس قمة السيارة تماماً.

يتفق الملاحظان على:

(١) المسافات المتعامدة على اتجاه الحركة

(٢) السرعة النسبية

ومن التضمنات الأخرى لمبدأ التبادلية أن الملاحظين يتفقان على سرعتيها النسبية. إذ لو اختلفا، لأدخل ذلك في ملاحظاتيها «لا تماثلاً» asymmetry يتضارب مع فرضية تكافؤ جميع الأطر القصورية. وبدلالة الكميات المتجهة، فإذا كانت السرعة المتجهة للملاحظ ب كما يقيسها أ هي س، فإن السرعة المتجهة للملاحظ أ كما يقيسها ب سوف تكون س. وهذا المظهر من مظاهر التبادلية يُعرض رياضياً في الجزء ٢٠: ٦.

وثمة نقطة اتفاق أخرى جوهرية في النظرية النسبية يلزم ذكرها بصراحة، من منطلق الحذر الشديد من قبول أفكار الفطرة السليمة. وهي أن جميع الملاحظين يتفقون بالفعل على الأحداث التي تقع في مكان واحد وزمان واحد. فإذا أُنْهِيتْ annihilation في مكان معين وزمان معين، وحُلِقَ pion created ميون muon ونيوترينو neutrino بدلا منه، فإن جميع الملاحظين يتفقون على أن حَدَثِي الانفناء والحُلُق وقع بالفعل في مكان واحد

(٣) الأحداث المتطابقة في المكان والزمان

وزمان واحد. وبالرغم من إمكان اختلاف الملاحظين المختلفين في مكان وزمان حدوث هذين الحدثين، إلا أنهم لا يختلفون في حقيقة أن الحدثين كانا متوافقين simultaneous وانهما حدثا في نفس المكان. إن هذا القدر من الفطرة السليمة، على الأقل، تحتفظ به النظرية النسبية. وهو يعني أن اثنين (أو أكثر) من الأشياء التي تحدث في مكان واحد وزمان واحد يمكن تسميتهما بحدث منفرد واحد one single event. إن جميع الاختلافات في النظرية النسبية تتعلق بقياسات الفروق بين الأحداث.

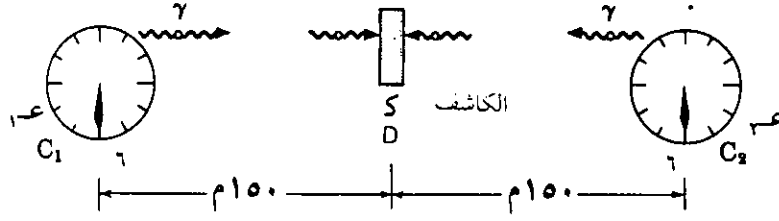
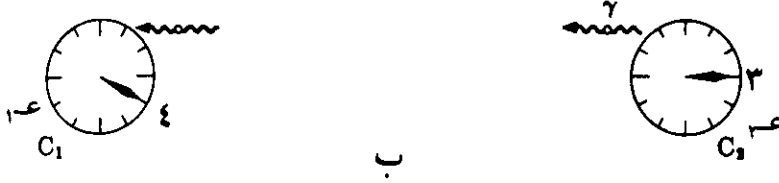
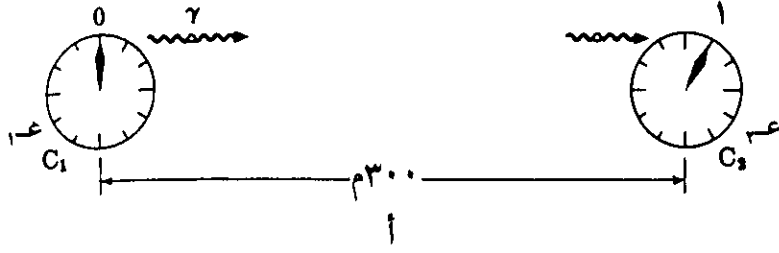
* تزامن الساعات Synchronization of clocks :

بما أن الساعات التي تكون في حركة نسبية تواصل التكتكة بمعدلات زمنية مختلفة، فإن ذلك يَدْخُلُنَا في مشكلة جديدة. فكيف يستطيع المرء أن يَحْكُمَ فيما إذا كانت الساعات الموضوعة في أماكن مختلفة في نفس إطار الاسناد تدور متزامنة مع بعضها بعضاً run synchronously مظهرة نفس القراءة في نفس الوقت؟ فلا يكفي ان نضبط زمن ساعتين بحيث تقرأان القراءة نفسها في المكان الواحد، ثم ننقل إحداها إلى مكان مختلف، لأن الحركة النسبية سوف تقضي على تزامنها*. وتزودنا النظرية النسبية بتعريف عملياتي operational للتزامن، باستخدام نبضات ضوئية للربط بين الساعات.

تعريف عملياتي للتزامن

اعتبر، مثلاً، الساعة ع₁ (C₁) التي هيئت لتطلق فوتوناً في اللحظة التي تقرأ فيها صفراً [الشكل ٢٠: ٤ (أ)]، وساعة أخرى ع₂ (C₂)، لها تركيب مماثل، في حالة سكونٍ بالنسبة إلى الساعة ع₁ (C₁) وتبعد عنها مسافة ف (d). وللسهولة، نختار ف = ٣٠٠ م كما في الشكل، حتى يكون الزمن اللازم للفوتون ليتحرك من ع₁ إلى ع₂ يساوي ١ ميكروثانية. لنهيء الساعة ع₂ لتقرأ القراءة ١، (وليكن تدريجها بوحدات الميكروثانية)، ولنطلقها لتبدأ حركتها عند استقبالها للفوتون. ومن ثم، وبعد أن يكون الفوتون قد نقل الرسالة من الساعة ع₁ إلى الساعة ع₂، يمكن القول إن الساعتين متزامنتان بالتعريف.

* تصلح هذه الطريقة فقط في الحالة التي تؤول فيها السرعة المتجهة للساعة المنقولة إلى الصفر. غير أننا، عند ذلك الحد، نحتاج إلى زمن لا متناهٍ للحصول على فصل مكاني محدود finite separation بين الساعتين.



الشكل ٢٠: ٤: التزامن الساعات: (أ) تطلق الساعة عم (C1) فوتوناً عند $t = 0$ صفر (تَضَبُّطُ الساعة عم (C2) لتقرأ ١ ميكروثانية ($t = 1 \mu\text{sec}$) عند استقبالها الفوتون. (ب) فحص التوافق consistency check: عندما تطلق الساعة عم (C2) فوتوناً عند $t = 3$ ، فان الساعة عم (C1) يجب أن تقرأ $t = 4$ لحظة استقبالها الفوتون. (ج) فحص آخر: الكاشف ك (D) يستقبل فوتونين في وقت واحد. والساعتان تكونان متزامنتين إذا كانت قراءتهما واحدة عند إطلاقهما الفوتونين.

فحوص التوافق

ويمكنُ فحصُ توافقِ consistency هذا التعريفِ بعدةِ طرق. احداها المبيّنة في الشكل ٢٠: ٤: (ب) وتقتضي إرسال فوتونٍ من عم الى عم. فمثلاً إذا كانت قراءة عم تساوي ٣ عند إطلاقها الفوتون، وجب أن تكون قراءة عم ٤ عند استقبالها الفوتون. وفي فحصٍ آخر، نَسْتَخِدمُ كاشفاً ك detector يوضعُ في منتصفِ المسافةِ بين عم وعم [الشكل ٢٠: ٤: (ج)]. فإذا أُطلِّقت الساعتان عم وعم، بترتيبٍ مسبق، فوتونين متزامنين، فينبغي ان يتمَّ استقبالهما متزامنين عند الكاشف ك. وتضمّن رياضياتُ تحويلِ لورنتز Lorentz transformation بطبيعتها (الجزء ٢٠: ٦) أن الساعات التي يتمُّ مزامنتها بموجب الطريقة المبيّنة في الشكل ٢٠: ٤: (أ) تحتارُ حقاً الفحصين الموضحين في الشكلين ٢٠: ٤: (ب) و(ج).

يمكن مزامنة أي عدد من
الساعات في إطار اسناد واحد

التزامن مفهوم نسبي

وعن طريق التزامن بالنبضات الضوئية، نستطيع أن نتصور وجود أي عدد من
الساعات التي توصلت تكتكتها بمعدل زمني واحد في نفس إطار الاسناد. ومن الهام أن
نتذكر، على كل حال، أن هذا التزامن تزامن بالتعريف، يتفق عليه الملاحظون في إطار
اسناد واحد. وكما سنكشف لاحقاً، فإن تزامن الساعات مسألة يختلف فيها الملاحظون
الذين يكونون في حركة نسبية.

٢٠ : ٤ انكماش لورنتز The Lorentz contraction :

تُبين تجربة عقلية أخرى، تُشبه إلى حد كبير تلك الموصوفة في الجزء ٢٠ : ٢، أن قياسات
المسافة، وقياسات الزمن كذلك، يجب أن تتأثر بحركة الملاحظ. يبدأ سائق السيارة
الصاروخية بتعيين طول حاجز على جانب الطريق عن طريق قياس الزمن الذي يحتاجه
إلى قطع مسافة الحاجز. فيقيس الزمن ويجده $\Delta t = t_B - t_A$ (الشكل ٢٠ : ٥)؛ ولذلك
يحدد للحاجز طولاً مقداره:

تجربة لقياس الطول

$$L = v \Delta t \quad (٢٠ : ٤)$$

$$L' = v \Delta t',$$

حيث v هي في نفس الوقت سرعته بالنسبة إلى الحاجز، وسرعة الحاجز بالنسبة إليه.
وبالنسبة إلى ملاحظ على الأرض، فإن للحاجز طولاً مقداره L ، ويكون الزمن اللازم
للسيارة الصاروخية لقطعه هو $\Delta t = t_B - t_A$ ، وهو يرتبط بالزمن Δt بالمعادلة ٢٠ : ٣.
وبالطبع، يجب أن نفترض أن ساعات الملاحظ أمتزمنة بحسب الطريقة الواردة في الجزء
السابق. وبما أن أ يتفق على أن سرعة السيارة هي v ، فإنه يكتب أن:

$$L = v \Delta t \quad (٢٠ : ٥)$$

$$L' = v \Delta t.$$

ومن ثم، فإن نسبة L' إلى L تساوي نسبة $\Delta t'$ إلى Δt :

$$\frac{L'}{L} = \frac{\Delta t'}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\frac{L'}{L} = \frac{\Delta t'}{\Delta t} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

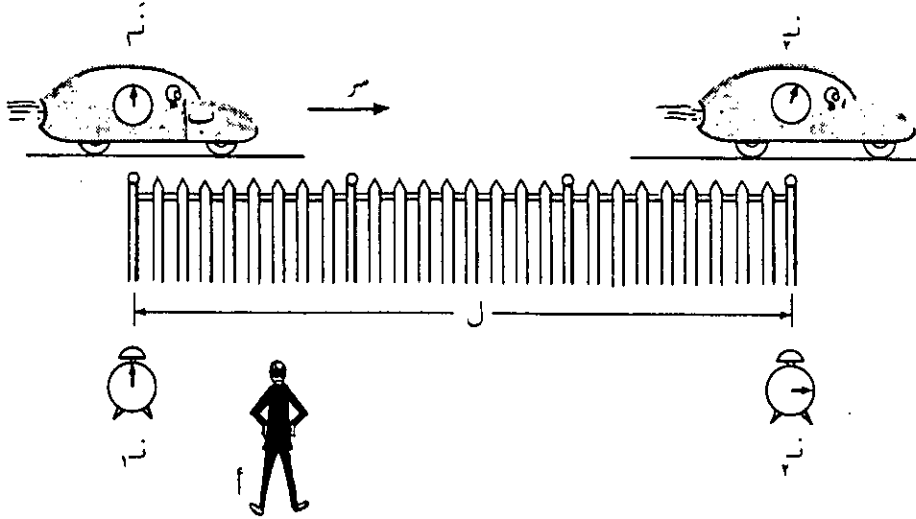
وعلى ذلك، فإن طول الحاجز كما يقيسه ب يمكن كتابته على الصورة التالية:

(٦:٢٠).....

$$L = L_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

الاطوال المقاسة غير متساوية

$$L' = L \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$



الشكل ٥:٢٠: تجربة انكماش لورنتز: طول الحاجز L بحسب الملاحظ الساكن أ. وقياس ملاحظ متحرك L' بتوقيت زمن مروره من طرف الى الطرف الآخر. الطول L (أ) للحاجز المتحرك هو أقل من الطول L' للحاجز الساكن.

ويجذب أن طول الحاجز أقصر من الطول الذي يقيسه الملاحظ أ الساكن بالنسبة الى الحاجز. وهذا الانكماش في الطول يُدعى إنكماش لورنتز contraction Lorantz. وبما أن الحاجز، بالنسبة الى الملاحظ ب يكون في حالة حركة، فاننا نستطيع صياغة النتيجة على الصورة التالية: عندما يكون جسم في حالة حركة، فإن طوله باتجاه حركته يقل بالنسبة الى طوله وهو ساكن بعامل مقداره $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$

وهنالك أكثر من طريقة لقياس طول جسم متحرك. فلابحاج طول قطار شحن مثلاً، يستطيع المرء قياس الزمن الذي يحتاجه لعبور نقطة، (وهذا يتطلب معرفة سرعته، ويمكن عمله بالطريقة التي وُصفت آنفاً). أو يستطيع وضع ملاحظين على امتداد خط سكة الحديد، وأن يُعين موقعي مقدمة القطار ومؤخرته في لحظة زمنية معينة. وسُيُن في

الجزء ٢٠: ٧ أن هاتين الطريقتين تُعْطيان إجابةً واحدةً في النظرية النسبية، تماماً كما في النظرية الكلاسيكية.

مثال: عصا متريّة meter stick تتحرك موازيةً لطولها بسرعة 10^8 م/ث في مختبر افتراضي. ما طول العصا الذي يقيسه العاملون في هذا المختبر؟

الطول L في المعادلة ٢٠: ٦ هو طول العصا وهي ساكنة، أي 1 م. الطول الذي يُقاس للعصا المتحركة هو L' . وبما أن $c = \frac{1}{3}$ ، فإن عامل انكماش لورنتز هو:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{10^8^2}{3^2}}} = 1.483$$

ولذا، فإن $L' = 0.67$ م.

٢٠: ٥ تجربة عقلية أخرى Another thought experiment :

يتناقض تباطؤ الزمن وانكماش لورنتز مع تحويل غاليلو. فالمعادلة ٢٠: ٣، مثلاً، تتناقض مع المعادلة ١٩: ١٤. إن تحويل لورنتز الذي يجب أن يحل محل تحويل غاليلو يمكن اشتقاقه من فكرتين فقط، هما ثبوت سرعة الضوء وفكرة التبادلية reciprocity. وقد استخدمت هاتان الفكرتان سابقاً في التجربتين العقليتين اللتين سبق وصفهما (انظر الشكلين ٢٠: ٣ و ٢٠: ٥). وبمساعدة تجربة عقلية أخرى، سيتوفر لدينا ما يكفي من «المعطيات» لاشتقاق معادلات تحويل لورنتز الكاملة. وما نسعى إليه هو عبارة عن معادلات تربط معاً الفوارق المكانية والزمانية بين زوجين من الأحداث كما يراها ملاحظ «ساكن» وملاحظ متحرك». وبين الشكل ٢٠: ٦ نظامي الأحداث لهذين الملاحظين، حيث استعير عن السيارة الصاروخية بعربة سكة حديد سرعتها تقارب سرعة الضوء relativistic. وسنستخدم فيما يلي الاختصار التالي:

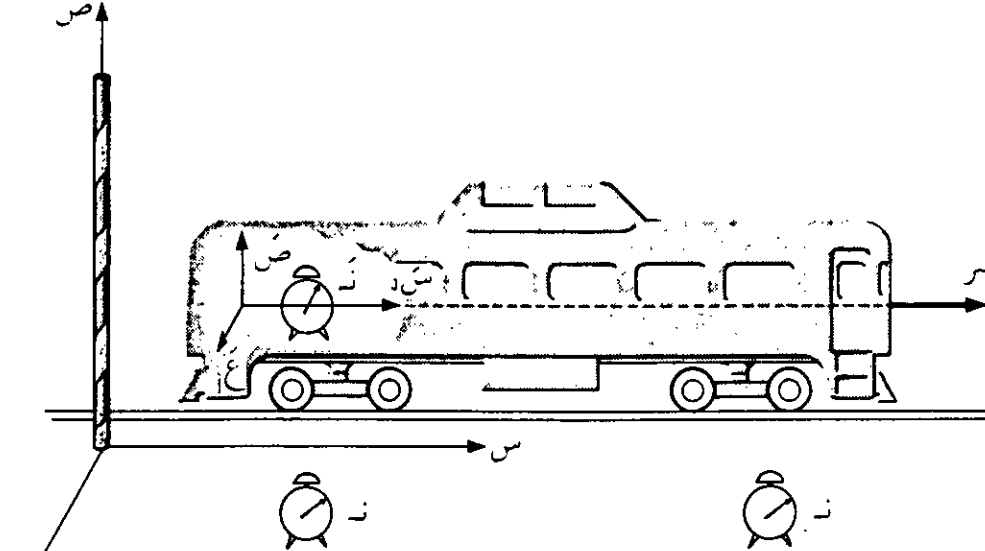
$$\beta = \frac{v}{c} \quad \frac{v}{c} = \beta \quad (٢٠: ٧) \dots\dots\dots$$

حيث ترمز β (٧) هنا إلى السرعة النسبية بين إطارَي الاسناد. وأحياناً، عندما لا يكون هناك احتمال لأي التباس، يمكن أيضاً استخدام β (٧) للدلالة على سرعة جسيم أو جسم قيد الدراسة.

ويمكن التعبير بصورة مبسطة عن نتائج التجربة العقلية في الجزء السابق بدلالة فوارق المكان والزمان Δs ، Δz ، Δs ، Δz بين زوجين من الأحداث. الحدث ١ هو مرور السيارة الصاروخية بالطرف الأيسر من الحاجز (الشكل ٢٠: ٥). والحدث ٢ هو مرورها بالطرف الأيمن للحاجز. وبما أن هذين الحدثين يحدثان في نفس المكان في الإطار المتحرك، فإن الفرق المكاني للملاحظ ب هو $\Delta s = 0$. أما بالنسبة للملاحظ أ، على الأرض، فإن الفرق المكاني للحدثين هو $\Delta s = L$ ، والفرق الزمني بينهما هو

$$\Delta z = \frac{\Delta s}{v} = \frac{L}{v}$$

أما في الإطار المتحرك فينفصل الحدثان زمنياً بمقدار $\Delta z' = \Delta z \sqrt{1 - \beta^2}$.



الشكل ٢٠: ٦: نظاما الأحداثيات للملاحظين في حالة حركة نسبية: يستخدم الملاحظ «السكن» أحداثيات لا يوجد فوقها فتحة unprimed، في حين يستخدم الملاحظ «المتحرك» أحداثيات فوقها فتحة primed.

وخلاصة القول، فإن:

$$\Delta x = L, \quad \Delta s = L \quad (٨: ٢٠)$$

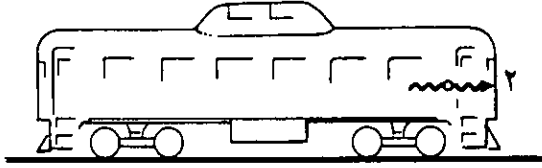
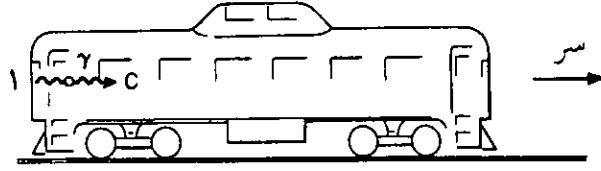
$$\Delta t = \frac{L}{v}, \quad \frac{\Delta z}{\Delta s} = \frac{L}{v} \quad (٩: ٢٠)$$

$$\Delta x' = 0, \quad \Delta s' = 0$$

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \Delta z' = \Delta z \sqrt{1 - \beta^2} \quad (١٠: ٢٠)$$

$$= \frac{L}{v} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \frac{\Delta z'}{\Delta s'} = \frac{L}{v} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (١١: ٢٠)$$

وصف ملخص لتجربة قياس الطول



الشكل ٢٠: ٧: تجربة توقيت فوتونية:

الحدث ١: يترك فوتون مؤخرة العربة.

الحدث ٢: يصل الفوتون الى مقدمة العربة.

ننتقل الآن الى التجربة العقلية الاضافية (الشكل ٢٠: ٧). ففي عربة قطار تتحرك في اتجاه س الموجب بالسرعة سر، ينطلق فوتون من مؤخرة العربة (الحدث ١)، ويمتص فيا بعد عند مقدمة العربة (الحدث ٢). ان طول العربة بالنسبة للمسافرين فيها هو (l_0) أما للملاحظين على الأرض، فان طولها هو: $l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ نتيجة لانكماش لورنتز (المعادلة ٢٠: ٦). ان سرعة الضوء لكل من فئتي الملاحظين هي بالطبع c . والآن ما الفرق المكانية والزمانية التي يحددها الملاحظون المختلفون لزوجتي الاحداث هذا؟ فداخل العربة ينتقل الفوتون مسافة l بسرعة c ، ولذا فان: $\Delta t = l/c$ ، $\Delta x = l$ ، فداخل العربة ينتقل الفوتون مسافة l_0 ، أما للملاحظين على الأرض، فيتحرك الفوتون مسافة طول العربة: $l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ ، مضافاً إليها المسافة التي قد تحركتها العربة الى الأمام: $\Delta x = v \Delta t$ ، ولذلك تكون Δx كما يلي:

$$\Delta x = l_0 \sqrt{1 - \beta^2} + v \Delta t \quad (١٢: ٢٠) \dots\dots\dots$$

$$\Delta x = l_0 \sqrt{1 - \beta^2} + v \Delta t.$$

وبما أن هذه المسافة قد قُطعت بسرعة تساوي سرعة الضوء، فان Δx و Δt ترتبطان أيضاً بالعلاقة التالية:

$$\Delta x = c \Delta t \quad (١٣: ٢٠) \dots\dots\dots$$

ويمكن حل المعادلتين ١٢: ٢٠ و ١٣: ٢٠ للحصول على Δx و Δt . وهاتان

النتيجتان، مع العلاقاتين السابقتين لكل من Δ س و Δ ن، تكون كالآتي:

(١٤:٢٠).....	$\Delta x = \frac{l_0}{c} \frac{c+v}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$\frac{r+c}{\beta-\sqrt{v}} \cdot \frac{l}{c} = \Delta$ س	وصف ملخص لتجربة الفوتون
(١٥:٢٠).....	$\Delta t = \frac{l_0}{c^2} \frac{c+v}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$\frac{r+c}{\beta-\sqrt{v}} \cdot \frac{l}{c} = \Delta$ ن	
(١٦:٢٠).....	$\Delta x' = l_0$	Δ س = ل.	
(١٧:٢٠).....	$\Delta t' = l_0/c$	Δ ن = $\frac{l}{c}$	

٦:٢٠ معادلات تحويل لورنتز : The Lorentz-transformation equations

تُكشِفُ تجربةُ تباطؤِ الزمنِ للملاحظين أ وب (الشكل ٣:٢٠) عن جزءٍ فقط من العلاقة الكلية بين قياساتهما المكانية والزمانية. ويمكن إجراء العديد من التجارب الأخرى للكشف عن أوجه أخرى لهذه العلاقة. وتُعتبر تجربة قياس طول الحائِز التي تُلخّصها المعادلات ٨:٢٠ - ١١:٢٠ وتجربة توقيت الفوتون التي تلخّصها المعادلات ١٤:٢٠ - ١٧:٢٠ مثالين على تلك التجارب. وفي هذا الجزء نسعى إلى الحصول على العلاقة العامة. ويكفي أن نحصر انتباهنا في الحركة النسبية لإطارَي الاسناد باتجاه المحور س. ووفق مبدأ التبادلية reciprocity، لا تتأثر المسافات العمودية على اتجاه الحركة بالحركة، ولذلك يكون Δ ص = Δ ص و Δ ع = Δ ع. وبالنسبة إلى معادلتَي تحويل المسافة في اتجاه الحركة والزمن أي التحويل س ن (x) فاننا نكتب ما يلي:

(١٨:٢٠).....	$\Delta x = a_1 \Delta x' + a_2 \Delta t'$,	Δ س = Δ س + Δ ن
(١٩:٢٠).....	$\Delta t = a_3 \Delta t' + a_4 \Delta x'$,	Δ ن = Δ ن + Δ س

الشكل المفترض لمعادلات التحويل

حيث α_1 ، α_2 ، α_3 و α_4 هي ثوابت سيجري تحديد قيمها. إن العلاقة الخطية المفروضة في هاتين المعادلتين يمكن ربطها بتجانس المكان والزمان. لنفرض، مثلاً، أن ساعة مُثبتة بالاطار «المتحرك» تكنت ثانيتين في حين تقدّمت ساعات الاطار «الثابت» ثلاث ثوانٍ. فإذا كان الزمان متجانساً - أي إذا كانت صفات الزمان واحدة في كل الاوقات - فاننا نتوقع أن يرافق تقدّم الساعة المتحركة بمقدار ثانيتين جديدتين تقدّم الساعة الساكنة مجدداً

لماذا تكون المعادلات خطية؟

بمقدار ثلاث ثوانٍ. وهذا يعني أنه إذا كانت $\Delta z = 4$ ث، فإن $\Delta z = 6$ ث، وإذا كانت $\Delta z = 6$ ث، فإن $\Delta z = 9$ ث، وهلمَّ جرّاً. ان هذا التناسب المباشر بين الفترتين Δz و $\Delta z'$ [عندما تكون $\Delta z = 0$ صفر] ممكن فقط في حالة وجود علاقة خطية بينهما. ويمكن تطبيق الحجة نفسها على القياسات المكانية. فإذا لم ترتبط Δx و $\Delta x'$ بعلاقة خطية، فإن طول عصا متريّة متحركة سيعتمد على موقعها في المكان، مما يتناقض مع مفهوم تجانس المكان. ويجب أن نتذكر أن هذه الحجة حجة نظرية. أما التبرير النهائي الامتن للمعادلتين ١٨:٢٠ و ١٩:٢٠ فهو امبريقي لا نظري، بمعنى أنها تؤديان الى تنبؤات تؤيدها التجربة العلمية.

ولتحديد قيم الثوابت الواردة في هذه المعادلات، نعود أولاً إلى تجربة قياس طول الحاجز في الشكل ٥:٢٠. وبوضع القيم المناسبة من المعادلتين ١٠:٢٠ و ١١:٢٠ في المعادلة ١٩:٢٠ نجد أن:

$$\Delta t = a_3 \Delta t' \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \Delta z = \Delta z' \sqrt{1 - \beta^2}$$

ومنها نحصل مباشرة على قيمة β :

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \beta \quad a_3 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (20:20) \dots$$

وبوضع القيم المناسبة من المعادلات ٨:٢٠، ١٠:٢٠ و ١١:٢٠ في المعادلة ١٨:٢٠، نحصل على:

$$L = a_2 \frac{L}{v} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad L = \frac{L}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \beta = \frac{L}{L}$$

وهذا يعني أن قيمة المعامل β تساوي:

$$\frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \beta \quad a_2 = \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (21:20) \dots$$

ويمكن إيجاد قيمة المعامل β باستخدام الحجة التالية. إن أي نقطة ثابتة على الارض تبدو للملاحظين في القطار على أنها تتحرك باتجاه قيم β السالبة بالسرعة β ، وتكون $\Delta z = -\Delta z'$ عندما $\Delta z = 0$ صفر. وهذا الشرط يضع المعادلة ١٨:٢٠ بالشكل التالي:

$$0 = -a_1 v \Delta t' + a_2 \Delta t' \quad \Delta z = \Delta z' \sqrt{1 - \beta^2}$$

نتائج التجارب العقلية تُزودنا
بالمعاملات

أي أن: $\alpha = \frac{r}{s} \alpha$ ، أو :

$$(22:20) \dots\dots\dots a_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \quad \frac{1}{\sqrt{\beta - 1}\sqrt{v}} = {}_1\alpha$$

ويمكنُ تعيينُ المعاملِ الأخيرِ α ، بالعودةِ الى نتائجِ تجربةِ توقيتِ الفوتونِ في الشكل ٧:٢٠. وبوضعِ القيمِ المناسبةِ من المعادلاتِ ١٥:٢٠ - ١٧:٢٠ في المعادلةِ ١٩:٢٠ نحصلُ على:

$$L_1\alpha + \frac{L}{c} r\alpha = \frac{r+c}{\sqrt{\beta-1}\sqrt{v}} \frac{L}{c}$$

$$\frac{L_0}{c^2} \frac{c+v}{\sqrt{1-\beta^2}} = a_3 \frac{L_0}{c} + a_4 L_0.$$

وباستخدامِ قيمةِ α (المعادلة ٢٠:٢٠) نحصلُ على قيمةِ α :

$$(23:20) \dots\dots\dots a_4 = \frac{v/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \quad \frac{r/c/s}{\sqrt{\beta-1}\sqrt{v}} = {}_1\alpha$$

ومجملُ القولِ ، فإنَّ معادلاتِ تحويلِ لورنتز للحالةِ المبينةِ في الشكلِ ٦:٢٠ هي كما يلي :

$$(24:20) \dots\dots\dots \Delta t = \frac{\Delta t' + (v \Delta x' / c^2)}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}, \quad \frac{(r/c/s) \Delta + \Delta}{(r/c/s) - 1\sqrt{v}} = \Delta$$

تحويل لورنتز للسرعة النسبية
باتجاه س الموجب

$$(25:20) \dots\dots\dots \Delta x = \frac{\Delta x' + r \Delta t'}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}, \quad \frac{\Delta + s r \Delta}{(r/c/s) - 1\sqrt{v}} = s \Delta$$

$$(26:20) \dots\dots\dots \Delta y' = \Delta y', \quad \Delta v = \Delta v$$

$$(27:20) \dots\dots\dots \Delta z = \Delta z', \quad \Delta c = \Delta c$$

وفي كُلِّ معادلةٍ من المعادلاتِ السابقةِ نجدُ على الجانبِ الايسرِ قياساً او قياساتٍ للملاحظِ المتحركِ، وعلى الجانبِ الايمنِ قياساً للملاحظِ الساكنِ. (ونستخدمُ بالطبعِ كلمتي «متحرك» و«ساكن» كعنوانين ملائمين فقط للدلالةِ على الملاحظين، ولا نستخدمهما انطلاقاً من أية قناعةٍ بأن احدهما هو المتحرك «بالفعل».) ان تحويلَ لورنتز يربطُ ذاتيةَ subjectivity القياسِ بعضها ببعضٍ، ويوفرُ قاعدةَ لاستنباطِ «حقيقةٍ موضوعيةٍ objective reality» من قياسٍ ذاتي.

ويكشف لنا فحص معادلات تحويل لورنتز مباشرة عن حقيقتين هامتين : (١) يمكن مزج المكان والزمان معاً . فالفترة المكانية التي يقيسها شخص ما هي توليفة معينة من الفترتين المكانية والزمانية اللتين يقيسهما إنسان آخر . وقد أدى هذا المزج إلى مفهوم «الزمكان spacetime» ككينونة واحدة رباعية الأبعاد four-dimensional . (٢) لا يمكن أن يوجد إطارا اسناد سرعتهما النسبية أكبر من سرعة الضوء . وهذا التنبؤ غير المتوقع بوجود حد للسرعة speed limit في الطبيعة ينتج عن الشكل الرياضي لمعادلات التحويل . فلو زادت سرعة على c ، لصارت الكمية $\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$ عدداً تخيلياً imaginary number، ولعجزنا عن كيفية شرح المعادلات فيزيائياً . وإذا قبلنا حقيقة كون تحويل لورنتز يرتبط بين جميع القياسات الفيزيائية الممكنة ، فإن علينا أن نقبل الاستنتاج بأنه لا يمكن للسرعة النسبية لأي ملاحظين أن تزيد على c . وتتوفر الآن أدلة كافية على ان جميع الكينونات الفيزيائية المعروفة physical entities تخضع الآن بالفعل لحده السرعة هذا . فقد سُرعت accelerated الالكترونات (في مسارع جامعة ستانفورد الخطّي Linear Accelerator Stanford بولاية كاليفورنيا) الى سرعة 0.9999999997 . . من سرعة الضوء c ، إلا أنه لم يمكن جعل سرعتهم تتعدى السرعة *c .

تُمْكِنُ هذه الصيغة من الكشف
عن التنازل الزمكاني بوضوح
أكثر

$$(29:20) \dots \Delta x = \frac{\Delta x' + \beta(c\Delta t')}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \frac{(\Delta c) \beta + \Delta s}{\sqrt{1-\beta^2}} = \Delta s$$

● تظهرُ دراسةُ أعمقٍ للنسبية أن من الممكن وجود صنفٍ آخر من الجسيمات - يدعى عادةً ناخيونات tachyons

Q.M.Bilaniuk and E.C.G.Sudarshan, **المزيد عن التأخيرات، ارجع الى:**
 "Particles Beyond the Light Barrier", *Physics Today*, May, 1969, or Gerald Feinberg,
 "Particles That Go Faster than Light, "*Scientific American*, February, 1970.

* التحويل المعكوس The inverse transformation :

وثمة مظهر آخر للتماثل الجميل الذي يوجد في معادلات تحويل لورنتز يتكشف لنا عندما نجد التحويل العكسي لتحويل لورنتز، هذا التحويل الذي يمكننا من التعبير عن المتغيرات التي لا يوجد فوقها فتحة unprimed بدلالة تلك التي يوجد فوقها فتحة primed (أي الانتقال من النظام الساكن إلى النظام المتحرك). ويمكن اعتبار المعادلتين ٢٤:٢٠ و ٢٥:٢٠ كمعادلتين تتضمنان مجهولين: Δt و Δx . ويترك حل هاتين المعادلتين من أجل هذين المجهولين كنوع من التمرين للطالب. وتعودنا هذه الطريقة إلى المعادلات التالية:

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - (v \Delta x / c^2)}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}, \quad \Delta t = \frac{(\Delta t' / \gamma) - (v \Delta x' / c^2)}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \quad (٢٠:٣٠)$$

$$\Delta x' = \frac{\Delta x - v \Delta t}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}, \quad \Delta x = \frac{(\Delta x' / \gamma) + v \Delta t'}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \quad (٢٠:٣١)$$

$$\Delta y' = \Delta y, \quad \Delta y = \Delta y' \quad (٢٠:٣٢)$$

$$\Delta z' = \Delta z, \quad \Delta z = \Delta z' \quad (٢٠:٣٣)$$

التحويل العكسي

(ولتمام التحويل، عكسنا المعادلتين ٢٦:١٠ و ٢٧:١٠ وأضفناهما إلى المعادلتين المستخرجتين بالحل). ونلاحظ أن التحويل وعكسه متطابقان ما عدا إشارة (v) .

وبالفعل فإن التماثل القوي بين المعادلات ٢٤:٢٠ - ٢٧:٢٠ من جهة والمعادلات ٢٠:٣٠ - ٢٠:٣٣ من جهة أخرى يجب أن لا يثير دهشنا. فكلتا المجموعتين من المعادلات تحويل لورنتز. فبالنسبة إلى ملاحظين على الأرض يعتبرون أنفسهم في حالة سكون، يتحرك القطار بسرعة متجهة مركبتها في اتجاه المحور x تساوي $+v$. أما بالنسبة للملاحظين في القطار، يمكنهم على نحو مماثل أن يعتبروا أنفسهم في حالة سكون، فتتحرك الأرض بسرعة متجهة مركبتها في اتجاه المحور x تساوي $-v$. ومن ناحية أساسية تعتبر مجموعتا المعادلات هاتين شيئاً واحداً. وفي هذا التطابق بين الشكلين: التحويل وعكسه يتكشف لنا مظهر آخر من مظاهر تبادلية الملاحظات reciprocity of observations.

٧:٢٠ نتائج مترتبة على تحويل لورنتز:

Consequences of the Lorentz transformation

لكي نقدّر تضمنات معادلات تحويل لورنتز، يحسن بنا أن نقصّر تطبيقها على تجارب مفاهيمية بسيطة بشكل خاص conceptual experiments . ونبدأ أولاً باعادة النظر في ظاهرتي تباطؤ الزمان وانكماش لورنتز، ثم ننظر بعد ذلك في تضمنين آخرين من تضمنات هذه المعادلات، وهما نسبية التزامن (relativity of simultaneity) وجمع السرعات المتجهة addition of velocities .

* تباطؤ الزمان Time dilation :

لنفرض أننا وضعنا Δ س = صفر في معادلات التحويل. فالتنا نحصل في الحال من المعادلة ٢٠:٢٤ على معادلة تباطؤ الزمان التي توصلنا اليها سابقا (المعادلة ٢٠:٣):

نسبية الزمان عندما $\Delta x = 0$ س = صفر.

$$[\Delta x = 0]$$

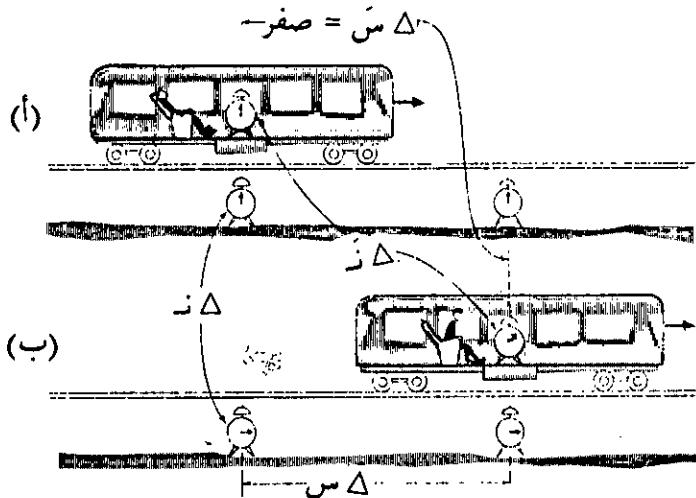
$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (٢٠:٣٤) \quad \Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

وهذه المعادلة تربط بين قياسي الملاحظين لفترة زمنية واحدة بين حدثين يحدثان في نفس المكان في القطار، كالفترة الزمنية لقيولة مسافر (الشكل ٢٠:٨). وعندما تكون النسبة $\frac{v}{c}$ أقل من ١ بكثير، فان المعادلة التقريبية التالية تكون مفيدة جداً:

تقريب مفيد لقيم β الصغيرة

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx 1 + \frac{1}{2}\beta^2 \quad (٢٠:٣٥) \quad \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx 1 + \frac{1}{2}\beta^2$$

$$1 + \frac{1}{2}\beta^2 \approx \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$



الشكل ٢٠:٨: تباطؤ الزمان: تستغرق قيلولته مسافر زمناً مقداره $\Delta t'$ في إطار الاسناد المثبت بالارض. ولا يوجد، ما بين حدثي النوم والاستيقاظ، أي فصل مكاني في القطار: $\Delta x' = 0$ س = صفر. بيد أن هنالك فصلاً مكانياً على الارض مقداره Δx س. وبالطبع، فإن الفرق بين Δt و $\Delta t'$ صغير جداً الى حد أنه لا يمكن ملاحظته في قطار حقيقي.)

وهذه الصيغة التقريبية تترتب على استخدام مفكوك ذات الحدين binomial expansion (انظر الملحق ٦ ح). وتعطينا المعادلتان ٣٤:٢٠ و ٣٥:٢٠ معاً الفرق بين الفترتين الزمنيتين المقيستين:

$$\Delta t - \Delta t' \approx \frac{1}{2} \beta^2 \Delta t \approx \frac{1}{2} \beta^2 \Delta t' \quad (\beta \ll 1).$$

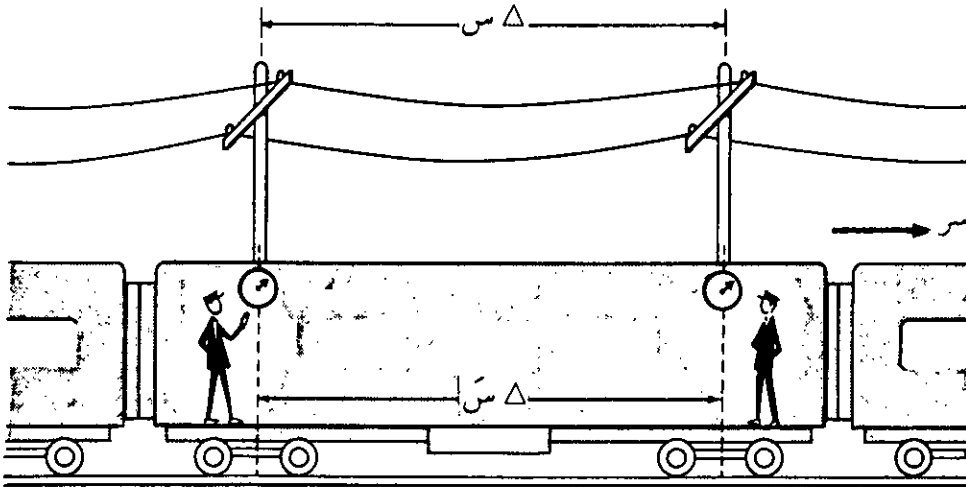
$$\Delta t - \Delta t' \approx \frac{1}{2} \beta^2 \Delta t' \approx \frac{1}{2} \beta^2 \Delta t \quad (\beta \ll 1).$$

■ مثال ١: يتحرك قطبان طائرة نقل فوق صوتية supersonic بسرعة ١٫٨ ماخاً Mach بالنسبة للأرض، أي بسرعة سر = ٦٠٠ م/ث ($v = 600 \text{ m/sec}$). ما المدة التي يجب أن يطيرها حتى تتأخر ساعته ثانية واحدة عن الساعات المثبتة بالأرض؟ النسبة سر/ c هي $\beta = 2 \times 10^{-7}$ ؛ ولذلك، فبهذه الحركة النسبية لطائرة النقل فوق الصوتية والأرض، يساوي الطرف الأيمن للمعادلة ٣٥:٢٠ المقدار 2×10^{-14} ، وهو مقدار لا يكاد يختلف عن الواحد الصحيح. فإذا وضعنا $\Delta t - \Delta t' \approx 1$ ثانية، فإن المعادلة ٣٦:٢٠ تعطينا ما يلي:

$$\Delta t - \Delta t' = \frac{1 \text{ ثانية}}{2 \times 10^{-14}} = 5 \times 10^{13} \text{ ث.}$$

$$\Delta t' = \frac{1 \text{ sec}}{2 \times 10^{-12}} = 5 \times 10^{11} \text{ sec.}$$

وهذا المقدار يعادل ١٦٠٠٠ سنة.



الشكل ٢٠:٩: تجربة أخرى لانكماش لورنتز: يجد ملاحظان في القطار أنها قبالة عمودين على الأرض، وذلك في وقت واحد بحسب الساعات المثبتة بالقطار ($\Delta t = 0$ صفر)، ويقيضان المسافة بين العمودين Δs ، ويجدان أنها أقل من المسافة Δs التي يقيسها ملاحظ على الأرض.

مثال ٢: يتحرك رائد فضاء بسرعة ٦٠٠٠ م/ث لمدة اسبوع ($\beta = 2 \times 10^{-10}$ ، $\Delta = 7$ ث) . بأي مقدار تتأخر ساعته؟ من المعادلة ٢٠: ٣٦ نحصل على:

$$\Delta - \Delta' = 2 \times 10^{-10} \times 7 \text{ ث} = 140 \text{ ميكروثانية}.$$

$$\Delta t - \Delta t' = 1.2 \times 10^{-4} \text{ sec} = 120 \mu\text{sec}.$$

ومن الممكن تماماً من ناحية عملية ان نرسل إلى الفضاء ساعة دقيقة إلى حد نستطيع معه الكشف عن هذا الفرق. فهذا الاثر كبير جداً حتى أنه يمكن قياسه* بالسرع العادية للطائرات النفاثة.

* انكماش لورنتز: The Lorentz contraction

قاس سائق السيارة الصاروخية، في الجزء ٢٠: ٤، طول حاجز ساكن بإيجاد الزمن الذي يحتاج اليه لقطعه. وبين الشكل ٢٠: ٩ طريقة أخرى لقياس مسافة على الأرض من قبل ملاحظين متحركين: يُعين مراقبا قطار موضعين عمودين على الأرض بالنسبة لعربتيهما في لحظة معينة بالنسبة للقطار، فتكون بذلك الفترة الزمنية بين قياسيهما هي $\Delta = 0$ = صفر. وباستخدام المعادلة ٢٠: ٢٥ نحصل على:

$$\Delta = \frac{\Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \Delta x = \frac{\Delta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \Delta x' = \Delta x \sqrt{1 - \beta^2}.$$

نسبة المكان (المسافة) عندما
 $\Delta = 0$ = صفر
($\Delta t = 0$)

وهذه المعادلة تتوافق مع المعادلة ٢٠: ٦ اذا ما كتبناها على الصورة التالية:

$$\Delta x' = \Delta x \sqrt{1 - \beta^2}.$$

إن المسافة Δ س أقل من المسافة Δ س. ويعني ذلك أن الحركة النسبية تجعل الملاحظين في القطار يظنون أن العالم الخارجي قد انكمش، (وبالطبع، يستتج الملاحظ الخارجي، عند تعيينه لموقعي مؤخرة ومقدمة القطار في نفس اللحظة في إطار اسناده، أن القطار هو الذي قد انكمش في اتجاه حركته).

ويجب التمييز بعناية بين انكماش لورنتز الموصوف بالمعادلة ٢٠: ٣٧ والانكماش الذي افترضه فيتزرالد وناقشه لورنتز في السنوات الأولى من العقد العاشر من القرن الثامن عشر. ففرضية فيتزرالد يحدث الانكماش للجسام المتحركة عبر الاثر، باستقلال تام عن كيفية حركة الملاحظ. هذا، ولا يخضع انكماش فيتزرالد لأي مبدأ للتبادلية.

انكماش لورنتز في النسبية
يختلف عن فرضية انكماش
فيتزرالد

* ارجع الى:

J.C.Hafele and Richard E.Keating, "Around-the World Atomic Clocks: Predicted Relativistic Time Gains" and "Around-the World Atomic Clocks: Observed Relativistic Time Gains, *Science*, 177,166,168 (1972).
[أثبت هذان المؤلفان وجود أثر الجاذبية (الجزء ٢٢: ٤) بالإضافة الى أثر السرعة.]

والأهم من ذلك أن انكماش لورنتز في النسبية (والذي من الأفضل تسميته بانكماش آينشتاين) ينشأ عن خصائص المكان والزمان، بينما افترض أن انكماش فيتزجيرالد يرتبط بخصائص المادة. ففيتزجيرالد تصوّر انضغاطاً فيزيائياً للجسام المادية، في حين تصوّر آينشتاين انضغاطاً compression ومطاً stretching للمكان والزمان نفسيهما.

■ مثال ٣: ما مقدار انكماش طائرة النقل فوق الصوتية في المثال ١ نتيجة لحركتها؟
إن التقريب في المعادلة ٢٠: ٣٥ مفيد هنا أيضاً، فالاثّر الكسري fractional هو $\frac{1}{\beta}$ ، أي 2×10^{-12} . وإذا كان طول الطائرة ٥٠م، فإن الانكماش الظاهري عند السرعة ١٨ ماخاً (أي السرعة ٦٠٠ م/ث) يساوي 10^{-10} م، أي أقل من قطر ذرة واحدة.

وبيّن الشكل ٢٠: ١٠ مثلاً على الصفة «المتناقضة paradoxical» لانكماش لورنتز. لتتصوّر قطاراً طوله ٣٠٠م في حالة سكونه يقترب من نفق طوله ٢٥٠م بسرعة تساوي ٨٠ بالمئة من سرعة الضوء. ولنفرض أن عصابة من الخاطفين قد أغلقت مخرج النفق (ب)، وأنها تعتزم إغلاق المدخل (أ) بمجرد أن يصبح القطار داخل النفق من أجل حجزه هناك. إن معامل انكماش لورنتز $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}$ (سر/٢c) ، عند السرعة الكبيرة نسبياً للقطار، يساوي ٠.٦٠. وهذا يعني أن الخاطفين، بحكم كونهم ملاحظين على الأرض، يقيسون طول القطار المتحرك على أنه $300 \times 0.6 = 180$ م، ويعتقدون لذلك بإمكان استيعابه بسهولة داخل النفق الذي طوله ٢٥٠م. أما بالنسبة للمسافرين على القطار، فإن طول القطار ما يزال ٣٠٠م، إلا أن النفق قد انكمش إلى طول يساوي: $250 \times 0.6 = 150$ م، أي إلى نصف طول القطار فقط. فمن وجهة نظرهم يبدو القطار أطول بكثير من أن يُستوعب داخل النفق.

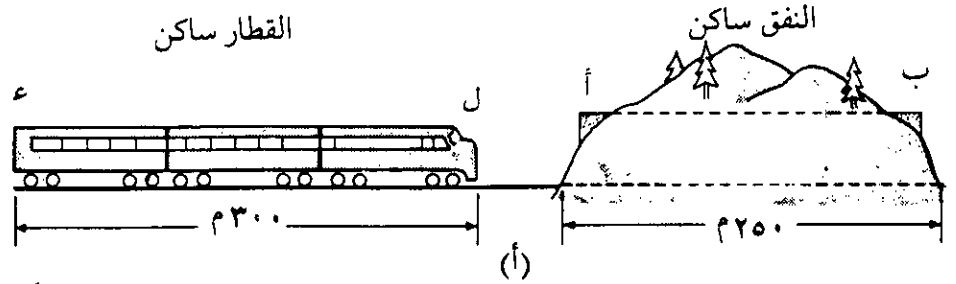
مشكلة ذهنية نسبية

فهل سينجح الخاطفون في مخططهم الشنيع هذا؟ وبدلاً من الإجابة عن هذا السؤال مباشرة، دعنا نجد ما الذي سيحدث إذا لم يُغلق المخرج ب واستمر القطار في حركته بسرعة متجهة ثابتة. ثمة شيء يستطيع كل الملاحظين أن يوافقوا عليه، وهو أن القاطرة (ل) عند لحظة ما ستعبر نقطة المخرج ب وأن عربة الملاحظة ع عند لحظة أخرى ستعبر نقطة المدخل أ. أما الأمر الذي قد يختلف عليه الملاحظون فهو موعد وقوع هذين الحدثين. وهذا هو المفتاح لحل النقيضة. إن نسبة قياس المكان ترتبط ارتباطاً وثيقاً بنسبة قياس الزمن. وفي الواقع، يُمكن أن تُرجع جميع الصفات الغريبة للنسبية إلى حقيقة أن الزمن، الذي كان يُعتبر مطلقاً فيما مضى، قد أصبح نسبياً. وفي هذا المثال، يجد الخاطفون أن القاطرة تصل إلى نقطة المخرج ب بعد أن تكون عربة المراقبة قد عبرت نقطة الدخول

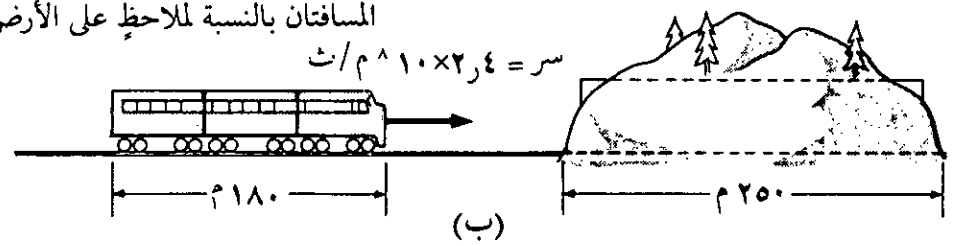
أ؛ ولكن المسافرين يجدون، بحسب ساعاتهم، أن القاطرة تصل إلى نقطة الخروج قبل وصول عربة المراقبة إلى المدخل بكثير. وبما أن فئتي الملاحظين تختلفان على التسلسل الزمني للحدثين، فليس من الغريب أنهما تختلفان على طول الأجسام المتحركة. (ولتوضيح ذلك، فكّر بطول سيارتك المتحركة الذي سوف تقيسه إذا وضعت علامة على جانب الطريق تحت مؤخرة السيارة في لحظة ما، ثم وضعت علامة أخرى بعد خمس ثوانٍ تحت مقدمتها، وقست المسافة على الأرض بين هاتين علامتين.)

ولنر الآن ما الذي يحدث إذا أغلق المخرج ب وأجبر القطار على الوقوف؟ فهل سيُحجز أولاً ثم يُتخَرَق الحاجز أو يتحطّم في محاولته عمل ذلك؟ أم أن عربة الملاحظة لن تصل إلى نقطة العبور؟ ونترك هذه الاسئلة للقارئ ليفكّر فيها. وهي اسئلة دقيقة بشكل متعمّد، وقد يفهم المرء الكثير عن النسبية من دون أن يكون قادراً على الإجابة عنها. وعلى كلّ حال، فهي تدريب جيد لأولئك الذين يُحبّون مصارعة اسئلة متحدّية.

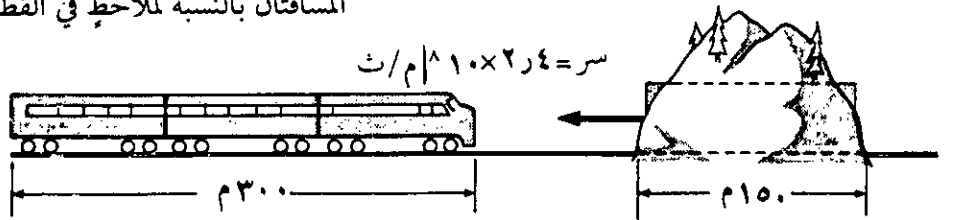
القطار ساكن



المسافتان بالنسبة لملاحظٍ على الأرض



المسافتان بالنسبة لملاحظٍ في القطار



الشكل ٢٠: ١٠ هل سيستوعب القطار داخل النفق؟ (أ) عندما يكون كلاهما ساكناً، يبلغ طول القطار ٣٠٠ م، وطول النفق ٢٥٠ م. (ب) عندما يقترب القطار من النفق بسرعة $0.8c$ ، فإن طوله بالنسبة لملاحظٍ على الأرض يبدو أنه ١٨٠ م. (ج) وفي نفس الوقت يبدو طول النفق بالنسبة لملاحظٍ في القطار أنه يساوي ١٥٠ م.

* نسبة التزامن :

The relativity of simultaneity

تُبين قضية الخاطفين والقطار أهمية العلاقة بين قياسات الطول ومقاييس الزمن في حالة الحركة. وتظهر هذه العلاقة أيضاً عند اعتبار صيغة مبسطة أخرى لواحدة من معادلات تحويل لورنتز. فعند وضع $\Delta z = 0$ صفر في المعادلة ٢٠ : ٢٤، فإننا نحصل على :

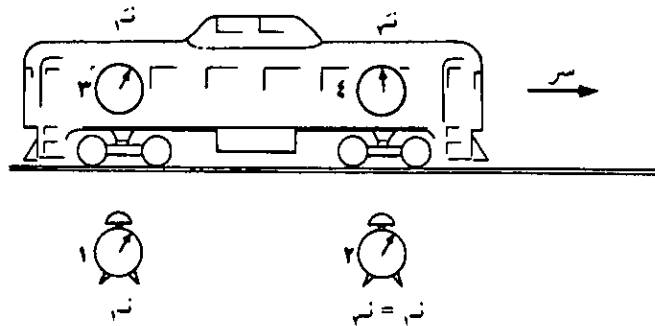
$$\Delta t' = -\frac{v \Delta x}{c^2}, \dots \dots \dots (٢٠ : ٣٨)$$

$$\Delta z = 0 = \frac{v \Delta x}{c^2}$$

الفارق الزمني للملاحظ متحرك
عندما $\Delta z = 0$ صفر

وهذه المعادلة تعرف نسبة التزامن. فالحدثان اللذان يُحكّم عليهما الملاحظون على الأرض بأنهما متزامنان يُحكّم عليهما الملاحظون في القطار بأن بينهما فترة زمنية Δt يعتمد مقدارها على الفترة المكانية بين الحدثين.

وتعني الإشارة السالبة في المعادلة ٢٠ : ٣٨، أن الأبعد إلى الامام في القطار، من بين الحدثين اللذين حكّم عليهما الملاحظ الخارجي بالتزامن، يحدث قبل الحدث الآخر بحسب ساعات القطار (الشكل ٢٠ : ١١). وكما يوضح هذا الشكل أيضاً، فإن الملاحظين على الأرض لا يعتبرون ساعات القطار أبطأ فحسب، بل غير متزامنة أيضاً. [ان حقيقة كون $t_1 = t_2$ في الشكل هو أمر اعتباطي ولا أهمية له في نقاشنا هذا؛ إذ أن الذي يهمنا هو الفترات الزمنية.]



الشكل ١١ : ٢٠ : مرور الساعة رقم ٣ بالساعة رقم ١ والساعة رقم ٤ بالساعة رقم ٢ هما حدثان متزامنان بحسب الملاحظ الأرضي، وهما غير متزامنين بحسب الملاحظ في القطار. وبالنسبة للملاحظ الأرضي، فإن ساعات القطار لا تتحرك ببطء فحسب، بل هي غير متزامنة أيضاً.

مثال ٤ : لنبين أن معادلات تحويل لورنتز العكسي تؤدي أيضاً الى النتيجة :

$$\Delta t' = -\frac{v \Delta x}{c^2} \quad \Delta t = \frac{\Delta t' + \frac{v \Delta x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

إن الحداثتين المبينين في الشكل ١١:٢٠ ، (وهما مرور مؤخرة العرببة بالساعة رقم ١ ، و مرور مقدمة العرببة بالساعة رقم ٢) متزامنان بالنسبة للملاحظين على الأرض . لذلك نضع $\Delta t = 0$ صفر في المعادلتين ٢٠:٣٠ و ٢٠:٣١ للحصول على :

$$\Delta t' = \frac{-v \Delta x / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \Delta t = \frac{\Delta t' + \frac{v \Delta x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\Delta x' = \frac{\Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{v \Delta x}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

ويحذف Δt من هاتين المعادلتين ، نحصلُ على المعادلة ٢٠:٣٨ . ■

مثال ٥ : يستمر القطار المبين في الشكل ١١:٢٠ في حركته الى الامام . وفي اللحظة التي تُصبح عندها الساعة التي في مؤخرة العرببة بمحاذاة الساعة رقم ٢ على الأرض (الشكل ١٢:٢٠) ، فماذا تكون قراءتا الساعتين ؟ كيف يُفسر الملاحظون الساكنون والمتحركون الفرق في القراءتين ؟

وفق الملاحظ الأرضي ، تتحرك مؤخرة القطار الى الامام المسافة L (المسافة بين ساعتيه) بسرعة v ، ولذلك تتقدم ساعته بمقدار زمني $\Delta t = L/v$ من القراءة t_1 الى القراءة $t_2 = t_1 + L/v$. أما بالنسبة لملاحظ القطار ، فان المسافة بين الساعتين رقم ١ ورقم ٢ هي $L' = L \sqrt{1 - \beta^2}$ ؛ ولذلك تتقدم ساعته بالمقدار الزمني L'/v من t_1 الى $t_2 = t_1 + L'/v$. وفي الجملة ، فإن :

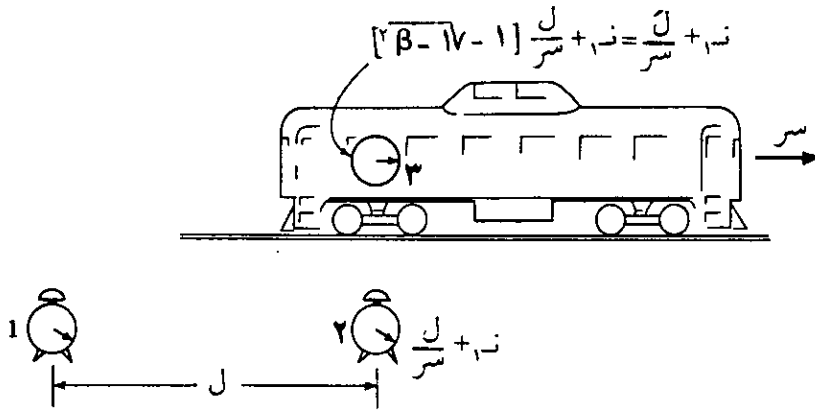
$$\text{قراءة الساعة رقم ٢} = t_2 = t_1 + \frac{L}{v} ,$$

$$\text{قراءة الساعة عند مؤخرة القطار} = t_2 = t_1 + \frac{L}{v \sqrt{1 - \beta^2}} ,$$

$$\text{والفرق بين القراءتين} = \frac{L}{v} [1 - \sqrt{1 - \beta^2}] \dots (٢٠:٣٩)$$

مثال يوضح التبادلية

ويقول الملاحظ الأرضي: «الساعة عند مؤخرة القطار تتحرك ببطء؛ إذ توافقت مع ساعتي رقم ١ عندما مرت بها، إلا أنها تأخرت عنها بعد ذلك، وكانت قراءتها أقل من قراءة ساعتي رقم ٢ عندما مرت بها. إن مُعدّل سير ساعات القطار أقل من معدل سير ساعتي بعامل مقداره $\sqrt{1-\beta^2}$ ». أما ملاحظ القطار فيقول: «الساعة رقم ٢ على الأرض تتحرك ببطء. فعندما مرت بمقدمة عربتي، كانت قراءتها أكبر من قراءة ساعتي (الشكل ١١:٢٠). وعندما مرت بمؤخرة عربتي فيما بعد (الشكل ١٢:٢٠)، كانت قراءتها أيضاً أكبر من قراءة ساعتي، إلا أن الفرق بين القراءتين قد قلّ بسبب مُعدّل حركتها المتباطيء. وقد حسبتُ أن معدل سير الساعات على الأرض هو أقل من معدل سير ساعتي بعامل مقداره $\sqrt{1-\beta^2}$ ». ونترك حساب ملاحظ القطار كمسألة للقارئ.



الشكل ١٢:٢٠: مرور الساعة رقم ٣ بالساعة رقم ٢ فيما بعد. التحليل الدقيق لهذا الحدث، بالإضافة إلى أحداث الشكل ١١:٢٠، يؤيد فكرة التبادلية.

وثمة ملاحظة أخيرة على التزامن. إن معادلات تحويل لورنتز تدعّم ما سبق ذكره، من أن الأحداث المتطابقة في كل من المكان والزمان في إطار ما $\Delta t = \Delta s = 0$ هي أيضاً متطابقة في المكان والزمان في الإطار الآخر $\Delta t' = \Delta s' = 0$.

الاتفاق على الأحداث المتطابقة في المكان والزمان

* جَمْعُ السرعاتِ المتجهة :

Addition of velocities

ثمة علاقة أخرى ذات أهمية كبيرة تتعلق بجمع السرعات المتجهة، وهي علاقة تُرسي أساساً متيناً لفكرة وجود حدٍّ للسرعة في الطبيعة. لتتصور الآن القطار مسافراً بسرعة v_1 بالنسبة للأرض، وأن هنالك مسافراً داخل القطار يركض الى الامام بسرعة v_2 بالنسبة للقطار (الشكل ٢٠: ١٣). فما سرعة الراكض بالنسبة للأرض؟ يجب الاندهش إذا علمنا أن الجواب عن السؤال يختلف عن جواب الفطرة السليمة، أي $v_1 + v_2$. فبدلاً من ذلك تكون سرعة الراكض أقل من $v_1 + v_2$ ، وتعطى بالعلاقة التالية :

معادلة جمع السرعات المتجهة
[سر_١ و سر_٢ (v_2 و v_1)
في اتجاه س الموجب]

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + (v_1 v_2 / c^2)} \quad \text{سر} = \frac{v_1 + v_2}{1 + (v_1 v_2 / c^2)}$$

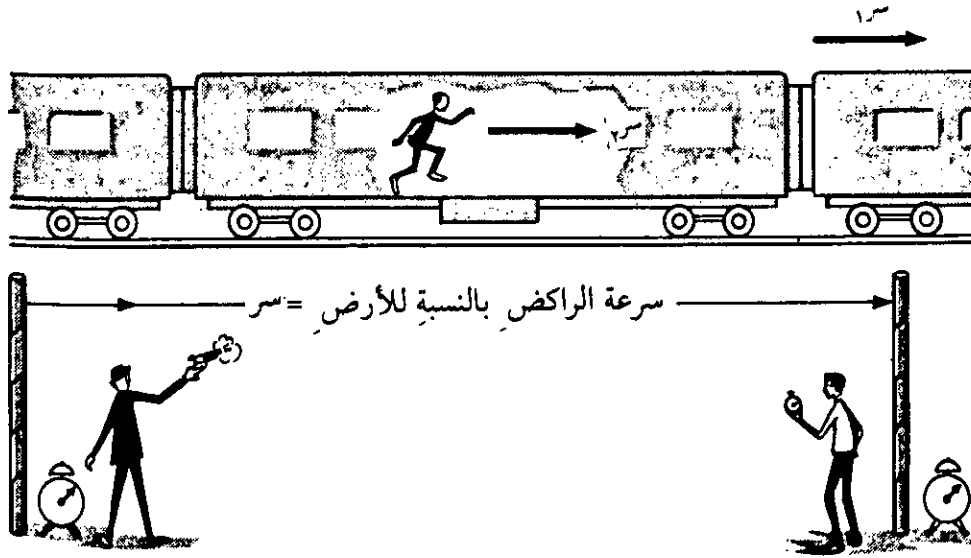
ويمكن اشتقاق هذا الجواب بسهولة على النحو التالي. فإذا قطع الراكض المسافة Δ س في زمن مقداره Δ ن، فإن سرعته بالنسبة للأرض تكون Δ س / Δ ن. وباستخدام المعادلتين ٢٠: ٢٤ و ٢٠: ٢٥ نستطيع أن نكتب [متذكرين أن سرعة القطار هي v_1] ما يلي :

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta x' + v_1 \Delta t'}{\Delta t' + v_1 \Delta x' / c^2} \quad \frac{\Delta \text{س} / \Delta \text{ن}}{\Delta \text{س} / \Delta \text{ن} + v_1 \Delta \text{ن} / \Delta \text{س}} = \frac{\Delta \text{س}}{\Delta \text{ن}}$$

ولأن $\frac{\Delta \text{س}}{\Delta \text{ن}}$ تساوي سر_٢ (سرعة الراكض بالنسبة للقطار)، فمن الأفضل إعادة كتابة هذه المعادلة على الصورة التالية :

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{(\Delta x' / \Delta t') + v_1}{1 + (v_1 / c^2)(\Delta x' / \Delta t')} \quad \frac{(\Delta \text{س} / \Delta \text{ن} + v_1)}{(v_1 / c^2)(\Delta \text{س} / \Delta \text{ن}) + 1} = \frac{\Delta \text{س}}{\Delta \text{ن}}$$

وبوضع السرعة سر محل $\frac{\Delta \text{س}}{\Delta \text{ن}}$ والسرعة سر_٢ محل $\Delta \text{س} / \Delta \text{ن}$ ، نحصل على علاقة جمع السرعات المتجهة أي المعادلة ٢٠: ٤.

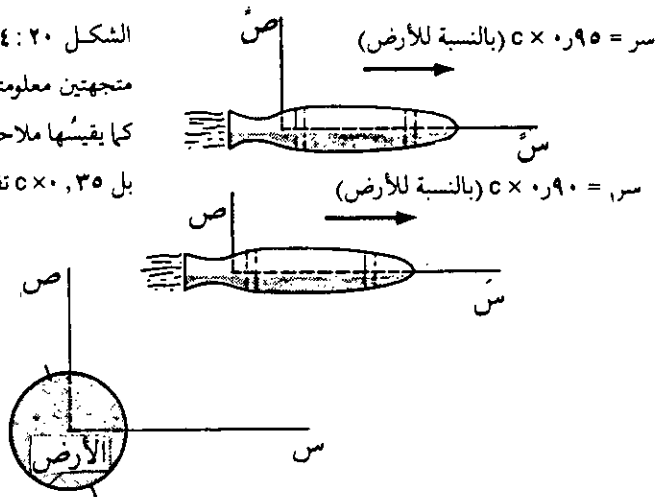


الشكل ٢٠: ١٣: جمع السرعات المتجهة: مسافر يركض بسرعة v بالنسبة للقطار الذي يتحرك بسرعة v_2 بالنسبة للأرض. وقيس الملاحظ على الأرض أن سرعة الراكض لا تساوي $v_1 + v_2$ بل شيئاً أقل من ذلك (المعادلة ٢٠: ٤٠)

لاحظ، في قانون جمع السرعات المتجهة، أن السرعة سرتساوي c بصورة آلية عند استبدال موجة ضوئية ($c = v_1$) بالراكض. فأي سرعة تُضاف إلى c تعطي c ثانية. ويتضمن قانون جمع السرعات المتجهة هذا أيضاً أن مجموع سرعتين v_1 و v_2 مهما تكن قيمتهما المختارتان (شرط أن تقل كل منهما عن c)، يكون هو الآخر أقل من c .

مجموع أي سرعتين متجهتين يساوي دائماً c أو أقل من c

الشكل ٢٠: ١٤: سفينتا فضاء تتحركان بسرعتين متجهتين معلومتين بالنسبة للأرض. ان سرعتيهما النسبية كما يقيسها ملاحظون على السفينتين لا تساوي $c \times 0.05$ بل $c \times 0.35$ تقريباً.



إنَّ السرعتين المتجهتين في المعادلة ٢٠ : ٤٠ هما في الحقيقة المركبتان السينيتان للسرعتين .
ولذلك ، فإذا كان المسافر يركض نحو مؤخرة القطار ، فإنَّ سرعته المتجهة الى الامام بالنسبة
للأرض سوف تكون :

جمع السرعتين المتجهتين في
حالة كون سر_١ (v_١) في اتجاه + س
وسر_٢ في اتجاه - س

$$v = \frac{v_1 - v_2}{1 - (v_1 v_2 / c^2)} \quad \text{سر} = \frac{\text{سر}_1 - \text{سر}_2}{1 - (\text{سر}_1 \text{سر}_2 / c^2)}$$

كذلك ، إذا كان القطار يتحرك باتجاه س السالب ، فإن إشارة سر_٢ في المعادلة السابقة
تُعكس .

مثال ٦ : سفينة فضاء ، كما هو مبين في الشكل ٢٠ : ١٤ ، تتحرك بسرعة ٩٠ بالمئة من
سرعة الضوء بالنسبة للأرض ، وتلحق بها سفينة فضاء أخرى تتحرك بسرعة ٩٥ ٠ من
سرعة الضوء (بالنسبة للأرض ايضاً) . ما سرعتها النسبية كما يقيسها ملاحظون على
السفيتين؟

لنفرض أنَّ السفينة الأولى تُناظر القطار في الشكل ٢٠ : ١٣ والسفينة الثانية تناظر
الراكض . فبوضع قيمتي سر_٢ وسر_١ في المعادلة ٢٠ : ٤٠ ، نحصلُ على :

$$0.95 = \frac{0.90 + \beta_2}{1 + 0.90 \beta_2} \quad \frac{\beta + 0.90}{\beta_0 + 1} = 0.95$$

وبحل المعادلة السابقة من أجل المقدار β ، نحصلُ على :

$$\beta = 0.345$$

أي أن سر_٢ = ٣٤٥ ٠ أي أكبر بسبع مرات تقريباً من السرعة النسبية ٥٠ ٠ ، ٥٠ كما تُقاس من
على الأرض .

إنَّ هذه النتائج الأربعة : تباطؤ الزمان ، انكماش لورنتز ، نسبية التزامن ، وجمع
السرعات المتجهة تكونُ معظم النتائج الكينماتيكية الأساسية للنسبية الخاصة ، أي تلك
النتائج التي تتعلق بالمكان والزمان . وكلُّ هذه النتائج تتناقض مع الفطرة السليمة ، ولنفس
السبب . فالإنسان لا يدرك ادراكاً مباشراً أي حركة تزيدُ سرعتها على جزء يسير من سرعة
الضوء ، ولذا فإننا لا نحصلُ عبر حواسنا على الأدلة المباشرة على الخصائص المُذهلة
للمكان والزمان . وعلى الرغم من ذلك فعن طريق ادوات القياس ، نستطيعُ ان نحصلُ على
الأدلة المؤيدة لتحويل لورنتز .

٢٠: ٨ اختبارات تحويل لورنتز: Tests of the Lorentz transformation

من الواضح أن الإنسان بطيء جداً ليتأثر بشكل هام بآثار النسبية الجديدة. وسيظل هذا الحكم صحيحاً لزمناً قادم طويلاً. فسرعات السفر في الفضاء ستظل في المستقبل القريب صغيرة جداً بالنسبة لسرعة الضوء. بيد أن الجسيمات الأولية، لحسن الحظ، أسرع منا، إذ تصل سرعاتها بسهولة فائقة إلى حد قريب من سرعة الضوء، الأمر الذي يمكن من إجراء اختبارات كمية مفصلة للنظرية النسبية. فقد أمكن اختبار تباطؤ الزمان وقانون جمع السرعات المتجهة بشكل متقن في العديد من التجارب، بالرغم من أنه لم يُعثر حتى الآن على طريقة مباشرة لقياس انكماش لورنتز أو نسبية التزامن.

ومن أكثر الطرق مباشرة للكشف عن تباطؤ الزمان طريقة العمر المميز للجسيمات اللامستقرة. فالبيون pion الساكن، مثلاً، له متوسط عمر محدد تماماً وسهل القياس يبلغ تقريباً 10^{-8} ث. والبيون الذي يخرج من مسارع نووي بطاقة مقدارها جيجا إلكترون فولت (1 GeV) يتحرك بسرعة تساوي ٩٩ بالمئة من سرعة الضوء، وله متوسط عمر في إطار إسناد الأرض أكبر بسبع مرات تقريباً من عمر البيونات الساكنة بالنسبة للأرض. وهذه الآثار الناشئة عن تباطؤ الزمان التي تبلغ هذا القدر وحتى قدراً أكبر منه هي أحداث مألوفة في التجارب الحديثة التي تستخدم المسارعات والأشعة الكونية. وفي الواقع، فإن لتباطؤ الزمان أثراً بارزاً على شدة الأشعة الكونية على سطح الأرض. فالبروتونات التي تصدم النوى بالقرب من أطراف الغلاف الغازي العليا تنتج بيونات. ومعظم هذه البيونات، مع استفادتها من تباطؤ الزمان، تنحل إلى ميونات muons (ونيوترينوات neutrinos)، وهي ما تزال على ارتفاع كبير عن سطح الأرض. إن متوسط عمر الميون الساكن هو تقريباً ٢ ميكروثانية. $2 \mu\text{sec}$ ، ولكونه يتحرك بسرعة قريبة من سرعة الضوء فإنه يقطع ٦٠٠ م فقط أو ثلث ميل تقريباً في ميكروثانيتين من زمن الأرض. ولو كان العمر المميز للميونات السريعة كعمر الميون الساكن، لاختفت هي الأخرى بشكل كبير في الغلاف الجوي قبل أن تصل إلى الأرض. لكن عمرها، بدلاً من ذلك، يزداد نتيجة لحركتها (بحسب ساعات الأرض) إلى حد أن كثيراً منها يصل إلى الأرض قبل أن ينحل*. فعلى سبيل المثال يعاني

انحلال الجسيمات يختبر
تباطؤ الزمان

دُفق الميونات على الأرض
يكشف عن تباطؤ الزمان

* دُفق flux ميونات الأشعة الكونية على سطح الأرض يساوي تقريباً $500 \text{ م}^{-2} \text{ ث}^{-1}$ (أي ٥٠٠ لكل متر مربع

لكل ثانية). وبما أن هذا الدفق يتسبب في حدوث طفرات mutation وقد أثر لذلك في تطور الإنسان، فلا

نعدو الحقيقة إذا قلنا إن تاريخ الإنسان قد تأثر بظاهرة تباطؤ الزمان.

تختبر مسارات الجسيمات
قانون جمع السرعات المتجهة

★ ٢٠ : ٩ ظاهرة دُبلر* : The Doppler effect

$$(\xi v : v_0) \dots \lambda v = C,$$

تَرْبُطُ بَيْنَ الْمَكَانِ (الطول الموجي λ)، والزمانِ (التواتر ν)، وسرعة الضوء. ونتوقع أن على الملاحظين المختلفين أن يقيسوا طولاً موجياً مختلفاً وتواتراً مختلفاً، بشرط أن يظل الناتج $\lambda \nu$ لجميع الملاحظين مساوياً للثابت المطلق c .

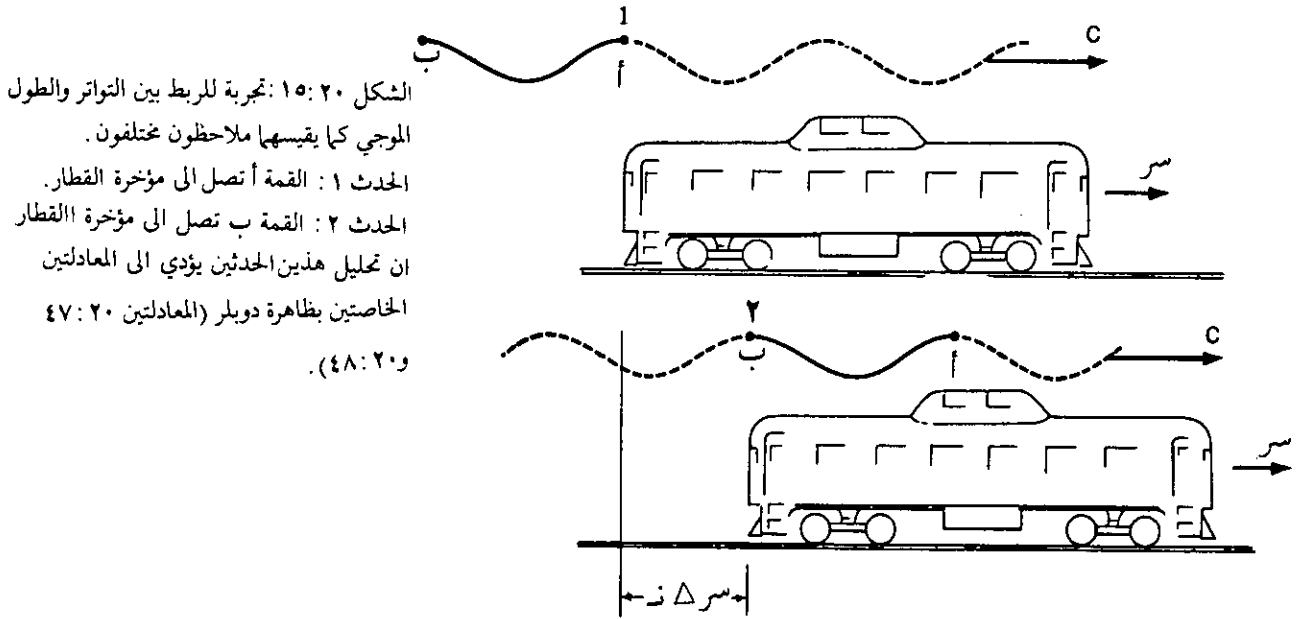
تجربة للكشف عن نسبة التواتر والطول الموجي

- 7V -

بالرمز Δ إلى مؤخره القطار، كما هو مبين في الشكل . والحدث ٢ هو وصول القمة التالية
ب إلى مؤخره القطار، متخلفة عن القيمة Δx بطول موجي واحد . ويقسُ
الملاحظون على القطار الطول الموجي λ والتواتر ν . ويقسُ الملاحظون على الأرض λ و ν .
وبما أن الحدثين يقعان في مكان واحد في القطار، فإن :

$$\Delta x' = 0. \quad \Delta t' = \text{س} = \text{صفر}$$

لقد مرّت هذه النقطة من القطار أي بمؤخرته ذبذبة واحدة من الموجة تماماً، ولذلك تكون
الفترة الزمنية في القطار هي زمن دورة الموجة period ، أو مقلوب تواترها :



الشكل ١٥: ٢٠: تجربة للربط بين التواتر والطول
الموجي كما يقسها ملاحظون مختلفون .
الحدث ١ : القمة أ تصل إلى مؤخره القطار .
الحدث ٢ : القمة ب تصل إلى مؤخره القطار
ان تحليل هذين الحدثين يؤدي الى المعادلتين
الخاصتين بظاهرة دوبلر (المعادلتين ٢٠ : ٤٧ و
٢٠ : ٤٨) .

$$\Delta t' = \frac{1}{\nu}. \quad \Delta t = \frac{1}{\nu'}$$

أما على الأرض، فالمسافة بين الحدثين هي المسافة التي تحركها القطار إلى
الأمم :

$$\Delta x = v \Delta t. \quad \Delta t = \text{س} = \text{سر} \Delta t$$

وبحسب الملاحظين على الأرض، فإن المسافة التي تحركتها الموجة هي طول موجي
واحد مضاف إليه Δx . وبما أن هذه الحركة تمت بسرعة مقدارها c
فان الزمن المنقضي يساوي :

$$\Delta t = \frac{\lambda + \Delta x}{c}. \quad \Delta t = \frac{\lambda + \Delta x}{c}$$

وفي هذه المعادلة، يمكن استبدال المقدار سر Δ ن بالمقدار Δ س، والمقدار c/ν بالمقدار λ .

ويعطينا الحل من أجل الزمن Δ ما يلي:

$$\frac{1}{(\beta-1)\nu} = \Delta \quad \Delta t = \frac{1}{\nu(1-\beta)}, \quad (٤٦:٢٠) \dots \dots \dots$$

حيث $\beta = \frac{v}{c}$ كالعتاد. أما الشرط Δ س = صفر فيتضمن المعادلة ٢٤:٢٠:

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \frac{\Delta}{\sqrt{\beta-1}\nu} = \Delta$$

وبوضع القيم المناسبة من المعادلتين ٤٤:٢٠ و ٤٦:٢٠ في المعادلة السابقة، نحصل على:

$$\frac{1}{\nu(1-\beta)} = \frac{1}{\nu\sqrt{1-\beta^2}} \quad \frac{1}{\sqrt{\beta-1}\nu} = \frac{1}{(\beta-1)\nu}$$

وعلى ذلك، فالنسبة بين التواترين الملاحظين على الأرض وفي القطار هي:

موجة ضوئية تنتقل باتجاه حركة
الاطار

$$(٤٧:٢٠) \dots \dots \dots \frac{\nu}{\nu'} = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = \frac{1+\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \frac{\beta+1}{\sqrt{\beta-1}\nu} = \frac{\beta+1}{\beta-1} \sqrt{\frac{\beta-1}{\beta+1}} = \frac{\nu}{\nu'}$$

وبما أن $\lambda/c = \nu$ و $\lambda'/c = \nu'$ ، فإن النسبة بين الطولين الموجيين هي:

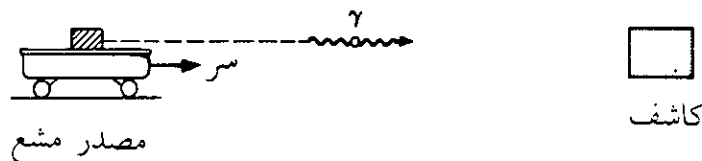
$$(٤٨:٢٠) \dots \dots \dots \frac{\lambda}{\lambda'} = \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = \frac{1-\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \frac{\beta-1}{\sqrt{\beta-1}\nu} = \frac{\beta-1}{\beta+1} \sqrt{\frac{\beta-1}{\beta+1}} = \frac{\lambda}{\lambda'}$$

وتصف هاتان المعادلتان ما يُدعى بظاهرة دُبلر، أي التغير في الطول الموجي والتواتر لموجة كهرومغناطيسية نتيجةً لحركة الملاحظ.

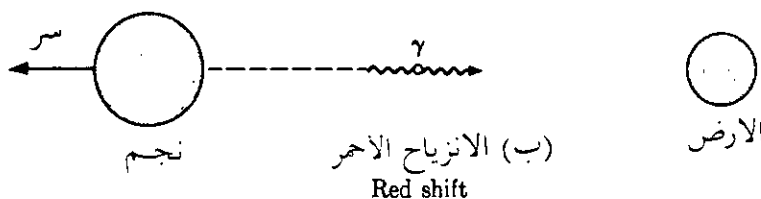
وفي التطبيق الاعتيادي لهذه الظاهرة، يكون الاطار المتحرك هو مصدر الموجة. اعتبر عينة مُشعَّة حُرِّكت في المختبر بسرعة مقدارها سر [الشكل ١٦:٢٠ (أ)]. فاذا أَبْتَعَثَتْ إحدى النوى أشعَّةَ غاما gamma ray الى الامام، في نفس اتجاه الحركة (وهو الاتجاه الوحيد الذي تصح فيه المعادلتان ٤٧:٢٠ و ٤٨:٢٠)، فإن التواتر كما يقاس في المختبر يكون:

$$(٤٩:٢٠) \dots \dots \dots \nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \quad \frac{\beta+1}{\sqrt{\beta-1}\nu} \cdot \nu = \nu$$

حيث استبدلنا هنا ν بالرمز ν' ، لأن التواتر في الاطار المتحرك (ν') يمكن تسميته بالتواتر الذاتي intrinsic frequency للموجة (ν) ، وهو التواتر الذي يُقاس في المختبر لو كان المصدر ساكناً. ان التواتر الذي يُقاس بالفعل في هذا المثال هو أكبر من ν ، وهو ما يدعى «بالانزياح الازرق blue shift».*



(أ) الانزياح الازرق
Blue shift



(ب) الانزياح الاحمر
Red shift

الشكل ٢٠: ١٦: (أ) بالنسبة لمصدر يقترب من كاشف، يزداد التواتر المقيس (اي هنالك انزياح أزرق blue shift).
(ب) وبالنسبة لمصدر يبتعد عنه، ينقص التواتر المقيس (اي هنالك انزياح احمر red shift).

وإذا اعتبرنا بدلاً من الموجة في الشكل ٢٠: ١٥ موجة منتشرة الى اليسار، فان التغيير الوحيد الذي يتطراً على النتائج السابقة هو تغيير إشارة β في المعادلتين ٢٠: ٤٧ و ٢٠: ٤٨. ونجد في هذه الحالة أن:

$$\begin{aligned} \frac{\nu}{\nu'} &= \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = \frac{1-\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}, & \frac{\beta-1}{\sqrt{\beta-1}\sqrt{\beta+1}} &= \frac{\beta-1}{\beta+1} \sqrt{\frac{\beta+1}{\beta-1}} = \frac{\nu}{\nu'} \\ \frac{\lambda}{\lambda'} &= \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = \frac{1+\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}, & \frac{\beta+1}{\sqrt{\beta-1}\sqrt{\beta+1}} &= \frac{\beta+1}{\beta-1} \sqrt{\frac{\beta+1}{\beta-1}} = \frac{\lambda}{\lambda'} \end{aligned}$$

موجة ضوئية تنتقل في عكس اتجاه حركة الاطار

* بالنسبة لفوتون مرئي، فان الزيادة في التواتر (أو النقصان في الطول الموجي) تزيجه نحو الطرف الازرق للطيف. أما النقصان في التواتر (أو الزيادة في الطول الموجي) فيزيجه صوب الطرف الاحمر من الطيف. ومن هاتين الحقيقتين يُشتق تعبيرا الانزياح الازرق والانزياح الاحمر. وعلى اية حال فهذان التعبيران يستخدمان في الوقت الحاضر للإشارة الى الزيادة او النقصان في التواتر في اي جزء من الطيف الكهرومغناطيسي.

مثال: نجمٌ يبتعدُ عن الأرضِ بسرعةٍ مقدارها سر [الشكل ٢٠: ١٦ (ب)]، يُطلَقُ فوتوناً في اتجاهٍ معاكسٍ لاتجاهِ حركتهِ بتواتر ذاتي $\nu = \nu_0$. ما تواتره كما يقاسُ على الأرض؟

المعادلة ذاتُ العلاقة هي ٢٠: ٥٠، وهي تعطينا:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \quad \text{.....} \quad (٢٠: ٥٢)$$

ان التواتر ν أقل من ν_0 ، وهو ما يدعى «بالانزياح الأحمر red shift». فإذا كانت، على سبيل المثال، $\beta = ٠,١$ ، فإن $\nu = ٠,٩٠٥ \nu_0$ ، أي بما يكفي لازاحة فوتونٍ مرئيٍّ من الأخضرِ الى الأصفرِ أو من البرتقاليِّ إلى الأحمر.

ان كلا الأثرين المبيَّنين في الشكل ٢٠: ١٦ قد تمَّ قياسُهما. وبالنسبة لبعض أشعة غاما النووية، يمكنُ قياسُ انزياحٍ دبلر لسرعاتٍ متجهةٍ مقدارها ١ كم/ث أو أقل من ذلك. وفي الطرف المقابل من السُّرْع، تُظهرُ بعضُ النجومِ التي تُسمَّى بالكويزراتِ quasars تواتراتٍ منزاحةً نحو الأحمر بعاملٍ مقداره ثلاثُ مراتٍ أو أربع. وباعتبار أن:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\nu_0}{\nu}, \quad \text{فان المعادلة ٢٠: ٥٢ تعطينا ما يلي:}$$

$$\beta = ٠,٨, \quad \text{سر} = ٢٤ \times ١٠^8 \text{ م/ث},$$

وهذه هي السرعة بالنسبة للأرض التي تبتعدُ بها عنا الانحاء القاصية في الكون.

تظهر الكويزرات انزياحاً أحمر كبيراً

٢٠: ١٠: الفترات، الزمكان، والخطوط العالمية:

Intervals, spacetime, and world lines

يوفرُ تحولُ لورنتز تفسيراً منطقياً لنسبية الملاحظة. وهو يتضمنُ، بشكلٍ مُستتِرٍ، إفادةً غيرَ متوقعةٍ عن اللامتغيرية invariance. فإذا رُبِّعت كلُّ من معادلات التحويل ٢٠: ٢٦ الى ٢٠: ٢٩، وإذا ضُمَّت هذه المربعاتُ على النحو التالي:

$$(c\Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2, \quad (c\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2,$$

فان هذه المعادلات تُظهرُ أن هذه التوليفة تساوي تماماً:

$$(c\Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2, \quad (c\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2,$$

• الكويزرات أجسام ساطعة والمديد منها مصادر قوية للأشعاع الراديوي ونحت الأحمر والسيبي، وتتميز بسرعة تغير في

طاقاتها مذهلة.

وهذه التوليفة من قياسات الطول والزمن يتفق عليها الملاحظون بالرغم من اختلافهم في قياس الطول والزمن كل على حدة. ومن الطبيعي أن نُعطي أهمية خاصة لكمية لا متغيرة كهذه، وتدعى هذه التوليفة بمربع الفترة interval، ويرمزُ إليها بالرمز I :

$$I^2 = (c\Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2 \quad (53:20) \dots\dots\dots$$

$$I^2 = (c\Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2,$$

$$I^2 = (c\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2 \quad (53:20) \dots\dots\dots$$

$$I^2 = (c\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2.$$

وتكون الفترة، بين حدثين متزامنين في إطار اسناد ما، متناسبة مع مربع الانفصال المكاني بينهما. ففي هذا الاطار، $\Delta = 0$ = صفر، ويكون لذلك :

$$I^2 = -(\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2 = -(distance)^2 \quad (55:20) \dots\dots\dots$$

$$I^2 = -(\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2 = -(distance)^2.$$

وفي إطار يتحرك بالنسبة للإطار السابق، فإن $\Delta \neq 0$ لا تساوي صفرًا. فالحدثان ليسا متزامنين - و Δ س لا تساوي Δ س، ومع ذلك تظل التوليفة على يسار المعادلة ٥٤: ٢٠ مساوية للتوليفة على يسار المعادلة ٥٥: ٢٠. أما الحدثان اللذان يقعان في نفس المكان (Δ س = ص = Δ ع = صفر)، ولكن في زمنين مختلفين في إطار ما، فانها ينفصلان بفترة تتناسب مع الزمن ما بين الحدثين في ذلك الاطار:

$$I^2 = (c\Delta t)^2 \quad (56:20) \dots\dots\dots$$

$$I^2 = (c\Delta t)^2.$$

فالفترة هي تعميم لفكرتي الانفصال المكاني والزمني وتوليفة منهما. وقد يبدو غريباً أن مربع كمية فيزيائية ذات معنى يمكن أن يكون سالبا، كما في المعادلة ٥٥: ٢٠. بيد أن هذا الأمر لا يتسبب في أية صعوبة في التطبيق. إذ ينشأ عن كوننا اخترنا ان نسمي الكمية المعرفة بـ I بدلاً من I . ذلك ان الكمية التي تقاس مباشرة هي I (المعادلة ٥٣: ٢٠ أو ٥٤: ٢٠)، وهي تقاس بعدد حقيقي. اما اننا نحصل على كميات تخيلية فذلك لأننا نعرف اعتباطاً I على أنها الجذر التربيعي لهذه الكمية. وفي التطبيق العملي يكفي استخدام I . وعندما تكون I موجبة، يقال للفترة إنها «شبيهة الزمان time-like»، وعندما تكون I سالبة، يقال لها إنها «شبيهة المكان space-like». أما فترة «العدم null» فهي تلك التي تكون عندما $I = 0$ صفر.

الفترة: قياس متغير للانفصال بين حدثين

قيمة I عندما تكون $\Delta = 0$ = صفر

مثال ١: ملاحظ أن يرى حدثين على أنهما متزامنان وأن المسافة التي تفصل بينهما هي ٤م. بينما يرى الملاحظ ب أن نفس الحدثين بينهما مسافة ٥م. ما الفترة الزمنية بين الحدثين بحسب الملاحظ ب؟

ان الاجابة عن هذا السؤال يمكن الحصول عليها من معادلات تحويل لورنتز، بيد أن لامتغرية الفترة توفر طريقاً أسهل للجواب. فباستخدام قياسات أ، يكون مربع الفترة كما يلي:

$$I^2 = \text{صفر} - (4\text{م})^2 = -16\text{م}^2$$

وفي إطار إسناد ب، تكون معادلة الفترة على النحو التالي:

$$I^2 = (c \Delta t)^2 - (5\text{م})^2 = -16\text{م}^2$$

ولذلك فإن $c \Delta t = 3\text{م}$ ، ومن ثم فإن الفترة الزمنية بين الحدثين بالنسبة للملاحظ ب يجب أن تكون:

$$|\Delta t| = 10^{-8} \text{ ث.}$$

أما السرعة النسبية بين أ وب فنتركها كتمرين للطلاب.



مثال ٢: ما الفترة بين الحدثين ١ و ٢ في الشكل ٢٠: ٧؟

بما أن الفترة لامتغرية، فيمكن حسابها في إطار مناسب. ففي إطار اسناد القطار، يبلغ الانفصال المكاني بين الحدثين: $\Delta x = L$ ، أي ما يساوي طول السيارة، و $\Delta t = 0$ صفر. ويبلغ الانفصال الزماني بينهما $\Delta t = L/c$ ، لأن الفوتون يقطع المسافة L بالسرعة c . ولذلك يكون مربع الفترة:

$$I^2 = (c \Delta t)^2 - (L)^2 = (L)^2 - (L)^2 = \text{صفر} \dots \dots \dots (20: 57)$$

أي أن الفترة بين أي حدثين موصولين بفوتون متقل هي فترة عدم null interval .



لقد أظهر تحويل لورنتز سابقاً أنه يجب التفكير في الزمان والمكان على أنها ممتزجان معاً. وتأتي لامتغرية الفترة لتدعم وجهة النظر الداعية إلى نوع من «التعاضدية inter-chaneability» بين المكان والزمان. وبالرغم من أن المكان والزمان ليسا متكافئين تماماً، لأن الحدود المكانية في تعريف الفترة مسبقة بإشارات سالبة في حين أن الحد الزمني

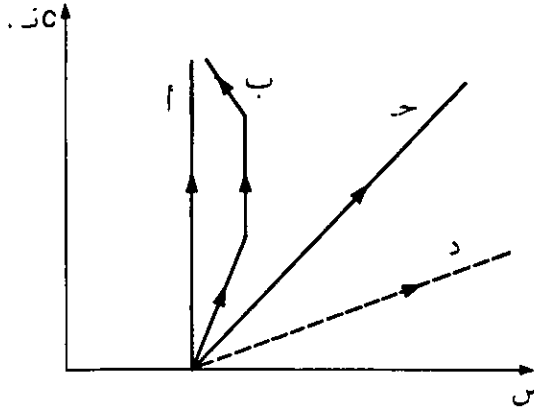
فكرة الزمكان

مسبوق بإشارة موجبة، إلا أنه من الممكن والمفيد أن نفكر في زمكان spacetime رباعي الأبعاد يمكن تمييزه بالاحداثيات الأربعة س، ص، ع، نـ (x، y، z، t) تماماً كالفضاء العادي الثلاثي الأبعاد الذي يمكن تمييزه بالاحداثيات الثلاثة س، ص، وع (x، y، z). ومن أجل اتساق الأبعاد، يمكن اختيار الاحداثي الرابع للزمكان على أنه نـ (ct)، إذ له بُعد الطول*. ويمكن اعتبار الفترة كمسافة في الزمكان الرباعي الأبعاد وهي كمية لا متغيرة يتفق عليها جميع الملاحظين بالرغم من اختلافهم على المسافات في المكان والزمان: كل على حدة.

وبالرغم من أن الزمكان الرباعي الأبعاد يتحدى التخيل، إلا أنه من المفيد تصوّر شريحة من الزمكان وفحص ما يجري فيها من أحداث بسيطة. وعلى سبيل المثال، اعتبر «مخطط منكوفسكي Minkowski diagram» في الشكل ٢٠: ١٧، حيث رُسم بُعد مكاني واحد أفقياً ورُسم بُعد الزمان رأسياً. ويمكن تمثيل التاريخ الكامل لأي جسم مقيد في حركته باتجاه س بخط في هذا المخطط. فمثلاً يمثل رجل في حالة سكون بالخط الرأسي المستقيم أ. وتمثل امرأة تتحرك إلى اليمين، وتقف فترة، ثم تتحرك إلى اليسار بالخط المنكسر

مخطط منكوفسكي يرسم نـ (t)
مقابل س (x)

الخطوط العالمية هي مسارات
زمكانية



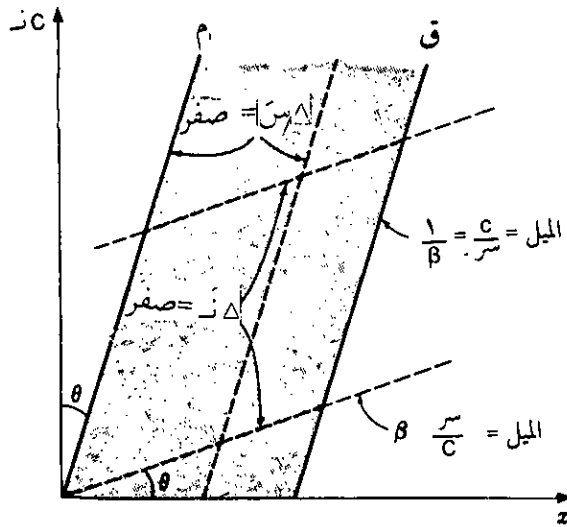
الشكل ٢٠: ١٧: الخطوط العالمية في مخطط منكوفسكي. ثمة تضخيم كبير لسرعة المرأة ب بالنسبة لسرعة الضوء (ج). الخط د يناظر سرعة أكبر من سرعة الضوء C.

* لمزيد من تأكيد وحدة المكان والزمان يُتبع غالباً الترميز التالي:

س = c نـ ، س = ص ، س = ع ، إلا أننا، في هذا الكتاب، لا نستخدم هذا الترميز التحتي.
+ نظراً لاختلاف الاشارات التي تسبق حدود المكان والزمان في تعريف الفترة، فإن الزمكان لا يكون أقلدياً non-Euclidean. ففي الزمكان الأقلدي الرباعي الأبعاد، تُعرّف المسافة بالعلاقة:
$$L^2 = (c \Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2$$

ب. أما الموجة الضوئية التي تتحرك الى اليمين فلها تاريخ يُمثله الخط ح. وتدعى مثل هذه الخطوط بالخطوط العالمية world lines ، وتمثل كل نقطة تقع على خط عالمي حدثاً event . اما أكثر الأحداث مدعاة للاهتمام فهي تلك التي يتقاطع عندها اثنان أو أكثر من الخطوط العالمية . وأما الخط المتقطع د فلا يصلح كخط عالمي لتمثيل أية كينونة entity فيزيائية معلومة ، نظراً لأنه يُناظر سرعة تفوق سرعة الضوء .

■ مثال ٣ : ما الخطان العالميان للقاطرة وعربة المراقبة لقطار يتحرك في اتجاه س بسرعة سر؟ كيف تظهر الخطوط ذات الموضع الثابت في القطار (Δ س = صفر) والخطوط ذات الزمن الثابت في القطار (Δ ت = صفر) في مخطط منكوفسكي؟ الشكل ٢٠ : ١٨ يُزودنا بالإجابات . ان الحركة بسرعة متجهة ثابتة في مخطط الزمكان تمثل بخط مستقيم ميله $\frac{1}{\beta} = \frac{c}{\text{سر}}$.



الشكل ٢٠ : ١٨ : الخطان م وق ، هما الخطان العالميان للقاطرة وعربة المراقبة لقطار يتحرك بسرعة ثابتة سر . الخطوط ذات الموضع الثابت في القطار (Δ س = صفر) هي خطوط موازية للخطين م وق ، بميل يساوي $\beta/1$. الخطوط ذات الزمن الثابت في القطار (Δ ت = صفر) هي خطوط مستقيمة ميلها β . كيف تضع المحورين ت وس في هذا المخطط؟

الخطوط ذات الموضع الثابت
(س ثابت) : الميل $\beta/1$

فاذا كان احداثي محور الزمن ت بدلاً من ت (t) كما في الشكل ٢٠ : ١٧ ، فإن الميل يكون $c/\text{سر}$ أو $\beta/1$. ومثل هذين الخطين : (ق) و(م) يمثلان نهايتي القطار، وتدل المنطقة المظللة بينهما على بقية القطار . ولذلك فالخطان (ق) و(م) وأي خط آخر مواز لهما هي خطوط ذات موضع ثابت في القطار، تكون عليها Δ س = صفر . ويمكن اثبات ذلك بشكل منهجي بوضع Δ س = صفر في المعادلة ٢٠ : ٣١ . ولايجاد الخطوط ذات الزمن الثابت في القطار،

نضع $\Delta z = 0$ صفر في المعادلة ٢٠: ٣٠. ويؤدي هذا الى: $\Delta z = 0$ سر $\frac{\Delta z}{c}$
 $(\Delta t = v \Delta x / c^2)$ ، أو في حالة كون $\Delta z = 0$ نـ نـ. و $\Delta s = s - s'$ الى:

$$c(t - t_0) = \frac{v}{c}(x - x_0)$$

وهذه هي المعادلة للخطوط المستقيمة المتوازية (التي تختلف في القيمتين نـ و س) والتي ميل كُل منها يساوي:

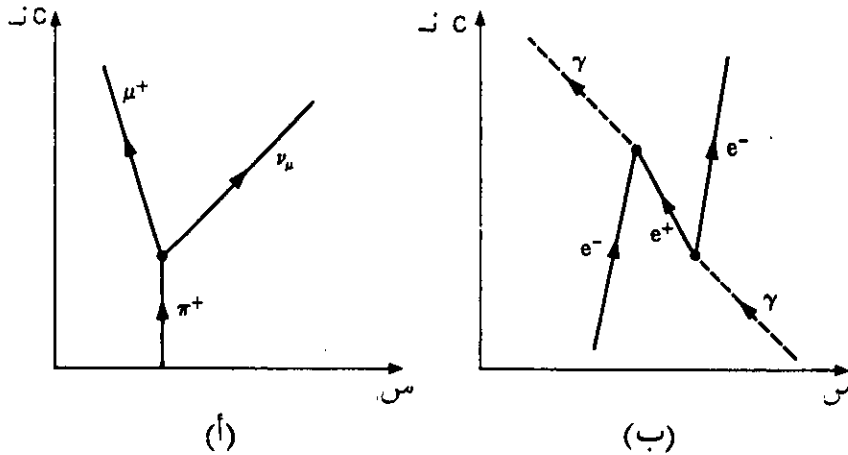
$$\frac{d(ct)}{dx} = \frac{v}{c} = \beta. \quad \beta = \frac{v}{c} = \frac{(z/c)}{ds}$$

الخطوط ذات الزمن الثابت (ز)
 ثابت: الميل β .

ويظهر في الشكل ٢٠: ١٨ خطان منها. لاحظ أن الزاويتين المعلمتين بالرمز θ متساويتان.

وفي العالم دون المجهرى sub-microscopic ، يمكن تمثيل تحولات الجسيمات الأولية بشكل ملائم بالخطوط العالمية. ويوضح الشكل ٢٠: ١٩ (أ) انحلال بيون ساكن. ان الخط العالمي للبيون الساكن حتى لحظة انحلاله هو خط مستقيم رأسي. وبعدها يتحرك النيوتريون العديم الكتلة massless الناتج عن الانحلال في أحد الاتجاهين بسرعة الضوء، بينما يتحرك الميون الناتج عن الانحلال أيضاً في الاتجاه الآخر بسرعة أقل

تصوّر الخطوط العالمية لتحولات الجسيمات



الشكل ٢٠: ١٩: مخططات الخطوط العالمية لتحولات الجسيمات الأولية. وتدعى هذه بمخططات فاينمان Feynman diagrams. (أ) انحلال بيون موجب ساكن: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. (ب) عملية تسهم في تشتت الفوتون - الالكترون $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ ، ويظهر خلال العملية في مرحلة متوسطة بوزيترون.

من سرعة الضوء . كذلك تنتج خطوطٌ عالميةٌ أيضاً عن إفناء annihilation وخلقٍ creation أزواجِ البوزيترون - الإلكترون - electron position pairs . ففي مخططِ الشكل ١٩: ٢٠ (ب) يُخلَقُ بوزيترونٌ وإلكترونٌ عندَ النقطةِ أ كأنهما خطان عالميان يظهران من جديد . وفي لحظةٍ لاحقةٍ عندَ النقطةِ ب يُقابلُ البوزيترونُ إلكترونًا آخرًا، فيفنى الاثنان، وينتهي الحِطَّانِ العالميانِ . ولكن هل نجرؤُ على اتِّخاذِ وجهةِ نظرٍ أكثرَ تطرُّفاً من هذه الأحداث؟ وهل من الجائزِ ان نقول إنَّ الإلكترونَ ربَّما لم يفنَ عندَ ب بتاتاً، بل استدارَ وتحركَ الى الخلفِ عبرَ الزمانِ حتى وصلَ الى النقطةِ أ، حيث استدارَ ثانية واستأنفَ رحلته الى الامامِ عبرَ الزمانِ؟ لقد قدَّمِ الاجابةَ عن هذا السؤالِ ريتشارد فاينمن Richard Feynman عام ١٩٤٩ ، فبيَّنَ أنَّ كلا وجهتي النظرِ هاتين مقبولةٌ بالتساوي ، وانه يمكنُ بناءَ نظريةٍ رياضيةٍ متسقةٍ consistent تماماً لوصفِ البوزيتروناتِ باعتبارها الكتروناتِ تتحركُ الى الخلفِ في الزمانِ . وتدعى رسومُ الخطوطِ العالميةِ لتحولاتِ الجسيماتِ ، كتلك المبينة في الشكل ١٩: ٢٠ ، بمخططات فاينمن Feynman diagrams ، وسنوليها اهتماماً أكبر في الفصل ٢٧ .

مسارات معكوسة في الزمان

تعريف مخططات فاينمن

١١: ٢٠ : نقيضة التوأم * The twin paradox

لقد بلغ التناقضُ بين أفكارِ النسبية وطرقِ التفكيرِ العاديةِ حدًا أدنى الى اقتراحِ العديدِ من الأُحجياتِ و«النقائض paradoxes» على مدى السنين، ويوفِّرُ بعضُ افضلِ هذه النقائضِ اختباراتٍ تتحدَّى القدرةَ على التفكيرِ بالفاظِ النسبية relativistic terms . ولعلَّ أشهرَ هذه النقائضِ واحدةٌ قد أثارت الكثير من الاهتمامِ وحركت قدراً كبيراً من الجدل ، وتعرفُ «بنقيضة التوأم twin paradox» . فأحمد (التوأم أ) يبقى في بيته على الأرض ، بينما يوسفُ (التوأم ب) يسوِّجُ cruises في الكونِ بسرعةٍ تقتربُ من سرعةِ الضوء . ولأنَّ حركةِ يوسفَ السريعةَ قد أبطأت ساعاته وعملياته الحياتيةَ معها، فانه (١) يعودُ الى البيتِ ليجدَ نفسه أصغرَ كثيراً من أحمد . لكن من وجهةِ نظرِ يوسفَ، فإنَّ أحمدَ هو الذي كان مسافراً وكان لذلك يعيشُ حياةً أكثرَ بُطئاً . أفلا يحقُّ لنا بنفسِ الحجةِ أن نقولَ (٢) إنَّ أحمدَ يجبُ أن يكونَ أصغرَ من يوسفَ عندما يلتقيان؟ أو، مِنْ وجهةِ نظرٍ تبادليةٍ الملاحظةِ

* الكتيب التأسلي : Special Relativity Theory, Selected Reprints (New York: American Institute of Physics 1963).

يحتوي على عدة مقالات مشوقة عن نقيضة التوأم ، (التي تدعى أيضاً نقيضة الساعة) . كما يحتوي الكتيبُ أيضاً على قائمة مراجع مفيدة في النظرية النسبية .

التوأم المسافر في الفراغ يكون أصغر. لماذا؟

reciprocity of observation ، (٣) هل يجب أن يظلّ التوأمين متساويين في العمر عندما يلتقيان؟ ان أول هذه الاحتمالات الثلاثة هو الصحيح. فسوف يكون يوسف أصغر من أحمد. والمشكلة هنا أن نوفّق بين هذه النتيجة وبين مبدأ التبادلية وغياب أطر إسناد مفضلة. وسنبحث أولاً صورة أكثر دنيوية mundance لنقيضة التوأم تشتمل على قطارات وسيارات، ثم نبرهن رياضياً على عدم تساوي التوأمين في عمرهما.

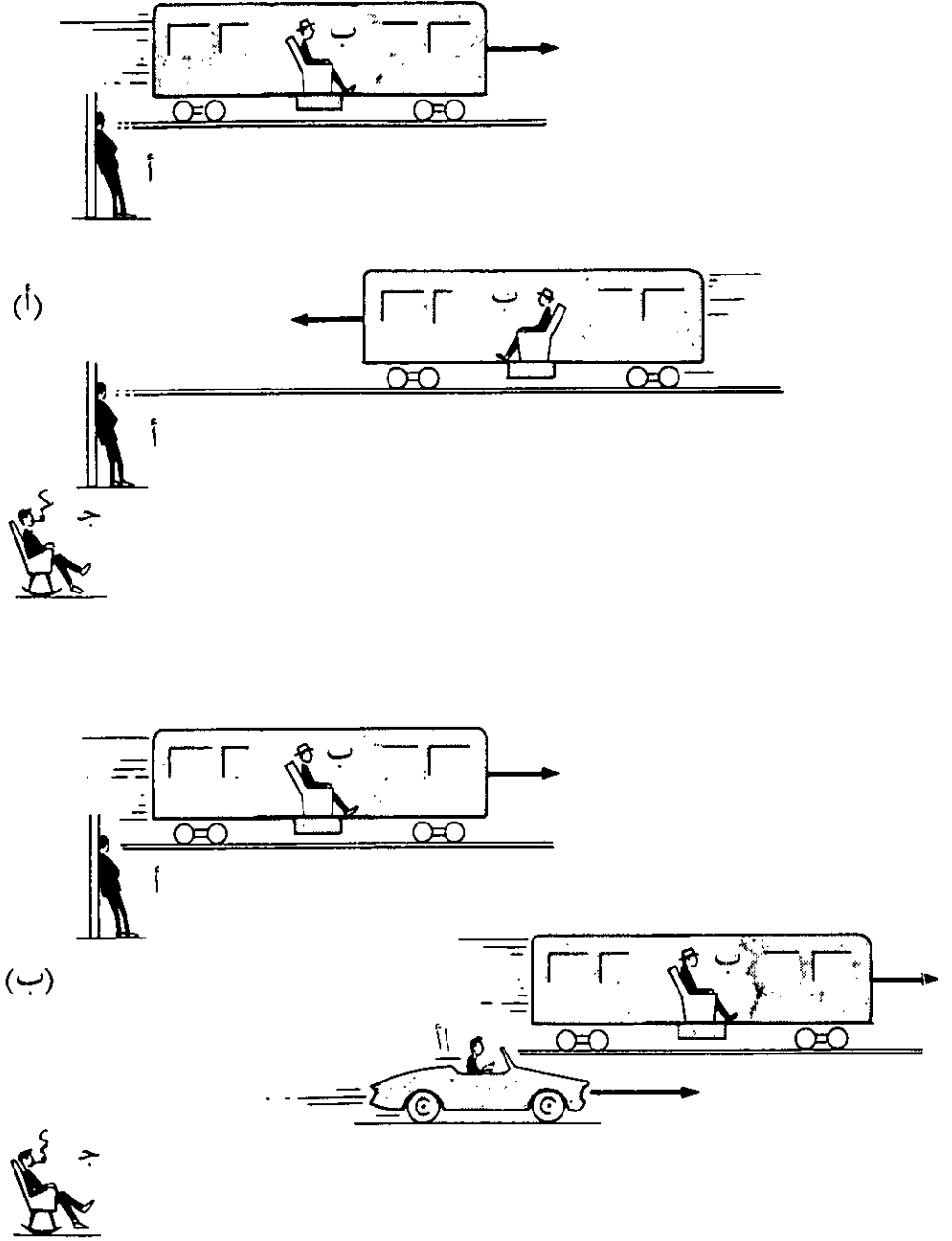
لنفرض أن أحمد يقف ساكناً على الأرض عندما يمرُّ به يوسف مسرعاً في قطار. ان كلاً منهما يلاحظ عندما يمرُّ بالآخر أن ساعته تُشيرُ الى نفس الوقت. لنفرض ان كلاً منهما يقوم بملاحظات سريعة، يستنتج منها أن ساعة الآخر تتحرك ببطء. ولذلك، يتنبأ كل منهما بأن ساعة الآخر ستأخر فيما بعد عن ساعته. فهل يمكن أن يكون كلاهما صحيحاً؟ والغريب في الأمر أن ذلك ممكن، ويعتمد على الكيفية التي يفحص بها كل منهما ساعته فيما بعد.

لنفرض أن التوأمين يمرّان ببعضهما بعضاً بهذه الطريقة في مناسبتين (الشكل ٢٠: ٢٠). ففي المناسبة الأولى، ينزل يوسف من القطار في المحطة التالية، ويأخذ الفطار التالي عائداً، ويلتقي بأحمد ليجد أن ساعته قد تأخرت عن ساعة أحمد. «هذا أمر غريب» يقول يوسف، «أقسم أن ساعتك هي التي كانت بطيئة». ويكمل قائلاً بطريقة فلسفية: «على كل حال، على الأقل لم أشخّ بالقدر الذي شخّت به».

(أ) يظلّ ساكناً؛ إنه يشيخ أكثر

وفي المناسبة الثانية، يستأجر أحمد سيارة سريعة، ويلحق بالقطار ويركب فيه في المحطة التالية. والآن يأتي دور أحمد ليعبر عن دهشه، إلا أنه يشعر براحة ما بعدها راحة بسبب المعدل الابطأ لتقدمه في العمر. إن تنبؤ كل من الملاحظين تنبؤ سليم بشرط أن يبقى في إطار إسناده القصوري ويدع الملاحظ الآخر يأتي اليه. أما كمال، الملاحظ المحايد، الذي يأخذ بوجهة النظر القائلة إن الأرض حقاً هي إطار الاسناد، فيقول: «إن الأمر في غاية البساطة. بالطبع كانت ساعة يوسف تتحرك ببطء لأنه كان متحركاً، كما ثبت عند عودته الى أحمد. ولكن إذا كان أحمد متهوراً ال حد أنه يسافر بطريقة أسرع حتى من يوسف من أجل اللحاق به، فلا عجب أن ساعة أحمد أبطأت حتى أكثر من ساعة يوسف».

(ب) ب يظلّ في القطار؛ إنه يشيخ أكثر



الشكل ٢٠: ٢٠ نقیضة التوأم: (أ) ینتظر أحمد عودة یوسف. یوسف أصغر من أحمد عندما یلتقیان. (ب) أحمد یلحق بیوسف، الذی ینتظره بصبر فی إطاره القصوری. أحمد أصغر من یوسف عندما یلتقیان. وفهم کمال ذلك لانه یرى یوسف یتحرك أسرع من أحمد فی الحالة (أ)، ویرى أحمد یتحرك أسرع من یوسف فی الحالة (ب).

* الزمن الصحيح وهرم التوأمين : Proper time and the aging of the twins

لحساب مقدار هرم التوأمين ، من المفيد أن ندخل مفهوم الزمن الصحيح proper time . ويعرف الزمن الصحيح الذي يرتبط بإزاحة جسم بأنه الزمن الذي يقاس في إطار إنسناد قصوري يتحرك مع الجسم . أما إذا كان الجسم متسارعاً ، فيمكن للإطار القصوري أن يجاريه لفترة زمنية متناهية في الصغر . ولذلك تُعرف الزيادة في الزمن الصحيح $d\tau$ بالعلاقة التالية :

$$d\tau = d\tau_0 \quad (d\tau_0 = \text{صفر}) \quad \dots\dots\dots (٥٨:٢٠)$$

الزمن الصحيح يُعرف في إطار يتحرك مع الجسم

وبدلاً الشرط $d\tau_0 = \text{صفر}$ ($d\vec{r} = 0$) على أن الجسم خلال هذا الزمن المتناهي في الصغر ، يكون ساكناً في الإطار المتحرك . وبسبب لامتغيرية الفترة ، يمكن تعريف الزمن الصحيح بشكلٍ أعم في أي إطار قصوري على النحو التالي :

$$d\tau = \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} [(dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2]} dt \quad \dots\dots\dots (٥٩:٢٠)$$

الزمن الصحيح مُعرف في أي إطار

$$d\tau = \sqrt{(dt)^2 - \frac{1}{c^2} [(dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2]}.$$

وفي حالة كون الجسم يتحرك بسرعة ثابتة ، فمن الممكن تعريف الزمن الصحيح المنصهر على فترة محدودة (انظر المعادلة ٥٣: ٢٠) على النحو التالي :

$$\Delta\tau = \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2]} \Delta t = \frac{\Delta\tau_0}{\gamma} \quad \dots\dots\dots (٦٠: ٢٨)$$

إن أهمية الزمن الصحيح proper تكمن في أنه هو الزمن الذي تسجله ساعة تتحرك مع الجسم . ولذلك ، فإن الزمن الصحيح proper time لكل من التوأمين يُعطينا الزمن المنصهر بحسب ساعته ومدى هرمه .

وبالاستعانة بمخططات منكوفسكي في الشكل ٢٠: ٢١ ، نستطيع بسهولة حساب هرم التوأمين في كلا الحالتين الموضحتين في الشكل ٢٠: ٢٠ : (لاحظ في كلا المخططين في الشكل ٢٠: ٢١ أن س وز هما احداثيا الملاحظ الأرضي ج) :

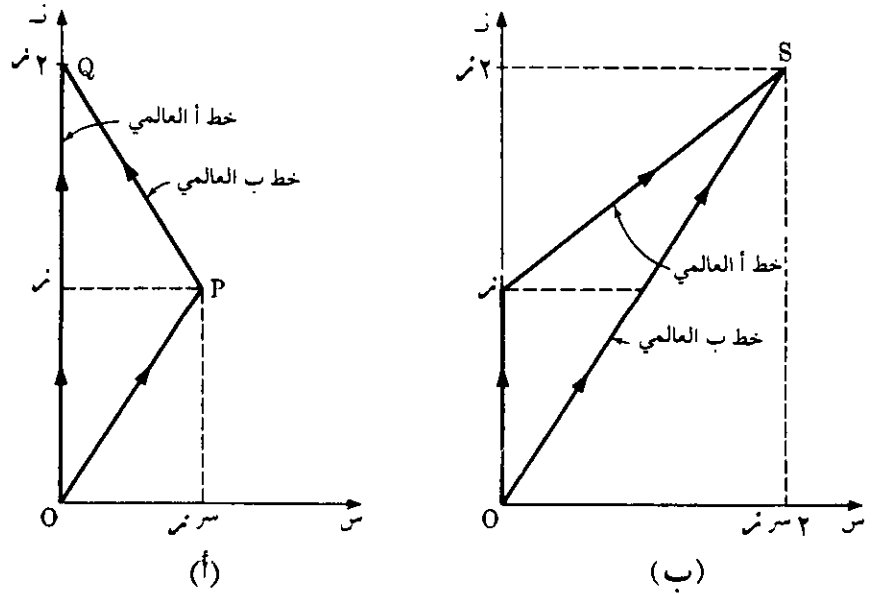
(أ) أ يبقى ساكناً ، ويسافر ب ثم يعود . في الزمن ز ، يتحرك ب مسافة مقدارها ز . ثم يبدأ رحلة العودة ويصل الى س = صفر ثانية عند $z = ٢$ (الشكل ٢٠: ٢١ (أ)). ويكون خطه

تحليل الحالة (أ)

العالمي world line هو الخط OPQ . أما الخط العالمي للتوأم OQ فهو الخط المستقيم الرأسى QQ . ويكون الزمن الصحيح للتوأم أ ما بين الحدثين O و Q ببساطة :

$$\Delta\tau_A = 2T \quad \tau_2 = \tau_1 \Delta \quad (٦١:٢٠)$$

وبالنسبة للتوأم ب، فيجب تطبيق المعادلة ٢٠:٦٠ بشكل منفصل على جزأي رحلته، ويكون زمنه الصحيح proper time المنصرم يساوي :
(لاحظ اننا نستخدم Δ س $\pm$ سر ب Δ ص و Δ ص = Δ ع = صف)



الشكل ٢٠:٢١ مخططات الخطوط العالمية لتاريخ الحالتين المبيتين في الشكل ٢٠:٢٠

$$\Delta\tau_B = \sqrt{T^2 - \frac{v^2 T^2}{c^2}} + \sqrt{T^2 - \frac{v^2 T^2}{c^2}} = 2T\sqrt{1 - \beta^2} \quad (٦٢:٢٠)$$

$$\Delta\tau_B = \sqrt{T^2 - \frac{v^2 T^2}{c^2}} + \sqrt{T^2 - \frac{v^2 T^2}{c^2}} = 2T\sqrt{1 - \beta^2}$$

وتكون النسبة بين الزمنين كما يلي :

$$\frac{\Delta\tau_B}{\Delta\tau_A} = \sqrt{1 - \beta^2} < 1 \quad (٦٣:٢٠)$$

الزمن الصحيح يكون أقل على
المسار الزمكاني الأطول

أي أن يوسف يكون أصغر من أحمد عندما يلتقيان. لاحظ، في الشكل ٢٠: ٢١ (أ)، أن الزمن الصحيح لب، على الرغم من أن خط ب العالمي أطول من خط أ، يكون أقل. ويعني ذلك أن الطريق الأكثر مباشرة more indirect في الزمكان هو «الأقصر».

تحليل الحالة (ب)

(ب) يستمر ب بسرعة متجهة ثابتة، ويستريح أ لفترة ثم يلحق ب. لنفرض أن ينتظر زمناً قدره T ثم يتحرك بسرعة قدرها v سر لاحقاً عند $s = 2$ سر $v = 2$ سر (الشكل ٢٠: ٢١ (ب)). ان خط أ العالمي هو ORS، أما خط ب العالمي فهو الخط المستقيم OS. وبالنسبة للتوأم أ، فإن الزمن الصحيح المنصرم هو T عندما يكون ساكناً و $\sqrt{1 - \beta^2} \frac{2}{c} \sqrt{1 - \beta^2}$ عندما يكون متحركاً، أي ما مجموعه:

$$\Delta\tau_A = T(1 + \sqrt{1 - 4\beta^2}). \quad \tau_B = \frac{2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{2}{\sqrt{1 - 4\beta^2}} \quad (٢٠: ٦٤)$$

أما للتوأم ب، فإن الزمن الصحيح المنصرم يساوي:

$$\Delta\tau_B = 2T\sqrt{1 - \beta^2}. \quad \tau_B = \frac{2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{2}{\sqrt{1 - 4\beta^2}} \quad (٢٠: ٦٥)$$

والنسبة بين الزمنين هي:

$$\frac{\Delta\tau_B}{\Delta\tau_A} = \frac{2\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \sqrt{1 - 4\beta^2}} > 1. \quad 1 < \frac{\tau_B}{\tau_A} = \frac{2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{2}{\sqrt{1 - 4\beta^2}} \quad (٢٠: ٦٦)$$

وفي هذه المرة، يكون أحمد هو الأصغر عندما يلتقيان. ونجد مرة أخرى أن المسار الأطول في الزمكان هو المسار الذي يكون زمنه الصحيح أقل. ونترك أمر إثبات أن الطرف الأيمن للمعادلة ٢٠: ٦٦ هو حقاً أكبر من ١ كتمرين للقارئ.

يزيد تخلف الزمان للملاحظ
المتسارع

إن القاعدة العامة التي تستخلص من هذه التجارب هي أن أي ملاحظ يترك إطاراً قصورياً ثم يتحرك بالنسبة له بعد ذلك، ثم يعود إليه أخيراً سوف يجد أن زمنه قد تخلف عن زمن الملاحظين الذين بقوا في الإطار. وفي الحقيقة، ليس هناك ما هو متناقض في نقيضة التوأم. وبالفعل، فإن التقادم التفاضلي differential aging قد تم التحقق منه، ليس بتوأمين من بني البشر بكل تأكيد، بل بتوأمين من النوى وحتى بتوأمين من الساعات. (ويظهر في الملاحظة أسفل الصفحة ٥٧ إشارة إلى أحد المراجع التي تتضمن هذا التحقق المشار إليه).

* مبدأ ماخ : Mach's principle

لماذا تكون الاطر القصورية خاصة؟

وعلى الرغم من تفسير واختبار نقيضة التوأم، إلا أنها تثير حقاً بعض التساؤلات الأساسية التي لم يُجَب عنها بصورة مُرضية حتى الآن. فلماذا تُوجد أطرٌ قصورية على الإطلاق؟ وإذا سلّمنا بوجود اطر قصورية، فما الذي يُحدّد أيّ هذه الأطر يكون قصورياً؟ ونستطيع في أحسن الأحوال تعريف الاطر القصوريّ عمليّاتياً operationally بأنه ذلك الاطار الذي يكون فيه قانون نيوتن الأول صحيحاً: الأجسام التي لا تتأثر بقوة لا تتسارع. إن أكثر الفرضيات قبولاً حول «الطبيعة الحقيقية» للاطر القصورية تعود إلى ارنست ماخ Mach Ernest، وتدعى عادةً بمبدأ ماخ Mach's principle. لقد اقترح ماخ أن توزيع المادة في الكون يُحدّد أطر إسناد مفضّلة، وأن أيّ إطار غير مُتسارع بالنسبة «للمجموع الثابتة» - أي بالنسبة لمتوسط توزيع المادة في الكون - يكون اطاراً قصورياً*. وهذا يعني أن المادة في الكون برمتها تُحدّد صفات الزمكان على الأرض، وهي فكرة تدعو إلى التحدي حقاً. (وفي الواقع، فإن وجهة النظر الأحدث تستعيض عن «المادة» التي أشار إليها ماخ بالمادة مضافاً إليها الطاقة. ولا نعلم حتى الآن جزء الطاقة في الكون الذي يوجد على صورة مادة.)

هل هي خاصة بسبب توزيع الكتلة والطاقة في الكون؟

٢٠: ١٢ أهمية سرعة الضوء : Significance of the speed of light

تنطبق النظرية النسبية الخاصة على كلّ أجزاء الطبيعة، بما في ذلك الظواهر التي لا علاقة لها بالضوء أو بأيّ اشعاع كهرومغناطيسيّ آخر. فلماذا، إذن، تمثّل سرعة الضوء مثل هذا الدور الرئيس في النظرية؟ فثبوت هذه السرعة، الذي اعتُبر كفرضية أساسية، يؤدي إلى تحويل لورنتز وإلى جميع الخصائص الغريبة لهذا التحويل، بما في ذلك نسبية الزمان، وفضلاً عن ذلك فإن سرعة الضوء كما يثبت في النهاية تُمثّل حدّ السرعة للطبيعة، وتظهر تقريباً في جميع معادلات النسبية.

دَوْرَانِ لِلثَّابِتِ c

وفي الواقع، تمثّل سرعة الضوء دورين متميّزين في النظرية النسبية. فهي معامل تحويل conversion factor، كما أنها حدّ للسرعة speed limit. وهي في دورها الأول، وبمعنى من المعاني، لا أهمية أساسية لها على الإطلاق. ونستطيع أن نتبصر أكثر الدور * لقد اقترح ماخ في الواقع أكثر من ذلك. إذ فرض أن كتلة القصور إنما توجد على الإطلاق بسبب وجود بقية المادة في الكون. ووفق هذا المبدأ، فإن الجسم الذي يوجد وحيداً في عالمٍ خلوٍ من المادة لا كتلة له.

الذي تمثله سرعة الضوء إذا اعتبرنا، من قبيل المماثلة، المكافئ الميكانيكي للحرارة، الذي يساوي ١٨٤ ج/سعر، (4.18J/cal). فبمحض المصادفة التاريخية، عُرِفَ كُلٌّ من وحدة الطاقة (ال جول) ووحدة الحرارة (السعر) على حدة قبل أن عُرِفَ بوجود علاقة بين الحرارة والطاقة. ولو كان قد عُرِفَ في وقت مبكر كافٍ بأن الحرارة نفسها هي شكل من أشكال الطاقة، لقيست الحرارة بالجول ولانفت بذلك الحاجة إلى فكرة المكافئ الميكانيكي للحرارة. ان العدد ١٨٤ هو إذن مجرد طريقة لتصحيح خطأ سابق والرَّبط بين فكرتين كان يُظنُّ أنها مختلفتان، في حين أنهما على خلاف ذلك.

ان فكرة الزمكان تقودنا الى وجهة نظر مماثلة في سرعة الضوء. فالمكان والزمان هما في الواقع جزءان من كينونة واحدة single entity، هي الزمكان. والصحيح أنه يجب أن يكون لهما نفس وحدة القياس. ولأن المتر والثانية قد عُرِفَا مستقلين عن بعضهما بعضاً قبل أن تُعرَفَ أية علاقة بين المكان والزمان، فإن سرعة الضوء تظهر كعامل تصحيح يربط بين الوجدتين المختلفتين، اللتين يجب أن تكونا وحدة واحدة. ووفق وجهة النظر هذه، فإن القيمة العددية لسرعة الضوء c ليس لها أي معنى خاص.

(١) ان سرعة الضوء هي معامل تحويل للوحدات المكانية والزمانية

ان مماثلة سرعة الضوء بالمكافئ الميكانيكي للحرارة يجب ألا تتأبع بعيداً. ففي حين أن من الصحيح أن القيمة العددية c لسرعة الضوء، بالاختيار «المناسب» للوحدات، سوف تكون ١، إلا أننا لا نستطيع الإستغناء عن فكرة سرعة الضوء. فمهما تكن قيمتها العددية، فانها هامة من حيث أنها تضع حداً للسرعة في الطبيعة (دورها الثاني). وحتى بالنسبة لمخلوق كوني لا يحده الزمان ويستطيع بلمحة بصر أن يستوعب الامتداد الكامل للزمكان، والذي يكون تاريخ البشرية بالنسبة له مجرد خريطة أمامه، فإن فكرة سرعة الضوء تكون هامة، لأنها تضع حداً بين الخطوط العالمية الممكنة واللاممكنة في خريطة الزمكان.

(٢) ان سرعة الضوء هي حد للسرعة في الطبيعة

وإذا سلّمنا بحقيقة وجود سرعة حدية limiting speed في الطبيعة، فلماذا يكون الضوء هو الذي يُرسي هذا الحد لا شيء آخر؟ ان الاجابة الحديثة عن هذا السؤال توجد في المفهوم الجسيمي للضوء. ان انعدام كتلة الفوتونات هو الذي يمكنها - بل يتطلب منها حقاً - أن تتحرك بأعلى سرعة في الطبيعة. وهذا يعني أن الضوء، مع أنه خاص، إلا أنه ليس فريداً في ذلك. فالنيوترينوات neutrinos والجرافتونيات الفرضية hypothetical gravitons، هي أيضاً جسيمات عديمة الكتلة، وتتحرك بسرعة الضوء.

وعندما صيغت النظرية النسبية، لم تكن النيوتريونات معروفة أو مشتبهاً بها. إذ أن النظرية النسبية تطوّرت بصورة رئيسية من دراسات وأبحاث في الكهرومغناطيسية. وبما أسهم في وجهة النظر حول الطبيعة التي ساعدت على تنشيط تطور هذه النظرية تجارب في الضوء كتجربة ميكلسون - مورلي. ولهذه الأسباب، اعتُبر الضوء بمثابة الإشعاع الخاص بالنظرية النسبية الخاصة. وبشكل موجز، فإن سلسلة التفكير حول سرعة الضوء التي تقارب التطور التاريخي الفعلي للنسبية هي كالتالي:

(١) نظراً للرغبة في تعميم نوع لامتغيرية غاليلو لتشمل علاوة على قوانين الميكانيك قوانين الكهرومغناطيسية، فقد افترض أن سرعة الضوء واحدة لجميع الملاحظين (في أطر الإسناد القصورية). وتدعم هذه الفرضية تجارب في الضوء عجزت عن الكشف عن الأثير.

(٢) ان فرضية ثبوت سرعة الضوء (مقرونة بفكرة التبادلية reciprocity) تؤدي الى معادلات تحويل لورنتز، التي تحل محل معادلات تحويل غاليلو.

(٣) يُصبح تفسير معادلات تحويل لورنتز صعباً أو مستحيلاً لسرعات تفوق سرعة الضوء، مما يدل على أن الضوء يضع حداً للسرعة في الطبيعة.

ويجب تنويع هذا المنطق بحقيقة تجريبية هي:

(٤) لم يُشاهد حتى الآن أي شيء يتحرك بسرعة تفوق سرعة الضوء.

وثمة نمط من التفكير بديل من النمط السابق يحظى من وجهة النظر الحديثة بقبول أفضل بقليل من التسلسل التاريخي المشار إليه وهو يجري كالتالي:

(١) لنفرض وجود نهاية عظمى للسرعة في الطبيعة سرعته، واحدة لكافة الملاحظين*.

(٢) إن وجود سرعة ثابتة سرعته يؤدي الى معادلات تحويل لورنتز والى النتائج الأخرى للنظرية النسبية.

(٣) الجسيمات عديمة الكتلة، ان وجدت، فإن سرعتها ستبلغ السرعة سرعته. أما الجسيمات التي لها كتلة فستتحرك بسرعة أبطأ.

* لو لم تكن السرعة سرعته واحدة لكافة الملاحظين. لكان هناك ملاحظ واحد: السرعة العظمى بالنسبة له هي الكبرى، ولكانت لذلك سرعته «السرعة العظمى maximum maximum speed». ووفق الفرضية الأخرى الأساسية للنظرية النسبية (الجزء ١٩: ٧)، فإن كل أطر الاسناد القصورية متكافئة، ولا وجود لمثل هؤلاء الملاحظين المتميزين.

لو لم يحقق شيء في الطبيعة
السرعة c ، لما اختلفت النسبية

ان هذا المنطق يؤدي الى اكثر من مجرد احوال الرمز سرعته محل الرمز c ذلك لانه
يترك الامكان مفتوحاً لعدم وجود شيء في الواقع يحقق حد السرعة هذا. لنفرض جدلاً
أنه لا يوجد في الطبيعة جسيمات عديمة الكتلة massless تتحرك بالسرعة العظمى. فهل
ستكون هنالك نظرية للنسبية؟ واذا كان الامر كذلك، فهل يمكن اكتشافها؟ ان الجواب
عن كل من السؤالين هو بالتاكيد نعم. فقد يتأخر اكتشافها لسنوات قليلة، ولكن،
بالتاكيد، ليس لمدة طويلة، لان سلوك الالكترونات ذات الطاقة العالية سوف يكون قد
زودنا بالادلة الكافية على عدم كفاية النظرية السابقة. ومن حسن الحظ أن الضوء يملك
أكبر سرعة في الطبيعة. وعلى أية حال، فالدراسة الدقيقة لحركة أي جسيم ذي سرعة
عالية كان سيؤدي بالفيزيائيين، لا محالة، إلى النظرية النسبية ذاتها.

خلاصة الأفكار والتعاريف Summary of ideas and definitions

يمكن اشتقاق تحويل لورنتز من تجارب عقلية
باستخدام فكرتين فقط: ثبوت سرعة الضوء
والتبادلية.
معادلات تحويل لورنتز معادلات خطية تربط
بين قياسات المكان والزمان للملاحظين الذين
يكونون في حالة حركة نسبية. وبالنسبة
لاطارى الاسناد المعرفين في الشكل ٢٠: ٦
فإن:

فكرة التبادلية reciprocity : اذا كان أ وب في
حالة حركة نسبية وقاما بنفس التجربة، فان
وصف أ لتجربة ب سيكون كوصف ب
لتجربة أ ما عدا تغيير إشارة سرعتيهما
المتجهة النسبية).

يجب أن تصح التبادلية اذا كانت جميع أطر
الاسناد القصورية متكافئة.

بسبب التبادلية، يتفق الملاحظان على: (١)
المسافات المقاسة في اتجاه متعامد على
سرعتيهما المتجهة النسبية و(٢) مقدار سرعتيهما
المتجهة النسبية.

يمكن جعل الساعات في اطار اسناد ما
تتزامن بتوافق تام synchronized
consistently عن طريق إشارات ضوئية،
فالتزامن مفهوم نسبي.

$$(٢٨: ٢٠) \dots \dots \frac{\Delta c + \beta \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \Delta c$$

$$c \Delta t = \frac{c \Delta t' + \beta \Delta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$(٢٩: ٢٠) \dots \dots \frac{\Delta c + \beta \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \Delta c$$

$$\Delta x = \frac{\Delta x' + \beta (c \Delta t')}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

ولا يكون الحدثان متزامنين في الاطار المتحرك. $\Delta c \cdot \Delta t = \frac{\Delta c \cdot \Delta t - \beta \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ (٣٠:٢٠)

$$c \Delta t' = \frac{c \Delta t - \beta \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

جمع السرعات المتجهة: اذا كان للاطار ٣ مركبة سينية للسرعة المتجهة مقدارها Δc بالنسبة للاطار ٢ ، واذا كان للاطار ٢ مركبة سينية للسرعة المتجهة مقدارها Δc بالنسبة للاطار ١ ، فان المركبة السينية للسرعة المتجهة للاطار ٣ في الاطار ١ هي: $\Delta c \cdot \Delta t = \frac{(\Delta c \cdot \Delta t - \beta \Delta x)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ (٣١:٢٠)

$$\Delta c \cdot \Delta t = \Delta c' \cdot \Delta t', \quad \Delta y = \Delta y',$$

$$\Delta c \cdot \Delta t = \Delta c' \cdot \Delta t', \quad \Delta z = \Delta z'.$$

$$\text{سر} = \frac{\text{سر}_1 + \text{سر}_2}{1 + (\text{سر}_1 \cdot \text{سر}_2 / c^2)} \quad (٤٠:٢٠)$$

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + (v_1 v_2 / c^2)}.$$

انحلال الجسيمات اختبار لتباطؤ الزمان، اما تسارع الجسيمات فاختبار لجمع السرعات المتجهة.

التواتر والطول الموجي مفهومان نسبيا. والفرق في التواتر والطول الموجي بين الاطراف المختلفة يدعى بانزياح دبلر Doppler shift (المعادلات ٤٧:٢٠ - ٥٢:٢٠).

الفترة interval التي تعرف بالعلاقة ..

$$I = I_0 (1 - \beta^2)^{1/2} - I_0 (1 - \beta^2)^{1/2}$$

$$I = I_0 (1 - \beta^2)^{1/2} - I_0 (1 - \beta^2)^{1/2} \quad (٥٣:٢٠)$$

هي كمية لا متغيرة.

ان لا متغيرية الفترة وتمثل معادلات تحويل لورنتز يؤيدان فكرة الزمكان الرباعي الابعاد.

تباطؤ الزمان: اذا كانت Δc صفر ($\Delta x = 0$) فان نقطة ثابتة في الاطار المتحرك، فان:

$$\Delta c \cdot \Delta t = \frac{\Delta c \cdot \Delta t - \beta \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (٣٤:٢٠, ٣٥:٢٠)$$

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

الساعات المتحركة تسير ببطء.

انكماش لورنتز: اذا كانت Δc صفر (قياسان متزامنان في الاطار المتحرك)، فان:

$$\Delta c \cdot \Delta t = \frac{\Delta c \cdot \Delta t - \beta \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (٣٧:٢٠)$$

$$\Delta x = \frac{\Delta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

الجسم الذي يتحرك بالنسبة للملاحظ ينكمش في اتجاه حركته.

نسبية التزامن: اذا كانت Δc صفر (حدثان متزامنان في الاطار الساكن)، فان:

$$\Delta c \cdot \Delta t = \frac{\Delta c \cdot \Delta t - \beta \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (٣٨:٢٠)$$

$$\Delta t' = - \frac{v \Delta x'}{c^2}.$$

فيما بعدُ يكونُ أصغرُ من التوأمِ الذي يبقى في الاطارِ القصوري .

ربما تكونُ الاطرُ القصورية متميزةً لكونها غير متسارعةٍ بالنسبةٍ لتوسطِ توزيعِ الكتلةِ في الكون (مبدأ ماخ).

تمثلُ سرعةُ الضوءِ دورينِ هامّين في النظرية النسبية : (١) فهي عاملُ تحويلٍ لوحداثِ المكان والزمان . (٢) وهي حدُّ اعلى للسرعةِ في الطبيعة .

لو لم توجدْ هنالك جسيماتٌ عديمة الكتلة ولو لم يحققْ سرعةُ الضوءِ شيءٌ في الكون ، لما اختلفت النسبية تماماً عما هي عليه الآن .

تُبَيِّنُ مخططاتُ منكوفسكي مساراتِ الخطوطِ العالمية world-lines في المستوى س ن . وتسمى مثل هذه المخططات لانحلالِ الجسيماتِ بمخططات فاينمن Feynman diagrams .

الزمنُ الصحيحُ proper time لجسمٍ متحركٍ هو الزمنُ الذي يقاسُ في اطارٍ يتحركُ مع الجسمِ (المعادلات ٥٨:٢٠ - ٦٠:٢٠) . والزمنُ الصحيحُ المُنصرمُ بين حدثين يكونُ أكبرَ ما يمكنُ على الخطِّ العالميِّ المستقيمِ الذي يربطُ بين الحدثين . التوأمُ الذي يتركُ اطاراً قصورياً ثم يعودُ اليه

الأسئلة

Questions

س ١:٢٠ فكّر بتجربة عقلية من غير التجارب الواردة في الجزء ٢٠:١ تُبَيِّنُ الطبيعة «المتناقضة paradoxical» للفرضية : $c = \text{ثابت}$. هل تتضمن تجربتك نسبية الزمان؟ أم المكان؟ أم كليهما؟ وهل تتعارض مع الفطرة السليمة؟

الجزء ٢٠:١

س ٢:٢٠ في سيارة صاروخية شبيهة بتلك المبينة في الشكل ٢٠:٢ يقع ضوء السقف م أقرب قليلاً الى مقدمة السيارة ق منه الى مؤخرتها خ . وبناءً على حكم سائق السيارة ، فإن الضوء المنبعث من م يصل الى ق قبل ان يصل الى خ . هل من الممكن أيضاً أن الملاحظ على الأرض سيقول إن الضوء يصل الى خ قبل ان يصل الى ق؟ .

س ٣:٢٠ استخدمت تجربة افتراضية مبينة في الشكل ٣:٢٠ لاشتقاق المعادلة ٣:٢٠ ، التي تربط بين فرقي الزمان ما بين حدثين في الزمكان قياساً بوساطة ملاحظين في إطارين إسناد قصوريين مختلفين . (١) بين نوع الحدثين؟ (٢) أي الملاحظين يضع الحدثين عند نفس النقطة في المكان؟ أي الملاحظين يضع الحدثين عند نقطتين مختلفتين في المكان؟

الجزء ٢٠:٢

س ٤:٢٠ عبّر عن مبدأ التبادلية reciprocity principle بلغتك؟

الجزء ٢٠:٣

س ٢٠: ٥ وضعت ساعتان في إطار اسنادٍ معينٍ بحيث كانت الواحدة على مسافة ثابتة من الأخرى. اقترح طريقة لفحص تزامنهما لا تستخدم الضوء أو أي إشارات كهرومغناطيسية أخرى؟

الجزء ٢٠: ٤

س ٢٠: ٦ من أية ناحية يختلف انكماش لورنتز الذي بحثناه في الجزء ٢٠: ٤ عن انكماش فيتزجيرالد المذكور في الجزء ١٩: ٦؟

س ٢٠: ٧ يقيس ملاحظون ساكنون شكل جسم يمر بهم بسرعة كبيرة ويجدون انه مستدير تماما. ما شكل الجسم بالنسبة لملاحظين مسافرين مع الجسم؟

الجزء ٢٠: ٦

س ٢٠: ٨ (١) أي معادلات تحويل غاليلو «تمزج» المكان والزمان معا؟ (٢) لماذا تبدو معادلات تحويل لورنتز على انها «تمزج» المكان والزمان معا بطريقة أكثر أساسية؟

س ٢٠: ٩ ما الشروط التي يمكن فيها تطبيق معادلات تحويل لورنتز (المعادلات ٢٠: ٢٤ - ٢٠: ٢٧) من دون استخدام الرمز Δ - أي باستبدال Δ بالزمن Δ ، و Δ بالزمن Δ ، وهلم جرا؟

س ٢٠: ١٠ تفصل بين حدثين في إطار اسنادٍ يتحرك بسرعة مقدارها سرفترتان محدودتان، مكانية وزمانية Δ س و Δ ن. ماذا يحدث لكل من Δ س و Δ ن عندما س $\rightarrow$ c؟

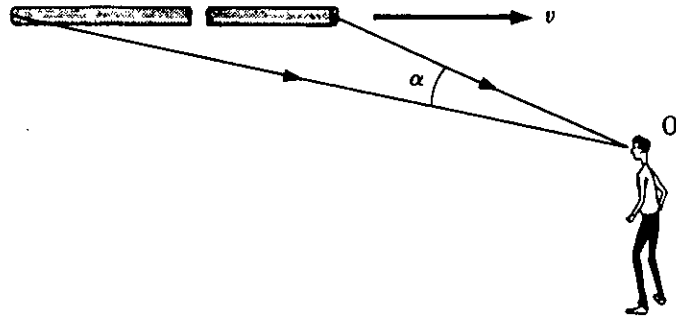
الجزء ٢٠: ٧

س ٢٠: ١١ بحسب الجزء الأول من المعادلة ٢٠: ٣٦، فإن الفرق بين الفترتين الزمنيةتين المقيستين من قبل ملاحظين يتحركان بسرعة نسبية صغيرة هو Δ ن - Δ ن. $\Delta \approx \frac{1}{c} \beta \Delta$ ن. لماذا يُسمح بوضع Δ ن محل الفترة الزمنية Δ ن على الجانب الأيسر من هذه المعادلة (حيث نحصل بذلك على الجزء الأخير من المعادلة ٢٠: ٣٦)، ولا يُسمح بوضع Δ ن = Δ ن على الجانب الأيمن منها؟

س ٢٠: ١٢ يبين الشكل ادناه ملاحظاً ٥ ينظر الى جسم طويل ورفيع يتحرك بسرعة عالية. وبالنسبة للملاحظ، لا يبدو الجسم منكشأ، بل يبدو في الواقع أنه استطال (بمعنى ان الزاوية α تكون أكبر مما لو كان الجسم ساكناً). اشرح سبب ذلك. [يُبين التحليل الكامل أن الاستطالة الظاهرية توصف بشكل أفضل كدوران ظاهري للجسم (في عكس اتجاه عقارب الساعة في هذه الحالة). انظر: Victor, Weisskopf,

"The Visual Appearance of Rapidly Moving Objects",

Physics Today 13, no. 9,24 (1960).]



س ٢٠: ١٣ (١) في إطار اسناد ما، يقع الحدثان أ و ب متزامنين عند نقطتين مختلفتين في المكان. وثمة اطر أخرى يقع فيها أ قبل ب وأخرى يحدث فيها ب قبل أ. ارجع الى المعادلة ٢٠: ٣٨ لتفسير هذه الحقيقة. (٢) الحدثان ح و د متزامنان في كل اطر الاسناد. ما الحقيقة الإضافية التي يمكنك ان تستنبطها بشأن هذين الحدثين؟

س ٢٠: ١٤ (١) هل من الممكن ملاحظ في إطار اسناد ١ أن يعتبر السرعتين النسبيتين للاطارين ٢ و ٣ أكبر من سرعة الضوء c؟ (٢) هل من الممكن ملاحظ في الاطار ٢ أن يعتبر سرعته بالنسبة للاطار ٣ أكبر من c؟

س ٢٠: ١٥ هل من الممكن جعل شعاع الكتروني يَمْسَحُ وجه أنبوب أشعة المهبط بسرعة تفوق سرعة الضوء؟ برّر اجابتك.

س ٢٠: ١٦ يناقش طالب، عند فحصه المعادلة ٢٠: ٣، على الوجه التالي: بالنسبة للملاحظ ب، فان ساعة أ [التي تسجل فترة زمنية مقدارها Δt] هي الساعة المتحركة. وبما أن المعادلة تتضمن أن $\Delta t < \Delta t'$ ، فيجب أن يستتج ب أن ساعة أ تتحرك أسرع من ساعته. وهذا ينقض مبدأ التبادلية، الذي بموجبه يجب على كل ملاحظ أن يعتبر أن ساعة الملاحظ الآخر المتحركة هي الابطأ. أدخل فكرة تزامن الساعات لكي تفسر وصفيًا عدم كفاية منطق الطالب. (انظر ايضا المسألة ٢٠: ١).

س ٢٠: ١٧ اشرح بكلماتك لماذا لا نحس بآثار النسبية في حياتنا اليومية. هل تستطيع استنباط أية نتيجة عن العلاقة المحتملة بين الادراك الانساني ونظريات الطبيعة الأساسية؟

س ٢٠: ١٨ تُخْلَقُ البيونات ذات الطاقة العالية جدًا في قمة الغلاف الغازي. ومن المحتمل ان تلك التي تتحرك تقريبا افقيا تنحل الى ميونات (ونيوترينوات

الجزء: ٢٠: ٨

(neutrinos). أما تلك التي تتحركُ رأسياً تقريباً فمن المحتمل أن تصدمُ نوى الذرات وان تتفاعلَ معها قبل أن تنحل . (١) لماذا يعتمدُ مصيرُ هذه البيونات pions عالية الطاقة على الاتجاه الذي تتحركُ به بهذه الكيفية؟ (٢) لماذا تنحلُ البيونات ذات الطاقة المنخفضة والتي تُخلَقُ قرب قمة الغلاف الجوي كلها تقريباً الى ميونات، بغض النظر عن اتجاه حركتها؟

س ١٩: ٢٠ هل يمكن لموجة كلاسيكية (كتلك التي تكون آثار النسبية مُهملة بالنسبة لها) أن تُظهر ظاهرة دُبلر؟
الجزء ٢٠: ٩

س ٢٠: ٢٠ عُرِفَت العلاقة البسيطة $\lambda \nu = c$ تماماً للامواج الكهرومغناطيسية قبل ظهور النظرية النسبية. ما الشيء الجديد الذي قالته النسبية عن المعادلة المذكورة؟

س ٢١: ٢٠ هل يتغير التواتر والطول الموجي للضوء في حالة انعكاسه عن مرآة متحركة؟

س ٢٢: ٢٠ يهتز مصدر ضوئي بسرعة متجهة متوسطها صفر والجذر التربيعي لمتوسط مربعها root-mean-square لا يساوي صفرًا. هل يعاني متوسط التواتر الذي يشعه المصدر انزياح دُبلر؟ اذا كان الامر كذلك، فهل ينزاح نحو الأحمر أو نحو الأزرق؟ (تلميح: قارن بين المعادلتين ٢٠: ٤٧ و ٢٠: ٥٠).

س ٢٣: ٢٠ قد يكون مربع الفترة الرباعية الابعاد four-dimensional interval سالباً (انظر، مثلاً، المعادلة ٢٠: ٥٥). اما مربع السرعة فلا يمكن أن يكون سالباً ويظل محتفظاً بمعناه الفيزيائي. اشرح هذا الفرق بينهما بمناقشة الفرق في طريقة قياس السرعة وطريقة قياس الفترة.

س ٢٤: ٢٠ يقال للفترة (المعرفة بالمعادلة ٢٠: ٥٣) إنها «لامتغيرة تحت تحويل لورنتز». وهذا يعني أن لها نفس القيمة في كل إطار الاسناد القصورية التي فيها يربط تحويل لورنتز بين قياسات المكان والزمان. هل الفترة لامتغيرة تحت تحويل غاليليو؟ (ارجع الى المعادلات ١٩: ١١ - ١٩: ١٤).

س ٢٥: ٢٠ اذكر ازواجاً من الاحداث التي ينفصل فرداها عن بعضهما بعضاً (١) بفترة شبه زمانية like-time، (٢) بفترة شبه مكانية space-like، و(٣) بفترة عَدَم null interval.

س ٢٦: ٢٠ اذا انفصل حدثان عن بعضهما بعضاً بفترة شبه زمانية في إطار اسناد ما فانها يكونان منفصلان بفترة شبه زمانية في كل إطار الاسناد. لماذا؟

س ٢٠: ٢٧ المسافة بين نقطتين في مستوى بدلالة الاحداثيات الديكارتية هي:

$$L = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \quad (1) \text{ بين أنسواع تحويل}$$

 الاحداثيات التي تجعل ل كمية لامتغيرة؟ (٢) هل ل لامتغيرة تحت تحويل لورنتز؟

س ٢٠: ٢٨ اختر أي حدثين بسيطين، إما في عالم الجسيمات الأولية او في حياتك العادية، وارسم مُحطَطِي الخطوط العالمية لهذين الحدثين.

س ٢٠: ٢٩ أيهما يسير أبطأ في إطار اسناد مركزه الشمس: ساعة على الأرض أم ساعة على المريخ؟ [اعتبر فقط أثر الحركة المدارية، وأهمّل اثر الحركة المغزلية spin motion].

س ٢٠: ٣٠ زوجان نسبويّان relativistic couple يعيشان على الكوكب س ويشغلان على الكوكب ص. ويوافقان synchronize ساعتيهما في اثناء الفطور صباحاً. (١) تذهب الزوجة أولاً وتتبعها زوجها فيما بعد بنفس السرعة. هل تتوافق ساعتاهما عندما يتقابلان في الغداء؟ (٢) في المساء تذهب الزوجة مباشرة الى البيت بينما يُعَرِّجُ زوجها في رحلة جانبية الى الكوكب ع لشراء بعض الحاجات قبل الذهاب الى المنزل. هل تتوافق ساعتاهما عندما يتقابلان في العشاء؟ (افرض ان السرعة النسبية للكوكبين س وص صغيرة جداً).

س ٢٠: ٣١ يعرفُ الزمنُ الصحيحُ proper time بدلالة جذرِ تربيعي (المعادلة ٢٠: ٥٩). لماذا نستطيع ان نكون على يقين بأن الزمن الصحيح المنصم لجسيم مادي متحرك سيكون دوماً حقيقياً، ويستحيل ان يكون تخيلياً؟

س ٢٠: ٣٢ يقوم مراقبون على الأرض بملاحظة حركة سفينة فضائية في طريقها من تيتان Titan الى اكاروس Icarus، ويحسبون الزمن الصحيح للرحلة. (١) قارن بين هذا الزمن الصحيح والزمن الذي يسجله المسافرون على السفينة؟ (٢) قارن بين هذا الزمن الصحيح وزمن الرحلة كما تسجله ساعات على الأرض؟

س ٢٠: ٣٣ هل تعتقد أن من المحتمل خلال نصف القرن القادم أن تصبح سرعة سفن الفضاء المأهولة كبيرة الى درجة تصير معها «نقيضة التوأم» حقيقة مألوفة لرواد الفضاء العائدين من مهمات طويلة في الفضاء؟ اعط سبباً لاجابتك.

س ٢٠: ٣٤ في كل مرة نركب فيها المصعد elevator نحصل على دليل على أن التسارع المطلق له معنى، بينما السرعة المتجهة المطلقة لا معنى لها. ناقش

الاحساسات التي قد تعانيها في أثناء ركوبك في مصعد فيما لو (أ) كان للسرعة المتجهة المطلقة معنى و(ب) لم يكن للتسارع المطلق معنى .

الجزء ٢٠: ١٢

س ٢٠: ٣٥ لنفرض انه تبين في المستقبل ان للفوتونات كتلة صغيرة لا صفريّة (non-zero). (١) هل ستتقل كل الفوتونات بنفس السرعة؟ (٢) هل يمكن لأية كينونة entity في الطبيعة ان تتحرك بسرعة تفوق سرعة فوتونات الضوء؟ (٣) هل تحتاج النظرية النسبية الى تصحيح لأخذ هذا الاكتشاف بعين الاعتبار؟

التمارين Exercises

الجزء ٢٠: ٢

ت ٢٠: ١ اكمل تفاصيل الحل الجبري بعد المعادلة ٢: ٢٠ للحصول على علاقة تباطؤ الزمان: المعادلة ٣: ٢٠.

ت ٢٠: ٢. يغفو مسافر في مركبة بينوكية interplanetary سريعة لمدة ٥ دقائق بحسب ساعته. فاذا كانت المركبة تسير بسرعة ٩٩,٠ c خلال النظام الشمسي، فما طول غفوته كما يحكم عليها ملاحظون ثابتون على الكواكب؟

ت ٢٠: ٣ سائق سيارة اجرة نسبية relativistic rental car يُعيدُ سيارته بعد أن قام بسواقتها لمدة ساعة واحدة بحسب قياسه. ولكن وكيل التأجير ادعى أن السيارة كانت في حوزته لمدة ساعتين. فما السرعة التي كان يسوق بها السيارة؟ عبّر عن الاجابة ككسر من سرعة الضوء وبوحدات المتر/الثانية.

ت ٢٠: ٤ ملاحظ أ على جانب الطريق يرسل شعاعاً ضوئياً رأسياً إلى أعلى إلى مسافة مقدارها ف، حيث ينعكس هنالك عائداً إلى نقطة البداية. وقيسُ الملاحظ أ زمن الرحلة ذهاباً وأياباً على انه Δt ، في حين يقيسُ ملاحظ ب متحرك ب زمن الرحلة على انه $\Delta t'$. ارسم مخططاً مماثلاً لذلك المبين في الشكل ٣: ٢٠ ليساعدك على تحليل هذا المثال، واشتق معادلةً مماثلةً للمعادلة ٣: ٢٠ تربط بين زمني القياس.

ت ٢٠: ٥ يقول أحمد: «بالضبط عند الزمن ١٢: ٠١ ضرب فوتونان متزامنان نفس النقطة في إطارَي الاسنادي. وبعد ميكروثانية واحدة، ابتعث الكترون من نفس الموضع». ولاحظت سعاد، التي كانت في حركة نسبية سريعة بالنسبة لأحمد، الحدثين نفسيهما. ما جواب وصف أحمد التي توافق سعاد عليها، وما الجواب التي تختلف فيها معه؟

ت ٢٠: ٦ وضعت ساعة عـ بجانب الساعة عـ_١ في الشكل ٤: ٢٠ وضبطت كي تزامن synchronized مع عـ_١ ثم نُقلت عـ بسرعة مقدارها سرخلال المسافة د حتى جاورت الساعة عـ_٢. كم يجب تقديم الساعة عـ لجعلها متزامنة مع عـ_٢؟ اعط الجواب (أ) جبرياً و(ب) عددياً باعتبار أن سر = ٣٠٠, ٦ و د = ٣٠٠ م.

ت ٢٠: ٧ تتسارع الكترونات في انبوب تلفزيون إلى السرعة ١٠^٨ م/ث (٣/٤). وكما يُقاس في غرفة الجلوس، فإن طول الانبوب هو ١٢ انش. ما طوله في إطار اسنادي يتحرك مع الكترون بسرعه النهائية؟

ت ٢٠: ٨ بالون بلاستيكي خفيف يتحرك في مدار حول الأرض بسرعة مقدارها ٥ ميل/ث. والبالون في اطاره الساكن عبارة عن كرة قطرها ٢٠ م. صف شكله واحسب مدى «تفلطحه flattening» في إطار ثابت بالنسبة للأرض.

ت ٢٠: ٩ أعط تعابير صريحة للفرات Δ س، Δ ن، Δ س، و Δ ن في التجربة المبينة في الشكل ٣: ٢٠. الحدث ١ هو شعاع ضوئي يترك ارضية السيارة الصاروخية، والحدث ٢ هو وصول الشعاع إلى الأرضية بعد انعكاسه عن السقف.

ت ٢٠: ١٠ احصل على المعادلتين ١٤: ٢٠ و ١٥: ٢٠ من المعادلتين ١٢: ٢٠ و ١٣: ٢٠.

ت ٢٠: ١١ بين أن تطبيق معادلتى تحويل لورنتز ٢٤: ٢٠ و ٢٥: ٢٠ على التجربة الافتراضية للفوتون الموضحة في الشكل ٧: ٢٠ يقود الى المعادلتين ١٤: ٢٠ و ١٥: ٢٠.

ت ٢٠: ١٢ اعتبر المعادلتين ٢٤: ٢٠ و ٢٥: ٢٠ كمعادلتين من أجل المجهولين Δ س و Δ ن. (١) حل المعادلتين من أجل هذين المجهولين. (٢) اشرح كيف تدعم العلاقات الناتجتان مبدأ التبادلية principle of reciprocity.

ت ٢٠: ١٣ اكتب المعادلتين ٢٠: ٣٠ و ٢٠: ٣١ بشكل متماثل تماماً كالمعادلتين ٢٨: ٣٠ و ٢٩: ٣٠.

ت ٢٠: ١٤ اثنتان من معادلات تحويل غاليليو (المعادلتان ١٩: ١٤ و ١٩: ١١) هما $\Delta s = \Delta s' + \Delta z$ ، $\Delta z = \Delta z'$.

قارن هاتين المعادلتين بمعادلتَي تحويل لورنتز ٢٠: ٢٤ و ٢٠: ٢٥ . (١) ما الشرط الواجب توفُّره حتى يمكن تقريبُ معادلتَي لورنتز بمعادلتَي تحويل غاليليو الى درجة كافية من الدقة؟ (٢) باعتبار أن $s' = 1$ ، c ، ما الخطأ النسبي الذي ينتج عن استخدام معادلة غاليليو في حساب Δs ؟

ت ٢٠: ١٥ إطار اسنادٍ بأحداثيات فوقها فتحة $\text{primed coordinates}$ يتحرك في اتجاه ع السالب بسرعة مقدارها $s = c\beta$ بالنسبة لإطار «ثابت fixed » بأحداثيات من دون فتحة . (١) أعطِ معادلتَي تحويل لورنتز اللتين تمكَّنان من حساب Δz و $\Delta z'$ عند معرفة Δz و $\Delta z'$. (٢) أعطِ معادلتَي التحويل العكسي اللتين تمكَّنان من حساب Δz و $\Delta z'$ عند معرفة Δz و $\Delta z'$.

الجزء ٧: ٢٠

ت ٢٠: ١٦ المعادلة ٢٠: ٣٥: $1 + \frac{1}{\beta^2} \approx (1 - \beta^2)^{1/2}$ ، تنتج مباشرةً عن مفكوك متسلسلة ذات الحدين binomial expansion (انظر الملحق أ) . (١) حَسِّن التقريبَ بإضافة حدٍّ ثالثٍ الى الجانب الأيسر (وهو حدٌّ يتناسبُ مع β^4) . (٢) ما الخطأ النسبي الذي ينشأ عن وضع ١ مساوياً للمقدار ١.٠١؟ (٣) ما الخطأ النسبي الذي ينتج عن استخدام المعادلة ٢٠: ٣٥ عندما تكون $\beta = 10^{-6}$ ؟

ت ٢٠: ١٧ عندما تكون $\beta \gg 1$ ، يساوي معامل انكماش لورنتز $\sqrt{1 - \beta^2}$ تقريباً $1 - \frac{1}{2}\beta^2$. (١) ما الحدُّ التالي في هذا المفكوك (وهو حدٌّ يتناسبُ مع β^4)؟ (٢) جدِّ قيمة $\sqrt{1 - \beta^2}$ عندما $\beta = 6 \times 10^{-6}$ بطرقٍ ثلاث: (أ) باستخدام التقريب ١ - $\frac{1}{2}\beta^2$ ، (ب) باستخدام التقريب الأفضل الوارد في المطلوب ١ ، و (ج) بحساب قيمة المعامل بالضبط .

٢٠: ١٨ (١) أثبت، باعتبار تقربُ من سرعة الضوء، أن عاملَ الجذر التربيعي الذي يظهرُ في العديد من معادلات النسبية يمكنُ تقريبه كالتالي:

$$\sqrt{1 - (v/c)^2} \approx 1,41 \quad \sqrt{1 - (v/c)^2}$$

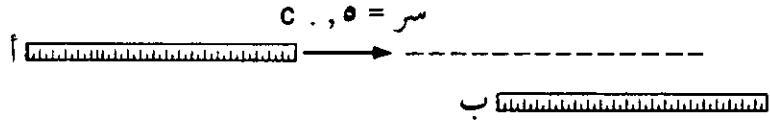
(٢) استخدم هذه النتيجة في تعيين عامل انكماش لورنتز لجسم يتحرك بسرعة تُعادل سرعة الكترون طاقته ٢٠ جـ إف (20 GeV) ، وهي سرعة تقل بمقدار ١ م/ث عن سرعة الضوء.

ت ١٩:٢٠ ستجول سيارات الاجرة الصاروخية مستقبلاً في النظام الشمسي بنصف سرعة الضوء. وسيقاضي السائقون أجرة ١٠ دولارات عن كل ساعة كما تُقاسُ بساعات السيارة. ويطلبُ اتحاد السواقين بأن يتم الدفع بموجب زمن الأرض بدلاً من زمن السيارة. فاذا وُفّق على طلبهم هذا، فما نسبة الزيادة في اجورهم؟

ت ٢٠:٢٠ قبل الاقلاع من طوكيو، يفحص طيار ساعته فيجد أنها تتفق تماماً مع واحدة من شبكة متزامنة synchronized من الساعات. وعندما يهبط بعد ثمان ساعات بعد أن يكون قد قطع ٨٦٤٠ كم بسرعة مقدارها ٣٠٠ م/ث، يُقارن ساعته مع ساعة أخرى من ساعات الشبكة فيجد (إن استطاع الكشف عن فروق صغيرة جداً في الزمن) أن ساعته بطيئة الآن. ما مقدار تأخيرها؟

ت ٢١:٢٠ تتحرك سفينة وهمية، بالنسبة للأرض، بسرعة تقل ٣ م/ث فقط عن سرعة الضوء. وبحسب ملاحظين على الأرض، استغرقت السفينة ٣١٣ ث في قطع المسافة بين نقطة قريبة من القمر ونقطة قريبة من الأرض. (١) ما الزمن الذي تستغرقه هذه الرحلة بحسب المسافرين على السفينة؟ (ملاحظة: استغنى عن العلاقة التقريبية المفيدة في التمرين ٢٠:١٨).

ت ٢٢:٢٠ العصا المتريّة أ تتحرك بنصف سرعة الضوء عندما تمر بالعصا المتريّة ب الساكنة في المختبر (انظر الشكل المجاور). وفي تلك اللحظة الزمنية في المختبر عندما تتطابق مقدمة العصا المتحركة مع مقدمة العصا الساكنة، جد أين تكون، بحسب ملاحظ المختبر، مؤخرة العصا المتحركة.



ت ٢٣:٢٠: عربة قطار نسبوية وهمية relativistic ، طولها ١٤م عندما تكون ساكنة . ولقياس طولها عندما تمر بسرعة بسرعة ٩٩ بالمئة من سرعة الضوء ، يُلاحظُ ملاحظون على الأرض موقع مقدمتها في لحظة زمنية معينة وموقع مؤخرتها في نفس اللحظة . (١) أثبت أن الملاحظين على القطار يُقدرون مرور ٤٦ نانوثانية (46n sec) بين هذين القياسين . (٢) ما طول عربة القطار المتحركة كما يقيسه الملاحظون على الأرض؟

ت ٢٤:٢٠: نملة ونحلة : المسافة بينهما ٥٠ سم (50cm) . وعندما تمرُّ بهما عصا مترية a meter stick ، تجدان أنها تقعان في وقت واحد عند طرفيها المتقابلين . (١) ما سرعة العصا المترية؟ (٢) ما المسافة بين النملة والنحلة بحسب قياس الملاحظين في إطار إسناد العصا المتحركة؟ .

ت ٢٥:٢٠: رجل فضاء في قمر صناعي يتحرك بسرعة ٦٠٠٠ م/ث يرى حدثين في لوس انجلوس ونيويورك (المسافة بينهما ١٠×٤م)، ويحكم أنها متزامنان . ما الفترة الزمنية بين هذين الحدثين بالنسبة للملاحظين على الأرض؟

ت ٢٦:٢٠: (١) بين باستخدام المعادلة ٢٠ : ٤٠ أن «مجموع» c وأية سرعة أخرى سر هو c . (٢) جد المجموع النسبوي للسرعات المتجهة لكل زوج مما يلي :

$$(أ) \text{ سر } = \text{ سر } = 0.5c$$

$$(ب) \text{ سر } = \text{ سر } = 0.9c$$

$$(ج) \text{ سر } = 0.99c, \text{ سر } = 0.1c$$

ت ٢٧:٢٠: مُلاحظ على الأرض يرى سفينتين تتجهان مباشرة : الواحدة صوب الأخرى في مسارين متضادين ، وسرعة كل منهما ٥ c . ما السرعة النسبية للسفينتين كما يقيسها المسافرون عليهما؟

ت ٢٨:٢٠ سفينة صاروخية في رحلة سياحية من الأرض الى المشتري Jupiter تمر بالمريخ Mars بسرعة نسبية مقدارها ٤ و. c . ويلاحظ مراقبون على السفينة وجود سفيتين مجهولتين ، احدهما تتحرك نحو المشتري ، والاخرى نحو الأرض ، وسرعة كل منهما ٨ ، c . بالنسبة للسفينة الصاروخية . ما السرعة التي يقيسها مستوطنون على المريخ لهاتين السفينتين الآخرين؟ (لاحظ أن الرموز سر ، سر وسر في المعادلة ٢٠:٤٠ تدل على مركبات السرعة المتجهة في اتجاه معين) .

الجزء ٨:٢٠

ت ٢٩:٢٠ متوسط عمر البيونات المشحونة الساكنة هو 2.6×10^{-8} ث . والبيونات المشحونة الخارجة من مسارع معين سرعتها تساوي 2.4×10^8 م/ث (٨ ، c) . ما متوسط عمر البيونات المتحركة كما يُقاس في إطار اسناد المختبر؟ (٢) ما متوسط المسافة التي تقطعها البيونات في المختبر قبل ان تنحل؟ (٣) ما متوسط المسافة من المسارع الى مواضع الانحلال في إطار البيونات الساكنة؟ [ملحوظة: هذه هي المسافة التي يتحركها المسارع في إطار البيون ، وليست المسافة الصفرية التي يتحركها بيون في إطاره الساكن] .

ت ٣٠:٢٠ ميون muon طاقته ١٠ جـ إف (10 Ge V) يعاني تباطؤاً في الزمن بعامل مقدار ٩٥٠ بأي مقدار تختلف سرعة الميون عن سرعة الضوء؟

الجزء ٩:٢٠

ت ٣١:٢٠ مجرة galaxy معينة تبعد عن الأرض بسرعة مقدارها ١ بالمئة من سرعة الضوء . (١) ما الانزياح المثنوي في اطوالها الموجية الطيفية بالمقارنة مع الاطوال الموجية لمصادر ضوئية مماثلة على الأرض؟ (٢) هل هذا الانزياح انزياح نحو الاحمر او نحو الازرق؟ (٣) الطول الموجي لجزء بارز من إشعاع الهيدروجين على الأرض هو $6563 \text{ \AA}$ ، ما الطول الموجي لهذا الاشعاع الذي يلاحظ في ضوء المجرة؟

ت ٣٢:٢٠ الطول الموجي الذاتي intrinsic لما يدعى بخط ألفا في متسلسلة ليمان Lyman alpha line للهيدروجين هو $1216 \text{ \AA}$ (وهو يقع في الطرف الأقصر من الطيف فوق البنفسجي far ultraviolet) . وفي ضوء الكوينز 3C9 quasar يظهر هذا الخط بطول موجي مقداره $3660 \text{ \AA}$ (عند طرف الطيف المرئي) .

فإذا كان هذا الانزياح الهائل نتيجةً لحركة الكويزر، فما سرعة ابتعاد الكويزر عن الأرض؟.

ت ٢٠: ٣٣ مُتَمَيِّز الكويزرات quasars ببارامتر انزياح نحو الأحمر $parameter(z)$ red-shift يُعرَّفُ بالعلاقة : $z = \Delta\lambda / \lambda$ ، حيث λ هو الطول الموجي لخط طيفي مُعَيَّن في الضوء المُبْتَعَث من مصدرٍ على الأرض، و $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_0)$ هو الانزياح في الطول الموجي لهذا الخط كما يُلاحظ في ضوء الكويزر. بين، باعتبار الانزياح الأحمر للكويزر عبارةً عن انزياح دبلر، أن سرعة ابتعاد الكويزر ترتبط بالبارامتر z بالعلاقة التالية :

$$\frac{v}{c} = \frac{(Z + 1)^2 - 1}{(Z + 1)^2 + 1} \quad \frac{1 - \sqrt{1 + Z}}{1 + \sqrt{1 + Z}} = \frac{سر}{c}$$

ت ٢٠: ٣٤ باستخدام ما يسمى بظاهرة مُسَبَّور Mossbauer effect (انظر الجزء ٢٢: ٤)، يُمكن الكشف عن تغيُّر في تواتر أشعة غاما gamma rays يقل عن جزء واحد من ١٠١٠. ما السرعة التي يجب أن يتحرَّك بها مصدرُ يشعُّ أشعةً غاما حتى تُعاني أشعته انزياح دبلر مقداره جزء واحد من ١٠١٠ جزءاً. هل هذه السرعة كبيرة أم صغيرة؟

ت ٢٠: ٣٥ بين، باعتبار سرعاتٍ تقل كثيراً عن سرعة الضوء، أن التغير النسبي للتواتر في ظاهرة دبلر يتحدَّد بالعلاقة التالية : $\Delta\nu/\nu \approx \pm v/c$ ، حيث إشارتا الزائد والنقص تدلَّان بالترتيب على حركة المصدر باتجاه الملاحظ أو بعيداً عنه.

ت ٢٠: ٣٦ بحسب سائق السيارة الصاروخية في الشكل ٢: ٢٠، يُشعُّ المصدر الداخلي في سيارته ضوءاً بترتالياً طولُه الموجي ٦٠٠٠ Å. وسرعة السيارة بالنسبة للملاحظ على جانب الطريق هي $\frac{1}{3} c$. (١) هل يقيسُ الملاحظ على جانب الطريق الضوء المتجه إلى الامام على أنه يقع في الجزء المرئي من الطيف؟ إذا كان الأمر كذلك، فما لونه؟ (٢) هل يقيسُ الملاحظ الضوء المتجه إلى الخلف على أنه يقع في الجزء المرئي من الطيف؟ إذا كان الأمر كذلك، فما لونه؟

ت ٣٧: ٢٠ استخدم معادلات تحويل لورنتز لاشتقاق المعادلة التالية للامتغيرية فترة الزمكان:

$$-(\Delta t)^2 = -(\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2 = -(\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2$$

$$(c\Delta t)^2 - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 - (\Delta z)^2 = (c\Delta t')^2 - (\Delta x')^2 - (\Delta y')^2 - (\Delta z')^2$$

ت ٣٨: ٢٠ (١) اثبت أن أي حدثين يتحرك بينهما جسيم فيزيائي يفصلان عن بعضهما بعضاً بفترة شبه زمانية time-like. (٢) هل يعني ذلك ان الفترات شبه المكانية space-like تخلو من المعنى الفيزيائي؟ برّر اجابتك.

ت ٣٩: ٢٠ جد السرعة النسبية للملاحظين أ وب في المثال ١ في الجزء ٢٠: ١٠.

ت ٤٠: ٢٠ اذا تزامن حدثان في إطار اسناد ما، فإن انفصالهما المكاني spatial separation يكون أقل في هذا الاطار منه في أي إطار آخر. استخدم مفهوم الفترة لتفسير هذه الحقيقة.

ت ٤١: ٢٠ أضىء مصدر ضوئي في منتصف عربيه صاروخية. وبحسب حكم السائق، فان كلاً من مقدمة ومؤخرة العربيه يبعد مسافة ل. عن هذا المصدر. وتتحرك العربيه بسرعة مقدارها سر. (١) ما مربع فترة الزمكان ما بين حدثي وصول الفوتونات إلى مقدمة ومؤخرة العربيه؟ (٢) احسب قيمة هذه الكمية عددياً عندما يكون ل=١م و(أ)سر=صفر و(ب)سر=٩٩،٠٠٠.

ت ٤٢: ٢٠ الحدث ١: فوتون يغادر نقطة على أرضية عربيه صاروخية، متجهاً رأسياً إلى أعلى في إطار اسناد السيارة. الحدث ٢: ينعكس الفوتون عن سقف العربيه على ارتفاع ٢م من الارضية. الحدث ٣: يصل الفوتون إلى النقطة في الارضية التي بدأ منها رحلته. (١) جد الفترات الزمكانية بين (أ) الحدثين ١ و٢، (ب) الحدثين ٢ و٣، و(ج) الحدثين ١ و٣. بين نوع كل فترة من حيث هي شبه مكانية او شبه زمانية، أو فترة عدم null interval. (٢) جد فرقي المكان والزمان Δs و Δt ما بين الحدثين ١ و٢ للملاحظ على الأرض يرى السيارة تتحرك بسرعة ٧٠٪ بالمئة من سرعة الضوء. تحقق من أن فترته المحسوبة لهذين الزوجين من الأحداث هي نفسها الفترة التي يُعَيِّنها السائق.

ت ٢٠: ٤٣ قُذِفَتْ الى الامام في داخلِ عربَةٍ قطارٍ نسبيةً relativistic تتحركُ على الأرضِ بسرعةٍ ٨٠ بالمئة من سرعةِ الضوء، كرةٌ يبسبول بسرعةٍ تساوي نصفَ سرعةِ الضوء بالنسبة للعربة.

الحدث ١: قذفت الكرة من س = صفر في الزمن ن = صفر.

الحدث ٢: استقبلت الكرة عند س = ٦ م وَ ن = ٤ × ١٠^{-٨} ث. (١) هل الفترة ما بين الحدثين ١ و ٢ شبه زمانية او شبه مكانية؟ (٢) هل هنا لك أي إطار اسنادٍ يظهر فيه أن الكرة تُمسك قبل أن تُقذف. (٣) هل هنالك أي إطار اسنادٍ تظهر فيه الكرة متحركة باتجاه س السالبة بدلاً من س الموجبة؟

ت ٢٠: ٤٤ سفينة فضاءٍ تتحركُ بسرعةٍ ثابتةٍ سرورتمُ بالقرب من الارض عند ن = صفر، وترسلُ فيما بعد رسالةً بالراديو. يَبَيِّنُ في مخططٍ منكوفسكي الخطوط العالمية للارض (مهملاً حجمها المحدود)، والسفينة الصاروخية، وموجة الراديو. اظهر نقاط تقاطع الخطوط العالمية.

ت ٢٠: ٤٥ ارسم مخططٍ منكوفسكي الذي يناظر الشكل ٢٠: ٢. ضمن المخطط خطوطاً عالمية للنقطة ق بالقرب من مقدمة العربة، والنقطة ر بالقرب من مؤخرة العربة، والضوء م (C) عند مركز العربة، والفوتونين اللذين يُبتعثان من م الى ق و ر عند إضاءة المصباح. اظهر النقاط الهامة التي تتقاطع عندها الخطوط العالمية. (اجعل محورَي المخطط هما الاحداثيان س و ن للملاحظ الارضي).

الجزء ٢٠: ١١

ت ٢٠: ٤٦ جسيمٌ يتحركُ بسرعةٍ ٩٩,٠٠٠ c. لمدة ٧ × ١٠^{-٨} ث بحسب ساعات المختبر. ما الزمن الصحيح proper time المنصرم لهذه الحركة.

ت ٢٠: ٤٧ جِسمٌ يتحركُ بالسرعة سر بالنسبة لاطارِ اسنادٍ معين. بين أن الزيادة في الزمن الصحيح للجسم τ، والزيادة د في الزمن المقيس في اطارِ الاسناد، يرتبطان بالعلاقة التالية:

$$\tau = \gamma D = \frac{D}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

ت ٢٠: ٤٨ في الجزء السفلي من الشكل ٢٠: ٢٠، أحمد يقود السيارة بسرعة ٢٠٠ كم/س في اتجاه يوسف، الذي يركب عربَةً قطارٍ بسرعة سر (كلا السرعتين مقيسة في إطارِ اسنادٍ كمال). (١) ما القيمة التي يقيسها أحمد ويوسف ل سرعتيها النسبية؟ (٢) يقول كمال إن الزمن الذي استغرقه أحمد في سواقته يساوي

الزمن الذي أستغرقه في الانتظار. (أ) هل يُعتبر أحدُ هذين الزمنين أكبر من الآخر؟ إذا كان الأمر كذلك، فأيها أكبر؟ (ب) هل يُعتبر يوسفُ أحدَ هذين الزمنين أكبر من الآخر؟ إذا كان الأمر كذلك، فأيها أكبر؟

ت ٢٠ : ٤٩ بينما ينتظرُ نبيلٌ على الأرض، تسافرُ اختهُ التوأمُ ناديا بسرعة تساوي ٦٠ بالمئة من سرعة الضوء إلى نجم مجاور ثم تعودُ منه. وكان عمرُ كلٍّ منهما ٢٠ عاماً عندما بدأت الرحلة، وأصبحَ عمرُ نبيلٍ ٤٠ سنةً عند نهايتها. (١) كم كان عمرُ ناديا عندما استدارت بسفينتها للعودة إلى الأرض (٢) كم عمرُها في نهاية الرحلة؟

ت ٢٠ : ٥٠ تطلُّ آمالٌ على الأرض لمدة ١٠ سنواتٍ، بينما يسافرُ اخوها التوأمُ سليمٌ بنصف سرعة الضوء. وتركبُ آمالٌ بعدئذٍ مركبةً سياحيةً متطورةً وتُسافرُ بسرعة الضوء (أي في الواقع بسرعة تكاد تساوي سرعة الضوء)، وتلتحقُ بأخيها سليمٌ بعد ١٠ سنواتٍ أرضيةً Earth years. فإذا كانَ عمرُ كلٍّ من آمالٍ وسليم ٢٠ سنةً عندما افترقا، كم عمرُ كلٍّ منهما عندما يلتقيان؟

ت ٢٠ : ٥١ (١) اعتبر نظاماً للوحدات فيه $c = 1$ وبقاس الزمن بالامتار. عبر عن (أ) ١ ثانية و(ب) ١ سنة بالامتار. (٢) اعتبر نظاماً للوحدات فيه $c = 1$ ، وبقاس المسافة بالثواني. عبر عن (أ) ١ متر و(ب) المسافة إلى القمر بالثواني.

الجزء ٢٠ : ١٢

ت ٢٠ : ٥٢ في نظام للوحدات فيه $c = 1$ ، ماذا تكون سرعة (أ) الصوت في الهواء، (ب) الأرض في مدارها، و(ج) النيوتريونو؟

ت ٢٠ : ٥٣ يجد الفيزيائيون أنَّ من الملائم، عند التعامل مع معادلات النسبية، وضع $c = 1$ بغرض التسهيل. وفي نهاية العمليات الحسابية يمكن استعادة عوامل c إذا دعت الضرورة وذلك باستخدام الاتساق البُعدي dimensional consistency. ضع عوامل c حيثما يلزم في المعادلات التالية:

$$(1) \text{سر} = \frac{\text{سر}_1 + \text{سر}_2}{1 + \frac{\text{سر}_1 \text{سر}_2}{c^2}} \quad (2) \Delta t = \gamma (\Delta t' - \frac{v}{c^2} \Delta x')$$

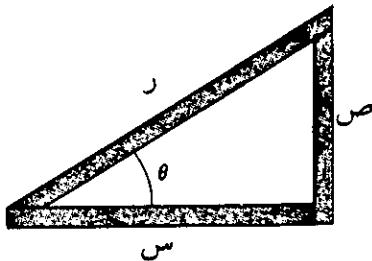
(٣) $\text{ط} = \text{ك} \cdot \text{خ}$ و(٤) $\text{خ} = h \cdot \nu$ [الرموز المذكورة هي كما يلي: ط: الطاقة، خ: الزخم، h: ثابت بلانك، و ك: الكتلة].

المسائل : Problems

م ٢٠: ١ في المثال الوارد في نهاية الجزء ٢٠: ٢، يرى سائق السيارة الصاروخية فرقاً زمنياً مقداره ١٠ ميكروثانية ($10\mu\text{sec}$) بين ساعتين على الأرض، عندما تتك ساعة ٦ ميكروثانية ($6\mu\text{sec}$). ومع ذلك، فإن السائق يجد أن كل ساعة على الأرض تسير ببطء إذا أخذت بمفردها، اذ تُسجل زمناً منصرماً قدره ٣٦ ميكروثانية فقط في مقابل زمن السيارة الصاروخية البالغ ٦ ميكروثانية. (١) ما المسافة بين الساعتين المثبتتين بالأرض في إطار اسناد السيارة الصاروخية؟ (٢) ما المسافة بين هاتين الساعتين كما تقاس على الأرض؟ (٣) بحسب سائق السيارة الصاروخية، فإن ساعتَي الأرض غير متزامنتين *synchronized*. فأيهما تتقدم على الأخرى، وبأي مقدار من الزمن بحسب رأي السائق؟ اختياري: عمم الجزء ٣: جد صيغة العلاقة بين مقدار اللاتزامن *asynchronization* بين ساعتَي الأرض بحسب رأي السائق والمسافة Δ س التي يقيسها ما بين الساعتين.

م ٢٠: ٢ ضوء منارة *beacon light* في كوكب معين يُومض مرة كل ١ ميكروثانية كما تقاس بساعات على الكوكب. وفي إطار اسناد أسطول عابر من سكان المريخ *Martians*، يتحرك الضوء مسافة ٤٠٠ م بين الومضات المتعاقبة. (١) ما سرعة الاسطول بالنسبة للكوكب؟ (٢) ما الزمن بين الومضات كما يقيسه سكان المريخ العابرون؟

م ٢٠: ٣ مثلث قائم الزاوية ضلعه *س* ووتره *ر* وزاويته الداخلية θ كما في الشكل المجاور. وبالنسبة لملاحظ يتحرك موازياً للضلع *س* بسرعة مقدارها βc يكون طول الضلعين *س* و *ص*، وطول الوتر *ر*، والزاوية الداخلية θ' . (١) لماذا يتفق الملاحظ المتحرك مع ملاحظ ساكن على أن المثلث قائم الزاوية؟ (٢) أثبت أن الزاويتين θ و θ' ترتبطان بالعلاقة التالية:



$$\tan \theta' = \frac{\tan \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\frac{\text{ظا } \theta'}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \text{ظا } \theta$$

(٣) أثبت أن الطولين *ر* و *ر'* يرتبطان بالعلاقة التالية:

$$r' = r \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \theta}$$

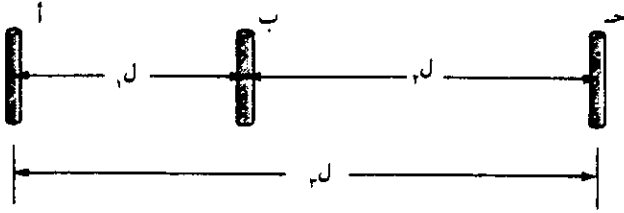
$$r = r' \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \theta'}$$

العلاقة بين معادلات تحويل لورنتز وغاليلو

م ٢٠: ٤ فُكَّ المعادلتين ٢٨: ٢٠ و ٢٩: ٢٠ كمتسلسليتي قوة power series في β حتى حدود الرتبة الثالثة (استبقي الحدود التي تحوي β^3 ، واهمل الحدود التي تحوي β^4 فما فوق). عَيِّنِ الحدودَ التي تُعطينا تحويلَ غاليلو والحدودَ التي تُعطي التصحيحَ المفضيَ الى تحويلِ غاليلو.

الصفة الخطية لتحويل لورنتز

م ٢٠: ٥ المسافة بين العمود أ والعمود ب، كما تقاسُ على الأرض هي L_1 (المسافة بين العمود ب والعمود ج هي L_2) والمسافة بين العمود أ والعمود ج هي L_3 (انظر الشكل المجاور). ويتضمنُ تجانسُ المكانِ homogeneity of space أن: $L_3 = L_1 + L_2$. ويحدُّ ملاحظُ متحركٍ، يقومُ بالقياسِ في إطارِ اسناده عندَ لحظةٍ معينةٍ، أن هذه المسافات هي L_1 ، L_2 ، و L_3 . أثبت، لو أن معادلةَ تحويلِ لورنتز ٢٠: ١٨ كانت لا خطيةً nonlinear - بمعنى انها احتوت حدوداً تتناسبُ مع $(\Delta s)^2$ او $(\Delta s)^3$ - أن المسافة L_3 سوف لا تساوي $L_1 + L_2$. وبذلك يبدو المكانُ space بالنسبة للملاحظِ المتحركِ غير متجانسٍ. ما المبدأ العامُ للنسبية الذي يُخَرِّقُ في هذه الحالة؟



تباطؤ الزمان لساعة «ساكنة»

م ٢٠: ٦ اكمل المثال ٥ في الجزء ٧: ٢٠ بتحليلِ خصائصِ تسجيلِ الزمنِ keeping time - للساعة الارضية ٢ من وجهةِ نظرِ مُلاحظين على القطار. يرى الملاحظون على القطار اولاً الساعة ٢ قبالة ساعتيهم ٤ (الشكل ٢٠: ١١). وفيما بعد، تكون الساعة ٢ قد «تحركت» لتصبح قبالة الساعة ٣ (الشكل ٢٠: ١٢). بين أن الملاحظين على القطار يستنتجون أن الساعة ٢ تسيرُ أبطأ من ساعتيهم، وأن النسبة بين المعدلين هي: $\sqrt{1-\beta^2}$

تبادلية انكماش لورنتز

م ٢٠: ٧ (١) ما الشروط التي تصحُ بموجيها العلاقة $\Delta s = \Delta s' \sqrt{1-\beta^2}$ ؟

(٢) ما الشروط التي تصحُ بموجيها العلاقة $\Delta s = \Delta s' \sqrt{1-\beta^2}$ ؟

(٣) هاتان العلاقتان التبادليتان لانكماش لورنتز ترتبان مباشرةً على المعادلتين ٢٥:٢٠ و ٣١:٢٠. بين انهما ترتبان أيضاً على (أ) المعادلتين ٢٤:٢٠ و ٢٥:٢٠ و (ب) المعادلتين ٢٤:٢٠ و ٣٠:٢٠. اختياري: اشرح لماذا يكفي أخذ أي اثنتين من المعادلات ٢٤:٢٠، ٢٥:٢٠، ٣٠:٢٠ و ٣١:٢٠.

الترتيب الزمني للأحداث

٨:٢٠م في إطار اسناد معين، يقع حدثان في نفس المكان وفي زمانين مختلفين (Δ س = صفر، Δ ن $\neq$ صفر). بين انه اذا سبق الحدث ١ الحدث ٢ في هذا الاطار، فإنه يسبقه في كل اطر الاسناد: اي أن الترتيب الزمني للأحداث لا متغير invariant. اختياري: علق باختصار على علاقة هذه النتيجة بفكرة السبب والنتيجة cause and effect.

٩:٢٠م في إطار اسناد معين، يقع حدثان لا في نفس المكان ولا في نفس الزمان (Δ س $\neq$ صفر و Δ ن $\neq$ صفر). (١) بين (أ) اذا كانت Δ س $\geq$ Δ ن أن الترتيب الزمني للحدثين واحد في كل اطر الاسناد، و (ب) اذا كانت Δ س $<$ Δ ن أنه يمكن للحدثين ان يقعاً بترتيب زمني معكوس في اطار اسناد آخر. (٣) يقال أحياناً إنه اذا امكن «الربط» بين حدثين بإشارة ضوئية أو أية إشارة فيزيائية أخرى، فإن الترتيب الزمني للأحداث يكون لا متغيراً، أما اذا استحال «ربطهما» كذلك، فإن ترتيبهما الزمني لا يكون لا متغيراً. فسر هذه العبارة في ضوء نتائج المطلوب ١.

تحويلات الزمكان

١٠:٢٠م تتزامن الساعات في بلتي مور وسان فرنسيسكو اللتان تبعدان عن بعضهما بعضاً مسافة ٤٠٠٠ كم، وذلك بتهيئة كل منهما لتقرأ ن = صفر في اللحظة التي تستقبل فيها إشارة راديو تبثت من نقطة في ولاية كنساس في منتصف المسافة بينهما. وفي اللحظة التي كان يتم فيها هذا التزامن، عبر الولايات المتحدة من الغرب إلى الشرق أسطول لرواد فضاء من العوالم الأخرى يتحرك بسرعة ٦٠ بالمئة من سرعة الضوء. (١) فهل يعتبر سكان الفضاء الغرباء أن المرسل يقع في منتصف المسافة بين بلتي مور وسان فرنسيسكو؟ برّر اجابتك. (٢) أي الساعتين على الأرض يعتبرونها تتقدم الأخرى، وبكم من الزمن تتقدم؟ (٤) اذا أرسل هؤلاء الزوار الغرباء رسالتهم الخاصة عندما كانوا مباشرة فوق مرسل كنساس، فهل ستستقبل رسالتهم في سان فرنسيسكو وبلتي مور (أ) في نفس الزمن الأرضي؟ (ب) في نفس الزمن الكوكبي للرواد الغرباء؟

م ١١:٢٠ إذا كانت سرعة v تقع كلٌّ منها بين صفر و c ، فأثبت أن «مجموعهما» النسبي كما تحدده المعادلة ٤٠:٢٠ يكون أقل من c . [اقتراح : اكتب المعادلة ٤٠:٢٠

$$\text{على الصورة التالية: } \frac{v\beta_1\beta_2 + 1}{\beta_1\beta_2 + \beta} = \frac{1}{\beta}$$

وحاول اثبات أن الطرف الأيسر لهذه المعادلة يزيد على ١] اختياري : طور البرهان ليضمّل قيماً سالبة للسرعة v و/أو السرعة v .

م ١٢:٢٠ لنفرض ان الراكض في الشكل ١٣:٢٠ حلّ محله تاخيون tachyon (جسيمٌ فرضيٌّ أسرع من الضوء) . (١) استخدم المعادلة ٤٠:٢٠ لاثبات ، في حالة كون $c < v$ ، صفر ، و $v < c$ ، أن السرعة v للتاخيون بالنسبة للأرض تكون أكبر من c ايضاً . (٢) أعد البرهان لتاخيون يتحرك إلى اليسار: اذا كانت صفر $v > c$ و $v < c$ ، فإن $|v| < c$. وهذا يعني أن التاخيون في إطار ما هو تاخيون في أيّ إطارٍ آخر بشرط أن تكون السرعة النسبية للإطارين أقل من c .

م ١٣:٢٠ في الشكل ١٤:٢٠ ، السفينة الصاروخية ٢ ، باحداثياتها S ، تد ، تتحرك بسرعة v بالنسبة للسفينة الصاروخية ١ التي لها الاحداثيات S ، تد (x, t) . والسفينة الصاروخية ١ ، تتحرك بدورها ، بسرعة v بالنسبة لإطار إسناد أرضي احداثياته S ونـ . وتربطُ معادلات تحويل لورنتز التالية بين قياسات أطر الاسناد هذه على النحو التالي :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta t_2 - \frac{v}{c^2} \Delta x_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} &= \Delta t_1 & \frac{\Delta t_1 - \frac{v}{c^2} \Delta x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} &= \Delta t_2 \\ \frac{\Delta x_2 - v \Delta t_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} &= \Delta x_1 & \frac{\Delta x_1 - v \Delta t_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} &= \Delta x_2 \end{aligned}$$

احذف Δt و Δx من هذه المعادلات لكي تعبر عن Δt و Δx . اثبت أن المعادلتين الناتجتين تكافئان تحويلاً واحداً للورنتز إلى إطار اسناد يتحرك بسرعة تحددها المعادلة ٤٠:٢٠ . وبالرغم من أن العمليات الجبرية معقدة ، فإن النتيجة هامة ، إذ أنها تبين أن أي تحويلين متوالين للورنتز يمكن الاستعاضة

عنها بتحويل واحد، كما أنها تُعطينا القانون النسبي لجمع السرعات المتجهة.

ايقاف قطار نسبي

م ٢٠: ١٤ يمكن تسليط الفرامل أو الكوابح brakes فرادى على عجلات قطار نسبي relativistic train. وتوزع العجلات على ابعاد متساوية على امتداد طول القطار. (١) طريقة الكبح ١: تُسلط الكوابح في وقت واحد في إطار إسناد القطار. فإذا يقول الملاحظون الارضيون عن توقيت تنشيط الكوابح؟ (٢) طريقة الكبح ٢: تُسلط الكوابح في وقت واحد في إطار إسناد الأرض. ماذا يقول ملاحو القطار عن توقيت تنشيط الكوابح؟ (٣) لنفرض أن كل كابحة (فرملة) تؤثر بقوة لا نهائية، مجبرة بذلك الجزء من القطار الذي تؤثر فيه على الوقوف لحظياً. فأي الطريقتين السابقتين للكبح تؤدي بالقطار إلى أن (أ) ينضغط إلى أقل من طوله العادي؟ (ب) يستطيل إلى أكثر من طوله العادي؟ (ج) يقف عند طوله العادي؟

م ٢٠: ١٥ عندما تصل القاطرة في القطار المبين في الشكل ٢٠: ١٠ إلى الطرف البعيد للنفق (النقطة ب)، فإنها توقف فجأة. وفي نفس اللحظة يرسل المهندس إشارة استغاثة بالراديو. وعندما تمر الإشارة بكل جزء من القطار، فإن ذلك الجزء يوقف أيضاً فجأة. (١) بين، عند ايقاف القطار بأكمله، أنه ينضغط إلى طول ١٠٠ م فقط، (ولذلك فانه يشغل ٤٠ بالمئة من طول النفق). (٢) ارسم خطوطاً عالمية للقاطرة وعربة المراقبة م في مخطط إطار إسناد أرضي محوره س و C ن، شاملاً ازمناً قبل وقوف ل وبعد وقوف م. ظلل المنطقة ما بين الخطوط العالمية هذه، كي تبين حزمه الخطوط العالمية التي تمثل القطار بكامله.

سرعة جسيم في مسار

م ٢٠: ١٦ جسيم يتحرك بسرعة س في مسار يتأثر بقوة لحظية فيكتسب زيادة في السرعة متناهية في الصغر دس. وفي إطار إسناد يتحرك بسرعة س تكون السرعة المضافة اكبر، وتساوي دس. (١) باستخدام علاقة جمع السرعات المتجهة (ويتقريب مناسب لقيمتي دس ودس الصغيرتين)، بين أن:

$$d_s = \frac{d_s}{1 - (v^2/c^2)} \quad \frac{d_s}{(1 - (v^2/c^2))} = d_s$$

(٢) يُسارعُ جُسيمٌ، بدءاً من السكون، إلى السرعةِ c . ولو كانَ قانونُ جمعِ السرعاتِ المتجهة الكلاسيكي ساريَ المفعول، لكانت سرعةُ الجسيمِ النهائية سرى. كاملَ طرقيّ المعادلةِ السابقةِ للحصولِ على النتيجةِ التالية:

$$\left(\frac{v}{c} \right) = \frac{1 - c/v}{1 + c/v} = \frac{v - c}{v + c}$$

$$\frac{v_f}{c} = \frac{e^{2v_{rel}/c} - 1}{e^{2v_{rel}/c} + 1} = \tanh \left(\frac{v_{rel}}{c} \right)$$

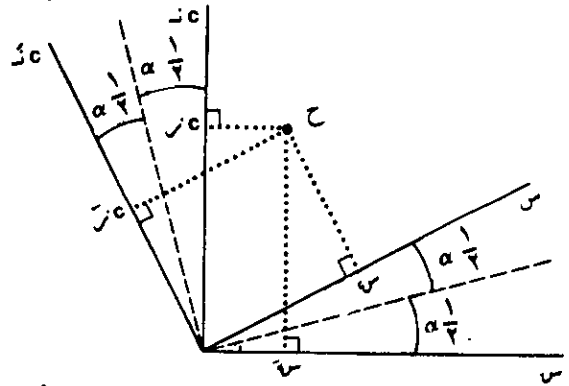
ناقش هذه النتيجة عندَ النهايتين: سر $\gg c$ و سرى $\ll c$.

مخطط بُرمي

Brehme diagram

م ٢٠: ١٧ يبينُ الشكلُ المجاورُ صورةً من مخططِ الزمكانِ يدعى بمخططِ بُرمي Brehme

diagram. ولتكوينِ المخطط، ابدأ بزوجٍ من المحاورِ المتعامدة (الخطوطِ المقطعة في الشكل). أدرِ أولاً كلاً من هذين المحورين إلى الداخلِ بزاويةٍ مقدارها $\frac{1}{4}\alpha$ لتكوينِ المحورين س و c ، ثم أدرِ كلاً من هذين المحورين إلى الخارجِ بزاويةٍ مقدارها $\frac{1}{4}\alpha$ لتكوينِ المحورين س و c . وتعرّف الزاويةُ α بالعلاقة: $\alpha = \text{جا}^{-1}(\beta)$. ويمثّل الحدثُ بنقطةٍ مثل ح (E). ونحصلُ على أحداثي المكانِ والزمانِ لهذا الحدثِ في الاطارين بإسقاطِ أعمدةٍ (الخطوطِ المنقطعة في الشكل lines dotted) على المحاورِ الأربعة. اثبت من هندسة الشكل أن س و c ترتبطان بالمتغيرين س و c بتحويلِ لورنتز (المعادلتان ٢٠: ٢٤ و ٢٠: ٢٥ أو ٢٠: ٣٠ و ٢٠: ٣١). وهذا المخططُ يقومُ على الافتراضِ الخاص بأن س = س = صفر عند $c = c =$ صفر.



م ٢٠: ١٨ عرّف مخططُ بُرمي في المسألة السابقة. (١) بين في هذا المخططِ الخططين العالمين

للساعة ١ المثبتة عند مركزِ النظامِ الذي أحداثياته بدونِ فتحة unprimed system والساعة ٢ المثبتة عند مركزِ النظامِ الذي أحداثياته عليها فتحة primed system. (٢) باستخدام إنشاءٍ هندسيٍّ geometric construction بسيط، اشتقْ معادلةَ تباطؤِ الزمان. بين كيف تظهرُ تبادليةُ تباطؤِ الزمانِ في

المخطط . (٣) وباستخدام انشاء هندسي بسيط آخر في مخطط برمي ، اشتق علاقة انكماش لورنتز . (وبخصوص تطبيقات مخطط برمي انظر:

F.W.Sears and R.W.Brehme, *Introduction to the Theory of Relativity* (Reading, Massachusetts: Addison - Wesley Publishing Co., 1968) and John S. Rigden, *American Journal of Physics*, 40, 1832 (1972).

نقيضة التوأم

م ٢٠: ١٩ يبين الشكل ٢٠: ٢١ (ب) الخطين العالمين لآحمد ويوسف في الحالة التي ينتظر فيها آحمد لمدة زمنية مقدارها T ، ثم يلحق بيوسف بسرعة 2 سرينما يستمر يوسف بسرعة سر. اثبت أن آحمد يكون اصغر عندما يتقابلان وذلك عن طريق إثبات ان نسبة زمنيها الصحيحين $\Delta t / \Delta t_i$ proper times والمعطاة بالمعادلة ٢٠: ٦٦ ، هي أكبر من ١ . (تلميح: اذا استطعت إثبات أن دالة ما هي دالة غير متناقصة 'monotonic function' فانك تستطيع تحديد مقدار حدي لها limiting magnitude بإيجاد قيمتها عند أحد طرفي مداها).

م ٢٠: ٢٠ في كلا الحالين المبينين في الشكل ٢٠: ٢٠ ، يركب داود في القطار المتحرك الى اليمين ، (وفي الحالة الأولى يظل في القطار بعد ان يغادره يوسف) . ارسم مخطط منكوفسكي لكل من هاتين الحالتين بخطوط عالمية لآحمد ويوسف كما يراها داود في إطار اسناده . أعط ، في كل حالة ، نقاشاً وصفيًا دقيقاً لتقدم التوأمين في العمر من وجهة نظر داود.

الصفة المتطرفة

external character

للزمن الصحيح

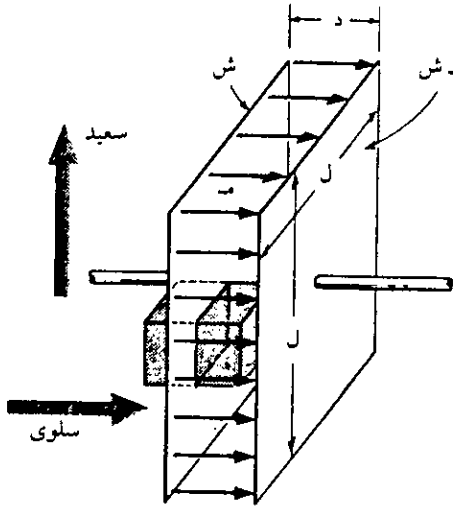
م ٢١: ٢٠ يتحرك جسيم بسرعة متجهة ثابتة من نقطة خلقه الى نقطة أنحلاله . أثبت انه لا يوجد أي إطار اسناد يكون فيه الزمن المنصرم ما بين هذين الحدثين أقل من الزمن الصحيح . في أي إطار اسناد يكون الزمن المنصرم مساوياً للزمن الصحيح ؟

لا متغيرة لورنتز لقانون

غاوس

م ٢٢: ٢٠ يبين الشكل المجاور مكثفاً متوازي اللوحين : على لوحيه الشحنتان ش و - ش (q - q). وفي إطار الاسناد الساكن للمكثف ، يبدو لوحاه عبارة عن مربعين : ضلع كل منهما l وتفصلهما مسافة d ، والمجال الكهربائي بينهما مقداره E . والشحنة كمية مقدارية scalar (وهي واحدة لجميع الملاحظين في أطر الاسناد القصورية) . (١) تتحرك سلوى افقياً [في اتجاه يوازي $\vec{E}$] وتقيس المجال الكهربائي $\vec{E}$ بين اللوحين . (أ) اثبت أن $\vec{m} = \vec{m}$. (ب) أذكر كمية واحدة يختلف مقدارها في إطار سلوى والأطر الساكن . (٢) يتحرك سعيد إلى

اعلى [متعامداً مع $\vec{E}$] ، ويقسُ مجالا كهربائياً $\vec{E}$ بين اللوحين .
 (أ) بين أن $\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} E_0$. (ب) اذكر كميةً أخرى غير المجال
 الكهربائي تختلف قيمتها في إطار سعيدي وفي الاطار الساكن . (ج) باستخدام
 العلبة المظلمة في الشكل كسطح غاوسي ، أثبت ان قانون غاوس صحيح في
 إطارني إسناد سلوى وسعيدي .



المجال الكهربائي لجسيم
 مشحون متحرك

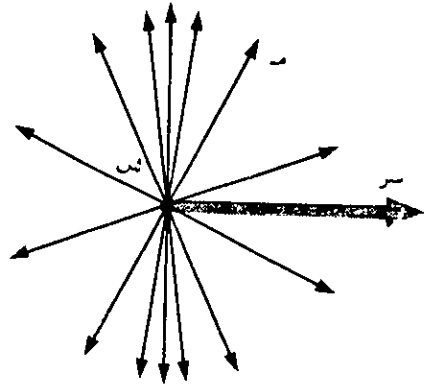
م ٢٠: ٢٣ (يجب محاولة هذه المسألة فقط بعد إتمام المسألة السابقة) . جسيم مشحون

يتحرك بسرعة كبيرة v في المختبر . وفي إطار الاسناد الساكن للجسيم ، يكون
 المجال الكهربائي عبارة عن مجال كولوم العادي : فهو يتجه شعاعياً radially

$$E' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r'^2} \quad \text{ش} \quad \frac{1}{r'^2} = \frac{1}{r^2} \quad \text{م} = 1$$

أما في إطار المختبر ، فان شكل المجال يكون كالمبين في الشكل
 المجاور؛ فهو يتجه شعاعياً ، وله المقدار التالي :

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} \quad \text{ش} \quad \frac{1}{r^2} = \frac{1}{r'^2} \quad \text{م} = 1$$



، حيث θ هي الزاوية بين مُتجه السرعة المتجهة وخط شعاعي . فباستخدام
 نتائج المسألة السابقة وخصائص تحويل مقاييس الطول ، تحقق من صحة
 هذه العلاقة للمجال $\vec{E}$ في الحالتين الخاصتين التاليتين (١) $\theta = 0$ = صفر
 (٢) $\theta = \pi/2$. (ملحوظة : إطار المختبر في المسألة السابقة يُناظر الاطار
 الساكن للجسيم في هذه المسألة) .

الفصل الحادي والعشرون

الطاقة والزخم النسبويان

Relativistic Energy and Momentum

بُني الفصل العشرون على فرضية آينشتاين الثانية: ثبوت سرعة الضوء. وعلينا الآن أن نضم إلى هذه الفرضية فرضيته الأولى: مبدأ النسبية The principle of relativity ، وذلك من أجل أن نقف على ما نقوله النسبية عن الكتلة، والزخم، والطاقة. وبدلاً من إعطاء عرض سطحي للميكانيك النسبية بكاملها، فأننا سنركز على هذه المفاهيم القليلة وعلى انحفاظها (الطاقة والزخم) أو عدم انحفاظها (الكتلة).

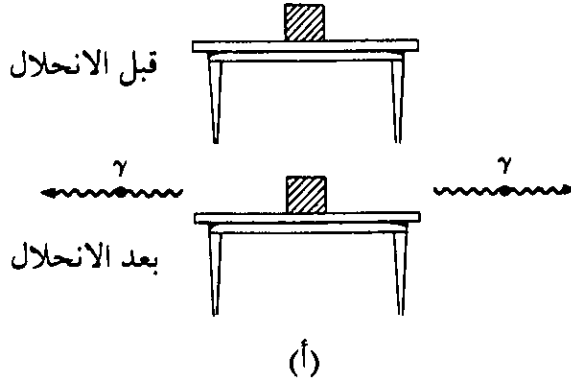
٢١ : ١ الطاقة : Energy

نقابل في هذا الجزء أشهر علاقات النسبية: $E = mc^2$. ومن وجهة النظر المعاصرة، فمن الأسهل القول إن تكافؤ الكتلة والطاقة حقيقة تجريبية. وقد أظهرت العديد من التجارب أن الكتلة تتحول إلى طاقة، وأن الطاقة تتحول إلى كتلة، وأن معامل التحويل بينهما هو مربع سرعة الضوء. وعلى أية حال، فمن الأهمية بمكان أن نرى كيف يمكن استنباط تكافؤ الكتلة - الطاقة مباشرة من فرضيتي النسبية. ويجدر بنا أن نتذكر أن آينشتاين قد وطّد هذه العلاقة بينهما قبل وجود أي دليل تجريبي عليها بزم طويل.

* اشتقاق العلاقة : $E = mc^2$ ط ك = γc DERIVATION OF $E = mc^2$

في بحثه العلمي الأول عن الكتلة والطاقة، بنى أينشتاين حُجَّتَه على تجربة عقلية thought experiment ، يقوم فيها جسم ساكن في المختبر بإصدار موجتين ضوئيتين مُتضادتين في الاتجاه ومتساويتين في الطاقة [الشكل ١:٢١ (أ)]. ولتحديث معالجته وتبسيطها من دون أن تَفْقِدَ جوهرها، سنعتبر بدلاً من ذلك انحلال بيون مُعادِلِ neutral pion إلى شعاعين من اشعة غاما متضادتين في الاتجاه ومتساويتين في الطاقة [الشكل ١:٢١ (ب)].

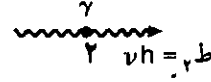
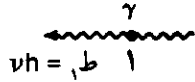
لِنَسَمِّ، في إطار المختبر، الطاقة التي يفقدها البيون ط_٠ (E_0)، وطاقتي شعاعي غاما الناتجين عن انحلاله ط_١ (E_1) و ط_٢ (E_2) .



قبل الانحلال



بعد الانحلال



(ب)

الشكل ١:٢١ (أ) تجربة أينشتاين العقلية الأصلية: جسم ثقيل يُصدِرُ نبضتي ضوء متساويتين وفي اتجاهين متضادين. (ب) صورة حديثة للتجربة نفسها: بيون ساكن في المختبر ينحلُّ إلى فوتونين متساويين في الطاقة.

ووفقَ الشروطِ المعطاة، فإن $\tau_1 = \tau_2$ $[E_1 = E_2]$ ولذلك يمكنُ كتابةُ قانونِ انحفاظِ* الطاقةِ على الصورة التالية:

$$\tau_1 + \tau_2 = \tau_1 + \tau_2 = \tau_0 \quad [E_1 + E_2 = 2E_1 = E_0] \quad \dots\dots\dots (٢١:١)$$

وفي حالةِ الفوتون، تتناسبُ الطاقةُ معَ التواتر. فإذا جعلنا ν تمثلُ تواترَ أيٍّ من الفوتونين في إطارِ المختبر، فإننا نستطيعُ أن نكتبَ ما يلي:

$$\tau_1 = \tau_2 = \tau = h\nu \quad \dots\dots\dots (٢١:٢)$$

انحفاظُ الطاقةِ في إطارِ اسنادِ
المُختبرِ

$$\tau_2 = \tau = h\nu \quad \dots\dots\dots (٢١:٣)$$

وهذه المعادلاتُ بحدِّ ذاتها ليست بذاتِ أهميةٍ كبيرة، لأنها لا تربطُ بين τ وأيّ صفةٍ من صفاتِ البيون. ولزيدٍ من التبصّرِ فيها، يجب أن نفحصَ حدثَ الانحلالِ نفسه من وجهةِ نظرٍ ملاحظٍ يتحرّكُ في المختبرِ بسرعةٍ مقدارها s .

وبشكلٍ محدد، لنفترضُ أنّ هذا الملاحظَ يتحرّكُ الى اليسار. وفي إطارِ اسنادهِ يتحرّكُ البيونُ قبلَ انحلالهِ بالسرعةِ s الى اليمين (الشكل ٢١:٢). وبعدَ انحلاله، ينطلقُ الفوتون ١ بالطاقةِ τ_1 والتواترِ ν_1 الى اليسار، في حينَ ينطلقُ الفوتونُ ٢ بالطاقةِ τ_2 والتواترِ ν_2 الى اليمين. وتربطُ معادلتا انزياحِ دبلر: $٢٠:٤٧$ و $٢٠:٥٠$ ، بين كلٍّ من التواترين ν_1 و ν_2 والتواترِ ν في إطارِ المختبرِ على النحو التالي:



قبل الانحلال



بعد الانحلال

الشكل ٢١:٢: انحلالُ
بيونٍ في إطارِ اسنادِ
متحركٍ: طاقنا الفوتونين
تتأثران بانزياحِ دبلر.

* أي حفظ الطاقة.

تواتر الفوتونين في الاطار
المتحرك

$$\begin{aligned} (٤:٢١) \dots\dots\dots \left[v'_1 = v \frac{1 - \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right] \quad \frac{\beta - 1}{\sqrt{\beta - 1}} v = v'_1 \\ (٥:٢١) \dots\dots\dots \left[v'_2 = v \frac{1 + \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right] \quad \frac{\beta + 1}{\sqrt{\beta - 1}} v = v'_2 \end{aligned}$$

حيث $\beta = c/\text{سر}$. وكما يُلاحظ فالتواتر v' أقل من v (انزياح نحو الاحمر)، في حين أنَّ التواتر v'_2 أكبر من v (انزياح نحو الازرق). ومن خلال هاتين المعادلتين تَدْخُلُ صفات الزَمَكانِ في النقاش . ان لامتغيرية قوانين الفيزياء تَدْخُلُ في النقاش بطريقتين . أولاً، نفرض أنَّ علاقة الطاقة - التواتر للفوتونات تصحُّ في كلِّ الاطرِ القصورية، وأنَّ h ثابت كوني universal constant . وهذا يعني أنَّ طاقتي الفوتونين في الاطارِ المتحرك هما*:

يرتكز انزياح دبلر على فرضية
آينشتاين الثانية ($c = \text{ثابت}$)

$$\begin{aligned} (٦:٢١) \dots\dots\dots \left[E'_1 = hv'_1 \right] \quad \text{ط}_1 h = v'_1 \\ (٧:٢١) \dots\dots\dots \left[E'_2 = hv'_2 \right] \quad \text{ط}_2 h = v'_2 \end{aligned}$$

ترتكز معادلات الطاقة على
فرضية آينشتاين الأولى
(مبدأ اللامتغيرية)

وثانياً، نَفَرِضُ أنَّ قانونَ انحفاظِ الطاقة يَصَحُّ في كلا الاطارين . ففي الاطارِ المتحرك، ينصُّ القانونُ على أنَّ:

$$(٨:٢١) \dots\dots\dots \left[E_\pi = E'_1 + E'_2 \right] \quad \text{ط}_\pi = \text{ط}_1 + \text{ط}_2$$

حيث نستخدمُ ط_π للدلالة على الطاقة الكلية للبيون المتحرك، وهي نفس الطاقة التي يُطْلَقُها عند انحلاله، نظراً لأنه لم يَعدْ يوجد . وباستخدامِ المعادلتين ٦:٢١ و ٧:٢١، تصبحُ معادلةُ انحفاظِ الطاقة في الاطارِ المتحرك على النحو التالي:

$$\left[E_\pi = h \cdot (v'_1 + v'_2) \right] \quad \text{ط}_\pi h = (v'_1 + v'_2) h$$

* لم يُستخدم آينشتاين العلاقة $\text{ط} = h \nu$ في عمله الأصلي في الكتلة والطاقة . غير أنه استخدم حقيقة أنَّ طاقة الموجة الكهرومغناطيسية تتزاح انزياح دبلر بنفس الكيفية تماماً التي يتزاح بها التواتر، وهي نتيجة كانت معروفة قبل اقتراح الفوتون .

وبالتعويض من المعادلتين ٢١: ٤ و ٢١: ٥ نحصلُ على:

$$\frac{v h \gamma}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \pi \text{ ط} \quad \left[E_{\pi} = \frac{2 h \nu}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right] \dots\dots\dots (٢١: ٩)$$

وأخيراً، باستخدام المعادلة ٢١: ٣، نجدُ أنَّ:

$$\frac{\pi \text{ ط}}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \pi \text{ ط} \quad \left[E_{\pi} = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right] \dots\dots\dots (٢١: ١٠) \quad \text{طاقة بيون متحرك}$$

ومن التضمنات الهامة لعلاقات انزياح دُبلر أنَّ مجموع طاقتي الفوتونين أكبر في الاطار المتحرك منه في إطار المختبر. وعلى ذلك، فإن ط_π : الطاقة الكلية للبيون المتحرك، أكبر من ط_٠: الطاقة الكلية للبيون الساكن. وهذه النتيجة تتضح من المعادلة ٢١: ١٠.

وليجاد ط_٠، لاحظَ آينشتاين أنَّ تنبؤات النسبية، في حالة السرعات المتجهة الصغيرة (β >> ١)، يجبُ أن تتوافق مع نتائج الميكانيك الكلاسيكية. ولأجل اعتبار قيم β الصغيرة، فمن المفيد فك المعادلة ٢١: ١٠:

$$E_{\pi} = E_0 [1 + \frac{1}{2} \beta^2 + \frac{3}{8} \beta^4 + \dots]$$

$$\pi \text{ ط} = \pi \text{ ط}_0 \left[1 + \frac{1}{2} \beta^2 + \frac{3}{8} \beta^4 + \dots \right] \dots\dots\dots (٢١: ١١)$$

وعندما β = صفر، فإنَّ ط_π = ط_٠ (E_π = E_٠). وتعتبرُ هذه النتيجة بمثابة فحصٍ توافقيٍّ للحلِّ، إلا أنَّها لا توفرُ أية معلوماتٍ جديدة. ولقيم β الصغيرة والتي لا تساوي صفراً، تكونُ الحدودُ المتناسبة مع β^٢، β^٤، وهلمَّ جرّاً صغيرةً الى حدِّ الاهمالِ بالمقارنة مع الحدِّ المتناسب مع β^٢؛ ولذلك فإنَّ التقريب التالي يُعتبرُ جيِّداً:

$$\pi \text{ ط} \cong \pi \text{ ط}_0 + \frac{1}{2} \frac{\pi \text{ ط}_0}{c^2} v^2 \quad \left[E_{\pi} \cong E_0 + \frac{1}{2} E_0 v^2 / c^2 \right] \dots\dots\dots (٢١: ١٢) \quad \text{تقريب السرعة البطيئة}$$

ويمكن إدراك الحد الثاني على اليسار على أنه طاقة الحركة النسبوية nonrelativistic عند وضع المقدار τc مساوياً لكتلة البون ك (m). وفي الحقيقة يجب ادراكه على هذا النحو اذا ما أريد للميكانيك الكلاسيكية ان تكون صحيحة عند السرعات الأقل كثيراً من سرعة الضوء. ولذلك، فإن:

$$\tau c = \text{ك} \quad [E_0 = mc^2] \quad \dots\dots\dots (13:21)$$

لاحظ أن هذه نتيجة صحيحة تماماً، وليست تقريبية، لأن الحد $\frac{1}{2} (\tau c)$ سر في المعادلة 12:21 يجب أن يساوي بالضبط $\frac{1}{2} \text{ك} \text{سر}$ في نهاية قيم سر الصغيرة. أما الحد الثابت على يسار المعادلة 12:21 فلا تتنبأ به الميكانيك الكلاسيكية. وعلى كل حال، فهذا الحد مقبول تماماً، نظراً لأنه يمكن إضافة أي ثابت الى الطاقة في الميكانيك الكلاسيكية. ومن المظاهر الهامة للمعادلة 13:21 أنها تثبت طاقة مطلقة، مُزيلة بذلك اعتبارية صفر الطاقة.

صفر الطاقة له معنى

ولتعميم هذه النتائج على الجسيمات أو الأجسام المادية، فانا نُسقط الرموز التحتية subscripts في المعادلتين 10:21 و 13:21، ونكتبهما كما يلي:

$$\tau c = \text{ط} \quad (\text{جسيم ساكن}) \quad [E = mc^2] \quad \dots\dots (14:21)$$

الطاقة الكلية لجسم

$$\tau c \frac{\text{ك}}{\sqrt{1-\beta^2}} = \text{ط} \quad (\text{جسيم متحرك}) \quad [E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}] \quad \dots\dots (15:21)$$

وفي المثال السابق، كانت السرعة سر هي في نفس الوقت السرعة النسبية لاطاري الاسناد وسرعة البون في أحد الاطارين. ولذلك، يمكن اعتبار β ، في المعادلة 15:21، على أنها تدل على سرعة الجسيم في أي اطار اسناد مختار. إن ما تنبئنا به هاتان المعادلتان الهامتان على نحو غير عادي هو أن الجسيم الساكن له طاقة ذاتية intrinsic energy، أو «طاقة كينونية energy of being» تساوي τc . وفي حالة الحركة تصير طاقة الجسيم أكبر، وتساوي المقدار τc مقسوماً على العامل الذي نلتقي بها دوماً، اي العامل $\sqrt{1-\beta^2}$. ان الكمّيّة ك (m) هي الكتلة الساكنة للجسيم. ولأننا في هذا الكتاب لا نستخدم أي نوع آخر من الكتلة، فانا عادة نسميها ببساطة الكتلة. وهي كمية لامتغيرة للجسيم.

الواحد، ولا تعتمد على سرعة الجسم، ويجب عدم خلطها بالكتلة النسبوية relativistic mass أو الكتلة الديناميكية التي يستخدمها بعض المؤلفين*.

مثال ١: بيون متعادل، طاقته الساكنة ١٣٥ م إف (135 MeV) يتحرك في المختبر بسرعة تساوي ٦٠ بالمئة من سرعة الضوء. فإذا انحَلَّ بالكيفية المبينة في الشكل ٢: ٢١، فما طاقة كل من الفوتونين المتبعثين؟ وبأي عامل تزيد الطاقة الكلية للبيون على طاقته الساكنة؟ بوضع قيمة γ من المعادلة ٦: ٢١ في المعادلة ٤: ٢١، نحصل على ما يلي:

$$\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \sqrt{\nu h} = \frac{\beta - 1}{\sqrt{\beta - 1}} \sqrt{\nu h} = \sqrt{\nu h} \quad (٦: ٢١) \dots\dots$$

ومن المعادلة ٣: ٢١، نجد أن: $\nu h = ٦٧٥$ م إف. وباستخدام هذه القيمة والقيمة $\beta = ٠,٦$ ، نجد أن: $\sqrt{\nu h} = (٦٧٥ \text{ م إف}) \sqrt{\frac{٠,٤}{١,٦}} = ٣٣٧٥$ م إف. وبطريقة مماثلة، تعطينا المعادلتان ٥: ٢١ و ٧: ٢١ ما يلي:

$$\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \sqrt{\nu h} = \frac{\beta + 1}{\sqrt{\beta - 1}} \sqrt{\nu h} = \sqrt{\nu h} \quad (١٧: ٢١) \dots\dots$$

وفي هذا المثال، يكون:

$$\sqrt{\nu h} = ٦٧٥ \times ٢ = ١٣٥ \text{ م إف}.$$

* تعرف الكتلة النسبوية كـ (m_r) بالمعادلة: $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$. وبدلالة هذا المفهوم، نأخذ المعادلة ١٥: ٢١ الصيغة:

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$. وبسبب لامتغيريتها، تعتبر كمية أكثر أهمية من الكتلة المتغيرة كـ γ .

ومجموع هاتين الطاقتين يساوي ١٦٨,٧٥ م إف، وهو يتفق، كما ينبغي له، مع الطاقة الكلية للبيون المحسوبة من المعادلة ١٥:٢١:

$$ط = \frac{١٣٥ \text{ م إف}}{١٧ - ١(٠,٦)} = \frac{١٣٥ \text{ م إف}}{٠,٨} = ١٦٨,٧٥ \text{ م إف}.$$

وحتى عند سرعته العالية جداً البالغة ١٨ × ١٠^٨ م/ث، فإن طاقة البيون الكلية لا تزيدُ بأكثر من ٢٥ بالمئة على طاقته الساكنة:

$$\frac{ط}{ك \text{ ك}} = ١,٢٥ \quad \left[\frac{E}{mc^2} = 1.25 \right]$$

وهذه النتيجة تذكّر لنا بالطاقة الهائلة للمادة المخترنة في كتلته.

* تحويل الكتلة - الطاقة Mass-energy conversion :

تحدث في كثير من الاحيان تغيرات في الكتلة اقل عنفاً من انحلال البيون. وعندما تحدث، فإن المعادلة ١٤:٢١ تعني ضمناً أن تغير الطاقة وتغير الكتلة يرتبطان في الاطار الساكن rest frame بالعلاقة التالية:

$$\Delta ط = \Delta ك \text{ ك} \quad [\Delta E = \Delta m c^2] \quad \dots \dots \dots (١٨:٢١)$$

تغير الكتلة يصاحب التغير في
الطاقة

ولا يمكن لوم آينشتاين لفقدان الجرة على اقتراح هذه العلاقة. وعلى أية حال، ففي عام ١٩٠٥ لم يكن آينشتاين حتى مستعداً لاقتراح تحويل الكتلة بكاملها الى طاقة، بل اقترح، بحذر أشد، أن تغيرات الكتلة المصاحبة للتحويلات الناشطة اشعاعياً radioactive transformation قد تكون كبيرة الى حد يمكن معه قياسها. واخيراً، في عام ١٩٣٢، أمكن التحقق من المعادلة ١٨:٢١ في تفاعل نووي. ثم جاء اكتشاف جسيم

البوزيترون positron في العام نفسه لِيَفْتَحَ الطريقَ أمامَ ملاحظةِ الفناءِ الكاملِ complete annihilation للمادة.

مثال ٢: لقد وفّرت الفيزياء النووية دعماً تجريبياً هائلاً لتكافؤ الكتلة - الطاقة. ويزودنا الديوترون deuteron ، نواة «الهيدروجين الثقيل» (${}^2_1\text{H}$) ، المكوّن من نيوترون واحد وبروتون واحد، بمثالٍ جيدٍ على ذلك. وكما تبين الأرقام التالية، فإن كتلة الديوترون لا تساوي مجموع كتلتي مُكوّنَيْهِ. [وحدة الكتلة هي وحدة الكتلة الذرية وكذا amu المعرفة في الجزء ١٣: ٣].

كتلة البروتون	$= 1.00728$
كتلة النيوترون	$= 1.00866$
كتلة البروتون + كتلة النيوترون	$= 2.01594$
كتلة الديوترون	$= 2.01355$
الفرق بين كتلة الديوترون وكتلته مكونيه	$= 0.00239$

$$m_d < m_p + m_n$$

كـ > كـ_پ + كـ_ن

وهذا الفرق، الذي يُعادل تقريباً جزءاً واحداً من ألفٍ من كتلة الديوترون، يعني أن تغيراً في الطاقة يجب أن يُصاحَبَ تحولَ الديوترون الى بروتون ونيوترون. وبين حساب بسيط أن الطاقة المكافئة للفرق 0.00239 وكذا (amu) هي 2.23 مـ إف (2.23 MeV)، وتؤيد التجربة أن هذا القدر من الطاقة يجب أن يُضاف الى الديوترون لفصله الى مكونيه. ويُدعى هذا القدر اللازم من الطاقة بالطاقة الرابطة binding energy للديوترون.

فكرة الطاقة الرابطة

مثال ٣: عندما يتحد مولان (2 moles) من الهيدروجين مع مول واحد من الاكسجين لتكوين موليّن من بخار الماء ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$) فإن الطاقة المنطلقة تساوي ١١٥٦ كيلوسعر (kcal). ما مقدار النقصان في كتلة المادة في هذا التفاعل؟ وبإدخال المكافئ الميكانيكي للحرارة كعامل تحويل، نحصل من المعادلة (٢١: ١٨) على ما يلي:

$$\Delta K = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{115.6 \text{ kcal} \times 4,184 \text{ J/kcal}}{(3 \times 10^8 \text{ m/sec})^2} = 5.37 \times 10^{-12} \text{ kg.}$$

$$\left[\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2} = - \frac{115.6 \text{ kcal} \times 4,184 \text{ J/kcal}}{(3 \times 10^8 \text{ m/sec})^2} \right]$$

$$= -5.37 \times 10^{-12} \text{ kg.}$$

وهذا التغير في الكتلة، الذي يبلغ تقريباً جزءاً واحداً من ١٠١٠، هو أقل من المقدار القابل للقياس (عتبة الانقياسية). ولذلك، فإن انحفاظ المادة يُعتبر قانوناً موثقاً في التغير الكيميائي.

الكتلة = ثابت، تقريب كافٍ مناسب للكيمياء

* طاقة الحركة : Kinetic energy

الطاقة الحركية، هي بالتعريف، طاقة حركة، أو الفرق في طاقة جسيم عندما يكون متحركاً وطاقته عندما يكون ساكناً. وهي:

$$\text{طح} = \frac{K}{\sqrt{1 - \beta^2}} - K \quad (\text{نسبية}) \quad (19:21)$$

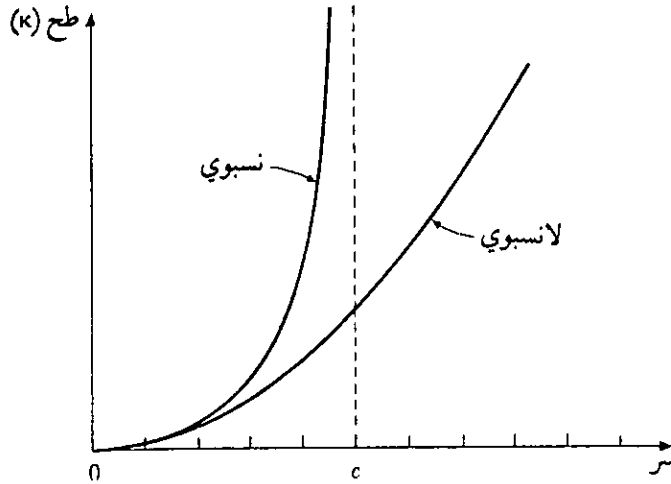
$$\left[K = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - mc^2 \right]$$

ويبدو للوهلة الأولى، أن هذا التعريف لا علاقة له بالتعريف الكلاسيكي للطاقة الحركية، بيد أننا نعرف من مفكوك قسوى β المبحوث سابقاً (المعادلة ١١: ٢١) أنه يؤول حقاً لقيم β الصغيرة إلى:

تعريف الطاقة الحركية

$$\text{طح} = \frac{1}{2} K \text{ سر}^2 \quad (\text{لا نسبية}) \quad (20:21)$$

$$\left[K = \frac{1}{2} mv^2 \right]$$



الشكل ٢١: ٣٠. منحني الطاقة الحركية بدلالة السرعة بحسب التعريف النسبي (المعادلة ١٩: ٢١)، والتعريف اللانسيوي (المعادلة ٢٠: ٢١). ان المنحنى اللانسيوي هو قطع مكافئ parabola. أما المنحنى النسبي فيقترب من القطع المكافئ عند السرعة البطيئة، الا انه ينحني اسرع إلى الأعلى ليقارب اللانهاية عند حد سرعة الضوء.

ان الطاقة الحركية النسبوية (relativistic) تبتعد تماماً عن العلاقة النيوتونية الكلاسيكية في مجال الحركة بسرعات عالية. ويتضح هذا التباعد في الشكل ٢١: ٣. وتقترب طاقة الجسيم المادي من ما لا نهاية عند «حد سرعة الضوء barrier speed-of-light». ولا ينفع أي مقدار من الطاقة مهما كان كبيراً في جعل سرعته تتخطى سرعة الضوء. وفي هذا المجال، حيث تقترب سر من c ، يختفي كل تشابه بين ميكانيك نيوتن وحقائق الطبيعة.

مثال ٤: ما مقدار الفرق بين الطاقة الحركية الفعلية لجسيم البيون pion في

المثال ١ وطاقته الحركية اللانسيوية nonrelativistic ؟

طاقته الحركية الحقيقية هي :

$$\text{طح} = ١٦٨,٧٥ \text{ مإف} - ١٣٥ \text{ مإف} = ٣٣,٧٥ \text{ مإف}$$

ويمكن كتابة العلاقة اللانسيوية للطاقة الحركية طح (K) على الصورة التالية : طح = $\frac{1}{2} m v^2$. وهذا يُعطينا :

$$\text{طح (لانسيوية)} = \frac{1}{2} (١٣٥ \text{ مإف}) (٠,٦)^2 = ٢٤,٣ \text{ مإف}.$$

وكما هو مبين في الشكل ٢١: ٣، فان العلاقة اللانسيوية تعطي تقديراً أدنى للطاقة الحركية.

■

لَمْ يُعَانِ أَيُّ مَفْهُومٍ فِيزِيَائِيٍّ مِنْ رِيَّاحِ التَّغْيِيرِ مِثْلَ مَا عَانَاهُ مَفْهُومُ الطَّاقَةِ . وَمَعَ ذَلِكَ ، فَقَدْ خَرَجَ مِنْ كُلِّ عَاصِفَةٍ أَقْوَى وَأَوْسَعُ مِمَّا كَانَ ، حَتَّى امْتَدَّتْ فُرُوعُهُ الْآنَ إِلَى كُلِّ حَقْلٍ مِنْ حَقُولِ الْعِلْمِ الْفِيزِيَائِيَّةِ وَالْبَيُولُوجِيَّةِ . وَفِي الْبَدَايَةِ أُضِيفَتْ طَاقَةُ الْوَضْعِ إِلَى الشَّغْلِ إِلَى الطَّاقَةِ الْحَرَكِيَّةِ ، ثُمَّ جَاءَتِ الطَّاقَةُ الْكَهْرِبَايَّةُ ، وَالطَّاقَةُ الْكِيمِيَايَّةُ ، وَالطَّاقَةُ الْحَرَارِيَّةُ ، وَالطَّاقَةُ الْكَهْرُومَغْنَاطِيْسِيَّةُ ، وَالطَّاقَةُ النَّوَوِيَّةُ . ثُمَّ أُضِيفَتِ النَّظَرِيَّةُ النَّسَبِيَّةُ إِلَى قَائِمَةِ الْأَشْكَالِ الْعَدِيدَةِ مِنَ الطَّاقَةِ الْكُتْلَةِ الَّتِي هِيَ عِدَا الطَّاقَةِ الْحَرَكِيَّةِ أَكْثَرُ الْأَشْكَالِ أُسَاسِيَّةٌ ؛ ذَلِكَ لِأَنَّ كُلَّ طَاقَةٍ عِنْدَ أَعْمَقِ الْمُسْتَوَيَاتِ تَظْهَرُ إِمَّا كَطَاقَةٍ حَرَكَةٍ energy of motion أَوْ طَاقَةٍ كَيُونَةٍ energy of being .

الكتلة شكل أساسي من أشكال الطاقة

أَنَّ سُرْعَةَ الضَّوِّ ، الَّتِي ظَهَرَتْ كَحَلْقَةٍ وَصَلٍ بَيْنَ وَحْدَةِ الْمَسَافَةِ وَوَحْدَةِ الزَّمَنِ ، تَظْهَرُ ثَانِيَةً (أَوْ بِالْأُخْرَى يَظْهَرُ مَرْتَبَعُهَا) كَحَلْقَةٍ وَصَلٍ بَيْنَ الْكُتْلَةِ وَالطَّاقَةِ . وَفِي الْعِلَاقَةِ : $E = mc^2$ لَا يَتَبَرَّرُ الْمَعَامِلُ c^2 هَامًّا مِنْ نَاحِيَةٍ أُسَاسِيَّةٍ ، (وَبِالطَّبْعِ ، فَهَذَا لَا يَعْنِي أَنَّهُ يُمَكِّنُ حَذْفَهُ) . أَمَّا الْفِكْرَةُ الْفِيزِيَائِيَّةُ الْجَوْهَرِيَّةُ فَهِيَ تَنَاسُبُ الطَّاقَةِ مَعَ الْكُتْلَةِ . أَنَّ الثَّابِتَ c^2 هُوَ مَجْرَدُ مُعَامِلٍ تَحْوِيلٍ لِضَمَانِ تَوَافِقِ وَحْدَاتِ الْكُتْلَةِ مَعَ وَحْدَاتِ الطَّاقَةِ : $c^2 = 9 \times 10^{16}$ ج/كغ . وَلِأَنَّ هَذَا الْعَدَدَ ، بِالْمُعَايِيرِ الْجَاهَرِيَّةِ macroscopic standards ، عَدَدٌ كَبِيرٌ جَدًّا ، فَانِ التَّغْيِيرَاتِ الْعَادِيَّةُ فِي الطَّاقَةِ تُحْدِثُ تَغْيِيرَاتٍ فِي الْكُتْلَةِ يُمْكِنُ إِهْمَالُهَا (انْظُرِ الْمَثَالَ ٣ فِي هَذَا الْجُزْءِ) . وَلِهَذَا السَّبَبِ فَقَطْ ، فَقَدْ أَقْلَتَ تَكَافُؤُ الْكُتْلَةِ - الطَّاقَةِ مِنَ الْإِنْسَانِ حَتَّى الْقَرْنِ الْحَالِي .

c^2 معامل تحويل

٢: ٢١ الزَّمَحُ Momentum :

يُمْكِنُ اسْتِقْطَاقُ تَعْرِيفٍ نَسْبَوِيٍّ لِلزَّمَحِ مِنْ تَحْلِيلِ تَجْرِبَةٍ أَنْحِلَالَ الْبَيُونِ نَفْسِهَا الَّتِي وَرَدَتْ فِي الْجُزْءِ السَّابِقِ :

$$\gamma + \gamma \leftarrow \pi^0$$

(انْظُرِ الشَّكْلَيْنِ ٢١ : ١ وَ ٢١ : ٢) . وَلَا نَحْتَاجُ إِلَّا إِلَى إِضَافَةِ حَقِيقَةٍ وَاحِدَةٍ فَقَطْ عَنِ الْأَمْوَاجِ الْكَهْرُومَغْنَاطِيْسِيَّةِ ، وَهِيَ الْعِلَاقَةُ بَيْنَ طَاقَتِهَا وَزَخْمِهَا :

$$E = pc \quad \text{ط} = \text{خ} \cdot c \quad (21:21) \dots\dots\dots$$

وقبل النظرية النسبية بزمين طويل، عُرِفَ أنَّ الاشعاعَ الكهرومغناطيسيَّ يحملُ زخماً كما يحملُ طاقةً، وأنَّ هاتين الكميتين ترتبطان معاً ببساطةٍ بالمعادلة ٢١: ٢١. وهذه العلاقةُ صحيحةٌ للفوتونات. ولذا، فإنَّ زخمَ فوتونٍ مُفَرَّدٍ هو:

$$خ = \frac{vh}{c} \quad \left[p = \frac{hv}{c} \right] \dots\dots\dots (٢٢: ٢١)$$

ويكونُ الزَّخْمُ في إطارِ اسنادِ المختبرِ (الشكل ٢١: ١) محفوظاً: فهو صفرٌ قبل الانحلالِ وبعده. ولا نحتاجُ الى التعريفِ النسبويِّ للزخمِ للوصولِ إلى هذه النتيجة. فعلى السرعةِ البطيئة، فإنَّ التعريفَ الكلاسيكيَّ $خ = ك سر$ يجبُ أن يكونَ صحيحاً. ولذا فإنَّ $خ = صفر$ بشكلٍ خاص، عندما $سر = صفر$ ، ذلك لأنَّ البيونَ الساكنَ أصلاً لا زخمَ له. وبعدَ الانحلالِ، يكونُ للفوتونين دَوَيُّ الطاقتين المتساويتين زَخْمَانِ متساويان مقداراً ومتضادان في الاتجاه: $خ = - خ$ ؛ ولذلك فإن مجموعهما صفر.

انحفاظ (حفظ) الزخم في إطار المختبر

أما في إطارِ الاسنادِ المتحركِ (الشكل ٢١: ٢)، فيمكننا استخدامُ مقاديرِ الأزحامِ، لأنَّ اتجاهها جميعها يقعُ على امتدادِ الخطِّ المستقيمِ نفسه. ويتضمَّنُ حفظُ (انحفاظُ) الزخمِ في هذا الاطارِ أن:

$$خ = خ - خ = \pi \quad \left[p_{\pi} = p_2 - p_1 \right] \dots\dots\dots (٢٣: ٢١)$$

انحفاظ الزخم في إطار متحرك

حيث $خ_{\pi}$ هو زخمُ البيونِ المتحركِ، و $خ_1$ و $خ_2$ هما زخما الفوتونين. وباستخدامِ المعادلةِ ٢١: ٢٢، تُصْبِحُ المعادلةُ ٢١: ٢٣ كما يلي:

$$خ = \frac{h}{c} (v_1 - v_2) \quad \left[p_{\pi} = \frac{h}{c} (v_2 - v_1) \right]$$

ومن معادلتَي انزياحِ دُبلر، ٢١: ٤ و ٢١: ٥، نحصلُ على:

$$\frac{\beta v_2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = v_1 - v_2 \quad \left[v_2 - v_1 = \frac{2v\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]$$

ولذلك، يمكن كتابة زخم البيون على الصورة التالية:

$$(٢٤:٢١) \dots\dots\dots \chi = \frac{\nu h}{c \sqrt{1-\beta^2}} \quad \left[p_x = \frac{2h\nu}{c^2} \frac{\nu}{\sqrt{1-\beta^2}} \right]$$

حيث ν في هاتين المعادلتين هو تواتر أي من الفوتونين في إطار إسناد المختبر. ومن المعادلتين ٢١:٣ و ٢١:١٣، يمكن أن نستنتج أن $\frac{\nu h}{c}$ هي ك (m): كتلة البيون. (ويمكن استنتاج ذلك أيضاً من المتطلب الذي يقضي بأن يقترب الجانب الأيسر من المعادلة ٢١:٢٤ من ك سر عندما تكون سر أقل بكثير من c). والنتيجة النهائية لزخم الجسيم كتلته ك (m) هي (حيث نُسقط الآن الرمز التحتي π):

$$(٢٥:٢١) \dots\dots\dots \chi = \frac{K \text{ سر}}{c \sqrt{1-\beta^2}} \quad \left[p = \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \right]$$

وتحدد العلاقة السابقة مقدار الزخم. أما الزخم ككمية متجهة فتعرفه المعادلة التالية:

زخم جسيم

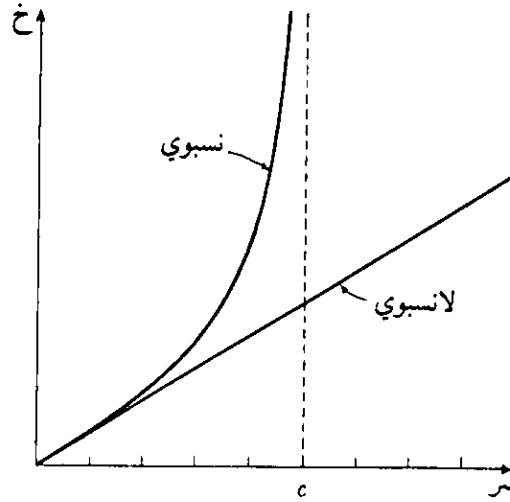
$$(٢٦:٢١) \dots\dots\dots \vec{\chi} = \frac{K \text{ سر}}{c \sqrt{1-\beta^2}} \quad \left[\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}} \right]$$

ونؤكد هنا أن ك هي الكتلة الساكنة للجسيم، وهي ثابت لا متغير constant invariant.

وبما أن المقام في المعادلة ٢٦:٢١ هو دائماً أقل من ١، فإن مقدار الزخم النسبوي يكون دائماً أكبر من الناتج ك سر: وهو أكبر منه قليلاً عند السرعة البطيئة، إلا أنه يصبح أكبر بكثير منه عندما تقترب السرعة من سرعة الضوء. وهذا السلوك للزخم النسبوي يوضحه الشكل ٢١:٤. ويظهر في الشكل نفس «حد سرعة الضوء» الذي يمنع حدوث الحركة

حدُّ سرعة الضوء يظهر ثانية

بسرعاتٍ تفوق سرعة الضوء. فمهما بلغ زخمُ الجُسيمِ فلا يمكنُ لسرعته أن تصلَ الى السرعةِ الحدِّية c (إلا إذا كانت كتلته صفراً، وهي حالة خاصة سنناقشها في الجزء التالي).



الشكل ٢١: ٤: منحني مقدار الزخم لجسيم بحسب التعريف النسبوي: المعادلة ٢١: ٢٥، وبحسب التعريف اللانسبوي: $x = c \cdot t$.

لقد استخدمنا في هذا الجزء والجزء السابق، صفاتٍ معروفةً للموجات الكهرومغناطيسية والفوتونات لاجل الوصول إلى كميتين نجهلهما: هما الطاقة والزخم لجسيم مادي. وفي منطقي هذا التطوير development، يُعتبر شمول كل من الكميات الميكانيكية والكهرومغناطيسية في قوانين الانحفاظ أمراً حاسماً. وهناك طرق أخرى لاستنتاج العلاقتين النسبويتين للطاقة والزخم، يبدو فيها هذا التفاعل interplay بين الميكانيك والكهرومغناطيسية أقل وضوحاً، ولكنه مع ذلك يظل موجوداً في الواجهة الخلفية، ذلك لأن صفات الضوء تُحدد طبيعة تحويل لورنتز. وثمة مظهر آخر لهذا المنطق يتطلب بعض تعليق. ان المعادلتين ٢١: ١٥ و ٢٦: ٢١ هما تعريفان للطاقة ط (E) والزخم خ (p). وإذا كانا كذلك، فلماذا لا يكونان اعتباطيين؟ والجواب على ذلك هو أن الطاقة والزخم كميتان محفوظتان، وبهذين التعريفين فقط نستطيع ان نحصل على قانوني انحفاظ (حفظ) لمتغيرين للطاقة والزخم.

مثال: ما التعبير لطاقة جسيم بدلالة زخمه؟

- يُعرف ط (E) وخ (p) بحيث:
- (١) يتطابقان مع الميكانيك الكلاسيكية لقيم سر (v) الصغيرة
 - (٢) ينحفظان في جميع أطر الاسناد

لايجاد ذلك نحتاج فقط الى حذف السرعة سر من المعادلتين ٢١:١٥ و ٢١:٢٥ .
فاذا كتبنا المعادلة ٢١:٢٥ على الصورة:

$$p = mc\beta/\sqrt{1-\beta^2} \quad \text{خ ك} = \sqrt{1-\beta^2}/\beta c$$

فيمكن حلها من أجل β . والنتيجة هي :

$$\left[\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2 c^2}} \right] \quad \frac{\text{خ}}{\sqrt{c^2 \text{ك}^2 + \text{خ}^2}} = \beta$$

ومن ذلك يتبع أن:

$$\left[\sqrt{1-\beta^2} = \frac{mc}{\sqrt{p^2 + m^2 c^2}} \right] \quad \frac{c \text{ك}}{\sqrt{c^2 \text{ك}^2 + \text{خ}^2}} = \sqrt{1-\beta^2}$$

وبوضع هذا التعبير للكمية $\sqrt{1-\beta^2}$ في المعادلة ٢١:١٥ نحصل على:

الطاقة كدالة في الزخم

$$ط = \sqrt{c^2 \text{ك}^2 + \text{خ}^2} \quad [E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}] \quad \dots \dots \dots (٢١:٢٧)$$

وبوضع $\text{خ} = \text{صفر}$ ، تؤول هذه المعادلة الى $ط = c \text{ك}$ ، كما يجب أن يكون . لنعتبر الآن الشكل التقريبي لهذه المعادلة عند اعتبار قيم خ الصغيرة . ونجد في هذه الحالة أن:

$$ط = c \text{ك} \sqrt{1 + \frac{\text{خ}^2}{c^2 \text{ك}^2}} \approx c \text{ك} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\text{خ}^2}{c^2 \text{ك}^2} \right)$$

$$\dots \dots (٢١:٢٨) \quad \frac{\text{خ}^2}{c^2 \text{ك}^2} \ll 1 \quad (\text{خ} \gg c \text{ك})$$

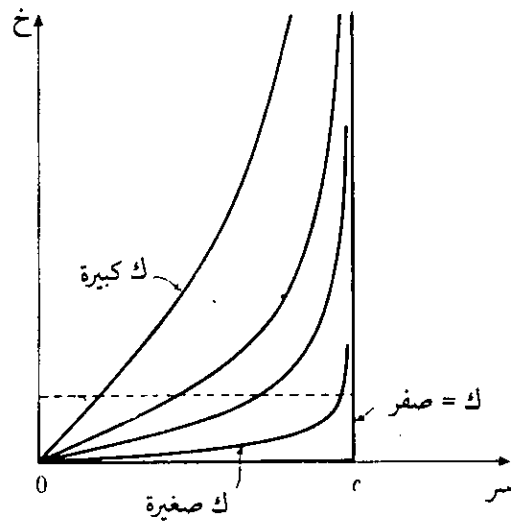
$$\left[E = mc^2 \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}} \approx mc^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{p^2}{m^2 c^2} \right) \approx mc^2 + \frac{p^2}{2m} \quad (p \ll mc) \right]$$

ويُمثل الجانب الایسر الطاقة الساكنة مُضافاً إليها الطاقة الحركية اللانسيوية .

٢١: ٣ الجسيمات العديمة الكتلة: Massless particles

الجسيم العديم الكتلة، في الميكانيك الكلاسيكية، لا طاقة له ولا زخم، ولا أية صفة يمكن قياسها. إنه عديم nothing. إلا أن الامر على خلاف ذلك في النظرية النسبية، اذ يمكن أن توجد كينونة فيزيائية قابلة للقياس من دون أن يكون لها كتلة. وكما بينا في نهاية الفصل العشرين، فليس ثمة سبب معروف يوجب وجود الجسيمات العديمة الكتلة، ومع ذلك فهناك عدة جسيمات منها في الطبيعة. وتتوفر أدلة تجريبية ممتازة على أن الفوتون ونيوترينو الالكترون electron's neutrino ليس لهما بتاتاً أية كتلة ساكنة.

اعتبر ما يحدث للمعادلتين ١٥:٢١ و ٢٥:٢١ اذا سمح للكتلة ك أن تقترب من الصفر. ان كلاً من بسطي التعبيرين يقترب من الصفر. ويمكن للمقام أن يقترب



الشكل ٥:٢١: تعتمد منحنيات الزخم على كتلة الجسيم. وباعتبار زخم معين كالذي يبينه الخط الأفقي المتقطع، فان الكتلة الاقل تعني سرعة أكبر. اما الجسيمات العديمة الكتلة فهي تتحرك بغض النظر عن زخمها بالسرعة القصوى c.

من الصفر أيضاً (١ - β) بطريقة تبقى الطاقة والزخم محدودين. وللتفكير في هذه العملية الحدية (النهائية) limiting process، بتعابير أكثر فيزيائية، تصوّر مجموعة من الجسيمات ١، ٢، ٣، ...، كُتلها تصغر على التوالي: $K_1 < K_2 < K_3 < \dots$ ($m_1 > m_2 > m_3 > \dots$).

إن كلاً من هذه الجسيمات يمكن تسريعه حتى يصل الى طاقة معينة محددة سلفاً.

والسرعة اللازمة للوصول الى هذه الطاقة تتحدد بالعلاقة التالية :

$$\left[\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{mc^2}{E} \right] \quad \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{mc^2}{E^2}}$$

عندما ك ← صفر ، فإن سر
C ←

وذلك لكل جسيم منها . وتقرب هذه السرعة أكثر فأكثر من سرعة الضوء كلما صغرت الكتلة . ويتسق إذاً مع ذلك أن نفترض وجود جسيم له طاقة محدودة ط (E) بكتلة ك = صفر وسرعة سر = c . وتوفر منحنيات الزخم - السرعة في الشكل ٢١ : ٥ مزيداً من التبصر في هذه العملية الحديثة . فالجسيم ذو الكتلة الصغيرة جداً لا يحتاج إلا الى قدر يسير من الزخم حتى تقترب سرعته من سرعة الضوء . لكن عندما تقترب سرعته من السرعة الحديثة (سرعة الضوء) فإن أية زيادات في زخمه بعد ذلك لا تزيد من سرعته إلا قليلاً ، أما للجسيم العديم الكتلة ، فإن «منحنى» الزخم يصير كحرف L المعكوس المشار اليه بالخطين الداكنين heavy lines في الشكل ٢١ : ٥ .

وعندما تكون ك صفرأ بالضبط ، يصبح الطرف اليسر في كل من المعادلتين ٢١ : ١٥ و ٢١ : ٢٥ كمية غير محددة رياضياً (صفر/ صفر) . وعلى أية حال فإن النسبة ط/خ تظل محددة تماماً في النهاية :

$$\left[\frac{E}{p} = \frac{c^2}{v} \right] \quad \frac{v}{c} = \frac{p}{E}$$

العلاقة بين الطاقة (ط) والزخم
(خ) لأي جسيم

وهذه المعادلة صحيحة للكتلة المحدودة والكتلة الصفرية . وهي تؤول في حالة الجسيمات العديمة الكتلة التي سرعتها سر = c (v=c) إلى :

$$[E = pc.] \quad \text{ط} = \text{خ} \cdot c$$

معادلة صحيحة للجسيمات
العديمة الكتلة

، وهي العلاقة التي كانت معروفة للاشعاع الكهرومغناطيسي (المعادلة ٢١ : ٢١) قبل ان تصور احد وجود الجسيمات العديمة الكتلة .

ووفق المعادلة ٢١: ٢٩، فإن أي جسيم له كتلة ويتحرك بسرعة تقترب من سرعة الضوء يسلك «مثل» جسيم لا كتلة له: بمعنى أن طاقته وزخمه يحققان على نحو تقريبي العلاقة نفسها التي تحققها الجسيمات العديمة الكتلة:

$$ط \approx ع \quad (ط \gg ك \quad (E \gg mc^2) \quad [E \approx pc \quad (31:21)] \quad \dots \dots \dots \text{معادلة تقريبية لجسيم فوق نسبي}$$

[وينتج التقريب نفسه عن المعادلة ٢١: ٢٧ عندما تكون $ع \gg ك$]. ولمثل هذا الجسيم، الذي يمكن ان نسميه فونسبويًا (فوق نسبي superrelativistic)، تمثل الطاقة الساكنة ك جزءاً يسيراً من الطاقة الكلية. وفي هذه الحالة يمكن التغاضي عن أية كتلة للجسيم.

وكثيراً ما يجد الطالب المبتدئ في النسبية أن الأمر مُحير بسبب عدم وجود علاقيتين منفصلتين تعرفان الطاقة والزخم لجسيم عديم الكتلة. وهو يتساءل: «إذا كانت المعادلتان ٢١: ١٥ و ٢١: ٢٦ لا تصحان للجسيمات العديمة الكتلة، فما المعادلتان اللتان تعرفان الطاقة والزخم لهذه الجسيمات؟». والجواب على ذلك أنها لا توجدان. وكما يوضح الشكل ٢١: ٥، فإن زخم الفوتون لا يعتمد على سرعته. فسرعته لها قيمة واحدة فقط، أما زخمه فقد يأخذ أية قيمة. ان المعادلة العامة الوحيدة التي تحكم طاقة جسيم عديم الكتلة وزخمه هي العلاقة: $ط = ع$ وعملياً operationally، فنحن نقيس زخم الفوتون لا من خلال قياس سرعته بل بقياس تغيرات الزخم التي تصاحب ابتعائه وامتصاصه. وعلى سبيل المثال: فإذا دلت لية kink في مسار داخل غرفة فقائيع bubble chamber على أن جسيماً ما مشحوناً قد فقد طاقةً وغير زخمه، وإذا كانت هذه التغيرات ترتبط معاً بالعلاقة: $\Delta ط = \Delta ع$ ، فقد يستدل مجرب ما experimenter على أن جسيماً عديم الكتلة قد انطلق عند تلك الية (النقطة). ومثل هذا التفسير قد يتعرّز، في مكان آخر من غرفة الفقائيع، بظهور زوج الكترون - بوزيترون electron-positron pair: طاقته الكلية وزخمه يتكاثنان مع الطاقة والزخم اللذين فقدتهما الجسيم الأول. [انظر الشكل ٣: ١ (ب)، حيث يظهر فيه فوتونان بهذه الكيفية].

لا وجود للذاتين ط (سر)]
[$E(v)$ أو خ (سر) [$p(v)$ إذا كانت
ك = صفر ($m = 0$)

٢١ : ٤ مثال على انحلال جسيم : An example of particle decay

لتطبيق التعريفين النسبيين للطاقة والزخم ، ولفحص توافقيهما مع علاقة جمع السرعات المتجهة ، سنعتبر مثلاً خاصاً ، هو انحلال كيون kaon متعادلاً الى اثنين من البيونات ، على النحو التالي :

$$K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$$

لتكن كتلة الكيون كـ (M) وكتلة كل بيون كـ (m). ففي إطار المختبر حيث الكيون ساكن (الشكل ٢١ : ٦) ، فإن الزخم الكلي يساوي صفراً ، ولذلك ينطلق البيونان في اتجاهين متضادين بسرعتين متساويتين سر (v). وتكون الطاقة الابتدائية ، في هذا الاطار ، هي γc^2 كما تكون الطاقة النهائية للبيون الواحد ($\beta = c/sr$) :

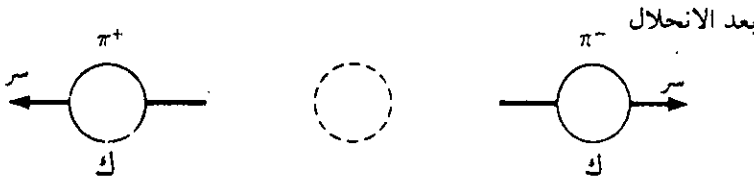
$$\frac{\gamma c^2}{\sqrt{\beta^2 - 1}} = \pi$$

K^0



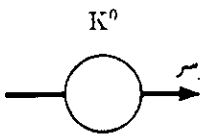
كـ (M)

قبل الانحلال



بعد الانحلال

الشكل ٢١ : ٦ انحلال كيون ساكن في اطار المختبر: الزخم الكلي يساوي صفراً ، والبيونان الناتجان متساويان في الطاقة .



K^0

قبل الانحلال



بعد الانحلال

الشكل ٢١ : ٧ انحلال كيون في اطار اسناد متحرك : في هذا الاطار يكون البيون الموجب ساكناً . ويتطلب حفظ الزخم ان يكون الزخم الابتدائي للكيون مساوياً للزخم النهائي للبيون السالب .

ويتطلبُ انحفاظ (حفظ) الطاقةِ تساوي الطاقة قبل الانحلالِ وبعده:

$$\text{حفظ الطاقة في إطار المختبر} \quad (٣٢: ٢١) \dots\dots\dots \left[M_C^2 = \frac{2m_C^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \right] \quad \frac{\gamma_C \text{ ك}}{\gamma_{\beta-1}\sqrt{}} = \gamma_C \text{ ك}$$

لنفحص الآن عملية الانحلال ذاتها في إطار اسنادٍ مُتحركٍ إلى اليسارِ بالسرعةِ سر(٧). يتحركُ الكيونُ في هذا الاطارِ (الشكل ٧: ٢١) قبل انحلاله الى اليمينِ بالسرعةِ سر(٧) ويكونُ زخمُهُ:

$$\left[p_K' = \frac{Mv}{\sqrt{1-\beta^2}} \right] \quad \frac{\text{ك سر}}{\gamma_{\beta-1}\sqrt{}} = \chi_K$$

وبعد الانحلالِ ، يكونُ البيونُ الذي تحركَ باتجاهِ اليسارِ في إطارِ المختبرِ ساكناً في الاطارِ المتحركِ، ولذا فان الزخمَ الابتدائي للكيونِ في هذا الاطارِ يجبُ ان يكتسبه البيونُ المتجهُ الى اليمينِ . اما سرعته فهي سر (التي لا تساوي مثلي سر)، وأما زخمُهُ فهو:

$$\left[p_{\pi} = \frac{mv_1}{\sqrt{1-\beta_1^2}} \right] \quad \frac{\text{ك سر}}{\gamma_{\beta-1}\sqrt{}} = \chi_{\pi}$$

حيث $\beta = \text{سر} / c$ [$\beta_1 = v_1 / c$]. ويمكنُ كتابة حِفْظِ الزخمِ في هذا الاطارِ على الصورةِ التالية :

$$\text{حفظ الزخم في إطار متحرك} \quad (٣٣: ٢١) \dots\dots\dots \left[\frac{Mv}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{mv_1}{\sqrt{1-\beta_1^2}} \right] \quad \frac{\text{ك سر}}{\gamma_{\beta-1}\sqrt{}} = \frac{\text{ك سر}}{\gamma_{\beta-1}\sqrt{}}$$

ومن قانوني الانحفاظ (الحفظ) ، اللذين تُعبّرُ عنهما المعادلتان ٣٢: ٢١ و ٣٣: ٢١ ، نحصلُ على سر بدلالة سر . فمثلاً نجدُ من المعادلة ٣٢: ٢١ أن :

$$\left[M = \frac{2m}{\sqrt{1-\beta^2}} \right] \quad \frac{\gamma_C \text{ ك}}{\gamma_{\beta-1}\sqrt{}} = \text{ك}$$

وبتعويض هذه القيمة في المعادلة ٢١: ٣٣، نحصلُ على:

$$\left[\frac{2mv}{1 - \beta^2} = \frac{m_1 v_1}{\sqrt{1 - \beta_1^2}} \right] \quad \frac{\text{ك سر}_1}{\sqrt{1 - \beta_1^2}} = \frac{\text{ك سر}_2}{\sqrt{1 - \beta_2^2}}$$

وباختصارِ ك من الطرفين، نجدُ أنَّ الحلَّ الجبريَّ من اجل سر [ويتبركُ هذا كتمرين للقارئ] هو:

$$\text{سر}_1 = \frac{\text{سر}_2}{1 + (\text{سر}_2/c)^2} \quad \left[v_1 = \frac{2v}{1 + (v^2/c^2)} \right] \quad \dots \dots \dots (٣٤: ٢١)$$

اشتقاق معادلة جمع السرعات
المتجهة

وهذا هو بالضبط ما كُنَّا ستنبأ به من علاقة جمعِ السرَّعات المتجهة الواردة في الفصل العشرين. فالسرعة سر هي «المجموع» النسبوي relativistic sum للسرعة سر (سرعة البيون المتجه يميناً بالنسبة للمختبر) والسرعة سر أيضاً (اي سرعة المختبر بالنسبة للملاحظ). وبهذا نكشفُ عن الاتساق المتبادل بين (أ) التعريف النسبوي للطاقة، و(ب) التعريف النسبوي للزخم، و(ج) المعادلة النسبوية لجمع السرعات المتجهة. ويمكنُ اشتقاق أية علاقةٍ منها من العلاقتين الباقيتين.

ولاتمام المثال عددياً، نحتاجُ فقط إلى عددٍ معطى واحد هو النسبة ك/٢ ولاتمام المثال عددياً، نحتاجُ فقط إلى عددٍ معطى واحد هو النسبة ك/٢ (M/2m). ومن الجدول ٢٧: ١ (انظر الفصل ٢٧)، نجدُ أنَّ:

$$١,٧٨٣ = \frac{٤٩٧,٨}{١٣٩,٦ \times ٢} = \frac{\text{ك}}{\text{ك}_2}$$

وتعطينا المعادلة ٢١: ٣٢ قيمة لـ β تساوي ٠,٨٢٨ [سر = $٠,٨٢٨ \times ٣ \times ١٠^8$ م/ث]؛ اما المعادلة ٢١: ٣٤ فتعطينا $\beta = ٠,٩٨٢$ (سر = $٠,٩٨٢ \times ٣ \times ١٠^8$ م/ث). ومن الواضح أنَّ النسبية هامة جداً هنا بالرغم من أنَّ جُسَيْمَي الانحلال ليسا ذوي طاقةٍ مرتفعةٍ تسمعُ لهما بأن يكونا جُسَيْمَيْن فوقِ نسبويَّين superrelativistic.

٢١ : ٥ : المتجهات الرباعية : Four Vectors

في الفصل العشرين، قادتنا فكرة لا متغيرة الفترة ومزج المكان والزمان معاً في تحويل لورنتز إلى إدخال فكرة الزمكان الرباعي الأبعاد، المليء بالخطوط العالمية والاحداث. إذ كل حدث فيه event عبارة عن نقطة في الزمكان تتحدد بثلاثة أبعاد مكانية وتُعد زمني واحد، ويُفصل بين أي حدثين من الاحداث «مسافة» زمكانية تُعرف بالفترة interval. ومن الطبيعي بهذا النوع من التصور للزمكان، ان نُفكر بالاحداثيات الاربعة المحددة لحدث ما كأربع مركبات لمتجه واحد، سندعوه، تحبباً لأي خلط بينه وبين المتجهات الثلاثية الابعاد القديمة، بالمتجه الرباعي four - vector. وهذا المتجه الرباعي للزمكان هو تعميم لفكرة متجه الموضع position - vector في المكان (الفراغ) العادي ordinary space. فبدلاً من تحديد نقطة في المكان، فانه يُحدد حدثاً event في الزمكان. ومركباته هي c ، n ، s ، v ، وع $[z' y' x' ct]$. اما مربع «طوله» فهو $(c^2 - n^2 - s^2 - v^2) = c^2$. وهكذا فان طول المتجه الرباعي ثابت لكافة الملاحظين، إذ أنه تسمية جديدة للفترة interval.

متجه «الموضع» في الزمكان

* المتجه الرباعي للزخم - الطاقة : The momentum-energy four-vector

ظهرت في ميكانيك نيوتن newtonian Mechanics، عدّة كميات مُتجهة مختلفة: الموضع، والسرعة المتجهة، والتسارع، والزخم، والقوة. وقد استطعنا توسيع فكرة متجه الموضع إلى العالم الرباعي الابعاد، عن طريق إلحاق c بـ (ct) به كمركبة رابعة. ولهذا التوسيع عدّة فوائد فنية في النظرية النسبية: أهمها، لغرضنا الحالي، أن «طول» المتجه الرباعي كمية لا متغيرة، في حين ان الطول الثلاثي الابعاد ليس كمية لا متغيرة، وانما يعتمد على حالة حركة الملاحظ. ويمكن إجراء عملية تعميم المتجهات هذه من ثلاثة الى أربعة ابعاد لمتجه الموضع فحسب، بل لجميع متجهات الميكانيك؛ فمثل هذا التعميم يظهر بعض المشاركات غير المتوقعة والهامة بينها. وبلي ربط المكان والزمان معاً في الاهمية اتخاذ الطاقة والزخم.

وبما أن الزخم متجه ثلاثي الابعاد، فيمكن التعبير عنه في صورة مركبات على النحو التالي:

$$(٣٥:٢١) \dots\dots \left[p_x = \frac{mv_x}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \right] \quad \frac{\text{كسر}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} = \text{خ س}$$

$$(٣٦:٢١) \dots\dots \left[p_y = \frac{mv_y}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \right] \quad \frac{\text{كسر}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} = \text{خ ص}$$

$$(٣٧:٢١) \dots\dots \left[p_z = \frac{mv_z}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \right] \quad \frac{\text{كسر}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} = \text{خ ع}$$

لاحظ، في هذه المعادلات، أن المركبات الفردانية للسرعة سر تظهر في كل بسط، بينما تظهر السرعة الكلية سر في كل مقام. وبما أن المكان قد اكتسب بُعداً رابعاً - الزمن - فإن الزخم يحتاج إلى مركبة رابعة، أو «مركبة زمنية time component». ومن السهل التنبؤ بما يجب أن تكون عليه صيغة هذه المركبة الرابعة. وبما أن:

$$\left[p_x = \frac{m(dx/dt)}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \right] \quad \frac{\text{ك (دس/دز)}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} = \text{خ س}$$

، ولأن خ س و خ ع [p_x و p_y] تتناسبان كذلك مع دص / دز و دد / دز [dz/dt و dy/dt]، فيمكننا افتراض المركبة الزمنية على الصورة التالية:

$$\left[p_t = \frac{m[d(ct)/dt]}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \right] \quad \frac{\text{ك [د (ن/دز) / دز]}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} = \text{خ د}$$

وهذه تختصر إلى:

المركبة الزمانية للزخم: خ د ط

$$(٣٨:٢١) \dots\dots \left[p_t = \frac{mc}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} = \frac{E}{c} \right] \quad \frac{\text{ط}}{c} = \frac{\text{ك}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} = \text{خ د}$$

وكما يتضح من المقدار بعد علامة المساواة الثانية، فإن المركبة الرابعة للزخم هي، ضمن مدى العامل c ، مساوية للطاقة الكلية ط (E). وهذا الدمج merger لاثنتين من المفاهيم الأساسية في الميكانيك في كينونة entity واحدة رباعية الأبعاد قد قام به هرمان منكوفسكي Hermann Minkowski في عام ١٩٠٨. أما الاندماجات الأخرى ذات الأهمية والتي لن نتابعها هنا، فتشمل الشحنة الكهربائية والتيار الكهربائي وكذلك المجال الكهربائي والمجال المغناطيسي. ولم يمض زمن طويل على إنجازات أينشتاين الرائدة، حتى استوعبت الفيزياء الكلاسيكية برمتها في الزمكان الجديد.

اندماجات أخرى

وفي جزأي الجزء subsections التاليين، سنتحقق بطريقتين من صحة الاختيار .
المعطى بالمعادلة ٢١: ٣٨.

* طول المتجه الرباعي للزخم - الطاقة:

Length of the momentum-energy four vector

لمتجه الزخم - الطاقة الرباعي طول يُعرف مربّعه بنفس الطريقة التي تمّ بها تعريف مربع فترة الزمكان، أي بما يلي:

$$| p_t^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 | \quad \text{خ}^١ - \text{خ}^٢ - \text{خ}^٣ - \text{خ}^٤$$

وهذه التوليفة، كما تبين ذلك عملية جبرية بسيطة، تساوي تماماً الثابت البسيط التالي:

$$| m^2 c^2 | \quad \text{ك}^٢ \text{ع}^٢$$

، وهو واحد لكافة الملاحظين. ومع أن كلاً من طاقة أي جسيم وزخمه يعتمد على حالة حركة الملاحظ، إلّا أننا نجد هنا توليفة لا متغيرة تتفق عليها كافة الملاحظين. وهذه اللامتغيرة تدعم الفكرة القائلة إن $\text{خ}^١$ ، $\text{خ}^٢$ ، $\text{خ}^٣$ ، $\text{خ}^٤$ هي حقاً مركبات المتجه رباعي.

وبالرغم من أن متجهات الزمكان التي تربط معاً أزواج الأحداث قد تكون إما شبه مكانية space-like أو شبه زمانية time-like فإن متجه الزخم - الطاقة لجسيم مادي هو دائماً شبه زمني، كما يتضح ذلك من القيمة الموجبة للطرف الأيسر من المعادلة التالية:

الطاقة - الزخم: متجه شبه زمني

طوله لا متغير

$$\text{خ}^١ - \text{خ}^٢ - \text{خ}^٣ - \text{خ}^٤ = \text{ك}^٢ \text{ع}^٢ \dots\dots\dots (٣٩: ٢١)$$

$$[p_t^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 = m^2 c^2]$$

أما بالنسبة للجسيم العديم الكتلة، الذي يَبْرُزُ دوماً كحالةٍ خاصة، فإن مُتَجَهَ الزخم - الطاقة هو دائماً مُتَجَهٌ عَدَمٍ null-vector: طولُه صفر (بالرغم من أن الطَّاقة والزخم عند تناوُلها على جِدَّةٍ لا يُساويان صفراً). ويمكنُ كتابةُ المعادلةِ ٢١: ٣٩ بصورةٍ مُفيدةٍ كثيراً وأكثرَ اختصاراً، بحيثُ تنطبقُ على الجسيماتِ بكتلةٍ أو من دون كتلةٍ، وذلك على النحو التالي:

$$ط^2 = ع^2 + ك^2 \quad | E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 | \dots\dots\dots (٢١: ٤٠)$$

وتكافئ هذه المعادلةُ المعادلةَ ٢١: ٢٧ من حيثُ التعبيرُ عن طاقةٍ جسيمٍ بدلالةٍ زخمه وكتلته.

■ مثال ١: يتحركُ جُسيمٌ بسرعةٍ ثابتةٍ سر (v) على امتدادِ المحورِ س (x). بينْ أنَّ مُتَجَهَ زخمه في المستوى خ س، خ مر يكونُ موازياً لمتجهِ إزاحتهِ في المستوى س، ع نـ.

يبينُ الشكل ٢١: ٨ مخطَّطيْ منكوفسكي. ففي المستوى س، ع نـ لدينا:

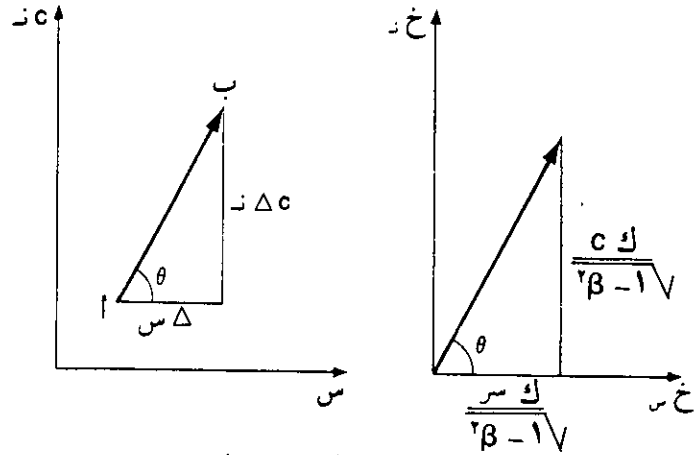
$$\left[\tan \theta = \frac{c \Delta t}{\Delta x} = \frac{c}{v} \right] \quad \text{ظا } \theta = \frac{ن \Delta ع}{س \Delta} = \frac{ع}{سر}$$

وفي المستوى خ س، خ ر، فإنَّ الزاويةَ بين خ ر وخ ر هي نفسُ الزاويةِ السابقةِ لأنَّ:

$$\frac{ع}{سر} = \frac{\sqrt{١-\beta^2} ن}{ك سر} \times \frac{ع ك}{\sqrt{١-\beta^2} ن} = \frac{خ ن}{خ س} = \text{ظا } \theta$$

$$\left[\tan \theta = \frac{p_t}{p_x} = \frac{mc}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{mv} = \frac{c}{v} \right]$$

■ ان كونَ ظا $\theta < ١$ يؤكِّدُ أن كلا المتجهين شِبْهُ زماني time-like.



الشكل ٢١: ٨: بالنسبة لجسيم يتحرك بسرعة ثابتة،
يكون متجه الازاحة في الزمكان موازياً للمتجه الرباعي
للزخم - الطاقة. وكلا المتجهين شبه زمني.

* تحويل المتجه الرباعي للزخم - الطاقة:

Transformation of the momentum-energy four-vector

لربط بين وجهات نظر الملاحظين المختلفين في مركبات متجه الموضع الرباعي الأبعاد، أو متجه الحدث event vector ، نستخدم تحويل لورنتز. ويجب ألا نذهب لكون مركبات المتجه الرباعي للزخم - الطاقة تتحول transform بنفس الكيفية تماماً التي يتحول بها متجه الموضع. وفي الحقيقة يجب أن يتحول هذا المتجه الرباعي على ذلك النحو، لأن التعريف الفيزيائي للمتجه الرباعي هو عبارة عن مجموعة من أربع مركبات تخضع لنفس قانون التحويل الذي يخضع له المكان والزمان.

تعريف المتجه الرباعي

لنفرض أن ملاحظاً على الأرض يقيس مركبات زخم جسيم فيجد أنها x, x^0 ، وقياس طاقته فيجد أنها p, p^0 . ولنفرض أن الملاحظ المتحرك، في إطار الاسناد المعروف في الشكل ٢٠: ٦ يقيس لنفس الجسيم مركبات زخمه ويجد أنها x', x'^0 ، وطاقته p', p'^0 . (وقد يكون الجسيم متحركاً بالنسبة لكلا الملاحظين. ومن غير الضروري أن تكون سرعته ذات علاقة ما بالسرعة النسبية v لإطارَي الاسناد). إن قياسات الملاحظين ترتبط ببعضها بعضاً على النحو التالي:

$$(٤١:٢١) \dots\dots\dots E = \frac{E' + vp'_x}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \frac{\tau + \gamma \tau'_x}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \tau$$

$$(٤٢:٢١) \dots\dots\dots p_x = \frac{p'_x + (vE'/c^2)}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \frac{\gamma \tau'_x + (\text{سرط}/c)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma \tau'_x$$

تحويل لورنتز للطاقة والزخم

$$(٤٣:٢١) \dots\dots\dots p_y = p'_y, \quad \gamma \tau'_y = \gamma \tau'_y$$

$$(٤٤:٢١) \dots\dots\dots p_z = p'_z, \quad \gamma \tau'_z = \gamma \tau'_z$$

وهذه المعادلات مماثلة تماماً للمعادلات ٢٤:٢٠ - ٢٧:٢٠ على الترتيب. والفرق الوحيد بينهما هو في وجود عوامل c في البسوط (جمع بسط numerator)، وهو فرق لازم للحفاظ على الاتساق البعدي dimensional consistency. ويعمل التناظر التالي:

$$(٤٥:٢١) \dots\dots\dots \begin{array}{ll} ct \leftrightarrow \frac{E}{c}, & \tau \leftrightarrow \tau \\ x \leftrightarrow p_x, & \gamma \tau'_x \leftrightarrow \gamma \tau'_x \\ y \leftrightarrow p_y, & \gamma \tau'_y \leftrightarrow \gamma \tau'_y \\ z \leftrightarrow p_z, & \gamma \tau'_z \leftrightarrow \gamma \tau'_z \end{array}$$

وتنظر ماثلي له للمتغيرات التي فوقها فتحة primed، فإن مركبات الزمكان ومركبات الزخم - الطاقة، تتحول بشكل ماثلي.

ولنتحقق من المعادلتين ٤١:٢١ و ٤٢:٢١ بأبسط صورة، نعتبر جسمًا ساكنًا في إطار ما. لنفترض صندوقاً كتلته m ، يرقد ساكنًا في عربة نقل في قطار. فلهذا الصندوق في إطار اسناد القطار، زخم وطاقة على النحو التالي:

$$\begin{aligned} |\vec{p}'| &= 0 & \vec{x} &= \text{صفر} \\ |E' &= mc^2 & \tau &= \text{ك} \end{aligned}$$

وبوضع هاتين القيمتين في الجانب الايسر من معادلات التحويل، نجد في الحال أن:

$$\left[E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right] \quad \tau = \frac{\text{ك} \cdot c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\left[p_x = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right] \quad \text{خ} = \frac{\text{ك} \cdot \text{سر}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

تعريفان للكميتين: τ و خ
يتبعان من قانون التحويل

وهكذا نجد أن التحويل قد زوّدنا بتعريفين للطاقة والزخم للصندوق الذي يتحرك بالسرعة سر، وهو فحص جيد لبيان اتساق معادلات التحويل مع غيرها من المعادلات.

مثال ٢: بين ان معادلات تحويل لورنتز للزخم والطاقة تؤدي الى صيغة جمع السرعات المتجهة.

اعتبر الراكض في الشكل ٢٠: ١٣. إن زخمه وطاقته في إطار إسناد القطار هما خ و τ ، وفي إطار اسناد الارض هما خ و τ . وبموجب المعادلتين ٢١: ٤١ و ٢١: ٤٢، فإن هذه الكميات ترتبط ببعضها بعضاً على النحو التالي:

$$(٤٦: ٢١) \dots \dots \left[\frac{E}{c} = \frac{(E'/c) + \beta_1 p'_x}{\sqrt{1 - \beta_1^2}} \right] \quad \tau = \frac{\text{خ} + \beta_1 (\tau/c)}{\sqrt{1 - \beta_1^2}}$$

$$(٤٦: ٢١) \dots \dots \left[p_x = \frac{p'_x + (\beta_1 E'/c)}{\sqrt{1 - \beta_1^2}} \right] \quad \text{خ} = \frac{(c/\tau) + \beta_1 \text{خ}}{\sqrt{1 - \beta_1^2}}$$

حيثُ السرعةُ النسبيَّةُ للطارين هي : $c, \beta = \text{سر}$. ومن الأبسط استخدامُ نِسَبِ الزخم - الطاقة لأنَّ (من المعادلة ٢١ : ٢٩) :

$$\left[\beta = \frac{pc}{E} \right] \quad \frac{c \dot{x}}{ط} = \beta$$

وبقسمةِ المعادلةِ ٢١ : ٤٧ على المعادلةِ ٢١ : ٤٦ نجدُ أنَّ :

$$\left[\beta = \frac{pc}{E} = \frac{p' + (\beta_1 E'/c)}{(E'/c) + \beta_1 p'} \right] \quad \frac{(c/ط, \beta) + \dot{x}}{\dot{x}, \beta + (c/ط)} = \frac{c \dot{x}}{ط} = \beta$$

$$= \frac{(p'c/E') + \beta_1}{1 + \beta_1(p'c/E')} \quad \frac{, \beta + (\dot{x}/c)}{(\dot{x}/c), \beta + 1} =$$

واخيراً يمكنُ وضعُ $c/ط$ مساويةً للمقدارِ $, \beta$ ، وهي سرعةُ الراكضِ (بوحدةِ c) في إطارِ اسنادِ القطار، فنحصلُ على :

$$\left[\beta = \frac{\beta_2 + \beta_1}{1 + \beta_1 \beta_2} \right] \quad \frac{, \beta + , \beta}{, \beta , \beta + 1} = \beta$$

صيغةُ جمعِ السرعاتِ المتجهة تتبعُ
من قانونِ التحويل

وهذه المعادلةُ ماثلةٌ للمعادلةِ ٢٠ : ٤٠ .

ولكن، ما الذي نقصده تماماً بقولنا إنَّ الطاقة هي المركبةُ الرابعةُ للزخم؟ يبدو انه لا يكفي ان نجيبَ على ذلك بقولنا إنها مركبةٌ تتجهُ في اتِّجاهِ الزمان . فنحن نستطيعُ ان نقدِّرَ معنى الشمال، والجنوب، والشرق، والغرب، وأعلى، وأسفل . ولكن أين هو اتِّجاهُ الزمان؟ ولسوءِ الحظِّ، فان الانسانَ يبدو عاجزاً عن تصوُّرِ اربعةِ ابعاد، وهذا هو بالضبطُ ما تتطلبُه منه النظريةُ النسبيَّة . ولعلَّ افضلَ ما يستطيعُ المرءُ ان يفعله هو أن يَمُدَّ extrapolate نَمَطَ تفكيرِه من بعدَّينِ إلى ثلاثةٍ ثم إلى اربعةٍ، وأن يُكوِّنَ الماثلاتِ analogies ، وان يستفيدَ مما قد تعلمه عن المكان والزمان . ومن قبيلِ الماثلة، فقد نفكرُ بحشرةٍ ثنائيةِ البعدِ تعيشُ حياتها في مستوى . إنها تعرفُ أنَّ المكانَ ذو بُعدينِ . واذا حاولت حشرةٌ أكثرُ فهما منها أنَّ

البعد الرابع

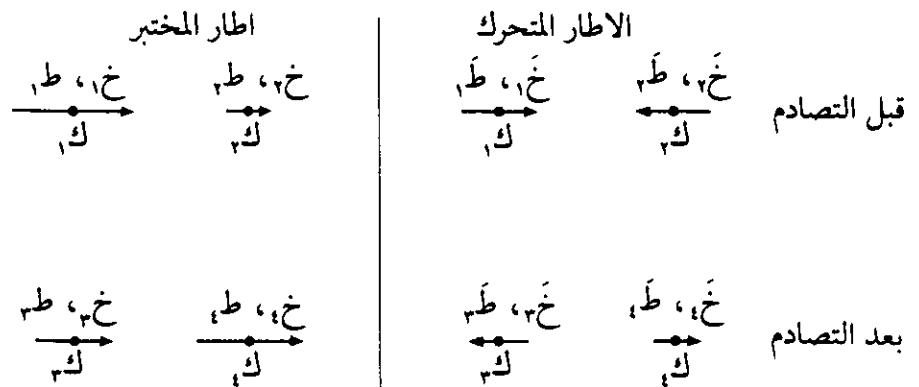
توضّح لها معنى البعد الثالث، فقد تضجّر من ذلك وتساءلُ مستغربة، «ولكن ما الذي تعنيه بالبعد الثالث؟ انه شيء لا نستطيع أن نوميء إليه، وهو شيء لا نخبره». ونحن المخلوقات الثلاثية الابعاد يجب على نحو مماثل ان نقنع بقبول البعد الرابع كشيء قابل للتصور بشكل غامض في افضل الأحوال، ولكنه مع ذلك أمر هام بصورة حيوية لتعميق وجهة نظرنا في العالم.

* ٢١: ٦ حركة الجسيمات في بعد واحد : Particles in one dimension

إن تصادم جُسَيمَين وتفاعلهما، حتى في بعد واحد، أمر معقّد بعض الشيء في النظرية النسبية، لأن كل جُسَيمٍ منها قد يُغيّر كتلته وكذلك زخمه وطاقته، ولأن بعض الجسيمات الجديدة قد تتكوّن نتيجة لذلك، وفي هذا الجزء سنحصّر اهتمامنا في فكرتين: فكرة الكتلة اللامتغيرة invariant mass وفكرة الطاقة المُتاحة available energy .

* الكتلة اللامتغيرة Invariant mass :

يبين الجزء العلوي اليسر من الشكل ٢١: ٩ زوجين من الجسيمات يتحرّكان على امتداد نفس الخطّ المستقيم في إطار المختبر. وللجسيم ١ الكتلة K_1 والمركبة السينية للزخم X_1 والطاقة P_1 .



الشكل ٢١: ٩: عرض لتصادم الجسيمين وتحولهما في اطاري الاسناد «قبل التصادم وبعده». اختير الاطار المتحرك ليكون هو اطار مركز الزخم حيث $X_{cm} = 0$ ، صفر، الكميات المحفوظة تكون واحدة عند الانتقال من الاعلى الى الاسفل. اما الكميات اللامتغيرة فهي واحدة عند الانتقال من اليسار الى اليمين.

أما الجسيم ٢ فله الكتلة ك_٢ والمركبة السينية للزخم خ_٢ والطاقة ط_٢.

وفي إطار اسناد في حركية نسبية بالنسبة الى المختبر (الجزء العلوي الايمن من الشكل)، فإن للجسيمين نفس الكتلتين السابقتين ك_١ وك_٢، الا أن زخبيهما وطاقتيهما يختلفان عما كانا عليه: خ_١، ط_١، خ_٢، وط_٢. وفي زمن لاحق، بعد تصادم الجسيمين، أو تفاعلهما، أو تحوُّلهما، أو انحلالهما، فقد يوجد أي عدد من الجسيمات، وليس بالضرورة احد الجسمين الاصلين أو كليهما. فقد نجد في المختبر، مثلاً، جُسمين كتلتاهما ك_١ وك_٢ وزخماهما وطاقتهما هي خ_٣، ط_٣، خ_٤، وط_٤، (الجزء السفلي الايسر من الشكل). اما في الاطار المتحرك (الجزء السفلي الايمن من الشكل)، فيكون لهذين الجسيمين مجموعة مختلفة من الزخم والطاقة: خ_٣، ط_٣، خ_٤، وط_٤.

ويُقال لكمية ما إنها لا متغيرة invariant إذا كانت واحدة في أطر الاسناد المختلفة. فالكتل الساكنة الفردانية ك_١ الى ك_٢ هي امثلة على اللامتغيرات. فهي واحدة عند الانتقال من اليسار الى اليمين في الشكل ٢١: ٩. ويُقال لكمية ما إنها محفوظة conserved، اذا لم تتغير مع الزمن، وظلت بعد التفاعل على حالها قبله. وتعتبر الطاقة الكلية في كلا الاطارين مثلاً على الكمية المحفوظة. إذ انها تظل على حالها عند الانتقال من الاعلى الى الاسفل في الشكل ٢١: ٩. ولذا ففي اطار المختبر، تكون الطاقة الكلية الثابتة ط_١ كما يلي:

التمييز بين اللامتغيرة والحفظ
(الانحفاظ)

$$ط_١ = ط_٢ + ط_٣ = ط_٤ \quad [E_T = E_1 + E_2 = E_3 + E_4] \quad \dots \dots (٢١: ٤٩)$$

لاحظ أن كمية لا متغيرة، ككتلة جسيم مفرد، ليست بالضرورة محفوظة، وأن كمية محفوظة، كالطاقة، ليست بالضرورة لا متغيرة. ويُعبّر عن حفظ الطاقة، في الاطار المتحرك، كما يلي:

$$ط_١ = ط_٢ + ط_٣ = ط_٤ \quad [E'_T = E'_1 + E'_2 = E'_3 + E'_4] \quad \dots \dots (٢١: ٥٠)$$

* «الزخم» في هذا الجزء بأكمله يعني المركبة السينية للزخم، وقد يكون موجباً أو سالباً.

وبلاحظ أنَّ ط_ر لا تساوي ط_ر.

أما الكمية التي تكون لامتغيرة ومحفوظة معاً فهي الكتلة اللامتغيرة كـ (M) للنظام التي تُعرَّف بالعلاقة التالية :

$$K^2 c^2 = \left(\frac{J}{c} \right)^2 - X^2 \quad (٥١: ٢١) \dots \dots \dots *$$

$$\left[M^2 c^2 = \left(\frac{E_T}{c} \right)^2 - p_T^2 \right]$$

تعريف الكتلة اللامتغيرة

حيث ط_ر [E_T] هي الطاقة الكلية في إطار المختبر، المُعطاة بالمعادلة ٤٩: ٢١، وحيث خ_ر هو مقدار الزخم الكلي في نفس الاطار:

$$X_r = |X_1 + X_2| = |X_3 + X_4| \quad (٥٢: ٢١) \dots \dots \dots$$

$$[p_T = |p_1 + p_2| = |p_3 + p_4|]$$

كتلة النظام هي لامتغيرة ومحفوظة

ويتبع حفظ كـ (M) مباشرة من حفظ الكميتين المُعرَّفتين لها: ط_ر وخ_ر. اما لا متغيريتها فتُستنتج من تحويل لورنتز. ومن المعادلتين ٤١: ٢١ و٤٢: ٢١، نستطيع أن نكتب ما يلي :

$$\frac{(X_1 + X_2) \beta + (P_1 + P_2) (c/\gamma)}{\gamma \beta - 1} = \frac{P_1 + P_2}{c}$$

$$\left[\frac{E_1 + E_2}{c} = \frac{(1/c)(E'_1 + E'_2) + \beta(p'_1 + p'_2)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]$$

$$\frac{(X_1 + X_2) \beta + (P_1 + P_2) (c/\gamma)}{\gamma \beta - 1} = (X_1 + X_2)$$

$$\left[(p_1 + p_2) = \frac{(p'_1 + p'_2) + \beta(1/c)(E'_1 + E'_2)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]$$

وبترتيب طرقي هاتين المعادلتين وأخذ الفرق بينهما، نحصل، بعد بعض العمليات الجبرية، على شرط اللامتغيرة :

* يُمكن تعميم التعريف على أكثر من جسيمين وعلى الحركة في ثلاثة أبعاد.

$${}^2(\dot{x}_1 + \dot{x}_2) - {}^2\left[\left(\dot{p}_1 + \dot{p}_2\right) \frac{1}{c}\right] = {}^2(\dot{x}_1 + \dot{x}_2) - {}^2\left[\left(\dot{p}_1 + \dot{p}_2\right) \frac{1}{c}\right]$$

$$\left[\frac{1}{c}(E_1 + E_2)\right]^2 - (p_1 + p_2)^2 = \left[\frac{1}{c}(E'_1 + E'_2)\right]^2 - (p'_1 + p'_2)^2$$

وهذا بالطبع مكافئ لما يلي:

$$(٥٣: ٢١) \dots\dots\dots {}^2\dot{x} - {}^2\left(\frac{\dot{p}}{c}\right) = {}^2\dot{x} - {}^2\left(\frac{\dot{p}}{c}\right)$$

$$\left[\left(\frac{E_T}{c}\right)^2 - p_T^2\right] = \left[\left(\frac{E'_T}{c}\right)^2 - p'^2_T\right]$$

وبما أن الطرف الايمن هو، بالتعريف، c^2 ، فإن الطرف الايسر يكون مساوياً ايضاً لنفس المقدار:

$$(٥٤: ٢١) \dots\dots\dots {}^2\dot{x} - {}^2\left(\frac{\dot{p}}{c}\right) = {}^2c^2$$

$$\left[M^2c^2 = \left(\frac{E_T}{c}\right)^2 - p'^2_T\right]$$

وتظهر المعادلتان ٥١: ٢١ و ٥٤: ٢١ لامتغيرية ك (M).

إن المعادلة ٥١: ٢١ (أو ٥٤: ٢١) هي في الواقع معادلة مُعرَّفة للكتلة الساكنة (انظر المعادلة ٣٩: ٢١). ولذلك فإن ك (M) هي الكتلة الساكنة للنظام system، وهي فكرة يجب تمييزها بحرص من الكتل الساكنة لمكونات النظام. تصوّر الجسيمين ١ و ٢ داخل علبة افتراضية لا كتلة لها. وفي إطار اسناد ما، نرمز اليه بفتحتين double primes، يكون الزخم الكلي صفراً:

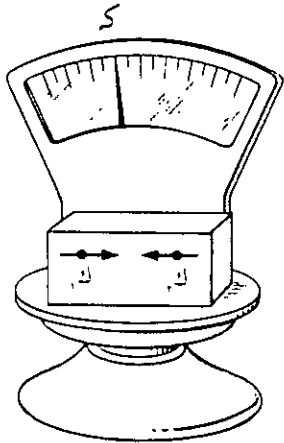
$$[p''_1 = p''_1 + p''_2 = 0] \quad \dot{x}_1 + \dot{x}_2 = \text{صفر}$$

(ومثل هذا الاطار يمكن العثور عليه عادةً *، ويدعى باطار مركز الزخم center-of-momentum [c.o.m]، وهو نفس إطار مركز الكتلة عند الحد اللانسبوي center-of-mass). وفي هذا الاطار، وبسبب لامتغيرية كـ (M)، تكون الطاقة الكلية كما يلي:

$$ط_ج = ك + ط_ك = [E_T'' = Mc^2] \dots\dots\dots (٥٥:٢١)$$

الطاقة في اطار مركز الزخم

وعند النظر الى النظام ككل، نجد أنه يتصرف كجسم واحد ساكن كتلته كـ (M). وإذا وُضعت العلبة الحاوية للجسيمين على كفة ميزان، فانه يقرأ كـ (M) (الشكل ١٠: ٢١). وبصورة عامة، فان كـ (M) لا تساوي ك_١ + ك_٢. فمثلاً، قد يكون الجسيمن فوتونين، كتلة كل منهما = صفر، ومع ذلك فإن زوجي الفوتونات يشكل نظاماً له كتلة لا متغيرة ومحفوظة.

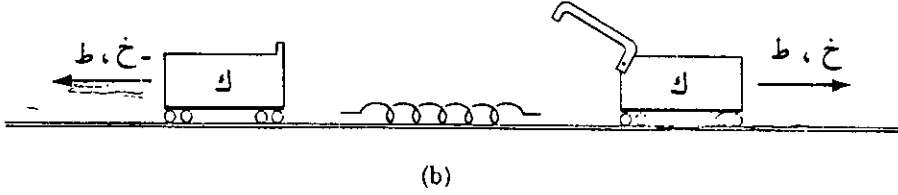
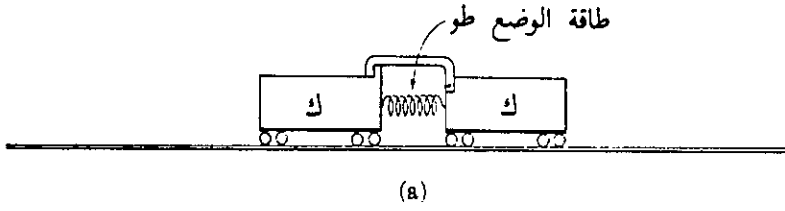


الشكل ١٠: ٢١ كتلة نظام:
اذا كان الزخم الكلي صفراً،
فإن الكتلة الساكنة للنظام
ككل هي نفسها كتلته
اللامتغيرة كـ (M)، وبصورة
عامة فإن كـ (M) لا تساوي:
ك_١ + ك_٢.

مثال ١: قد تختلف كـ (M) عن ك_١ + ك_٢ بسبب طاقة التفاعل. والديوترون مثال على ذلك. ويبيّن الشكل ١١: ٢١ مثلاً آخر. للزنبك المضغوط بين عربتين طاقة وضع طو (U). وعندما يُفكّ الماسك، تنفصل العربتان، بطاقة لكل منهما تساوي ك_٢ + $\frac{1}{2} طو$ [mc² + $\frac{1}{2} U$]. وبزخمين متساويين في المقدار ومتضادين في الاتجاه. وتكون الطاقة الكلية والزخم كما يلي: ط_ج = ٢ ك_٢ + طو، وخ_ج = صفر. وبوضع هاتين القيمتين في المعادلة ٥١: ٢١، نحصل على:

$$ط_ج = ٢ ك + \frac{طو}{٢٢} \\ \left[M = 2m + \frac{U}{c^2} \right]$$

* استثناء لذلك، اعتبر زوجين من الفوتونات يتحركان في نفس الاتجاه. وحتى عندما لا يوجد ما يدعى باطار مركز الزخم، فان كـ (M) تظل ثابتاً لامتغيراً.



الشكل ١١: ٢١ الكتلة اللامتغيرة لنظام مكون من عربتين هي $ك + طو/c^2$ [$2m + U/c^2$] سواء قبل انفصال العربتين أو بعده.

وهذه تساوي كتلة النظام سواء قبل افلات الماسك أو بعده. (لاحظ أن $ك > ك_1 + ك_2$ في حالة الديوترون، بينما $ك < ك_1 + ك_2$ في هذا المثال).

■ مثال ٢: قد تختلف الكتلة $ك$ (M) عن $ك_1 + ك_2$ بسبب الطاقة الحركية [كما في الشكل ١١: ٢١ (ب)]. وكمثال على ذلك نعتبر فوتونين في اتجاهين متضادين. ولنفرض انهما شعاعا غاما، gamma rays، احدهما بطاقة مقدارها ٥٠٠ م إف (MeV)، والآخر بطاقة مقدارها ٢ م إف ($2MeV$). ومن ثم فإن $ط = ٥٠٠$ م إف، و $خ = ١٥ = c$ م إف. ومن ذلك نجد أن:

$$ك = \sqrt{٢(٥٠٠)^2 - (١٥)^2} / c$$

اي أن كتلة هذا النظام المكون من فوتونين تساوي ٣٦×١٠^{-٣٠} ك غ، اي تقريباً اربع مرات قدر كتلة الالكتران.

* الطاقة المتاحة Available energy :

ثمة سؤال في غاية الأهمية العملية المتعلقة باستخدام المسارعات، وهو: عند تصادم جسيمين بآخر، فما الجزء من الطاقة الكلية للجسيمين الذي يكون متاحاً لخلق كتلة جديدة؟ وهذا السؤال سبق لنا ان عالجنه من وجهة نظر لانسبوية nonrelativistic في الجزء ١٢: ٦. أما هنا فسنعالجه من وجهة نظر نسبوية.

حالة للتحليل: جسيمان
ابتدائيان: كتلتاهما متساويتان

وللسهولة، نعتبر جسيمين متساويي الكتلة ك (m): أحدهما - الجسيم الهدف target particle - ساكن في البداية (الجزء العلوي اليسر من الشكل ١٢: ٢١). وهذه حالة شائعة، تشمل الحالة الهامة لقذائف البروتونات التي تضرب نوى الهيدروجين. وفي إطار اسناد مركز الزخم (c.o.m.) (الجزء العلوي اليمين من الشكل ١٢: ٢١)، يكون للجسيمين زخمان متساويان في المقدار ومتضادان في الاتجاه. ويتحرك هذا الاطار بالسرعة سر (v) بالنسبة للمختبر؛ اما الرموز الاخرى فمعروفة في الشكل.

وفي إطار المختبر، يجب على الجسيم او الجسيمات الناتجة عن التصادم ان يكون لها طاقة حركية، وإلا، فان الزخم النهائي الضروري سوف لن يتوفر. أما في إطار مركز الزخم (c.o.m.)، فيمكن للجسيمات ان يكون لها طاقة حركية، الا ان ذلك ليس ضرورياً. ولأن الزخم الكلي في هذا الاطار يساوي صفراً، فان ناتج التصادم قد يكون جسيماً [أو مجموعة من الجسيمات كتلتها الكلية ك (M)] يقبع في حالة سكون (الجزء السفلي اليمين من الشكل ١٢: ٢١). وهذه الحالة ناشئة عن كون الكتلة الساكنة أكبر ما يمكن. ويعني ذلك أن جميع الطاقة المتاحة قد تحولت الى كتلة، ولم يتحول شيء منها الى طاقة حركية.

نحصل على القيمة العظمى
للكتلة الساكنة للنواتج عندما
تكون طع = صفر في إطار
مركز الزخم

إن الكتلة ك (M) هي، في الواقع، الكتلة اللامتغيرة للنظام. وفي إطار مركز الزخم (c.o.m.) بعد التصادم (الجزء السفلي اليمين من الشكل ١٢: ٢١)، تكون قيمتها كما يلي:

$$\left[M^2 c^2 = \left(\frac{E_T'}{c} \right)^2 - 0 = \frac{E_T'^2}{c^2} \right] \quad \frac{ط_J}{\gamma c} = \text{صفر} - \left(\frac{ط_J}{c} \right) = \gamma c^2 K$$

أما في إطار المختبر قبل التصادم (الجزء العلوي اليسر من الشكل)، فإن قيمتها تُعطى بما يلي:

$$K^2 C^2 - \frac{p^2}{C^2} = K^2 X^2$$

$$\dots (٥٦:٢١) \quad \frac{1}{C^2} (K^2 C^2 + p^2) - K^2 X^2 =$$

$$\left[M^2 c^2 = \frac{E_T^2}{c^2} - p_T^2 \right]$$

$$= \frac{1}{c^2} (E_1 + mc^2)^2 - p_1^2.$$

ويمكن تبسيط هذه النتيجة بوضع $(\frac{p}{C})^2$ كـ $K^2 C^2$ بدلاً من X^2 (باستخدام المعادلة ٤٠:٢١). وبذلك تزول المعادلة ٥٦:٢١ بقليل من العمليات الجبرية الى:

$$\dots (٥٧:٢١) \quad K^2 C^2 = K^2 (C^2 + p^2)$$

$$\left[M^2 c^2 = 2m(mc^2 + E_1) \right]$$

وكما هو مبين في الشكل ١٢:٢١، فإن p هي الطاقة الابتدائية للجسيم القذيفة. اما الطاقة المركزة في صورة كتلة ساكنة، قبل التصادم، فهي $K^2 C^2$. وأما بعد التصادم، فإن الطاقة العظمى التي تكون على صورة كتلة ساكنة هي $K^2 C^2$. ويعرف الفرق بين هاتين القيمتين على أنه الطاقة المتاحة:

$$\dots (٥٨:٢١) \quad \text{ط المتاحة} = K^2 C^2 - K^2 C^2$$

$$\left[E_{\text{available}} = Mc^2 - 2mc^2 \right]$$

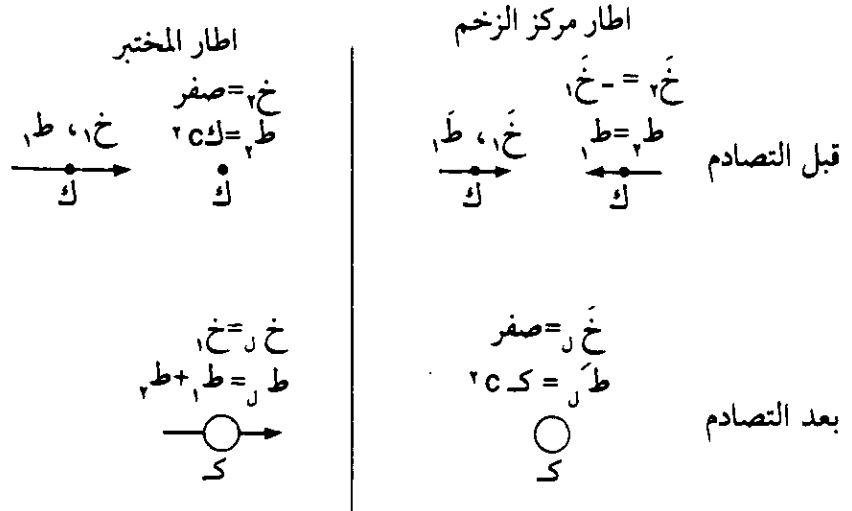
وباستخدام المعادلة ٥٧:٢١، نجد أن:

$$\dots (٥٩:٢١) \quad \text{ط المتاحة} = \sqrt{K^2 C^2 - (K^2 C^2 + p^2)} - K^2 C^2$$

$$\left[E_{\text{available}} = \sqrt{2mc^2(mc^2 + E_1)} - 2mc^2 \right]$$

الطاقة المتوافرة لصنع كتلة جديدة

وبالنسبة لجسيم قذيفة «بطيء»، فمن المفيد أن نكتب p كمجموع طاقة كتلة mass energy وطاقة حركية:



الشكل ١٢:٢١: تصادم جسيم قذيفة مع جسيم هدف مساو له في الكتلة : الطاقة المتاحة هي الطاقة العظمى التي يمكن أن تتحول إلى كتلة في النظام النهائي . وهي تساوي $\gamma c - \gamma c$ عندما تكون الطاقة الحركية للكتلة ك (M) تساوي صفراً في إطار مركز الزخم c.o.m. frame.

$$[E_1 = mc^2 + K] \quad \text{ط} = \gamma c + \gamma c$$

ط $\gg \gamma c$

$$|K \ll mc^2|$$

ونترك كتمرين للقارئ اثبات أن الطاقة المتاحة، عندما ط $\gg \gamma c$ ، هي :

$$\text{ط متاحة} \cong \frac{1}{4} \text{ط} \quad (\text{الحد اللانسبوي}) \quad \dots \dots (٦٠:٢١)$$

$$[E_{\text{available}} \cong \frac{1}{2}K]$$

وهذه النتيجة تؤيد المعادلة ٩٦:١٢. وفي الحد المقابل لذلك أي حد الجسيم القذيفة الفوق نسبوي : ط $\gg \gamma c$ ، فإن النتيجة التقريبية تكون :

ط $\gg \gamma c$

$$|K \gg mc^2|$$

$$\text{ط متاحة} \cong \gamma c \left(1 - \frac{\gamma c}{\gamma c} \right) \quad (\text{الحد الفوق نسبوي}) \quad \dots \dots (٦١:٢١)$$

$$[E_{\text{available}} \cong 2mc^2 \left(\sqrt{\frac{E_1}{2mc^2}} - 1 \right)]$$

ولبروتون طاقته ٣٠٠ ج إف [300 GeV] (ك ٢ c ≅ ١ ج إف) في مختبر المسارع الوطني National Accelerator Laboratory في ولاية إلينوي Illinois ، فان استخدام أي من المعادلتين ٢١ : ٥٩ و ٢١ : ٦١ يعطينا قيمة للطاقة المتاحة تساوي ٢٢ ج إف . ولسوء الحظ ، فإن النظرية النسبية تنأمر على جعل الطاقة المتاحة في المسارعات الكبيرة أقل بكثير من الطاقة الساقطة incident energy . أما النتيجة اللانسبوية لنفس البروتون فهي :

مثال : من طاقة مقدارها ٣٠٠ ج إف تكون الطاقة المتاحة ٢٢ ج إف فقط

$$\text{ط متاحة} = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{(300 \text{ ج إف})} = 150 \text{ ج إف}.$$

وتما له بعض الأهمية إيجاد سرعة إطار مركز الزخم (c.o.m.) في الشكل ٢١ : ١٢ . ويوفر لنا شرط الزخم الكلي الصفري في هذا الإطار طريقة لاجراء ذلك . ويمكن ترجمة المعادلتين ٢٠ : ٣٠ و ٢٠ : ٣١ من الزمكان إلى الزخم - الطاقة عن طريق اجراء التناظر المين في الصيغ ٢١ : ٤٥ . ومن ثم فإن التحويل من إطار المختبر إلى إطار مركز الزخم c.o.m.frame يكون (جزئيا) كما يلي :

$$\bar{x}_1 = \frac{(c/\gamma)\beta - x_1}{\gamma\beta - 1\sqrt{}} \quad \left[p'_1 = \frac{p_1 - \beta(E_1/c)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]$$

$$\bar{x}_2 = \frac{\text{صفر} - \beta c}{\gamma\beta - 1\sqrt{}} \quad \left[p'_2 = \frac{0 - \beta mc}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]$$

[لاحظ في المعادلة الأخيرة اننا استخدمنا $\bar{x}_2 = \text{صفر}$ ، $\bar{x}_1 = c\beta$] . وإذا وضعنا $\bar{x}_2 = -\bar{x}_1$ ، فان الحل من أجل β يصبح بسيطا . والنتيجة هي :

$$\beta = \frac{c\bar{x}_1}{c\bar{x}_1 + \gamma c^2} \quad \left[\beta = \frac{p_1 c}{mc^2 + E_1} \right] \dots\dots\dots (٢١ : ٦٢)$$

سرعة اطار مركز الزخم

ويمكن مقارنة هذه النتيجة بالعلاقة $\beta = c/s$ ، حيث s هي سرعة الجسيم الساقط (القذيفة) في إطار المختبر . إن المعادلة ٢١ : ٢٩ تعطينا :

ويكفي تحليل العملية في إطار اسناد واحد. وبين الشكل ٢١: ١٣ الوضعين «قبل» و«بعد» حدث التشتت في إطار اسناد المختبر. وفي حالة سقوط فوتونات عالية الطاقة، يمكن إهمال الحركة الابتدائية للإلكترون، (مع أن هذا لا يصح في حالة الضوء المرئي). ويُعامل الإلكترون كهدف جُسمي ساكن. ويقترب الفوتون من الإلكترون بتواتر ν ، وينتعد عنه بتواتر أقل ν' بعد أن ينحرف عن مساره السابق بزاوية θ . ويصنع زخم الإلكترون المرتد recoiling الزاوية ϕ مع اتجاه سقوط الفوتون. وإذا عرفنا الاتجاهين s و s' كما في الشكل ٢١: ١٣، فانا نستطيع كتابة معادلتين لحفظ الزخم ومعادلة واحدة لحفظ الطاقة، على النحو التالي:

$$\text{خ سر: } \frac{\nu h}{c} = \frac{\nu' h}{c} \cos \theta + p \cos \phi$$

$$[p_x: \quad \frac{h\nu_1}{c} = \frac{h\nu_2}{c} \cos \theta + p \cos \phi] \quad (٢١: ٦٤) \dots\dots\dots$$

معادلات الحفظ لتصادم فوتون -
الإلكترون

$$\text{خ سر: صفر} = \frac{\nu h}{c} \cos \theta + p \cos \phi$$

$$[p_y: \quad 0 = \frac{h\nu_2}{c} \sin \theta - p \sin \phi] \quad (٢١: ٦٥) \dots\dots\dots$$

$$\text{ط: } \nu h + \nu' h = \nu c + \nu' h$$

$$[E: \quad h\nu_1 + mc^2 = h\nu_2 + E] \quad (٢١: ٦٦) \dots\dots\dots$$

ان طاقتي الفوتون قبل التصادم وبعده هما νh و $\nu' h$ وكذلك فزخمه قبل التصادم وبعده هما $\frac{\nu h}{c}$ و $\frac{\nu' h}{c}$. أما عوامل الجيب وجيب التمام فهي ضرورية للحصول على مركبات الزخم في الاتجاهين s و s' . وما نسعى للحصول عليه من هذه المعادلات هو تعبير للتواتر النهائي ν' بدلالة التواتر الابتدائي ν وزاوية التشتت θ . ويتطلب هذا حذف المجاهيل ϕ ، x ، و p . ولاجاء ذلك نحتاج إلى معادلة إضافية، هي العلاقة بين p و E للإلكترون المرتد:

$$p^2 c^2 + m^2 c^4 = E^2$$

$$[p^2 c^2 + m^2 c^4 = E^2] \quad (٢١: ٦٧) \dots\dots\dots$$

وتحتوي المعادلات الأربع السابقة على جميع المبادئ الفيزيائية. وما يبقى عبارة عن معالجات جبرية. فمن المعادلة ٢١: ٦٤، نكتب ما يلي:

$$h(\nu_1 - \nu_2 \cos \theta) = \frac{1}{2} m c^2 \gamma^2$$

$$[p^2 c^2 \cos^2 \varphi = (h\nu_1 - h\nu_2 \cos \theta)^2]$$

كذلك تعطينا المعادلة ٢١: ٦٥ ما يلي:

$$h(\nu_1 + \nu_2 \cos \theta) = \frac{1}{2} m c^2 \gamma^2$$

$$[p^2 c^2 \sin^2 \varphi = (h\nu_2 \sin \theta)^2]$$

ان مجموع الطرفين الايمنين لهاتين المعادلتين هو $\frac{1}{2} m c^2 \gamma^2$ ، لأن $\gamma^2 = 1 + \frac{v^2}{c^2}$. وباستخدام المتطابقة identity المثلثية نفسها للزاوية θ ، يصبح مجموع الطرفين الايسرين: $h(\nu_1 + \nu_2 - \nu_1 \cos \theta - \nu_2 \cos \theta)$. وهكذا نحصل على معادلة حذفت منها φ ، وهي:

$$h(\nu_1 + \nu_2 - \nu_1 \cos \theta - \nu_2 \cos \theta) = \frac{1}{2} m c^2 \gamma^2$$

$$[p^2 c^2 = h^2(\nu_1^2 + \nu_2^2 - 2\nu_1 \nu_2 \cos \theta)] \quad (21: 68)$$

ومن المعادلة ٢١: ٦٦، نحصل على:

$$h(\nu_1 + \nu_2 - \nu_1 \cos \theta - \nu_2 \cos \theta) = \frac{1}{2} m c^2 \gamma^2$$

$$\left[E^2 = h^2 \left(\nu_1 - \nu_2 + \frac{mc^2}{h} \right)^2 \right]$$

والفرق بين هاتين المعادلتين يُوفّر مزيداً من التبسيط. فالطرفان الايمنان يُعطيان: $\frac{1}{2} m c^2 \gamma^2$ = $\frac{1}{2} m c^2$ ، بينما يعطي الطرفان الايسران:

$$h(\nu_1 + \nu_2 - \nu_1 \cos \theta - \nu_2 \cos \theta) = \frac{1}{2} m c^2 \gamma^2$$

$$[2h(\nu_1 - \nu_2)mc^2 - 2h^2\nu_1\nu_2(1 - \cos \theta) + m^2c^4]$$

وعند مساواة هذا التعبير بالكمية $\frac{h}{\lambda_2}$ ، نحصلُ على مزيدٍ من الحذف ، ويتبقى لدينا :

$$\text{صفر} = h\nu_2 - h\nu_1 \quad \text{ك} \quad \frac{h}{\lambda_2} - \frac{h}{\lambda_1} = (1 - \cos \theta) \quad (٦٩ : ٢١)$$

$$\left[0 = 2h(\nu_1 - \nu_2)mc^2 - 2h^2\nu_1\nu_2(1 - \cos \theta) \right]$$

وأخيراً ، بتجميع التواترين في جانب واحدٍ من المعادلة ، نجدُ أن :

$$\frac{h}{\lambda_2} - \frac{h}{\lambda_1} = (1 - \cos \theta) \quad (٦٩ : ٢١)$$

$$\left[\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1\nu_2} = \frac{h}{mc^2} (1 - \cos \theta) \right] \quad (٦٩ : ٢١) \dots\dots\dots$$

نقصانُ التواتر

ويمكنُ الحصولُ على مزيدٍ من التبسيطِ اذا عبّرنا عن هذه النتيجة بدلالةِ الطولِ الموجيِّ بدلاً من التواتر. لاحظُ أن :

$$\left(\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1\nu_2} \right) c = \frac{c}{\nu_1} - \frac{c}{\nu_2} = \lambda_1 - \lambda_2 \quad (٧٠ : ٢١) \dots\dots\dots$$

$$\left[\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{c}{\nu_2} - \frac{c}{\nu_1} = \frac{c(\nu_1 - \nu_2)}{\nu_1\nu_2} \right]$$

وباستخدام المعادلةِ ٦٩ : ٢١ نجدُ أن :

$$\left(\frac{h}{\lambda_2} - \frac{h}{\lambda_1} \right) = (1 - \cos \theta) \quad (٧١ : ٢١)$$

$$\left[\lambda_2 - \lambda_1 = \left(\frac{h}{mc} \right) (1 - \cos \theta) \right] \quad (٧١ : ٢١) \dots\dots\dots$$

زيادة الطول الموجي

وهذه النتيجة الهامة تُعبّرُ عن الزيادةِ في الطولِ الموجيِّ للفوتونِ المشتت بدلالةِ زاويةِ تشتته θ ، وتوليفةٍ واحدةٍ من الثوابتِ الأساسيةِ $\frac{h}{mc}$. وتُدعى هذه التوليفةُ بطولِ موجةِ كومبتون Compton wavelength . ويرمزُ اليها عادةً بالرمزِ λ_c^* :

* ثمة كميةٌ أخرى تقابلها كثيراً ، وهي «طول كومبتون الموجي المختزل wavelength reduced Compton» ، λ_c ، ويعرفُ

$$\text{على النحو التالي : } \lambda_c^* = \frac{h}{mc} = \frac{h}{9.1 \times 10^{-31} \times 3 \times 10^8} = 2.426 \times 10^{-12} \text{ م} = 2.426 \text{ فم}.$$

$$(٧٢: ٢١) \dots\dots\dots \lambda = \frac{h}{mc} = 2.426 \times 10^{-12} \text{ m}$$

طول موجة كومبتون

ان طول كومبتون الموجي وَسَطُ في قيمته بين حجمِ الذرة (~ ١٠^{-١٠} م) وحجمِ النواة (~ ١٠^{-١٤} م). لاحظْ أنه الطول الموجي لفوتون طاقته ك ٥١١ . . م.إف. ولمثلِ هذا الفوتون، نجدُ أن:

$$(٧٣: ٢١) \dots\dots\dots \lambda = \frac{h}{mc} = \frac{ch}{mc^2} = \frac{c}{\nu} = \lambda$$

$$\left[\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{h\nu} = \frac{hc}{mc^2} = \frac{h}{mc} \right]$$

وعلى أية حالِ فإن المعادلةَ ٧١: ٢١ تصحُّ لجميعِ الفوتوناتِ التي تزيدُ طاقتها على بضعة عشراتِ الإلكترون فولتات (إف)، [وهو حدُّ ادنى يلزمُ لجعلِ تقريبِ الإلكترونِ كهْدِفٍ ساكنٍ تقريباً صحيحاً].

وتستحقُّ أيةُ معادلةٍ هامةٍ الفَحْصَ في عدَّةِ أوضاعٍ حدّية. ونلاحظُ من المعادلةِ ٧١: ٢١، أن $\Delta \lambda = (\lambda - \lambda_0)$ تساوي صفرًا عندما تكون $\theta = 0$ صفر، وهي نتيجةٌ متوقَّعةٌ لأن الفوتونَ لا يتشتتُ في هذه الحالة، وأنها تساوي λ_2 عندما تكون $\theta = \pi$. ويوفر طول كومبتون الموجي مقياساً للتغيُّراتِ الحادثةِ في الطولِ الموجي. فبالنسبةِ لفوتونٍ طاقته قليلةٌ [قليلةٌ بالمقارنة مع ٥ . . م.إف (0.5 MeV)]، فإنَّ طولَ الموجةِ الساقطةِ λ_0 يكونُ أكبرَ بكثيرٍ من λ . ولذلك يكونُ التغيُّرُ في الطولِ الموجي جزءاً يسيراً من الطولِ الموجي:

$$(٧٤: ٢١) \dots\dots\dots \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{\lambda_0} (1 - \cos \theta) \ll 1$$

$$\left[\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_0}{\lambda} (1 - \cos \theta) \ll 1 \right]$$

• ~ ١٠^{-١٠} م تعني من رتبة المقدار ١٠^{-١٠} م.

وعلى نحو مماثل، يكون التغيرُ الجزئيُّ في طاقةِ الفوتونِ صغيراً. وهذا الحدُّ (أي $\gg 0$ ، مـ إف) ينطبقُ على الأشعةِ السينيةِ التي لاحظَها كومتون. وبينَ الشكلِ ٢١: ١٤ عينةٌ من نتائجهِ التجريبيةِ. وفي حدِّ الطاقةِ العاليةِ المقابل، حيثُ $h\nu \gg mc^2$ ، يكونُ الطولُ الموجيُّ الساقطُ λ أقلَّ بكثيرٍ من λ_c . ومن ثم يكونُ التغيرُ في الطولِ الموجيُّ أكبرَ بكثيرٍ من الطولِ الموجيُّ الابتدائي، ويمكنُ تقريبُ المعادلةِ ٢١: ٧١ على الصورةِ التالية:

$$h\nu \gg mc^2$$

$$\lambda \approx \lambda_c (1 - \cos \theta) \quad \text{[طاقة عالية] (٢١: ٧٥)}$$

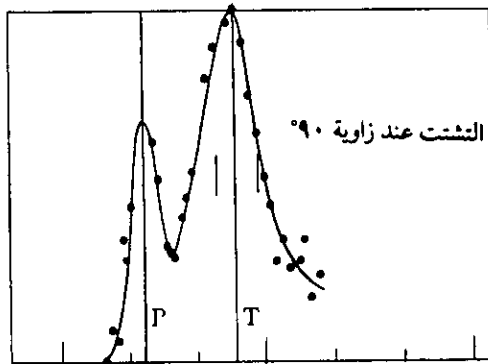
$$[\lambda_2 \approx \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) \quad \text{(high energy)}]$$

ومهما تكن الطاقةُ الابتدائيةُ كبيرةً، فإن الطاقةَ النهائيةَ تكون في حدود ٥٠، مـ إف عند تشتتِ الفوتونِ بزاويةٍ ملموسةٍ. وبقدرٍ أكبرٍ من الدقة، فإن:

$$h\nu = \frac{mc^2}{1 - \cos \theta} \quad \text{[طاقة عالية] (٢١: ٧٦)}$$

$$[h\nu_2 \approx \frac{mc^2}{1 - \cos \theta} \quad \text{(high energy)}]$$

وبالرغم من أننا لن نفعلَ ذلك هنا، فمن السهلِ إيجادُ طاقةِ الإلكترونِ المرتدِّ وزخمِهِ وكذلك الزاويةِ ϕ لمساره.



الشكل ٢١: ١٤: عينة من النتائج التجريبية لأرثر كومتون [Physical Review, 22, 409 (1923)]: يُبين الشكل شدة الأشعة السينية المشتتة من هدف جرافيت كدالة في الطول الموجي عند تثبيت زاوية التشتت. ويبين الخطُ P مركبةً للاشعاع المُشتت لم يتغير طولها الموجي: $\lambda = \lambda_c$ ، $h\nu = 0$. أما الخطُ T فيبينُ المركبة التي زاد طولها الموجي: $\lambda = \lambda_c + \Delta\lambda$ ، $h\nu = 0$. وبالنسبة لزاوية التشتتِ المعتبرة هنا والتي مقدارها ٩٠°، فإن $\Delta\lambda = 0.٢٤٣$ ، $h\nu = 0$.

٢١: ٨ أهمية النظرية النسبية الخاصة : The significance of special relativity

ان آية نظرية ناجحة في العلم تُسهّم في الفهم الانساني بطريقتين. فهي ، أولاً ، تهيء تفسيراً مقنعاً لمجموعة من حقائق الطبيعة الامبريقية، وتبين كيفية فهم جميع هذه الحقائق بدلالة عدد قليل من الافكار البسيطة. ويُعتبر نجاحها في التنبؤات الكمية الاختبار الحاسم acid test لها. غير ان النظرية الجيدة لا تقتصر على ذلك، وانما تؤدي ما هو أبعد منه. فهي تُغيّر بعمق تقريباً وجهة نظر الانسان في الكون المحيط به. وهي تفعل ذلك باظهار نفع مفهوم جديد وبالتالي إثبات أهميته. ففكرة المجال field مثلاً، التي نبتت من النظرية الكهرومغناطيسية، تبقى في يومنا هذا مفهوماً اساسياً في الفيزياء الحديثة، بعد أن تعاظمت أهميتها كثيراً في المائة سنة الاخيرة. ومن النسبية انبثقت فكرة اللامتغيرية invariance ، التي هي دعامه لكل فرع من فروع العلم الفيزيائي المعاصر.

وبالاضافة الى إدخال مفاهيم جديدة، فقد تُغيّر النظرية بصورة ثورية revolutionize نظرتنا الى الطبيعة عن طريق ضم مفاهيم عتيقة أوحقائق قديمة معاً بطريقة جديدة تماماً وغير متوقعة. إن ثورة النسبية قد نبتت إلى حد كبير من تأليف أفكار كان يُظنّ فيما مضى أنها مُنفصلة عن بعضها بعضاً. فالمكان والزمان قد ضُمّا معاً في مفهوم واحد هو الزمكان spacetime ، والمجالان الكهربائي والمغناطيسي قد وُحدا معاً في مُتدّة tensor المجال الكهرومغناطيسي، كما تمّ توحيد الزخم والطاقة، واطهار أن الكتلة شكل آخر من اشكال الطاقة. وعندما رُبطت النسبية بميكانيك الكم (الميكانيك الكوانتية) ظهرت روابط أخرى غير متوقعة، فغزل spin الالكترن ووجود ضديدات الجسيمات antiparticles كانت نتائج باهرة لتطلبات اللامتغيرية النسبوية.

وثمة أهمية خاصة للنظرية النسبية الخاصة، تتعلق بالدور الذي قامت به في الفيزياء كنوع من النظرية الفوقية supertheory. فجميع قوانين الطبيعة، قال أينشتاين، يجب أن تكون واحدة في جميع أطر الاسناد القصورية. وقد كان متطلب اللامتغيرية invariance requirement هذا قيداً قوياً على نحو مذهش على ابتكارات العلماء المطلقة. ففي سعيهم الى سبر غور probing العالم المجهول من التفاعلات بين الجسيمات الأولية

تعلّم الفيزيائيون أن رَفَضَ جميعِ قوانينِ التفاعلِ التي لا تتوافقُ مَعَ مبدأِ النسبيةِ Principle of Relativity يتركُ امامهم خياراتٍ محدودةً فقط . وبالإضافةِ الى لامتغيريةِ النسبيةِ relativistic invariance (في الأطرِ القصورية)، اكتُشِفَتِ انواعٌ أخرى من مبادئِ اللامتغيرية . وأما أن تناولَ جميعِ مبادئِ اللامتغيريةِ معاً سيحددُ بشكلٍ جامدٍ قوانينَ الطبيعةِ التي يمكنُ تصوُّرها إلى حَدٍّ أن القوانينَ الفعليةَ ستعَيَّنُ بشكلٍ متفردٍ بمتطلباتِ اللامتغيريةِ وحدها، فيظلُّ سؤالاً مفتوحاً مثيراً للتحدي . وإذا كان الامرُ كذلك، فإن فكرةَ اللامتغيريةِ التي استحدثتها النسبيةُ الخاصةُ تكونُ قد ارتقت الى الموقعِ المركزيِّ في كلِّ الفيزياء .

ازالت النسبية آخر دعامةٍ لتميز
الأرض

لقد كان للنسبية، أكثر من أية نظريةٍ أخرى منذ ميكانيك نيوتن، اثرٌ كبيرٌ على نظرةِ الانسانِ الى موقعه في الكون . وقد حدثَ هذا جزئياً لأن النسبيةَ قد ازالَتِ نهائياً الآثارَ الباقيةَ لوجهةِ النظرِ التي سادت قبلَ ثورةِ كوبرنيكس pre-Copernican حولَ المكانةِ المُميزةِ لطبيعةِ الانسانِ ولأرضه . وبزوالِ الاثير، زالَ معه كُلُّ أملٍ في أن الأرض، أو حتى نظامنا الشمسي أو مجرتنا، يمكنُ أن تكونَ إطارَ اسنادٍ مفضَّلٍ في الكون . ان فراغَ آينشتاين الحالي الذي حلَّ محلَّ أثيرِ نيوتن وماكسويل قد ألقى بالانسان طافياً من دون ايةِ مرساةٍ في الكون . وبزوالِ المرساةِ المكانيةِ spatial anchor زالت المرساةُ الزمانيةُ temporal anchor ، إذ استبدلَ الزمنُ النسبيُّ ومزجُ المكانِ والزمانِ بالزمنِ المطلقِ .

تخرقُ النسبيةُ الفطرةَ السليمةَ

اما المظهرُ الآخرُ الحيويُّ لِأثرِ النسبيةِ على وجهةِ نظرِ الانسانِ حولَ موقعه في الكون فيمكنُ تلخيصُه بالعبارَةِ التالية: تخرقُ violates النسبيةُ الفطرةَ السليمةَ common sense . انَّ الفطرةَ السليمةَ، أو الحدسَ intuition، أو الحقيقةَ البيّنةَ، تنبعُ من ادراكِ الانسانِ للعالمِ من حوله . لقد علّمتنا النسبيةُ أن ادراكَ الانسانِ دليلٌ غيرُ كافٍ الى وصفِ نظامِ الطبيعةِ . ففيزياء ما قبلَ القرنِ العشرين، مهما كانت ثوريةً، ومهما كانت غيرَ متوقعة، ظلت دائماً ممكنةَ التصوُّرِ وغيرَ متعارضةٍ مع الفطرةِ السليمةِ . فمن غيرِ الصَّعبِ تصوُّرُ حركةِ الأرضِ حولَ الشمسِ، بالرَّغمِ من أن انطباعنا الاكثرَ سذاجةً يوحي لنا بأنَّ الشمسَ هي التي تدورُ حولَ الأرضِ . وكرويةُ الأرضِ ليس بالامرِ الذي يصعبُ تقبُّله، حتى

لوم نُدرِكْ على الفور انحناءها. وحتى المجالات الكهربائية والمغناطيسية يُمكنُ تصوُّرها بقليلٍ من الجهد، ولا شيء فيهما يوجبُ أن يكونَ مَثَاراً للتشكيك. بيدَ اننا في النسبية نقابلُ ما يصعبُ تصديقُه ويستحيلُ تصوُّرُه. فنسبية الزمان، وجمعُ السرعاتِ المتجهة، وحدُ سرعةِ الضوء تظلُّ صعبةً التصديق، لانه لا يوجدُ شيئاً في خبراتنا ما يرفعُ الآثارَ الغريبةَ للنسبية الى حدِّ threshold إمكانِ ملاحظتها. فالمتجهاتُ الرباعية والزمكانُ تظلُّ مستحيلةً التصوُّر، لاننا، شئنا أم أبينا، مخلوقاتُ ثلاثيةُ الابعاد.

الصعوبة الذاتية للمفاهيم الجديدة

وفي عام ١٩٢٠ احتجَّ بأن الجيلَ القادمَ من طلبة المدارس سوف يتعلَّمون النسبية في سنٍّ مبكِّرة، مما يجعلهم يتقبلون مفاهيمها وغرابتها كأنها من امور الحياة العادية التي لا تخرجُ عن الفطرة السليمة. وها قد مضى جيلان تقريباً من دون ان يطرأ أيُّ تقدُّمٍ ملحوظٍ في هذا الاتجاه. ويبدو أن هذا التنبؤُ المتفائل بعيدُ المنال في أيِّ زمن، ذلك لانه لا يمكنُ لأيِّ تقديمٍ مُبكرٍ للنظرية النسبية ان يغيِّرَ من حقيقةِ كَوْنِ جميعِ الامثلةِ على تطبيقات النظرية الهامة هي خارجَ مجالِ الادراكِ الانساني. ان صعوباتِ تصوُّرِ النسبية ومظاهرها المتناقضة مع الفطرة السليمة هي حقيقةٌ بالنسبة للعالمِ المتمرِّسِ كما هي للانسان العادي. وهذ الوضعُ يُشبهُ وضعَ النظرية العظيمة الاخرى في هذا القرن، اي الميكانيك الكوانتية quantum mechanics. فهاتان النظريتان معاً تُوجيان بأننا ربما نكونُ في مستهلِّ افتراقٍ تامٍّ بينِ المفاهيمِ الاساسيةِ اللازمةِ لوصفِ القوانينِ الاساسيةِ في الطبيعة والمفاهيمِ العاديةِ اليوميةِ المُستخدمةِ في وصفِ العالمِ حولنا. وإذا كان الامرُ كذلك، فقد يتباطأُ تقدُّمُ العلمِ الاساسيِّ في اثناءِ محاولةِ الانسانِ البحثِ عن المفاهيمِ اللازمةِ التي تُمكنُه من الغوصِ الاعمقِ وراءَ المعرفة. وعلى الصعيدِ الآخر، فقد تفقد قُوَّةُ الرياضياتِ مقرونَةً بالادلةِ الناتجةِ عن اكتشافاتٍ تجريبيةٍ جديدةٍ الى المفاهيمِ الجديدة، على غرابيتها. او - وهذا غيرُ مُحتملٍ - من الممكن ان الفيزياء تمرُّ الآنَ بمرحلةٍ عصيبةٍ قد نُضطرُّ معها الى العودة ثانيةً الى فيزياءٍ تتميزُ بالمفاهيمِ المحسوسةِ والمألوفة، على الرغم من استمرارِ نشوءِ نظرياتٍ أعمقَ وأعم.

لقد أثارت النظرية النسبية الخاصة العديدَ من الاسئلة التي يجبُ تصنيفُها في الوقتِ الحاضرِ على انها فلسفية philosophical، مع أنها قد تُصبحُ في يومٍ من الايام علمية.

فلماذا، مثلاً، يُدرك الإنسان المكان والزمان بطريقتين مختلفتين تماماً إذا كانا في الحقيقة مُجرّد وجهين لكيونية واحدة هي: الزمكان؟ ولماذا، إذا كنّا نستطيع أن نتحرّك في هذا الاتجاه أو ذاك في المكان، نجد أنفسنا مرغمين على الحركة خلال الزمان في اتجاه واحد فقط؟ وهل هناك أجزاء أخرى في هذا الكون أو حقبة أخرى في تاريخ الكون كان اتّجاه الحركة فيها خلال الزمان مختلفاً عما هو عليه الآن؟ وإذا كنّا مخلوقات ثلاثية الأبعاد منغرسّة في عالم رباعيّ الأبعاد، فهل ما يزال هناك أبعاد أخرى أبعد من مدى ادراكنا الحالي؟ ان مثل هذه الاسئلة، التي تبدو في ظاهرها عديمة الجدوى، في ايماننا هذه، تعطي دليلاً على انواع الاسئلة التي قد يكون من الممكن الاجابة عنها في حدود اطار العلم غداً.

خلاصة الافكار والتعاريف : Summary of ideas and definitions

□ احدى طرق اشتقاق التعاريف النسبوية للطاقة والزخم هي دراسة انحلال π^0 في إطارى اسناد.

□ للجسيم الساكن يكون: $\vec{X} = \text{صفر}$ ، و $E = mc^2$.

□ لجسيم في حركة، يكون الزخم والطاقة كما يلي:

$$\vec{X} = \frac{\vec{K} \text{ سر}}{(c/\text{سر}) - 1\sqrt{}}$$

$$[p = \frac{mv}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}] \dots\dots\dots (٢٦: ٢١)$$

$$p = \frac{K \text{ سر}}{(c/\text{سر}) - 1\sqrt{}}$$

$$[E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}] \dots\dots (٢٧: ٢١)$$

□ ان قوانين حفظ الطاقة والزخم لا متغيرة (أي صحيحة في كل أطر الاسناد القصورية).

□ ان مقادير الطاقة والزخم ليست لا متغيرة، وهي تخضع لتحويل لورنتز:

$$\frac{p + (c/\vec{X})}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{p}{c}$$

$$\dots (٢١: ٤١) \left[\frac{E}{c} = \frac{(E'/c) + \beta p'_x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]$$

$$\vec{X} \text{ سر} = \frac{\vec{X} \text{ سر} + (c/\vec{X}) \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\dots (٢١: ٤٢) \left[p_x = \frac{p'_x + \beta (E'/c)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right]$$

$$\vec{X} \text{ سر} = \vec{X} \text{ سر}$$

$$\dots\dots (٢١: ٤٣) [p_z = p'_z]$$

$$\vec{X} \text{ ع} = \vec{X} \text{ ع}$$

$$\dots\dots (٢١: ٤٤) [p_y = p'_y]$$

□ تُعرَّف الطاقة الحركية بالعلاقة:

$$\text{ط} = \frac{K}{\sqrt{1-\beta^2}} - K$$

$$[K = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2] \dots (١٩:٢١)$$

□ الكتلة الساكنة ك (m) لجسيم كمية لا متغيرة.

الكمية K هي معامل تحويل الكتلة الى طاقة. إن مقداره الكبير: ٩×١٠^{١١} ج / كـ غ يجعل التغير في الكتلة المصاحب للتغير العادي للطاقة كمية يمكن إهمالها.

□ للجسيمات العديمة الكتلة، $\text{ط} = \text{خ} \cdot c$

(المعادلة ٢١:٣٠). ولأي جسيم، يكون:

$$\text{ط} = \text{خ} \cdot c + K$$

$$[E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4] \dots (٢١:٤٠)$$

□ المُتَجِّهُ الرُّبَاعِيُّ لِلزَّخْمِ - الطاقة هو بالضبط مماثل لِمُتَجِّهِ إِزَاحَةِ الزَّمكان.

والتناظر التام بينهما يتم على النحو التالي:

$$c \leftrightarrow \frac{E}{c} \quad (= p_t), \quad \text{ط} \leftrightarrow \frac{E}{c} \quad (= \text{خ})$$

$$x \leftrightarrow p_x, \quad y \leftrightarrow p_y, \quad z \leftrightarrow p_z$$

$$s \leftrightarrow \text{خ}, \quad \text{ص} \leftrightarrow \text{خ}, \quad \text{ع} \leftrightarrow \text{خ}$$

□ مُرَبَّع «طول» مُتَجِّهِ الزَّخْمِ - الطاقة هو K ، وهي كمية لا متغيرة (المعادلة ٢١:٣٩).

□ في إطار مركز الزخم لنظام، $\text{خ} = ٠$ ، صفر، (ويُعرَّف ذلك إطار مركز الزخم c.o.m. و طر $K = ٠$).

□ تُعرَّف الكتلة اللامتغيرة لنظام في أي إطار بها يلي:

$$K^2 = (\text{ط}/c)^2 - \text{خ}^2 \quad (٢١:٥١)$$

$$[M^2 c^2 = (E_T/c)^2 - p_T^2]$$

وهي نفس الكتلة الساكنة للنظام ككل. وقد تكون إما أكبر أو أصغر من مجموع الكتل الساكنة لجسيمات النظام.

□ بالنسبة لجسيم كتلته ك (m) وطاقته ط،

يتصادم مع جسيم ساكن كتلته ك (m) ، فإن الطاقة المتاحة لتكوين كتلة جديدة تتحدد بالعلاقة التالية:

$$\text{ط} = \sqrt{(K^2 + (\text{ط} + K)^2)} - K$$

$$[E_{\text{available}} = \sqrt{2mc^2(mc^2 + E_1)} - 2mc^2]$$

□ ظاهرة كومتون هي الزيادة في الطول الموجي للإشعاع الكهرومغناطيسي المشتت عن الإلكترونات. وقد لوحظت لأول مرة عام ١٩٢٣، ووفرت دليلاً قوياً على وجود الفوتونات.

□ المعالجة النسبية لتشتت الفوتون - آلكترون
تؤدي الى علاقة ظاهرة كومتون :

$$\lambda - \lambda_0 = \left(\frac{h}{mc} \right) (1 - \cos \theta)$$

$$[\lambda_2 - \lambda_1 = \left(\frac{h}{mc} \right) (1 - \cos \theta)] \dots (٢١ : ٧١)$$

تجعل منها نظرية فوقية supetheory تُقيّد
النظريات الأخرى .

٠٢ لَقَدْ وَحَّدَتْ مَجْمُوعَاتٍ مُخْتَلَفَةً مِنْ
المفاهيم ، كالمكان والزمان ، والطاقة والزخم ،
والمجال الكهربائي والمجال المغناطيسي .

٠٣ لقد اظهرت على أعمق المستويات أن
تَصْمِيمَ الطَّبِيعَةِ يُنَاقِضُ الفِطْرَةَ السَّليمةَ .

□ من المميزات الهامة للنسبية الخاصة ما يلي :

٠١ فرضيتها حول لا متغيرة القوانين الفيزيائية

الأسئلة :

الجزء ١ : ٢١ (١) هل الطاقة كمية لا متغيرة (بمعنى أنها واحدة في أطر الاسناد المختلفة)؟

(٢) هل قانون حفظ الطاقة قانون لا متغير؟ دَعِّمْ كلا الاجابتين بنقاشٍ
مُقْتَضِبٍ أو بأمثلة .

س ٢ : ٢١ أجب بتعابير فيزيائية physical terms : لماذا لا نستطيع تسريع أي جُسيمٍ
ماديٍّ من السكون الى سرعةٍ تفوق سرعة الضوء؟

س ٣ : ٢١ وُضِعَ دَبُوسَا أَمَانٍ مَتَمَثِّلَانِ فِي حَامِيَيْنِ حَامِضِيَيْنِ مَتَمَثِّلَيْنِ . أَحَدُ الدَبُوسِيْنِ
مَغْلُوقٌ ، وَالْآخَرُ مَفْتُوحٌ . هَلْ هُنَاكَ أَيُّ فَرْقٍ بَيْنَ الْحَامِيَيْنِ الْحَامِضِيَيْنِ بَعْدَ أَنْ
يَكُونُ الْحَامِضُ قَدْ أَذَابَ الدَبُوسِيْنَ؟ مَاذَا حَدَثَ لَطَاقَةِ وَضْعِ الدَبُوسِ الْمَغْلُوقِ؟

س ٤ : ٢١ الطاقة الرابطة لذرة الهيدروجين هي ١٣.٦ إيف (13.6 eV) .

(١) هل كتلة ذرة الهيدروجين أكبر أم أقل من مجموع كتلتي بروتون
والكترون؟

(٢) هل قياس الفرق بين كتلة الذرة ومجموع كتلتي مكوناتها أمر ممكن من
ناحية عملية؟

س ٢١: ٥ احدى طرق تعريف الطاقة «العالية» هي بالمحك التالي criterion : الطاقة الحركية تفوق الطاقة الساكنة . باستخدام هذا التعريف، أي الآتية يكون لها طاقة عالية : (أ) أيون في توازن حراري عند 10000°K ، (ب) سفينة فضاء تتحرك بسرعة 10000 ميل/س، (ج) نيوترون طاقته 10000 إف (10000 eV)، (د) بروتون طاقته 10000 مـ إف ؟

س ٢١: ٦ ما بعض المظاهر الهامة التي قد تسود عالماً فيه معامل تحويل الكتلة - الطاقة c^2 أصغر بكثير منه في عالمنا؟ افرض مثلاً أن $c = 1$ ج/ك غ.

الجزء ٢١: ٢

س ٢١: ٧ (١) هل متجه الزخم لجسيم يوازي متجه سرعته المتجهة (أ) كلاسيكياً؟ (ب) بحسب النظرية النسبية؟ (٢) هل التغير في الزخم لجسيم $\Delta \vec{p}$ يكون بالضرورة موازياً للتغير في السرعة المتجهة سر (أ) كلاسيكياً؟ (ب) بحسب النظرية النسبية؟

س ٢١: ٨ حصلنا في الجزأين ٢١: ١ و ٢١: ٢ على تعريفين نسبويين للطاقة والزخم من دون الرجوع صراحة الى تباطؤ الزمان او انكماش لورنتز ومن دون استخدام معادلات تحويل لورنتز. كيف تدخل صفات الزمكان في النقاش؟

س ٢١: ٩ بروتون سرعته سر (٧) يقترب من بروتون ساكن . كلاسيكياً، يتحرك إطار مركز الكتلة لهذا النظام بسرعة $\frac{1}{2}$ سر؛ وفي هذا الاطار يكون الزخم الكلي للبروتونين صفراً. ونسبويًا يوجد أيضاً إطار إسناد فيه الزخم الكلي يساوي صفراً، ويدعى إطار مركز الزخم. فهل سرعة إطار مركز الزخم أكبر أم أقل من $\frac{1}{2}$ سر؟ ولماذا؟

الجزء ٢١: ٣

س ٢١: ١٠ هل للفوتون طاقة حركية؟ هل له طاقة كتلة؟ هل له طاقة ساكنة؟

س ٢١: ١١ هل هناك أية طريقة تجريبية لمعرفة الفرق بين فوتون ونيوترينو؟

الجزء ٢١: ٥

س ٢١: ١٢ المركبتان ص وع (y و z) لمتجه عديم null vector هما صفراً، والمركبتان س ون لا تساويان صفراً. ما ميل متجه العدم هذا في المستوى س، c ن؟

س٢١:١٣ هل الكتلة الساكنة كمية لا متغيرة؟ (٢) هل هي محفوظة في تفاعل الجسيمات؟

س٢١:١٤ لقد أدخلت النظرية النسبية في وصفنا للطبيعة مزيداً من النسبية ومزيداً من اللامتغيرة. سمِّ (١) كميتين اعتبرتاً لا متغيرتين في الفيزياء الكلاسيكية وتبين أنها نسبيتان (أي أنها مختلفتان للملاحظين المختلفين)، و(٢) كميتين لا متغيرتين جديدتين غير معروفتين في الفيزياء الكلاسيكية.

س٢١:١٥ ترتبط طاقة، وزخم، وكتلة جسيم بالعلاقة: $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ (المعادلة ٢١:٤٠). (١) تحت أية ظروف يُعتبر $E = pc$ تقريباً جيداً؟ (٢) تحت أي ظروف تكون $E = mc^2 + (1/2)mv^2$ تقريباً جيداً؟

س٢١:١٦ اقترح كمية يُمكن أن تستخدم كمركبة رابعة لمتجه السرعة في الزمكان.

س٢١:١٧ تعتبر الكتلة غالباً واحدة من بين عدة أنواع للطاقة. ومع ذلك، فكل نوع من الطاقة لنظام ما يستطيع أن يسهم في كتلة النظام. اعط امثلة لانظمة فيها (أ) طاقة حركية و(ب) طاقة وضع تسهمان في الكتلة.

س٢١:١٨ قطعة من مادة مشعة مغلفة بغطاء مثالي تام العزل perfectly insulating تزداد حرارتها تدريجياً باستمرار انحلال النوى فيها. (١) هل تتغير كتلة قطعة المادة المشعة؟ برّر اجابتك؟ هل يتغير مجموع كتل الذرات في القطعة؟ برّر اجابتك؟

س٢١:١٩ قد تكون كتلة نظام (أ) أكبر من أو (ب) أقل من مجموع كتل مكوناته. سمِّ نظاماً لكل نوع (من غير تلك المذكورة في الكتاب).

س٢١:٢٠ (١) بالنسبة لقفذيفة جسيم معينة، كيف يُمكن لجسيم الهدف ان يتحرك من أجل أن (أ) يزيد أو (ب) يقلل الطاقة المتاحة بالمقارنة مع الطاقة المتاحة لهدف ساكن؟ (٢) هل يُمكن لجسيم الهدف ان يتحرك بشكل يجعل معه الطاقة المتاحة تساوي صفراً بالفعل؟

س٢١:٢١ لنفرض أن تكاليف سينكروتون للطاقة العالية جداً (وهو أحد المسارعات الذي يُسرّع الجسيمات في مدى فوق نسبي superrelativistic) تتناسب

الجزء ٢١:٦

تقريباً مع محيطه، وأن محيطه يتناسب تقريباً مع الزخم الاعظم لجسيماته .
فما العلاقة التقريبية بين تكاليف السينكروترون وطاقته المتاحة؟ (ارجع الى
المعادلة ٢١: ٦١) .

الجزء ٧: ٢١

س ٢٢: ٢١ آمن الكثير من الفيزيائيين بحقيقة الفوتون فقط بعد تجارب كومتون على
تشتت الاشعة السينية (١٩٢٣) . لماذا توفر ظاهرة كومتون دعماً قوياً لفكرة
الفوتون؟

س ٢٣: ٢١ لوحظ التغير في الطول الموجي للاشعاع المشتت عن الالكترونات أول ما
لوحظ للاشعة السينية . لماذا لم يلاحظ للضوء المرئي؟

س ٢٤: ٢١ (١) عندما يُحرَف فوتون قليل الطاقة بالكترون ، فهل يكتسب الالكترُونُ جزءاً
صغيراً أم كبيراً من طاقة الفوتون؟ (٢) عندما يُحرَف فوتون ذو طاقة عالية جداً
بالكترون ، فهل يكتسب الالكترُونُ جزءاً صغيراً أم كبيراً من طاقة الفوتون؟
س ٢٥: ٢١ يَدْخُلُ فوتون طاقته عدة بلايين من الالكترُون فولتات غرفة غاز، ويعاني
أحياناً متوالية من تشتت كومتون . صف الطريقة التي يَفْقِدُ فيها طاقة في
تصادماته المتوالية .

٢٦: ٢١ ابرز الاشعة السينية التي يطلقها عنصر ما تدعى K_{α} . (١) باستخدام مَرَجِعٍ
خارجي ، جد العنصر الذي يُصْدِرُ اشعة سينية K_{α} طولها الموجي يساوي
٧١١ ر.أ (0.711 Å) ، وهذه هي الأشعة السينية التي استُخدمها كومتون
للحصول على النتائج العملية المبينة في الشكل ٢١: ١٤) . (٢) كيف يجب
تغيير العدد الذري للهدف في انبوب الاشعة السينية للحصول على اشعة سينية
أقوى harder (تواترها أعلى وطولها الموجي أقصر)؟

الجزء ٨: ٢١

س ٢٧: ٢١ تنبأ بعض العلماء ، في السنين الأولى للنسبية ، بأن افكارها ستصبح مألوفة في
النهاية ومقبولة من جميع الطلبة كأفكار منطقية . اكتب فقرة تتفق او تختلف
فيها مع هذا الموقف .

س ٢٨: ٢١ ماذا نعني بقولنا إن نظرية النسبية هي «نظرية فوقية supertheory» ؟ .

س٢٩:٢١ لماذا تغيرت الميكانيك بنظرية النسبية بشكل أعمق من غيرها
بالكهرومغناطيسية؟

س٣٠:٢١ اكتب مقالة مختصرة تُجيب فيها عن السؤال التالي: ما العلاقة بين نظريتي
النسبية والكهرومغناطيسية؟ اعتبر على وجه الخصوص الاثر التاريخي
للكهرومغناطيسية على النسبية والاثـر النظريّ theoretical للنسبية على
الكهرومغناطيسية.

التمارين:

ت١:٢١ كم من الكتلة يتحوّل الى طاقة في انفجار قنبلة هيدروجينية من فئة ١٠ ميجاطن
10-megaton؟ (انظر الملحق ٤ للحصول على معامل التحويل المناسب).

الجزء ٢١:١

ت٢:٢١ يخرجُ الكترونٌ من مسارع بيتاترون betatron مُعين بطاقةً كُلّية مقدارها ١ مـ
إف (1 MeV). (١) ما طاقته الحركية (٢) ما سرعته؟

ت٣:٢١ في مسارع بيفاترون bevatron جامعة بيركلي، تصلُ البروتونات إلى سرعةٍ
مقدارها ٩٩,٠٠٠ c. (١) بين ان بروتونا هذه سرعته تكون طاقته الكلية تقريباً
٦٦٦ جـ إف (6.6 GeV) وطاقته حركته تقريباً ٧٥٧ جـ إف (5.7 GeV). (٢)
إذا زيد تسارع إحدى هذه البروتونات حتى وصلت سرعته إلى ٩٩,٠٠٠ c،
فبأي معامل تزداد طاقته الكلية؟

ت٤:٢١ (١) احسب لكل مما يلي النسبة بين طاقة الجسم الحركية وطاقته الساكنة: (أ)
شاحنة تتحرك بسرعة ١٥ م/ث، (ب) سفينة فضائية تتحرك بسرعة ٧٠٠٠
م/ث، (جـ) الكترونٌ يتحرك بسرعة ٨٦٦ بالمائة من سرعة الضوء، (د)
بروتونٌ اشعة كونيّة طاقته الكلية ٩٣٩ جـ إف (939 GeV). (٢) أيّ هذه
الاربعة يُحتمل ان تكون له أعظم طاقة حركية؟

ت٥:٢١ عند أية سرعة يكون الخطأ في حساب الطاقة الحركية من العلاقة الكلاسيكية:
طح = $\frac{1}{2}mv^2$ ك سرّ يساوي ١ بالمئة؟

ت ٢١: ٦ (١) ما السرعة التي تكون عندها الطاقة الكلية لجسيم مثلي طاقته الحركية؟
 ما نسبة الطاقة الحركية للجسيم الى طاقته الساكنة ك c^2 عند هذه السرعة؟
 ت ٢١: ٧ الجسيم «فوق النسبوي superrelativistic» هو جسيم طاقته ط اكبر بكثير من
 كتلته الساكنة: ط << c^2 . اثبت ان سرعة الجسيم فوق النسبوي تتحدد
 بالتقريب بالمعادلة التالية:

$$v \cong c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right] \quad \text{سر} \cong c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{c^2}{\text{ط}} \right)^2 \right]$$

ت ٢١: ٨ (١) ما الفرق بين سرعة جسيم وسرعة الضوء اذا كانت طاقته اكبر ١٠٠٠ مرة
 من طاقته الساكنة؟ (٢) ما متوسط عمر ميونات muons تتحرك في المختبر عند
 هذه السرعة [متوسط عمر الميونات الساكنة هو ٢٢ مي. ث (2.2 μsec)].

الجزء ٢: ٢١

ت ٢١: ٩ (١) الكترون يتحرك بسرعة ٨٠ بالمئة من سرعة الضوء. ما زخمه؟ (٢) واذا
 احتجت ان تعرف زخمه في حدود ٥ بالمئة فقط من قيمته الحقيقية، فهل تكفي
 العلاقة: خ = ك سر؟

ت ٢١: ١٠ جسيم كتلته ك (m) وزخمه ك (mc). (١) جد $\frac{سر}{c}$: النسبة بين سرعته وسرعة
 الضوء. (٢) جد ط/ك c^2 : النسبة بين طاقته الكلية وطاقته الساكنة.

ت ٢١: ١١ (١) اثبت في حالة السرعات «البطيئة» (سر << c) أن الخطأ الكسري
 التقريبي في حساب الزخم باستخدام العلاقة خ = ك سر هو $\frac{1}{2} (سر/c)^2$.
 (٢) يريد مهندس حساب زخم قمر صناعي بدقة جزء واحد من المليون. فاذا
 كانت سرعة القمر الصناعي ٣١٠×٧ م/ث، فهل العلاقة الكلاسيكية
 مناسبة لأغراضه؟ (٣) ما السرعة التي يكون فيها خطأ العلاقة الكلاسيكية
 تقريباً ١ بالمئة؟

اختياري: اشرح لماذا لا تتفق اجابتا التمرين ٢١: ٥ والجزء ٣ من هذا
 التمرين.

ت ٢١: ١٢ غالباً ما يُعبر الفيزيائيون عن أزخام الجسيمات بالوحدات م إف/ c (c هي
 سرعة الضوء). اثبت ان معامل التحويل الذي يربط هذه الوحدة بوحدات

النظام العالمي (SI) للزخم هو:

$$\frac{\text{كغ م/ث}}{\text{م إف/ث}} \quad 10^{-12} \times 5.34$$

ت ١٣: ٢١ الالكترُونُ الذي طاقته ٢٠ ج إف (20 GeV) هو فوق نسبوي superrelativistic (انظر التمرين ٧: ٢١)، اذ يتحرك بسرعة الضوء تقريباً. (١) ما زخم مثل هذا الالكترُون بالوحدات كغ م/ث kgm/sec؟ (٢) ما زخمه بالوحدات م إف/ث c؟ (٣) ما سرعة كرة تنس طاولة كتلتها ٢ غ (2 gm) ولها نفس زخم الالكترُون؟

ت ١٤: ٢١ كما ترتد البندقية عند إطلاقها، يرتد مصباح كهربائي عندما يشع. اعتبر مصباحاً كهربائياً كتلته ١ كغ (1 kg) في حالة سكون أصلاً في إطار اسناد قصوري، ثم أضىء بواسطة التحكم عن بعد remote control. ما سرعة ارتداده بعد ٥ ثوانٍ، اذا كانت قدرة الشعاع الضوئي الموجه تساوي ١ و (0.1 W) خلال ذلك الزمن؟

ت ١٥: ٢١ من المفضل في الديناميك النسبية تعريف القوة على أنها المعدل الزمني لتغير الزخم: $\vec{q} = \frac{d\vec{p}}{dt}$. (١) عبر عن القوة بدلالة الكتلة، والسرعة المتجهة، والتسارع. (٢) هل القوة دائماً موازية للتسارع؟ (٣) اذا اثرت قوة لا صفريّة nonzero في جسيم، فهل يستجيب الجسيم بالضرورة بتسارع لا صفري؟

الجزء ٣: ٢١

ت ١٦: ٢١ الطول الموجي لضوء من مصدر لاشعة ليزر هو ٦٣٢٨ Å (٦٣٢٨ × ١٠^{-١٠} م). ما زخم كل فوتون من فوتوناته؟

ت ١٧: ٢١ فوتون وبروتون لهما نفس الطاقة الكلية: ٧٠ ج إف 70 GeV. أي الجسيمين زخمه اكبر؟ وبأية نسبة مئوية هو أكبر؟

ت ١٨: ٢١ ارسم منحنيات شبيهة بتلك المبينة في الشكل ٥: ٢١. توضّح الطاقة الكلية ط كدالة في السرعة سر الجسيمات كبيرة الكتلة وصغيرتها. ناقش القيمة الحدية للكتلة الصفريّة zero mass.

ت ٢١: ١٩ املأ التفاصيل الجبرية المحذوفة في الكتاب من أجل الحصول على المعادلة ٢١: ٣٤ من المعادلتين ٢١: ٣٢ و ٢١: ٣٣.

ت ٢١: ٢٠ اكتب للانحلال التالي : $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ معادلة حفظ الطاقة في إطار الاسناد الذي يكون فيه أحد البيونين ساكناً (انظر الشكل ٢١: ٧). (٢) باستخدام القيم سر، β و β ، المُعطاة في نهاية الجزء ٢١: ٤، تحقق من صحة هذه المعادلة عددياً.

ت ٢١: ٢١ بيون متعاد متحرك باتجاه الشرق، ينحل الى فوتونين: أحدهما يتجه شرقاً، والآخر غرباً. طاقة الفوتون المتجه شرقاً هي مثلاً طاقة الفوتون المتجه غرباً. أثبت ان البيون كان يتحرك بثلاث سرعة الضوء قبل ان ينحل. (تلميح: حفظ الطاقة وحفظ الزخم هامان في الحل).

ت ٢١: ٢٢ من المعادلات ٢١: ٣٥ - ٢١: ٣٨، اشتق المعادلة ٢١: ٣٩ التي تعبر عن لامتغيرية طول المتجه الرباعي للزخم - الطاقة.

ت ٢١: ٢٣ (١) بين أن المتجه الرباعي للزخم - الطاقة لجسيم عديم الكتلة هو متجه عدم null vector. (٢) اذكر متجه عدم آخر يرتبط بفوتون أو نيوتريينو متقل.

ت ٢١: ٢٤ تاخيون افتراضي tachyoin، سرعته دائماً تفوق سرعة الضوء، له كتلة مُثَلَّة بعدد تخيلي، لا بعدد حقيقي. (١) بين أن طاقة وزخم التاخيون يكونان في هذه الحالة كميتين حقيقتين. (٢) هل متجه الزخم - الطاقة للتاخيون شبه مكاني space like أم شبه زمني time like ؟

ت ٢١: ٢٥ يوضح الشكلان ٢١: ٦ و ٢١: ٧ مثلاً على انحلال كيون kaon. (١) بدلالة كتلة الكيون ك (M) والسرعة سر (v) للاطار المتحرك (الذي فيه أحد البيونين pions ساكن): عبّر عن كل من الكميات الثماني الآتية: الطاقة الكلية ط والزخم الكلي X للنظام (أ) في الاطار الساكن قبل الانحلال، (ب) في الاطار الساكن بعد الانحلال، (ج) في الاطار المتحرك قبل الانحلال، و(د)

في الاطار المتحرك بعد الانحلال. (٢) (أ) هل الكمية $\gamma^2 (c/p)$ هي نفسها قبل الانحلال وبعده (ب) هل هي نفسها في إطارَي الاسناد؟

ت ٢٦: ٢١ باستخدام معادلات تحويل لورنتز للزخم والطاقة (المعادلات ٤١: ٢١ - ٤٤: ٢١)، اشتق معادلة اللامتغيرة:

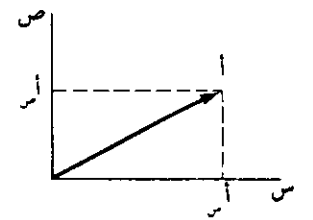
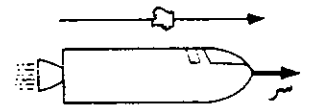
$$\gamma^2 c^2 - \gamma^2 x^2 = \gamma^2 c^2 - \gamma^2 x'^2$$

$$[p_x^2 c^2 - E^2 = p_x'^2 c^2 - E'^2]$$

ت ٢٧: ٢١ احصل على معادلات تحويل لورنتز العكسية inverse للطاقة والزخم. أن هذه المعادلات شبيهة بالمعادلات ٤١: ٢١ - ٤٤: ٢١ التي تُعبر عن γ ، $\gamma^2 c^2 - \gamma^2 x^2$ و $\gamma^2 c^2 - \gamma^2 x'^2$ كدوال في المتغيرات γ ، $\gamma^2 c^2 - \gamma^2 x^2$ و $\gamma^2 c^2 - \gamma^2 x'^2$.

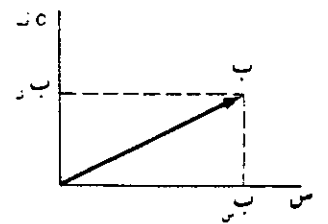
ت ٢٨: ٢١ جسيم مُعَيَّن في إطار اسناد المختبر، طاقته $\gamma = 2$ ، $\gamma^2 c^2 - \gamma^2 x^2 = 10^{-10} \times 3$ ج وزخمه $\gamma = 4$ ، $\gamma^2 c^2 - \gamma^2 x'^2 = 10^{-10} \times 9$ ك غ م/ث. (١) ما كتلة الجسيم؟ (٢) ما طاقة الجسيم في اطاره الساكن؟ (٣) ما سرعة الجسيم؟

ت ٢٩: ٢١ يُبَيِّن الشكل المجاور نيزكاً meteorite يلحق بسفينة صاروخية. قاس الملاحظون على السفينة طاقة النيزك وزخمه فوجدوها $\gamma = 10^7$ ج، و $\gamma = 10^8$ ك غ م/ث. فاذا كانت سرعة السفينة بالنسبة للارض $\gamma = 2 \times 10^8$ م/ث، فما الطاقة γ والزخم γ للنيزك بالنسبة للملاحظين في إطار اسناد الارض؟



ت ٣٠: ٢١ ترتبط طاقة فوتون بزخمه بالعلاقة $\gamma = c$ وبتواتره بالعلاقة $\gamma = h \nu$. استخدم هاتين الحقيقتين مع معادلة تحويل لورنتز للطاقة (المعادلة ٤١: ٢١) لاشتقاق المعادلتين ٤٧: ٢٠ و ٥٠: ٢٠ الخاصتين بانزياح دبلر للتواتر.

ت ٣١: ٢١ يُبَيِّن الشكل المجاور متجهاً عادياً أ يقع في المستوى س ص ومتجهاً رباعياً ب يقع في المستوى س، ن. (١) أية توليفة من المركبتين أ و ب تكون لا متغيرة عند دوران المحورين في المستوى س، ص؟ (٢) أية توليفة من المركبتين ب س، ب تكون لا متغيرة تحت تحويل لورنتز في المستوى س، ص؟



د، (وهذا هو تحويل لورنتز الذي يربط بين اطارين سرعتيهما النسبية في اتجاه المحور س)؟ (٣) هل تحويل لورنتز يكافئ دوران محوري الزمكان؟

الجزء ٢١: ٦

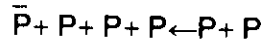
ت ٢١: ٣٢ فوتونان: طاقة كل منهما ١ م إف (1 MeV) يتحركان في نفس الاتجاه. ما الكتلة اللامتغيرة لهذا النظام؟ (٢) فوتونان طاقة كل منهما ١ م إف (1 MeV) يتحركان في اتجاهين متضادين تماماً. ما الكتلة لهذا النظام؟ (٣) ما الكتلة الساكنة للنظام الثاني؟ (تلميح: الكتلة المطلوبة لا تساوي صفراً).

ت ٢١: ٣٣ فوتون طاقته ٥١١ م إف (0.511 MeV) يقترب من الكترون ساكن طاقته الساكنة ٥١١ م إف (0.511 MeV). (١) ما الكتلة اللامتغيرة لهذا النظام؟ (٢) ما الكتلة الكلية العظمى الممكنة لنواتج تصادم هذا الفوتون مع الالكترون؟

ت ٢١: ٣٤ بين أن المعادلة ٢١: ٥٧ تنتج عن المعادلة ٢١: ٥٦.

ت ٢١: ٣٥ (١) بروتون طاقته الكلية ٣٠ ك ب ٢٠ (تقريباً ٢٨ ج إف) يضرب بروتوناً ساكناً. (أ) ما الطاقة المتاحة في هذا التصادم بالوحدات ك ب ٢٠؟ (٢) ما الكتلة الكلية العظمى لنواتج التصادم بوحدهات ك ب، (إذا نجا الجسيمان الاصليان من التصادم، فيجب اعتبارهما من «النواتج»؟) (٢) أجب عن نفس السؤالين، اذا تصادم بروتونان طاقة كل منهما ٣٠ ك ب ٢٠ تصادمًا مباشرًا head on في تجربة في الاشعة المتصادمة colliding beams.

ت ٢١: ٣٦ ما الطاقة الحركية الدنيا لقذيفة بروتون تضرب بروتوناً ساكناً كهدف مما يجعل من الممكن انتاج ضديد بروتون antiproton في التفاعل:



ت ٢١: ٣٧ تُعطي المعادلة ٢١: ٥٩ الطاقة المتاحة في تصادم جسيم قذيفة كتلته ك وطاقته ط بجسيم ساكن هدف له نفس الكتلة ك. باستخدام هذه العلاقة العامة للكمية ط متاحة، اشتق (١) التقريب اللانسبوي nonrelativistic (المعادلة ٢١: ٦٠) و(٢) التقريب فوق النسبوي superrelativistic (المعادلة ٢١: ٦١).

ت ٢١: ٣٨ مختبر فيه مسارع بروتونات طاقته ٣٠ جـ إف (30 GeV). وللمشرفين على المختبر الخيار في إضافة حلقة تخزين storage ring تنتج شعاعين متصادمين متعاكسين من البروتونات طاقة كل منهما ٣٠ جـ إف 30 GeV ، أو بناء مسارع جديد طاقته ٥٠٠ جـ إف (500 GeV) تضرب بروتوناته هدفاً ساكناً من البروتونات. فإذا كان هدف المختبر الحصول على أقصى قدر ممكن من الطاقة المتاحة في تصادم الجسيمات، فأي الاختيارين يجب أن يُتبنى؟ اختياري: ما الاعتبارات الأخرى التي تجعل الاختيار الآخر أكثر اغراء؟

ت ٢١: ٣٩ الكترون طاقته الكلية ٧ كـ e يقترّب من الكترون آخر ساكن. اثبت أنّ سرعة إطار مركز الزخم (c.o.m.) لهذين الزوجين من الالكترونات هي تقريباً ٨٧، c.

ت ٢١: ٤٠ ما القيمة العظمى لكل من عدد الالكترونات وعدد البوزيترونات التي قد تنتج عن تصادم إلكترون - الكترون في التمرين السابق؟ ضمّن اجابتك حفظ الشحنة بالإضافة الى حفظ الطاقة وحفظ الزخم.

ت ٢١: ٤١ جسيم كتلته ك (m) ويتحرك بالسرعة β_1 (بوحدة c) باتجاه جسيم مماثل ساكن. (١) بين أن سرعة إطار مركز الزخم (بوحدة c) تحدّد بالعلاقة:

$$\left[\beta_c = \frac{\beta_1}{1 + \sqrt{1 - \beta_1^2}} \right] \quad \frac{\beta_1}{\sqrt{1 - \beta_1^2}} = \beta_c \quad \beta_c = \frac{\beta_1}{1 + \sqrt{1 - \beta_1^2}}$$

(٢) اذا كانت الطاقة ط_١ للجسيم الساقط تفوق كثيراً طاقته الساكنة ك_١، فأثبت أن $\beta_c \approx 1 - (ك_١ / ط_١)$. اختياري: وسع الاجابة عن الجزء ٢ بكتابة حد آخر:

$$\beta_c \approx 1 - (ك_١ / ط_١) + \frac{1}{2} (ك_١ / ط_١)^2$$

ت ٢١: ٤٢ فوتون طوله الموجي ١ (١٠-١٠٠ م) يضرب الكتروناً، وينحرف بزاوية ٩٠°. (١) ما التغير في الطول الموجي للفوتون؟ (٢) ما التغير الكسري في الطول الموجي؟

ت ٢١: ٤٣ نتيجة لانحرافه بزاوية ٦٠° بسبب تصادمه مع الكترون، يُضاعف فوتون طوله

الجزء ٢١: ٧

الموجي مرتين ($\lambda_2 = \lambda_1$). (١) ما الطول الموجي الابتدائي؟ (٢) اثبت ان الطاقة الابتدائية للفوتون كانت $2eV$ (تقريباً ١ م إف).

٤٤: ٢١ مُجَرَّبُ experimenter يقيس طاقة فوتون بعد ان يعاني تشتت كومتون، ويستنتج ان الطول الموجي النهائي للفوتون هو $\lambda = \frac{h}{cE}$. ما الحد الاعلى او الادنى الذي تستطيع تعيينه لكل من: (١) الطاقة الابتدائية للفوتون؟ (٢) زاوية انحراف الفوتون؟

٤٥: ٢١ فوتون طاقته ٢٠٠ م إف يضرب بروتوناً ساكناً. فاذا تشتت الفوتون الى الخلف backscattered ($\theta = 180^\circ$)، فما الطاقة الحركية للبروتون المرتد؟ (ملاحظة: كل حدث يشتت فيه فوتون عن جسيم مشحون حر يدعى بحدث تشتت كومتون، لان نفس النظرية تصف كل العمليات من هذا النوع).

٤٦: ٢١ اثبت، في تشتت كومتون، أن الطاقة النهائية للفوتون (E_2) يُعبر عنها كدالة في طاقته الابتدائية E_1 وزاوية انحرافه θ على النحو التالي:

$$\frac{E_1}{1 + (E_1/mc^2)(1 - \cos \theta)} = E_2$$

٤٧: ٢١ (١) اثبت، في تشتت كومتون، أن الطاقة الحركية التي يكتسبها الالكترون تتحدد بالعلاقة التالية:

$$K = \left(\frac{\zeta}{1 + \zeta} \right) E_1 \quad \text{طح} = \left(\frac{\zeta}{\zeta + 1} \right) E_1$$

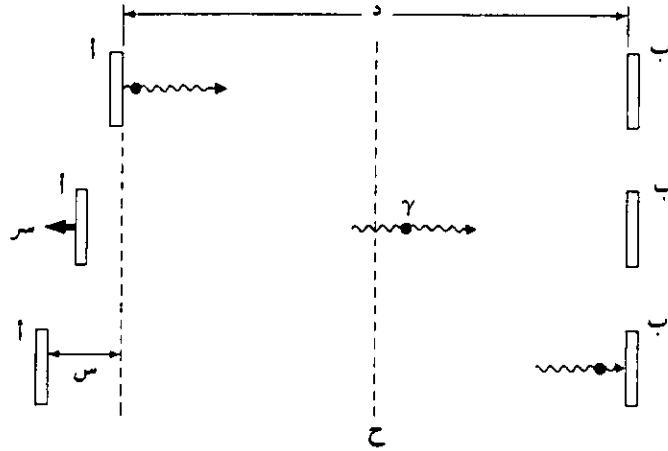
حيث E_1 هي الطاقة الابتدائية للفوتون، وحيث $\zeta = \frac{h\nu}{mc^2}$ (قد يكون مفيداً لك الرجوع الى الجواب في التمرين السابق). (٢) صف الشروط الفيزيائية التي تجعل (أ) $\zeta < 1$ ، وطح $\approx E_1$ ، (ب) $\zeta \gg 1$ وطح $\gg E_1$.

المسائل :

تجربة عقلية للحصول على تكافؤ
الكتلة - الطاقة

م ٢١: ١ تطلق الكتلة الكبيرة المبينة في الشكل ٢١: ١ (أ) في إطارها الساكن، فوتونين متساويي التواتر ν في اتجاهين متضادين؛ وخسارة الكتلة من الطاقة في هذا الاطار هي $\Delta \tau = 2h\nu$. وفي اطار يتحرك بسرعة $\beta = c$ يكون للفوتونين التواتران ν_1 و ν_2 ، وتكون خسارة الكتلة من الطاقة $\Delta \tau = h(\nu_1 + \nu_2)$. (١) بين باستخدام علاقتي انزياح دبلر ان: $\Delta \tau = \Delta \tau \sqrt{1 - \beta^2}$. (٢) لا تعاني الكتلة أي تغير في السرعة عندما تطلق الفوتونين في الاطار المتحرك، لماذا؟ (٣) يمكن ان نعزو خسارة الكتلة من الطاقة بكمية في الاطار المتحرك اكبر منها في الاطسار الساكن ($\Delta \tau < \Delta \tau$) الى فقدان الكتلة لطاقة حركية عندما تشع الفوتونين. وهذا الفقدان للطاقة الحركية (في الاطار المتحرك) هو $\Delta \tau = \Delta \tau - \Delta \tau$. بين، في حالة كون $\beta > 1$ ، أن التغير في الكتلة اللازم لاجداث هذا التغير في طاقة الحركة يساوي $\Delta \tau = \frac{\Delta \tau}{c}$.

م ٢١: ٢ لوحان متماثلان أ وب ساكنان في البداية والمسافة بينهما د (انظر الشكل المجاور). يطلق اللوح أ فوتوناً طاقته τ ويرتد بسرعة سر. وفي اللحظة التي يصل فيها الفوتون الى اللوح ب ويمتص هناك، تكون المسافة بين اللوحين قد زادت الى د + س. فاذا كانت كتلة اللوحين كبيرة (بحيث أن $c > s$)، فمن الممكن وصفهما عندئذ بالميكانيك الكلاسيكية. وهذا يعني ان مركز كتلة اللوحين، الذي هو ساكن عند النقطة ح قبل تفاعل اللوحين، يجب ان يظل ساكناً عند النقطة ح بعد تفاعلها. (١) من هذا المنطق، يتبع أن اللوح أ يجب ان يفقد كتلة وأن اللوح ب يجب ان يكسب كتلة. لماذا؟ (٢) افرض ان اللوح ب يكسب كتلة $\Delta \tau$ ك، في حين يخسر اللوح أ كتلة $\Delta \tau$ ك، فأثبت أن $\Delta \tau = \tau/c$. (لاحظ اذا كانت سر $c > s$ ، فإن س $c > s$).



الزخم والسرعة المتجهة

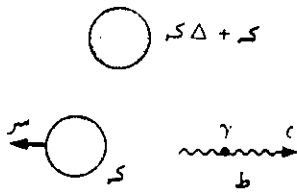
٢١م: ٣ يتضح من تعريف الزخم، ان الزخم، اذا كانت السرعة المتجهة لجسيم ثابتة، يجب ان يكون ثابتاً. ومن غير الواضح أن السرعة المتجهة، اذا كان الزخم ثابتاً، يجب ان تكون بالضرورة ثابتة. اثبت ان ذلك هو ما يكون بالفعل. (طريقة مقترحة: ضع $\frac{d\vec{p}}{dt}$ وأثبت أن هذا الشرط لا يتحقق إلا اذا كانت $\frac{d\vec{v}}{dt} = \text{صفر}$).

الطاقة والقوة

٢١م: ٤ اثبت ان المعادلة: $\vec{p} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ تكون صحيحة نسبياً وكذلك كلاسيكياً اذا عرفت القوة $\vec{F}$ بالعلاقة $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$.

الانزياح الأحمر الناتج عن الارتداد

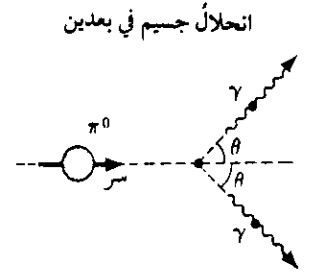
٢١م: ٥ نواة لها كتلة ساكنة K وهي في الحالة الارضية ground state، وكتلة ساكنة $K + \Delta$ عندما تكون في حالة مُستثارة (مهيجة) excited state. اعتبر الآن مثالاً ابتعاث الفوتون (انحلال غاما) المُبين في الشكل المجاور. ان النواة في البداية ساكنة وفي حالتها المُستثارة. وتُطلق من ثم فوتوناً طاقته Δ وترتد بالسرعة v . واذا لم ترتد النواة، فان طاقة الفوتون تكون: $\Delta = K + \Delta$. (١) أثبت أن الطاقة الحقيقية للفوتون هي بسبب الارتداد النووي الذي يتطلبه حفظ الزخم:



$$E = E_0 \left[1 - \frac{E_0}{2(M + \Delta M)c^2} \right] \quad \left[\frac{\Delta}{c(K + \Delta)} - 1 \right] \Delta = \Delta$$

(٢) اثبت ان سرعة ارتداد النواة في التقريب اللانسبوي nonrelativistic تتحدد بالعلاقة $v \approx c(\Delta/K)$.

م ٢١:٦ بيون pion مُتَعَادِلٌ فِي حَالَةِ حَرَكَةٍ (بسرعة سر = $c\beta$) يَنْحَلُّ إِلَى فُوتُونَيْنِ اتَّجَاهَاهُمَا يصنعان زاويتين متساويتين θ مع الاتجاه الأصلي للبيون (انظر الشكل المجاور). اثبت: (١) ان للفوتونين طاقةً متساوية. (٢) ان $\beta = \text{جتا } \theta$.



م ٢١:٧ (١) بيون pion موجب كتلته ك (M) ساكنٌ فِي الْبَدَايَةِ. يَنْحَلُّ إِلَى مِيُونِ muon كتلته ك (m) ونيوترينو عديم الكتلة: $(\mu^+ + \nu + \pi^-)$. باستخدام قانوني الحفظ للطاقة والزخم، اثبت أن سرعة الميون تتحدد بالمعادلة التالية:

$$\left[\frac{v}{c} = \frac{(M/m)^2 - 1}{(M/m)^2 + 1} \right] \quad \frac{1 - v^2/c^2}{1 + v^2/c^2} = \frac{سر}{c}$$

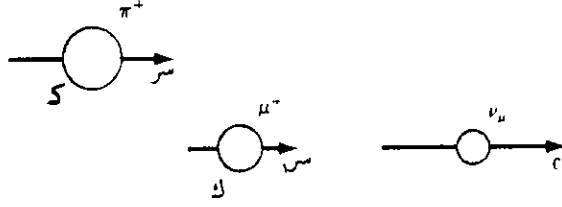
(٢) باستخدام كتلتي البيون والميون المعروفتين، جد قيمة سر/ع عددياً. (٣) اذا انحل البيون بدلاً من ذلك الى بوزيترون ونيوترينو $(\nu + e^+ + \pi^-)$ كما قد يفعل ذلك باحتمال ضئيل، فكيف تتغير نتيجةنا الجزئية ١ و ٢ (عند تطبيقهما الآن على البوزيترون)؟

م ٢١:٨ بيون يتحرك في اتجاه المحور س بالسرعة سر ينحلُّ إلى ميون ونيوترينو. وكما يبين الشكل المجاور، فان المركبتين السينيتين للسرعتين المتجهتين للجسيمين الناتجين هما سر و $c\beta$ ، على الترتيب. (١) اكتب معادلتين حفظ الطاقة والزخم لهذا الانحلال. (٢) احصل من هاتين المعادلتين على النتيجة التالية:

$$\frac{\zeta - 1}{\zeta + 1} = \frac{سر}{c} \quad \text{حيث}$$

$$\zeta = \frac{c/سر - 1}{c/سر + 1} \left(\frac{ك}{ك} \right)^2$$

(٣) في أية ظروف تكون س: (أ) تساوي تقريباً c ؟ (ب) مساوية للصفر؟ (ج) سالبة؟



المنتجة الموجي والتواتر يكونان
منتجها رباعيا

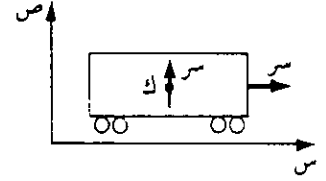
م ٩: ٢١ لفوتون تواتر زاوي ω ومُنتجة موجي k wave vector (مقدار k هو العدد الموجي wave number : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ، واتجاهه هو اتجاه حركة الفوتون). (١) باستخدام علاقتي التواتر مع الطاقة والطول الموجي مع الزخم، اثبت ان k ، k ، ω هي مركبات مُنتجة رباعي.

م ١٠: ٢١ (هذه المسألة مبنية على المسألة السابقة) (١) اكتب معادلات تحويل لورنتز التي تربط بين مركبات المنتجة الموجي k ، k ، k ، ω ، التواتر الزاوي ω في إطار اسناد «ساكن» وبين الكميات المناظرة k ، k ، k ، ω في إطار اسناد يتحرك في اتجاه s الموجب بالسرعة s (كما هو مُعرّف في الشكل ٢٠: ٦). (٢) عبّر عن ω بدلالة التواتر ω والسرعة s في كل من الحالات التالية: (أ) $k = k$ ، $k = k$ ، $k = k$ ، $\omega = \omega$ (فوتون يتحرك موازياً للمحور s) ؛ (ب) $k = k$ ، $k = k$ ، $k = k$ ، $\omega = \omega$ (فوتون يتحرك موازياً للمحور s). (٣) لاي من الحالتين المذكورتين في الجزء ٢ يكون الفرق الكسري fractional difference بين تواتري الاطارين أكبر؟

حاصل الضرب المقداري الرباعي
الابعاد

م ١١: ٢١ يعرف حاصل الضرب الثلاثي الابعاد بالعلاقة: $\vec{A} \cdot \vec{B} = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z$ ، ومن صفاته أن $\vec{A} \cdot \vec{A} = A^2$ أيساوي مُربع طول A . (١) كيف يجب تعريف حاصل الضرب المقداري الرباعي الابعاد $(\vec{A} \cdot \vec{B})$ بشرط أن يكون الناتج $A \cdot A$ مساوياً لمربع طول A (أوب مُتجهان رباعيّان)؟ (٢) ما حاصل الضرب المقداري لكل مما يلي: (أ) إزاحة مكانية - زمانية رباعيّة الابعاد مع نفسها؟ (ب) المُنتجة الرباعي للزخم - الطاقة مع نفسه؟ (ج) إزاحة زمكانية مع المُنتجة الرباعي للزخم - الطاقة؟ اختياري: اثبت ان حاصل الضرب المقداري الرباعي الابعاد كمية لا متغيرة.

الزخم والطاقة في بعدين



م ٢١: ١٢ جسيم كتلته ك يتحرك رأسياً بالسرعة سر بالنسبة لعربة سكة حديد تتحرك

بنفس السرعة سر بالنسبة للأرض (انظر الشكل المجاور). وفي إطار اسناد

القطار تكون مركبات الزخم للجسيم: $\vec{X}_s = \text{صفر}$ ، $\vec{X}_K = \text{سر} \cdot \vec{K}$ ، $\vec{X}_B = \vec{v} \cdot \vec{B}$

$[\beta = c/\text{سر}]$. (١) ما طاقة الجسيم ط في إطار اسناد القطار؟ (٢) جد الطاقة

ومركبات الزخم للجسيم في إطار اسناد الأرض. (٣) اثبت، في إطار اسناد

الأرض، ان مسار الجسيم يصنع زاوية مع الافقي هي $\theta = \tan^{-1} \frac{1}{\beta} = \tan^{-1} \frac{c}{\text{سر}}$

ماقيمة هذه الزاوية عند النهايتين $\beta = \text{صفر}$ و $\beta = 1$ ؟ (٤) اثبت ان التعابير التي

تحصل عليها للطاقة والزخم تفي بمتطلب اللامتغيرة:

$$(\vec{p})^2 - \vec{X}^2 = (\vec{p}')^2 - \vec{X}'^2$$

$$[(E/c)^2 - p_x^2 - p_y^2] = [(E'/c)^2 - p_x'^2 - p_y'^2]$$

م ٢١: ١٣ جسيم يتحرك في البداية في اتجاه المحور س بسرعة سر وزخم $\vec{X}_s$. وتؤدي

بعثذ قوة دفع impulsive force في اتجاه ص الى زيادة في

الزخم مقدارها $\Delta \vec{X}$. ويبين الشكل المجاور عملية جمع

متجهات الزخم، حيث الزخم النهائي $\vec{X}_s = \vec{X}_s + \Delta \vec{X}$. (١) كيف ترتبط

المركبة السينية للسرعة المتجهة النهائية (سر_س) = سر جتا θ)

بالسرعة سر بحسب الميكانيك الكلاسيكية؟ (٢) اثبت، بموجب

النسبية، أن سر_س اصغر من سر. (٣) بالنسبة للحالة الخاصة $|\Delta \vec{X}| = \vec{X}_s$ ، $\theta = 0$

ط/٤، اشتق النتيجة التالية:

$$[v_{2x} = \frac{v_1}{\sqrt{1 + (v_1/c)^2}}]$$

$$\frac{\text{سر}}{\sqrt{(c/\text{سر}) + 1}} = \text{سر}_s$$

(تلميح: تذكر أن العلاقتين: $\text{ط} = \vec{X}^2 + c^2 \vec{K}^2$ ، و $\text{سر} = c \cdot \text{ط}$

هما صحيحتان بغض النظر عن اتجاه حركة الجسيم).

م ٢١: ١٤ الحدث ١: جسيم يترك النقطة أ في عربة فضائية. الحدث ٢: يصل الجسيم الى

جمع السرعات المتجهة في بعدين

النقطة ب. مركبتا إزاحة الجسيم في إطار اسناد العربة [الشكل المجاور (أ)]

هما: $\Delta \vec{S} = \text{سر}$ ، $\Delta \vec{S} = \text{ص}$ ، ومركبتا سرعتها المتجهة هما سر_س،

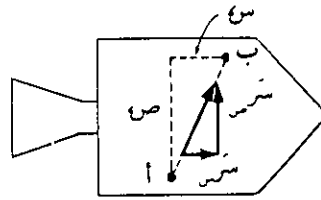
سر_ص، اما في إطار اسناد مثبت بالأرض [الشكل المجاور (ب)]، حيث سرعة

الجسيم هي سر، فان الجسيم يتحرك من أ الى ب بمركبتي سرعة متجهة مقدارهما سر_س وسر_ص. (١) استخدم معادلات تحويل لورنتز للتعبير عن Δ س، Δ ص، و Δ ز بدلالة Δ س، Δ ص، و Δ ز، واحصل من هذه المعادلات على القانونين التاليين لجمع السرعات المتجهة:

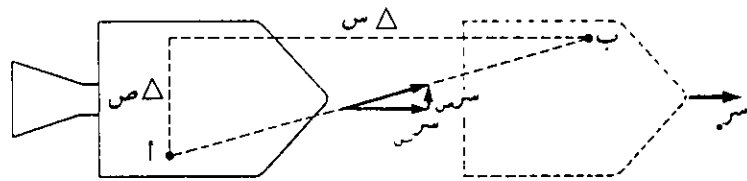
$$\left[v_x = \frac{v_0 + v'_x}{1 + (v_0 v'_x / c^2)} \right] \quad \frac{\text{سر}_\text{س} + \text{سر}_\text{ص}}{(\text{سر}_\text{س} \text{سر}_\text{ص} / c^2) + 1} = \text{سر}_\text{س}$$

$$\left[v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - (v_0^2 / c^2)}}{1 + (v_0 v'_x / c^2)} \right] \quad \frac{\sqrt{(\text{سر}_\text{ص}^2 / c^2) - 1} \text{سر}_\text{ص}}{(\text{سر}_\text{س} \text{سر}_\text{ص} / c^2) + 1} = \text{سر}_\text{ص}$$

(٢) خصص هاتين النتيجةين للحالتين التاليتين (أ) حركة طولية (سر_ص = صفر) و(ب) حركة عرضية في عربة الفضاء (سر_س = صفر).



(a)



(b)

جمع السرعات المتجهة وحفظ الزخم

١٥:٢١ (١) في إطار اسناد قاعة للعب البلياردو، تصادمت كرتا بلياردو كما في الشكل المجاور (أ). وفي البداية، كان للكرة أ مركبتا سرعة متجهة سر_س، و- سر_ص وللكرة ب مركبتا السرعة المتجهة صفر، وسر_س. ونتيجة للتصادم، لم تتغير المركبتان

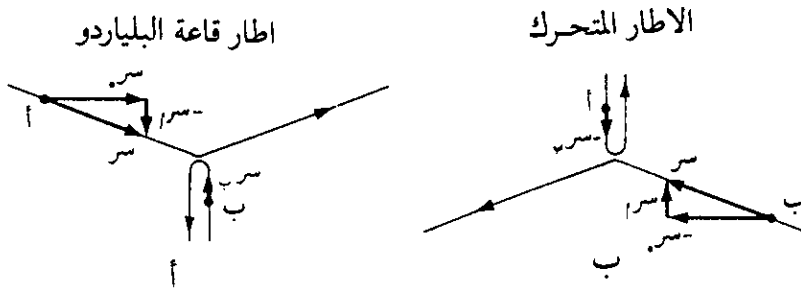
السينيتان للسرعة المتجهة، بينما عكست المركبتان الصاديتان. اثبت ان حفظ الزخم في الاطار يتطلب ان ترتبط سر وسر ب بالعلاقة:

$$[v_a = v_b \sqrt{1 - (v_0^2/c^2)}] \quad \text{سر} = \text{سر} \sqrt{1 - (v_0^2/c^2)}.$$

(لاحظ ان النتيجة الكلاسيكية هي $\text{سر} = \text{سر}$) (٢) يبين الشكل المجاور (ب) صورة التصادم في إطار يتحرك الى اليمين بالسرعة سر. وتكون مركبتا السرعة المتجهة في هذا الاطار عما صفر، - سر وسر، سر للكرتين أ وب على الترتيب. باستخدام قانوني تحويل السرعة المتجهة في المسألة السابقة، احصل على نفس النتيجة السابقة:

$$[v_a = v_b \sqrt{1 - (v_0^2/c^2)}] \quad \text{سر} = \text{سر} \sqrt{1 - (v_0^2/c^2)}.$$

ويوفر هذا فحصاً للاتساق consistency check بين التعريف النسبوي للزخم والصفات النسبوية للزمكان.



١٦:٢١ مسار فوتون يصنع الزاوية θ مع المحور س في اطار اسناد ما، ويصنع الزاوية θ' مع المحور س في اطار اسناد آخر. ويتحرك الاطار الثاني في اتجاه س بالسرعة سر بالنسبة للاطار الاول. بين ان الزاويتين ترتبطان بالعلاقة التالية:

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' + \beta}{1 + \beta \cos \theta'} \quad \text{جتا } \theta = \frac{\text{جتا } \theta' + \beta}{\text{جتا } \theta' + 1}$$

حيث $\beta = \text{سر}/c$.

تحويل زاوية الفوتون

م ٢١: ١٧ فوتون في إطار اسناد يتحرك في الاتجاه س بالسرعة $c\beta$. فاذا كان تواتر الفوتون ν ويصنع زخمه $\vec{p}$ الزاوية θ مع المحور س، (i) فاثبت ان تواتر الفوتون في إطار اسناد المختبر يتحدد كما يلي :

$$\nu = \nu' \frac{1 + \beta \cos \theta'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \nu' = \nu \frac{\beta + 1 \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

(٢) اثبت ان علاقة انزياح دبلر هذه يمكن كتابتها ايضا على الصورة التالية :

$$\nu = \nu' \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad \nu' = \nu \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta - 1 \cos \theta}$$

حيث θ هي الزاوية بين مسار الفوتون والمحور س في إطار المختبر. (لاحظ ان علاقات انزياح دبلر التي اشتقت في الفصل العشرين هي حالات خاصة لهاتين النتيجةين عندما $\theta = \theta' = 0$).

م ٢١: ١٨ يتحرك نيليون واحد من الفوتونات (3×10^{10}) ، طاقة كل منها ١ م إف (1 MeV) ، داخل وعاء مفرغ ذي سطوح عاكسة تماما. (١) الزخم الكلي للنظام صفر. (أ) ما طاقته الكلية بالجول؟ (ب) ما كتلته الساكنة؟ (تلميح: الكتلة المطلوبة ليست صفرا). (٢) ما السرعة التي يجب تحريك الوعاء بها لاضافة جول واحد من الطاقة الى النظام؟

م ٢١: ١٩ استعير عن كل فوتون في النظام الفرضي المذكور في المسألة السابقة بالكرون طاقة الحركة ١ م إف (1 MeV). الزخم الكلي للالكترونات يساوي صفرا. (١) (أ) ما الطاقة الكلية للنظام بالجول؟ (ب) ما كتلته بالكيلوجرام؟ (٢) ما مقدار الاختلاف بين كتلة النظام وكتل مكوناته؟ (٣) ما مقدار الاختلاف بين الطاقة الحركية للنظام ككل والطاقة الحركية لمكوناته؟ (٤) تفقد بعض الالكترونات النظام طاقة عن طريق اشعاعها لفوتونات تُحجز trapped داخل النظام. أي الصفات الجسمانية (الجرمية) bulk للنظام ، إن وجدت ، تتأثر بهذه العملية؟

م ٢٠: ٢١ اثبت بالنسبة لنظام من جسيمين طليقين، أن الكمية $(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \cdot \vec{c} - (\vec{x}_1 + \vec{x}_2) \cdot \vec{c}$ هي كمية لامتغيرة. ما أهمية هذه الكمية؟ (تلميحة: مع أن اتجاهي $\vec{x}_1$ و $\vec{x}_2$ اعتباطيان، إلا أنه يكفي اعتبار اطارَي إسناد حركتهما النسبية على امتداد المحور س. لماذا؟).

م ٢١: ٢١ عمم النتيجة السابقة على العدد (د) من الجسيمات الحرة. ويمكن إجراء ذلك بأقل ما يمكن من الرياضيات، باستخدام طريقة الاستقراء الرياضي induction- اي باعتبار جسيمين، ثم ٣، ثم ٤، الخ. (تلميحة: من اية ناحية يعتبر الجسيمن مكافئين لجسيم واحد؟).

م ٢٢: ٢١ جسيم كتلته m_1 وطاقته الابتدائية E_1 يضرب جسيماً ساكناً كتلته m_2 . ويلتصق الجسيمن معاً، ويكونان جسيماً واحداً كتلته M يتحرك الى الامام في اتجاه حركة الجسيم الساقط. (١) اثبت أن:

$$V = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{E_1^2}{m_1^2 c^4}}}$$

$$[M = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_2(E_1/c^2)}]$$

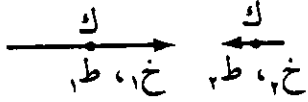
بين أن هذه النتيجة تتفق والمعادلة ٢١: ٥٧ عندما تكون $K_1 = K_2 = K$. (٢) ما مقدار K (M) التقريبي عند الحد اللانسبوي nonrelativistic؟

تصادم لا مرن تام

م ٢٣: ٢١ (١) اثبت ان قانوني حفظ الطاقة والزخم يمنعان انحلال فوتون معزول الى اثنين من الجسيمات المادية. لتكن كتلتا الجسيمين K_1 و K_2 ، ولنفرض ان للفوتون طاقة كافية: $\vec{p}_1 \cdot \vec{c} + \vec{p}_2 \cdot \vec{c} > 0$. (اقترح: برهن على ذلك اولاً في بُعد واحد، مفترضاً ان الجسيمين الناتجين يتحركان في نفس اتجاه حركة الفوتون. ان تعميم البرهان على بُعدين - اي اتجاهين اعتباطيين للجسيمين الناتجين - يجب ألا يكون صعباً.) (٢) ان خلق زوج الكترون - بوزيترون بفوتون $(\gamma \rightarrow e^- + e^+)$ هو في الواقع عملية عادية. بين كيف يمكن ان تحدث هذه العملية.

استقرار الفوتون

اثر حركة الهدف على الطاقة
المُتاحة



م ٢٤: ٢١ بروتون قذيفة طاقته E_1 وزخمه p_1 يصدم بروتوناً هدفاً proton target. فإذا كان البروتون الهدف داخل نواة، فإنه لا يكون ساكناً. لنفرض أنه يتحرك مباشرة نحو البروتون القذيفة، كما في الشكل المجاور، بطاقة E_2 وزخم p_2 . (١) أثبت أن الكتلة اللامتغيرة M لنظام البروتونين هذا تُعرف بالعلاقة التالية: $2 = \frac{E_1^2 + p_1^2 c^2 + E_2^2 + p_2^2 c^2}{M^2 c^4}$

$$[M^2 c^4 = 2[m^2 c^4 + E_1 E_2 + p_1 p_2 c^2]]$$

(ب) تحقق من أن هذه العلاقة تتفق والمعادلة ٢١: ٥٧ عندما يكون $x_2 = 0$.
(٢) (أ) اعتبر حدًا يكون فيه البروتون القذيفة فوق نسبي ($p_1 \ll mc$)، والبروتون الهدف لانسبياً ($x_2 \gg mc$). أثبت عند هذا الحد أن الكتلة اللامتغيرة هي:

$$K \approx mc + \sqrt{2} \sqrt{K_2 / mc} \\ [M \approx M_0 + (E_1 \sqrt{2mK_2} / M_0 c^3)]$$

، حيث K_2 هي الكتلة اللامتغيرة المُعطاة في المعادلة ٢١: ٥٧ وطح p_1 ،
(K_2) هي الطاقة الحركية للبروتون الهدف. (ب) جذ كروك إذا كانت p_1
= ٣٠٠ جـ إف وطح $p_2 = ٥٠$ مـ إف (٠,٠٥ جـ إف).

م ٢٥: ٢١ أثبت في تشتت كومتون، أن الزاوية ϕ لمسار الإلكترون المرتد recoiling ترتبط بزاوية تشتت الفوتون θ والطول الموجي الابتدائي للفوتون λ بالعلاقة التالية:

$$\left[\tan \phi = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_c} \cot \frac{\theta}{2} \right] \quad \text{ظا } \frac{\lambda}{\lambda_1 + \lambda_2} = \frac{\lambda}{\lambda_1} \cot \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

حيث $\lambda_c = h / mc$. [هذه العلاقة مُفيدة في تصميم تجربة تماضع coincidence experiment يُكشَف فيها عن كلٍّ من الإلكترون المرتد والفوتون المُشتت.]

صفات مكعب فوقي
(hypercube)

م ٢٦: ٢١ أكمل الجدول أدناه لمكعب فوقي hypercube رباعي الأبعاد. ولأجراء ذلك، اعتبر تتابعاً succession من الازاحات، نبدأ فيها بنقطة لتكوين قطعة خطية

line segment، ثم بقطعةٍ خطيةٍ عموديةٍ على نفسها لتكوينٍ مربعٍ ، ثم بمربعٍ
«عموديٍّ على نفسه» لتكوينٍ مكعبٍ فوقيٍّ .
(ملاحظة : هذه الطريقة التي توسّع التفكيرَ لا تنفع مباشرةً في النظرية النسبية .)

الكيّونة entity	البُعدية dimensionality	عدد الرؤوس vertices	عدد الحواف edges	عدد الواجه faces	عدد المجسمات solids
نقطة	صفر	١	صفر	صفر	صفر
قطعة خطية	١	٢	١	صفر	صفر
مربع	٢	٤	٤	١	صفر
مكعب	٣			٦	١
مكعب فوقيّ	٤				

الفصل الثاني والعشرون

النسبية العامة

General Relativity

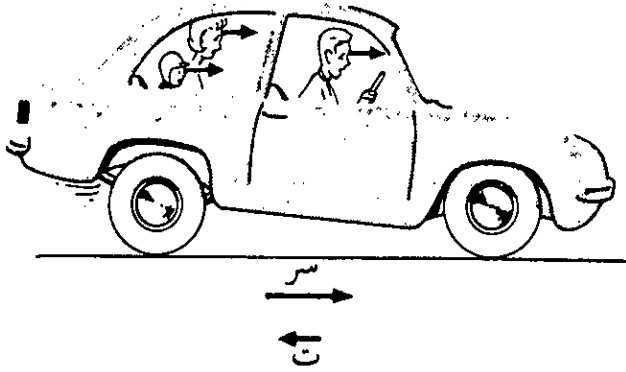
ان النظرية النسبية الخاصة، بالرغم من هيمنتها كنظرية النظريات، تظل حقاً «خاصة»، بمعنى أنها تصف تحويلات المشاهدات بين أطر الاسناد القصورية فقط، وتفرض متطلب اللامتغيرة invariance على القوانين الفيزيائية في الاطر القصورية فقط. وبالطبع يجب الا يُعد هذا الشرط نقصاً في النظرية اكثر مما عُدت قوانين نيوتن في الحركة ناقصة للسبب نفسه، من حيث أنها هي أيضاً تنطبق مباشرة على الحركة في الاطر القصورية فقط. ومع ذلك، فقد عُد أينشتاين هذا الشرط كنقص حقاً، وكانت قناعته بأن قوانين الطبيعة يجب ان يُعبّر عنها بشكل «لامتغير» في جميع اطر الاسناد، متسارعة كانت أم غير متسارعة، هي القوة الحافزة الرئيسة التي أدت الى النظرية النسبية العامة، التي هي بناء في غاية الروعة والبساطة من وجهة نظر عالم الرياضيات، مع أنها أصعب فهمًا وشرحاً وتطبيقاً من أية نظرية أخرى في تاريخ العلم.

٢٢: ١ قوى القصور وقوى الجاذبية: Inertial forces and gravitational forces

من أجل تعميم النسبية، لا بُد لنا من ان نفكر في المشاهدات في أطر اسناد لا قصورية* noninertial، أي أطر متسارعة. وفي الواقع فنحن جميعاً ملاحظون ذوو خبرة بالأطر

* نبدأ بوجهة نظر نيوتونية معتبرين ان الاطار القصوري اطار يكون فيه الجسم الحر من جميع المؤثرات بما في ذلك الجاذبية جسماً غير متسارع. ومن ناحية تجريبية، فان هذا الاطار وُجِد أنه بعينه اطار غير متسارع بالنسبة الى متوسط توزيع الكتلة في الكون. وفي هذا الفصل سنطور وجهة النظر الأينشتاينية حيث لا يلزم اعتبار الجاذبية مؤثراً خارجياً. ونتيجة لذلك فإن بعض الاطر المتسارعة، اي الاطر التي هي في حالة سقوط حر، تعتبر اطراً قصورية.

اللاقصورية، ونعلمُ حق العلمِ أنَّ الأمورَ لا تسيرُ سيراً عادياً تماماً عندما يكونُ إطارُ اسنادِها متسارعاً. فالمصعدُ السريعُ عندما يبدأ بالحركة أو يقفُ يحدثُ إحساساً غريباً واضحاً في الركابِ. والسيارة في سيرها في مُنعطفٍ «تُلقي» بركابها الى أحدِ الجانبين، وهي نفسها عندما تُبطىءُ من سرعتها تلقي بالركابِ إلى الامام. ان دفعَ الركابِ بهذا الاتجاهِ او ذاك داخلَ سيارةٍ متسارعةٍ ينشأ عن قوى القصور inertial forces. وكوننا مُدربين على ميكانيكِ نيوتن، فنحن ندرُكُ أنَّ قوى القصور ليست قوى حقيقيةً على الاطلاق، بل إنها قوى ظاهريةً apparent تنشأ عن حركةِ السيارة.



الشكل ١: ٢٢: قوة قصورية: في سيارة متباطئة، يندفعُ كلُّ الركابِ الى الامام بتسارعٍ واحد، ويتأثر كلُّ واحدٍ منهم، في إطارِ اسنادِ السيارة، بقوة قصوريةٍ تتناسبُ مع كتلةِ قصوره.

ومن السهلِ اشتقاقُ صيغةٍ او علاقةٍ لقوةِ القصور. اعتبرُ مسافراً في سيارةٍ متسارعةٍ. فبالنسبةِ اليه، يكونُ قانونُ نيوتن الثاني كما يلي:

$$\vec{F}_{\text{حقيقية}} = m_1 \vec{a} \quad (1:22)$$

، حيثُ $\vec{a}$ هو تسارعه بالنسبةِ إلى إطارِ قصوري $\vec{K}$ هي كتلةُ قصوره. ويمكننا كتابةً أن:

$$\vec{F}_{\text{حقيقية}} = m_1 \vec{a} = m_1 (\vec{a}_s + \vec{a}_n) \quad (2:22)$$

أي أن تسارعه هو مجموعُ تسارعِ السيارة $\vec{a}_s$ وتسارعه بالنسبةِ الى السيارة $\vec{a}_n$. وبوضعِ هذا المجموعِ في المعادلةِ ١: ٢٢ بدلاً من $\vec{a}$ ، نحصلُ على:

$$\vec{F}_{\text{حقيقية}} = m_1 \vec{a} = m_1 (\vec{a}_s + \vec{a}_n) \quad (3:22)$$

ونمثل المجموعة على الجانب اليسر القوة الظاهرية في إطار الاسناد المتسارع . اما الحد الثاني فيها فهو ما يُدعى بقوة القصور:

يظهر تأثير قوى القصور في إطار
اسناد متسارع

$$Q = - \frac{d^2 s}{dt^2} \dots (4:22)$$

وحتى لو لم تؤثر قوة حقيقية، فإن المسافر يتأثر بتسارع نسبي ناتج عن قوة القصور هذه.

ولكن، ماذا يكون عليه حالنا لو كنا داخل سيارة شبابيكها مُعْتَمَةٌ ولم نستطع رؤية سائق السيارة أو سماع صوت المحرك؟ فهل نستطيع تمييز القوى الحقيقية من قوى القصور؟ وقبل ان نجيب عن هذا السؤال في الجزء التالي، سنعتبر التشابه الهام بين قوى القصور الظاهرية وقوى الجاذبية الحقيقية. إن كلاً منهما يتناسب مع الكتلة. فإذا وجد شخص بالغ وطفل في سيارة أبطئت فجأة (الشكل ١:٢٢)، فإن كليهما سيندفع الى الامام جنباً الى جنب بنفس التسارع بالنسبة للسيارة، وب نفس الكيفية تماماً التي قد يهبطان بها اذا قفزا معاً من فوق منصة. إن تسارعهما المتساوي بالنسبة للسيارة المتباطئة ليس أمراً غامضاً بالنسبة إلى ملاحظ خارجي، لأنه يرى جميع الركاب، كباراً وصغاراً، يميلون إلى الاندفاع الى الامام بسرعة متجهة واحدة. أما بالنسبة للركاب داخل السيارة، فإن القوة المؤثرة فيهم حقيقية، وسوف يقررون أن هذه القوة صفة خاصة، ألا وهي تناسبها مع الكتلة.

قوة القصور تتناسب مع الكتلة

إن قوة القصور تتناسب مع كتلة القصور، كما أن قوة الجاذبية تتناسب مع كتلة الجاذبية. وعلى أية حال، فقد كان من المعروف قبل مجيء النظرية النسبية بزمين طويل أن كتلة الجاذبية وكتلة القصور متساويتان. فتجربة رولاند فون إتشس Roland von Eötvös عام ١٨٩٠ قد أثبتت هذه المساواة بدقة واحد في المئة مليون، مبرزة بذلك ما كان يُعد في علم ما قبل النسبية أنه مجرد تصادف. (وبالطبع لم يصدق احد أن تساوي نوعي الكتلة كان بحق مجرد تصادف، الا أن احداً لم يتقدم بتفسير لهذه المساواة.) وقد مثلت تجربة إتشس دوراً في النسبية العامة شبيهاً بذلك الدور الذي أدته تجربة ميكلسون - مورلي في النسبية الخاصة. ففي كلا الحالين، كان غياب اثر أو فرق قابل للقياس هو النتيجة الهامة، وفي كل حالة كانت النتيجة العدمية (الصفيرية) null result ترتبط مباشرة بفرضية مركزية في النظرية. فقد فسرت تجربة ميكلسون - مورلي بالفرضية الثانية للنسبية الخاصة، اي فرضية

ثبوت سرعة الضوء. أما تجربة أتشس فهي المرتكز الذي يقوم عليه مبدأ التكافؤ Principle of Equivalence.

٢٢: ٢ مبدأ التكافؤ The Principle of Equivalence :

في عام ١٩٠٧، بعد أن أُرست نسبة أينشتاين صلةً بين الكتلة والطاقة، اهتدى ماكس بلانك Max Planck إلى التنبؤ بصلةٍ مماثلةٍ بين الكتلة والطاقة، وقال رُيماً يجب أن تتأثر الطاقة البحتة pure energy ، وحتى من دون كتلة، بقوة الجاذبية وان تؤثر بقوة جاذبية. وفي نفس العام، صاغ أينشتاين أفكاراً مماثلةً بطريقة أكثر جرأة؛ اذ قال إن آثار القصور وآثار الجاذبية، لا يرتبطان ارتباطاً وثيقاً فحسب، بل إنها متماثلان تماماً، ويستحيل التمييز بينهما. فالملاحظون في السيارة المغلقة يجب أن يعجزوا بأية وسيلةٍ مهما تكن عن تعيين ما اذا كانت القوى التي يشعرون بها هي قوى جاذبية حقيقية أو قوى قصور ظاهريّة. وفرضية أينشتاين هذه، المسماة بمبدأ التكافؤ Principle of Equivalence ، كوّنت حجر الزاوية في النسبية العامة التي تطوّرت في السنوات الثماني التالية. والاستنتاج الفوري من هذه الفرضية هو أن كتلة القصور وكتلة الجاذبية يجب أن تتساويا*، والا فإن الفرق بين هذين النوعين من الكتلة سوف يوفر وسيلةً لتمييز قوى الجاذبية من قوى القصور.

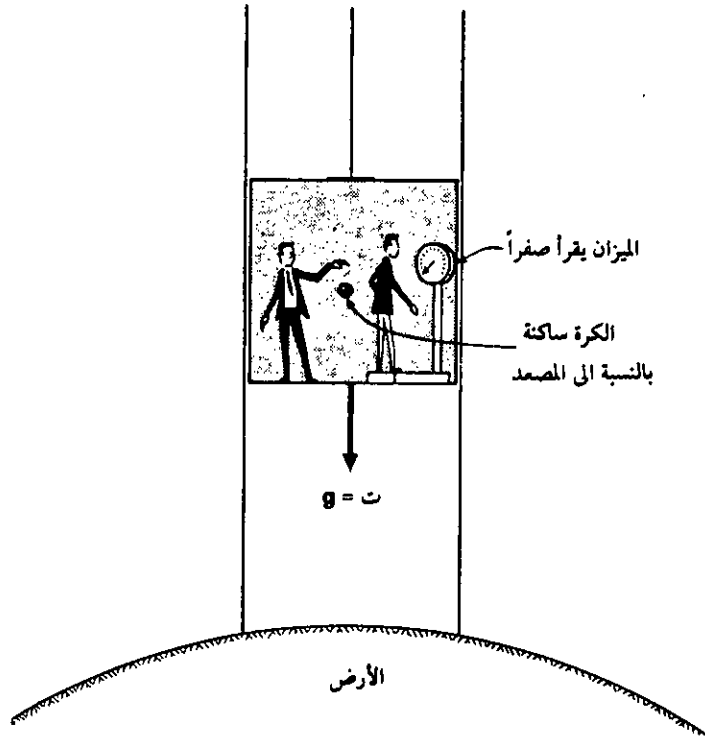
يستحيل التمييز بين قوى
القصور وقوى الجاذبية

وقد تُساعد بضعة أمثلة على توضيح معنى مبدأ التكافؤ. اعتبر أولاً مصعداً يسقط سقوطاً حراً من دون احتكاكٍ في نفقٍ رأسيٍّ طويل (الشكل ٢٢: ٢). فبالنسبة للملاحظين داخل المصعد، لا توجد أية قوى خارجية على الإطلاق. فالكرة التي تُفلت من اليد لا تسقط إلى أرضية المصعد، لأنها ستسقط باتجاه الأرض Earth كما يسقط المصعد وركابه، اما بالنسبة لركاب المصعد فستظهر الكرة على انها طافية في الهواء. إن الكرة بالنسبة للمصعد تستوفي قانون نيوتن الاول، وإن الركاب، الذين يتابعون هذه التجربة ومثيلاتها في اثناء سقوطهم، سيستنتجون بأنهم في إطار اسناد قصوري. أما الملاحظون على الأرض، فيردون بأن ذلك ليس صحيحاً؛ فالمصعد نظام متسارع، وكل ما في الامر أن قوة القصور الظاهرية المؤثرة الى أعلى يصدف انها تعادل قوى الجاذبية الحقيقية المؤثرة الى اسفل، فينخدع ركاب المصعد ويصدقون بانهم في إطار قصوري لا تؤثر فيه أي قوى. إن حالة فقدان الوزن

المصعد الساقط: هل هو إطار
متسارع بجاذبية أم إطار قصوري
بلا جاذبية؟

* وباعتبار أدق، يجب ان تكونا متناسبتين؛ اذ ليس من الضروري التعبير عنها بنفس الوحدة.

weightlessness التي يشعر بها رواد الفضاء في مدارهم حول الارض تنشأ بالذات عن هذا التعادل بين قوتي القصور والجاذبية.

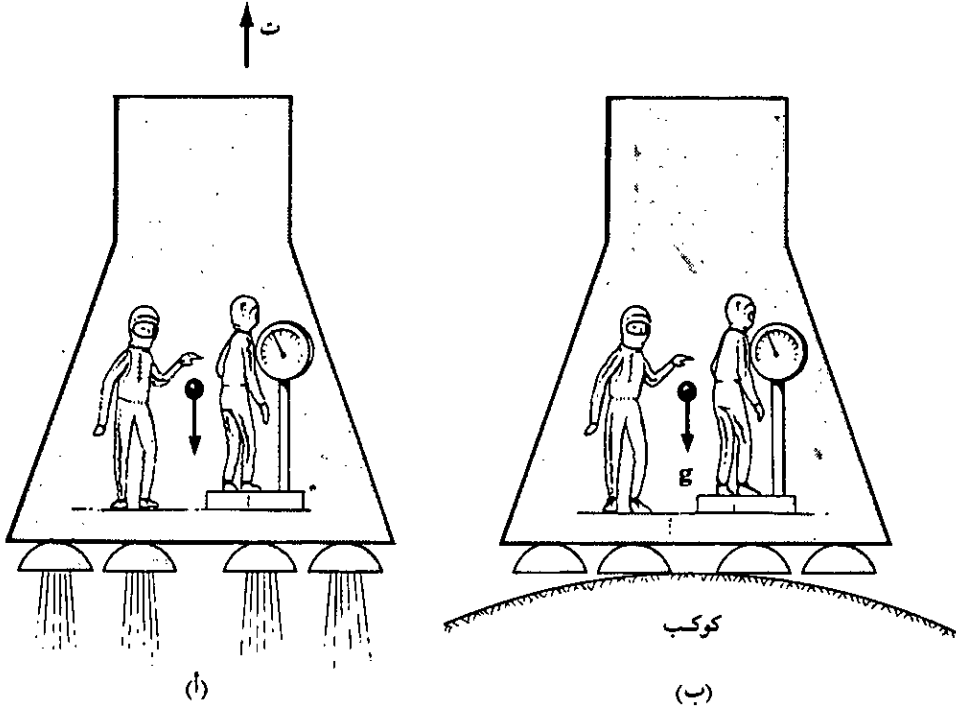


الشكل ٢٢: ٢: يبدو المصعد في سقوطه الحُر لركابه على أنه إطار قصوري. ان تعادل قوى القصور المؤثرة إلى أعلى وقوى الجاذبية المؤثرة إلى أسفل في إطار الاسناد المتسارع يجعل من المستحيل تمييز هذا الاطار المتسارع من إطار قصوري يطفو حرّاً في الفراغ الخالي من الجاذبية.

ولنعتبر أيضاً سفينة فضاء، بعيداً عن أية مصادر لقوى الجاذبية، تتسارع بانتظام بفعل محركها الصاروخي [الشكل ٢٢: ٣ (أ)]. ولنتصور في هذه المرة أن كرة أسقطت من اليد. فهذه الكرة تسقط بتسارع منتظم إلى أرضية قمرة السفينة cabin. ومن وجهة نظر ملاحظ خارجي، فإن الكرة تظل ساكنة في الفضاء، الا ان أرضية قمرة السفينة هي التي تتسارع إلى أعلى لمقابلتها. ان الملاحظ الخارجي يدرك انه لا توجد أية قوى حقيقية مؤثرة، وأن هنالك فقط قوى ظاهرية ناشئة عن تسارع سفينة الفضاء. أما بالنسبة للملاحظين داخل سفينة الفضاء فتبدو هذه القوى حقيقية. فقد يقرّر ملاحو السفينة بأنهم في حالة سكون على ظهر كوكب ما [الشكل ٢٢: ٣ (ب)]. ووفق مبدأ التكافؤ لاينشتاين، فلا توجد أية تجربة يستطيع ركاب المصعد الساقط او الصاروخ المتسارع القيام بها حتى يتمكنوا بشكل لا لبس فيه من تأكيد وجهة نظرهم او وجهة نظر الملاحظين الخارجيين. فالجاذبية والتسارع في الفضاء يُحدثان نفس الآثار الفيزيائية، وهذا بالضبط هو التأكيد الرائع الذي يقرره مبدأ التكافؤ.

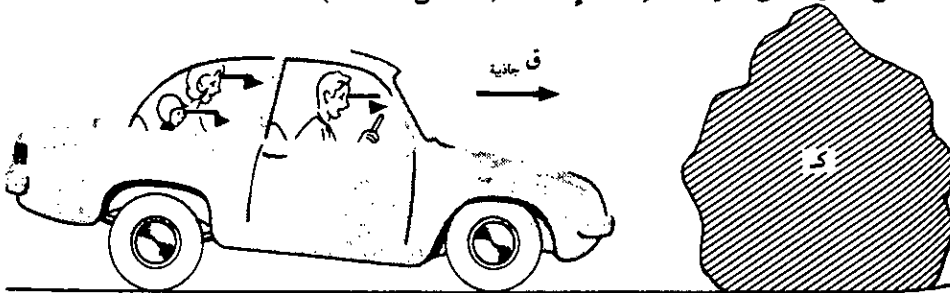
الصاروخ المتدفع: هل هو إطار متسارع بلا جاذبية ام اطار قصوري بجاذبية

ومن تضمناتِ implications هذا المبدأ ان السفينة الفضائية المبحرة حتى قرب الارض او القمر coasting spacecraft ، يمكن اعتبارها بحق اطار اسناد قصوري . ولأنها تكافئ اطاراً قصورياً - وفق أية تجربة تُجرى فيها - فهي بالفعل اطار قصوري .



الشكل ٢٢: ٣ سفينة فضاء متسارعة في فضاء خالٍ من الجاذبية. (أ) يستحيل، بالنسبة لركابها، تمييزها من سفينة فضاء تستقر ساكنة في المجال الجاذبي لكوكب ما. (ب) (بالطبع، يجب اختيار الكوكب بحيث يكون تسارع السقوط الحر على سطحه، g ، يساوي التسارع، a ، لسفينة الفضاء الاولى.)

لنُعُد الى الركاب الذين اندفعوا الى الامام في السيارة المتباطئة. إن مبدأ التكافؤ يعني ان كتلة هائلة توضع أمام سيارة ساكنة سوف تجذب الركاب إلى الامام بطريقة يستحيل تمييزها من تأثير ابطاء سيارة فجأة (الشكل ٢٢: ٤).



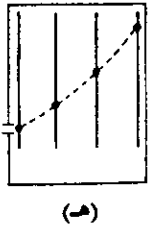
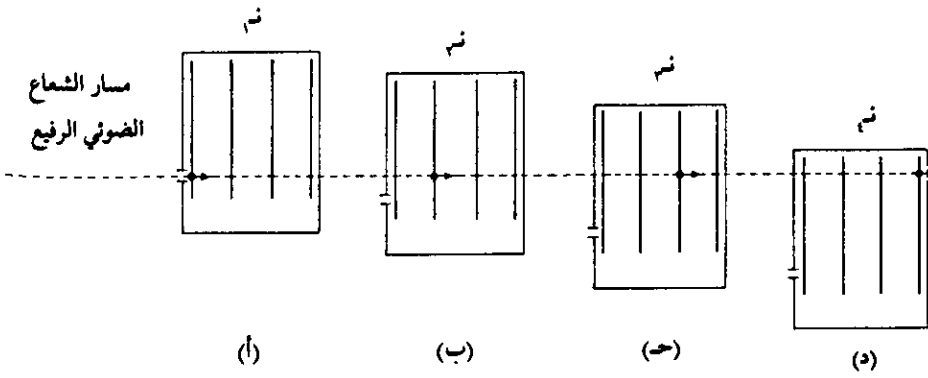
الشكل ٢٢: ٤: اذا وضعت كتلة افتراسية هائلة أمام سيارة ساكنة، فان ركبائها يتسارعون الى الامام بطريقة يستحيل على الركاب تمييزها من أثر ابطاء سيارة متحركة [الشكل ٢٢: ١].

الجاذبية قوة «ظاهرة» مرتبطة
بالزمان

إننا نعلمُ أنَّ قوى القصور ليست حقيقيةً، وأنها نتيجةٌ لخصائص حركةِ إطارِ اسنادها .
فنحنُ نتصور اننا نتأثرُ بقوةٍ بسببِ تسارعِ إطارِ اسنادنا . وإذا قَبَلْنَا بمبدأ التكافؤ، فيجبُ
علينا ان نَقْبَلْ ايضاً بفكرة كونِ قوى الجاذبية «غير حقيقية» وأنها بطريقةٍ ما مُجرَّدُ صفاتٍ
للمكان والزمان . وهذه هي وجهة نظر آينشتاين، التي سنعودُ اليها بعدَ مناقشةِ عدةِ
تضمناتٍ لمبدأ التكافؤ أمكن تحقيقها بالتجربة .

٢٢ : ٣ انحناء الضوء بالجاذبية : The bending of light by gravity

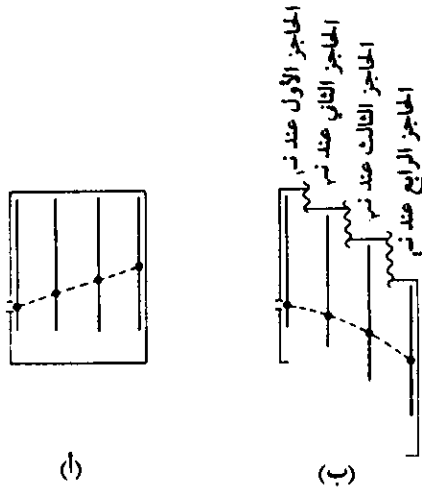
لِنَعُدْ ثانيةً الى مثالِ المصعدِ الذي كانَ في حالةِ سقوطٍ حرٍّ الى أسفلِ نفقٍ رأسيٍّ طويلٍ
(الشكل ٢٢ : ٢)، ولنفرضُ أنَّ الملاحظَ الخارجيَّ، في حماسه لتتويرِ ركابِ المصعدِ واقناعهم
بأنهم ليسوا في إطارِ اسنادِ قصوري، يفكرُ في تجربةٍ ذكيَّة . ويتفقُ لذلكَ معَ الركابِ على
عملِ ثُقْبٍ في أحدِ جوانبِ المصعدِ واقامةِ عدةِ حواجزَ نصفِ شفافةٍ على مسافاتٍ متساويةٍ
من بعضها بعضاً داخلَ المصعدِ، تمكنُ الركابَ من رؤيةِ مسارِ شعاعٍ ضوئيٍّ رفيعٍ خلالَ
المصعدِ . ويسلُطُ بعدئذٍ شعاعاً رفيعاً في اتجاهٍ أفقيٍّ خلالَ الثُقْبِ، ويمرُّ الشعاعُ خلالَ
المصعدِ بسرعةِ الضوء، تاركاً بقعةً مضيئةً على كلِّ حاجزٍ يعبره . وبما أنَّ المصعدَ يسقطُ
بسرعةٍ متزايدة، فإنَّ المسافةَ التي يهبطُها عندما ينتقلُ الضوءُ من الحاجزِ الثاني الى الثالثِ
تكونُ أكبرَ من المسافةِ التي هبطها عندما انتقلَ الضوءُ من الحاجزِ الاول الى الثاني، وهكذا
بالنسبةِ للفراتِ اللاحقةِ المتعاقبة . ووفقَ الملاحظِ الخارجي، فانَّ الضوءَ بحركتهِ في خطٍّ
مستقيمٍ خلالَ الفضاءِ، يجبُ ان يتركُ مساراً داخلَ المصعدِ يظهرُ كقطعٍ مكافئٍ
parabola : انحناءهُ الى أعلى (الشكل ٢٢ : ٥) . ولأنَّ الضوءَ لا يتحركُ في مسارٍ منحنيٍّ في
إطارِ قصوريٍّ، فإنَّ ذلكَ كفيلٌ باقناعِ ركابِ المصعدِ بأنهم في إطارٍ متسارعٍ . ولكنَّ مبدأ
التكافؤ يحظرُ على ركابِ المصعدِ ان يستخدموا أيةَ طريقةٍ فيزيائيةٍ تُمكنُهم من تحديدِ ما اذا
كانَ إطارُهم قصورياً حقاً او أنه إطارٌ توجدُ فيه معاً قوى جاذبيةٌ وقصوريةٌ متعادلة . فالمسارُ
الوحيدُ المتوافقُ مع مبدأ التكافؤ هو خطٌّ مستقيمٌ خلالَ المصعدِ (الشكل ٢٢ : ٦) .



الشكل ٥:٢٢ : المسار عبر الحواجز المتوالية في فترات زمنية متساوية في أثناء عبور الشعاع للحواجز. (هـ): المسار الظاهري المنحني الذي يراه الركاب إذا كان اعتقاد الملاحظ الخارجي اسناده. (أ) الى (د): مواقع المصعد صحيحاً.

غير أن الخط المستقيم بالنسبة للركاب هو قوس انحنائه إلى أسفل بالنسبة للملاحظ الخارجي. ان نتيجة التجربة سوف لا تكون قنعة ركاب المصعد بخطأ طرقهم، بل إن الملاحظ الخارجي يفاجأ بأن شعاعه الضوئي قد انجذب بالجاذبية وأنه تبع مساراً منحنيّاً بدلاً من مسار خط مستقيم.

من تصميمات مبدأ التكافؤ: يجب أن يجذب الضوء بالجاذبية



الشكل ٦:٢٢ : (أ) المسار المستقيم الحقيقي للضوء الذي يراه ركاب المصعد يتسق مع أدلة أخرى على أن إطارهم إطار قصوري. (ب) منظر متراكب superimposed view لموقع المصعد على فترات زمنية متساوية البعد عن بعضها بعضاً يبين انحناء الشعاع الضوئي الى أسفل، كما يراه الملاحظ الخارجي.

وهذه النتيجة المفاجئة للملاحظ الخارجي لا تناقض، بالطبع، مبدأ التكافؤ. بل إنها على العكس تماماً نتيجة يفرضها المبدأ ذاته. وبتكافؤ آثار الجاذبية والقصور، فإن أي أثر لجاذبية الأرض - يُلاحظ مثلاً داخل غرفة الصف - يمكن الحصول على مثيله بايقاف turning off أثر الجاذبية، وتسريع accelerate غرفة الصف بأكملها الى أعلى، بدلاً من ذلك. وفي الحالة الأخيرة هذه، فإن الشعاع الذي يتحرك أفقياً يجب ان يبدو منحنيّاً الى اسفل. وعلى ذلك، ففي الحالة السابقة (عند تسليط الجاذبية ثانية) يجب أن يظهر الشعاع الضوئي أيضاً منحنيّاً إلى أسفل، بمعنى، انه يجب ان ينجذب بالجاذبية.

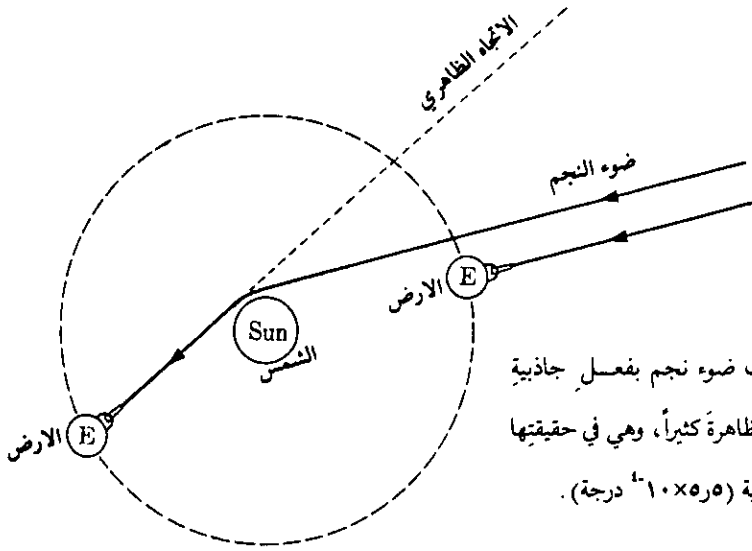
ان انحراف الضوء بالجاذبية تضمّنته فرضية بلانك في عام ١٩٠٧ التي نصّت على أن الطاقة يجب ان تتأثر بقوة الجاذبية (وان تؤثر بقوة جاذبية). الا أن الظاهرة كما يبدو لم تلاقِ قبلاً حتى عام ١٩١١، عندما بينَ أينشتاين انها نتيجة مُتوقّعة، استناداً إلى مبدأ التكافؤ. . واقترح، بالإضافة الى ذلك، طريقة محددة للكشف عن هذه الظاهرة. فضاء النجوم عند مروره بالقرب من الشمس يجب ان يعاني بعض الانحراف، ووفق ذلك فإن الموضع الظاهري للنجم يجب أن ينزاح قليلاً بالنسبة لموقعه في زمن آخر خلال السنة عندما لا يمر ضوءه الذي نستقبله على الارض قريباً من الشمس (الشكل ٢٢: ٧).



رسمٌ للورنز Lorenz.

[Drawing by Lorenz. © 1973 The New Yorker Magazine, Inc.]

ولسوء الحظ فإن ضوء الشمس نفسه هو من الشدة بحيث تعذر آنذاك ملاحظة نجوم كان موقعها في السماء قريباً من الشمس. وبقي الحال كذلك حتى عام ١٩١٩، عندما أمكن، نتيجةً لكسوف الشمس التام، اجراء قياساتٍ سريعةٍ حاسمةٍ لموقع النجوم الظاهرية بالقرب من الشمس، الامر الذي ادى الى التحقق من تنبؤ أينشتاين بأن الضوء (وهو طاقة من دون كتلة) ينحرف بالجاذبية. ولم تكن هذه القياسات ولا التي تلتها في كسوفات لاحقة دقيقة الى حد كافٍ يسمح باختبار مقدار هذه الظاهرة بدقة. والآن، وبعد مضي أكثر من نصف قرن، تتوفر طرق تقنية جديدة تسمح بقياس المواقع الظاهرية للنجوم القريبة من الشمس بدقة، حتى من دون الاستعانة بظاهرة الكسوف. وقد توفر هذه الطرق قريباً بياناتٍ مُحسَّنة جداً عن انحناء الضوء بفعل الجاذبية.



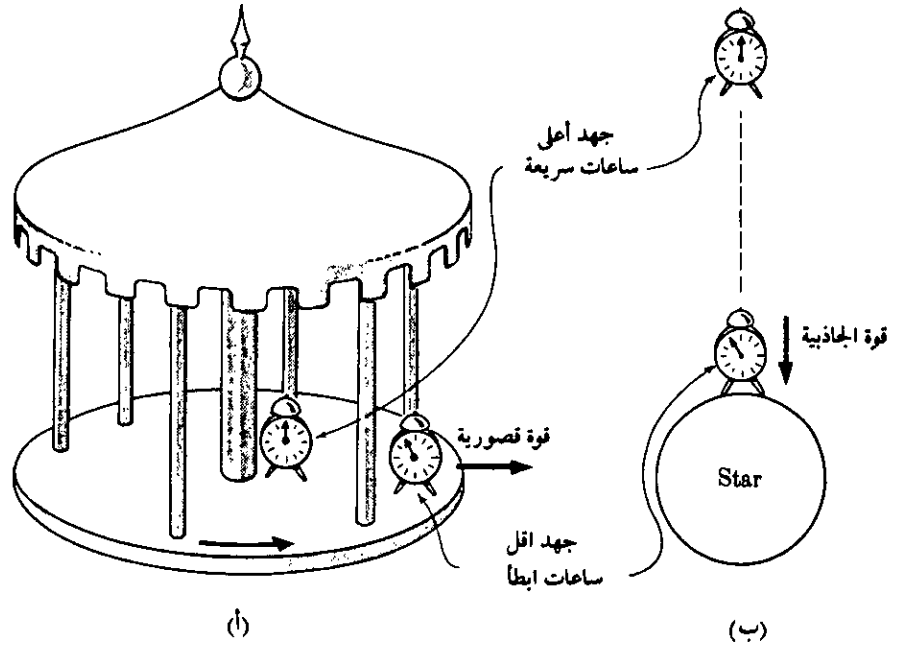
الشكل ٢٢: ٧ انحراف ضوء نجم بفعل جاذبية الشمس: يُضخم الشكل الظاهرة كثيراً، وهي في حقيقتها أقل من زاوية مقدارها ٢ ثانية (١٠×٥٥^{-٤} درجة).

٢٢: ٤ الجاذبية والزمن: الانزياح الاحمر للجاذبية :

Gravity and time: the gravitational red shift

ثمة تنبؤان هامان آخران للنسبية العامة يمكن فهمهما على نحوٍ تقريبيٍّ بدلالة مبدأ التكافؤ عند تطبيقه على قياسات الطول والزمن في أطُر الاسناد المتسارعة. ولفهم ذلك، سنعتبر إطار اسناد دائري (والذي هو، بالطبع، إطار متسارع) بدلاً من إطار يتسارع بانتظام في خطٍ مستقيم. وللبقاء ضمن نطاق المألوف، دعنا نستعص عن المصعد بأرجوحة دوارة merry-go-round. ولنعتبر ساعتين في الأرجوحة، واحدة عند مركزها وأخرى عند حافتها. اننا نعرف من النسبية الخاصة ان الساعة عند المركز، نظراً لأنها لا تتحرك بالنسبة للأرض،

يجب ان تسير بنفس معدل ساعات الارض . ولكن الساعة عند الحافة تتحرك بالنسبة للارض ، ويجب لذلك ملاحظة انها تسير بمعدل ابطأ من معدل ساعات الارض . وهذا يُبين لنا في الحال أن ساعتي الارجوحة ، مع انها في نفس الاطار ، غير متزامنتين synchronous ، إذ تخسر الساعة الخارجية زمناً بالنسبة للساعة الداخلية (الشكل ٢٢ : ٨) . وهذا الفرق يمكن ملاحظته من قبل ملاحظين على الارجوحة



الشكل ٢٢ : ٨ : (أ) وفق النسبية الخاصة ، تسير الساعة عند حافة الاطار الدائري بمعدل ابطأ من الساعة عند المركز . ويعزو ملاحظ في الاطار الدائري ذلك الى الفرق في جهد (طاقة وضع) الموضعين . (ب) ولأن الجاذبية تُحدث أثراً مماثلاً للقوى القصورية ، فان الساعات حتى الساكنة منها يجب ان تسير بشكل ابطأ في مناطق يكون فيها جهد الجاذبية أقل .

وملاحظين على الارض . ويعزو الملاحظ على الارض المعدل الابطأ للساعة عند الحافة الى حركتها . اما الملاحظ على الارجوحة ، فكلتا الساعتين بالنسبة له غير متحركة ، ولذلك يجب ان يعزو الفرق الى شيء آخر . وفي اطاره فثمة فرق بارز واحد بين بيئتي الساعتين . فعند حافة الارجوحة توجد «قوة نابذة مركزيّة centrifugal force» قوية ، (وهي قوة قصور تنشأ عن الحركة المتسارعة) ، ولا وجود لمثل هذه القوة عند المركز . ولذلك ، يقرر أن الساعات في المنطقة التي توجد فيها قوة أكبر ، تتحرك بشكل ابطأ . وبتطبيق مبدأ التكافؤ ، يجب أن نستنتج بأن الساعات الموجودة في مجالات الجاذبية القوية تتحرك ابطأ من الساعات الموجودة

في مجالات الجاذبية الضعيفة. وفي الواقع، فإن النسبية العامة تُبين أن الجهد الجاذبي potential بدلاً من قوة الجاذبية، هو المتغير الهام. فإذا كانت Δn و Δn فترتين زمنيتين مقيستين بساعتين موضوعتين في منطقتين مختلفتين في الجهد الجاذبي، فإن العلاقة التقريبية بينهما تكون:

$$\frac{\Delta n_1 - \Delta n_2}{\Delta n} = \frac{\text{جهد } 1 - \text{جهد } 2}{2c} \quad \dots\dots\dots (5:22)$$

اثر جهد الجاذبية على الزمن

حيث u هو جهد الجاذبية، أو طاقة وضع الجاذبية لكل وحدة كتلة: $\text{جهد} = \text{طو/ك} [u = U/m]$. تذكر أن بُعد $2c$ هو أيضاً طاقة لكل وحدة كتلة. أما الفترة Δn في المقام على الجانب الأيمن فيمكن اعتبارها إما Δn أو Δn أو متوسطهما، إذ من المفروض أن الفرق الكسري fractional بين الفترتين Δn و Δn صغير.

لقد تنبأ أينشتاين بأثر الجاذبية على الزمن في نفس الوقت الذي صاغ فيه مبدأ التكافؤ عام ١٩٠٧، واقترح طريقة لملاحظته. فكل ذرة يمكن اعتبارها كساعة. وإبطاء الساعات - أي إبطاء كل العمليات الفيزيائية - يتجلى بإبطاء الاهتزازات (الذبذبات) الذرية. فذرة ما على سطح الشمس، حيث جهد الجاذبية أقل (أكثر سلباً) منه على الأرض، يجب أن تُطلق ضوءاً تواتره أقل من تواتر ضوء ينطلق من ذرة مشابهة موجودة على الأرض. وقد لوحظت هذه الظاهرة بالفعل في ضوء الشمس، غير أن عدة تأثيرات مُشوشة disturbing جعلت من الصعب قياسها. وهذا الانزياح الأحمر للجاذبية، كما تُدعى هذه الظاهرة، لم يُتحقق منه في الواقع بموثوقية حتى عام ١٩٦٠، عندما سمحت تقنية جديدة تماماً بقياسه بدقة على الأرض.

الذرات على الشمس مقاييس
زمنية متباطئة

وفي العادة، عندما تُطلق ذرة فوتوناً ضوئياً، فإنها ترتد recoil كالبندقية، حتى إن بعض طاقة الفوتون تُسلب منه نتيجة لارتداد الذرة. ولكن نقص طاقة الفوتون يعني نقصان تواتر الاشعاع المُبتعث. فعملية ابتعاث الفوتون قد أنقصت تواتر الفوتون، منتجة بذلك انزياحاً أحمر ارتدادياً recoil red shift. وفي مجال الجاذبية الضعيف نسبياً على سطح الأرض، فإن الانزياح الأحمر الارتدادي أكبر بكثير من الانزياح الأحمر للجاذبية، مما يتعذر معه قياس الاثر الصغير للجاذبية المحمول superposed على الاثر الكبير للارتداد. وعلى

أَيَّةَ حالٍ ففي عام ١٩٥٧، اكتشف رودولف مُسَبَّر Rudolph Mössbauer في هيدلبرج Heidelberg بالمانيا، طريقةً تلغي كَلِيَّةَ الانزياحِ الأحمرِ الارتداديِّ. فعندَ شروطٍ معيَّنة، قد تكونُ الذرَّاتُ المُثَبَّتةُ داخلَ بلوراتٍ صليبةٍ عندَ درجاتِ الحرارةِ المتدنيةِ ثابتةً بأحكامٍ في مكانها، بحيثُ تعجزُ عن الارتدادِ عندما تُطلَقُ فوتوناً. فمن أعماقٍ مثلِ هذهِ الذرةِ، تستطيعُ النواةُ إطلاقَ فوتوناتها المميزةِ (أشعة غاما gamma rays) بكاملِ تواترها، حرةً من أي انزياحٍ أحمرٍ ارتداديٍّ وَمِنْ أي تشويشٍ ناتجٍ عن الذراتِ المجاورةِ.

لقد أمكن بواسطة «ظاهرة مُسَبَّر»
Mössbauer إجراء اختبارٍ
على الأرض لفحص تنبؤ أينشتاين

وَأدركَ روبرت باوند Robert Pound في هارفارد Harvard، وفي نفسِ الوقتِ فريقٌ من الفيزيائيين في انكلترا، أَنَّ «ظاهرة مُسَبَّر» هذه يجبُ أن تَمَكِّنَ أخيراً من إجراءِ اختبارٍ دقيقٍ لتنبؤِ آينشتاين عام ١٩٠٧. فإذا استُخدِمتِ نواةٌ ماثلةٌ للنواةِ المشعةِ (الباعثةِ) كمستقبلٍ للفوتون، فَإِنَّ النواةَ المستقبليةَ تَمْتَصُّ الفوتونَ بشدةٍ فقط إذا كان مقياساً الزَّمنَ للنواتينِ الباعثةِ والمستقبلةِ واحداً، وإذا لم تُغَيَّرْ أَيَّةُ ظاهرةٍ من تواترِ الفوتون. ولذا فإن أيَّ تَغْيِيرٍ صغيرٍ للغاية في التواترِ (أو في مقياسيّ الزمن) يُمكنُ ملاحظتهُ على الفور، لأنَّ النواةَ المستقبليةَ تكونُ ذاتَ قدرةٍ أَقلَّ على امتصاصِ الفوتون. وكان باوند Pound وأحد تلاميذه ج. أ. رِبْكا الابن G.A.Rebka Jr. أولَ من حصلَ على نتائجٍ موثوقةٍ، وأعلنَّا نتائجَهما في صيفِ عام ١٩٦٠. وبذلك أمكن التحقق بالضبطِ من تنبؤِ آينشتاين بدقةٍ في حدودِ ٣ بالمئة. وقد قلَّلتِ التجاربُ اللاحقةُ هذا الخطأَ إلى ١ بالمئة.

ان التَغْيِيرُ في جهْدِ الجاذبيةِ، بالقربِ من سطحِ الأرض، بين نقطتينِ تفصلُهما مسافةُ رأسيةٍ عـ (h) هو: $g = \frac{u}{c^2}$ [$u = gh$]. ولذلك فإن الفرقَ الكسريَّ في التواترِ بين مستويين هو بحسبِ المعادلةِ ٢٢ : ٥ :

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{g}{c^2} \quad (٢٢ : ٦) \dots\dots\dots$$

وَعَمِلَ باوند وربكا في نفقِ رأسيٍّ طويلٍ في مختبرهما، جاعلين المسافةَ الفاصلةَ بينِ النواةِ المستقبليةِ والنواةِ الباعثةِ ٢١ م (٧٠ قدماً). وفي هذهِ الحالةِ يكونُ أثرُ الجاذبيةِ على التواترِ تقريباً جزئيين (٢) من ١٠١٠. وهذا الاثرُ المتناهي في الصغرِ يُناظرُ تأخيراً في الساعةِ السفلى عن الساعةِ العليا مقداره ١ ثانية كُلَّ ١٥ مليون سنة. ولم يَحْدُثْ قَطُّ قَبْلَ ذلكِ في تاريخِ العلمِ أن قِيسَ أثرِ بهذا القَدْرِ من الصَّغرِ.

ومن المثير للنظر الى هذا الانزياح الاحمر من وجهة نظر مختلفة كلية، مستخدمين المعادلة التي تربط بين طاقة الفوتون وتواتره: $ط = h \nu$ [$E = h \nu$]، حيث h هو ثابت بلانك الكوانتي. ولأن للفوتون طاقة، فهو سيتأثر بالجاذبية. فالفوتون الذي يترك الشمس يعاني «تباطؤاً retardation» بفعل جاذبية الشمس، ويفقد طاقةً بانطلاقه بعيداً عنها، تماماً ككرة يُلقى بها إلى أعلى فتفقد طاقةً حركيةً بسبب جاذبية الأرض. ان فقدان الفوتون للطاقة سيكون مكافئاً للنقصان في تواتره، وسيصل لذلك الى الأرض بتواتر اقل من تواتر اخيه الفوتون الذي انطلق من على الأرض. وتبين وجهة النظر المختلفة هذه الاتساق الداخلي inner consistency للنسبية العامة والطريقة الرائعة التي تربط بها مفاهيم الزمكان، والجاذبية، والطاقة معاً.

وجهتا نظر حول انزياح التواتر:
(١) تغير مقياس الزمن، (٢)
تغير الطاقة

٢٢: ٥ الجاذبية والفضاء: حركة عطارد:

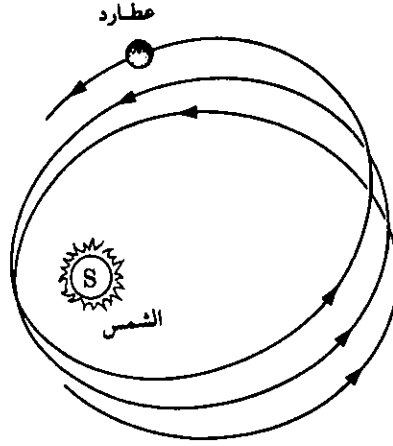
Gravity and space: the motion of Mercury

ان ارجوحة الدوران المتسارعة في الشكل ٢٢: ٨ تتضمن اثراً للجاذبية على قياسات المسافة مماثلاً تماماً للآثر على قياسات الزمان. فالمقياس الذي يوضع على امتداد محيط الارجوحة يظهر منكماشاً للملاحظ على الأرض، بينما المقياس الذي يوضع عند المركز، ويتحرك ببطء أكثر بكثير، لا يكاد يتأثر تقريباً. وباستخدام مبدأ التكافؤ ثانياً، يجب ان نستنتج بأن قياسات المسافة ستعتمد على شدة مجال الجاذبية، حتى لو لم تكن هناك أية حركة نسبية. ومن الجدير أن نذكر أن الارجوحة، وهي تدور، تكافئ أرجوحة ساكنة: المجال الجاذبي قوي عند طرفها وضعيف عند مركزها. ان اعتماد مقياس المسافة على جهد الجاذبية له أثر على حركة الكواكب حول الشمس. وليس من السهل ابداء معرفة هذا الاثر بالضبط، ولم يستطع أينشتاين التنبؤ بالتصححات على حركة الكواكب استناداً إلى مبدأ التكافؤ إلا عام ١٩١٥، عندما توصل الى صياغة رياضية كاملة للجاذبية والخصائص الزمكان. إذ وجد عندها ان أقرب الكواكب إلى الشمس وهو عطارد يجب أن يتأثر بقدر يمكن قياسه. فعطارد يتحرك في مدار إهليلجي elliptical يحمله دورياً إلى مناطق ذات جهد جاذبي يكبر ويصغر، حتى أنه، وفق نتائج مبدأ التكافؤ التي سبقت الإشارة إليها، يعاني بصورة دورية خصائص مكانية وزمانية متغيرة. إن الاثر على حركته بسبب ذلك صغير، الا ان الدقة الكبيرة للملاحظة الفلكية مكنت من قياسه بسهولة. فقد تنبأ بأن القطع الناقص بأكمله الذي يمثل مدار عطارد يستبق precesses ببطء حول الشمس، بحيث أن رحلته المتعاقبة حول

يتأثر الطول أيضاً بجهد الجاذبية

استباق مدار عطارد

الشمس ترسم في الفضاء مساراتٍ تتباين قليلاً (الشكل ٢٢ : ٩).



الشكل ٢٢ : ٤ استباق precession مدار عطارد: من بين أهم ما يسهم في الدوران البطيء لمدار عطارد أثر مجال جاذبية الشمس على الزمكان. لقد ضُخّم كثيراً في هذا الشكل كل من الاختلاف المركزي eccentricity للمدار ومعدل دورانه.

وفي الواقع ينشأ استباق precession مدار عطارد الاهليلجي جزئياً فقط عن اثر النسبية العامة. فالزهرة Venus، والارض، والكواكب الأخرى تُحدث ترجافاً perturbation في حركة عطارد وتسهم في الاستباق البطيء لمداره. إن أسهام النسبية العامة يُقدّر تقريباً بـ ٠.١ درجة في كل قرن، أو بدورة إضافية واحدة كل ٣ مليون سنة. وقد عُرفت هذه الظاهرة، لعشرات السنين، مع أن تفسيرها كان مجهولاً، وهكذا أمكن التحقق من تنبؤ أينشتاين بشكل مباشر عن طريق المشاهدات القديمة.

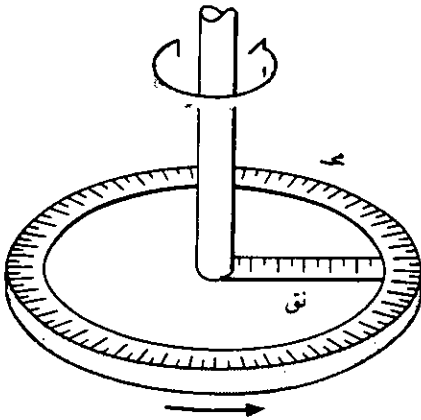
وحتى عام ١٩٦٧، كان يُعتقد بأن معدل استباق مدار عطارد هو الاختبار الأدق والأكثر حسماً للنسبية العامة. ولكن اكتشاف روبرت ديكى Dicke وهـ. مارك جولدنبيرج من برنستون بأن الشمس ليست مستديرة تماماً أدخل بعض التشويه على هذه الصورة. وبما أن الشمس ليست كرة تماماً، فإن مجال جاذبيتها لا يتبع قانون التربيع العكسي تماماً، وهذا بدوره يُسهم في استباق مدار عطارد. وبعد إضافة هذا الاثر الجديد إلى الآثار المعروفة وإلى تنبؤ النسبية العامة، ظل هنالك اختلاف discrepancy بين النظرية والملاحظة العلمية يساوي تقريباً ٠.١ درجة في كل قرن. وربما تكون الآثار «المعروفة» غير معروفة بالقدر الكافي، وربما تزيل الحسابات المُحسنة هذا الاختلاف. وربما تكون النسبية العامة بحاجة إلى تعديل. وعلى أية حال، فلن يتم التخلي بكل تأكيد عن الاسهامات الهامة التي قدمتها النسبية العامة في فهمنا للجاذبية والزمكان ولا عن مبدأ التكافؤ الذي غدا راسخ الأركان.

مصدر رؤية جديد: الشمس
ليست كرة تماماً

وثمة نقطة أخرى مثيرة للاهتمام تظهر عند اعتبارنا لقياسات الطول على الأرجوحة

الدائرة، وهي أن الهندسة نفسها يجب أن تتغير في إطار اسناد متسارع (أو في إطار مثبت بمجال جاذبي). ان قياس المسافة في اتجاه نصف قطر الارجوحة يجب أن لا يتأثر بالحركة، لأن اتجاهها يكون متعامداً على نصف القطر، لكن قياسات المسافة على المحيط تتأثر بذلك. ان نسبة المحيط الى القطر لا تعود تساوي الثابت المحدد (ط) (3.14159...)، بل عدداً آخر (الشكل ٢٢: ١٠). وهذه النتيجة المذهلة هي واحدة أخرى في قائمة التناقضات مع الفطرة السليمة التي استحدثتها النسبية. وهي تعني ببساطة أن النسبية تجعل الفضاء لا أقليدياً non-Enclidean، وأن القوانين العادية لهندسة أقليدس التي تُعلم في المدرسة الثانوية لم تعد صحيحة. وليس من الضروري أن تخضع المثلثات القائمة لقاعدة فيثاغورس. ويجب أن نعي، بالطبع أن الانحرافات deviations عن «الفطرة السليمة» التي تنبأ بها النسبية في حياتنا العادية هي أصغر تماماً من أن تلاحظ (ولو لم يكن الأمر كذلك، لكانت الفطرة السليمة مختلفة تماماً).

تؤثر الجاذبية في الهندسة:
الفراغ ليس أقليدياً



الشكل ٢٢: ١٠: المقياس في إطار اسناد متسارع: ان معادلة الهندسة الأقليدية $c = 2\pi R$ ط نق ليست صحيحة تماماً لا في إطار اسناد دائر ولا في منطقة من الفضاء فيها مجال جاذبي غير منتظم.

٢٢: ٦ الهندسة الجديدة والميكانيك الجديدة:

The new geomery and the new mechanics

ان صياغة آينشتاين النهائية للنسبية العامة في عام ١٩١٥ اعطت الهندسة دوراً رئيساً. وتعتبر رياضيات النظرية هائلة بحيث يستحيل عرضها هنا، ونكتفي بالاشارة إلى بعض الخصائص المثيرة لها وبعض تضميناتها على تفكيرنا في العالم من حولنا وإلى بعض النظريات المستقبلية الممكنة حول الطبيعة. ولكن دعنا أولاً نستعرض في تسلسل منطقي (لا يختلف كثيراً عن التسلسل التاريخي الفعلي) الخطوات الحاسمة التي قادتنا من النسبية الخاصة الى النسبية العامة. وفي البداية هنالك الرغبة في توسيع مبدأ النسبية Principle of

استعراض للمنطق من النسبية
الخاصة إلى النسبية العامة

Relativity ليشمل لامتغيرية القوانين الفيزيائية في جميع أطر الاسناد، لا في الاطر القصورية فحسب. ويؤدي هذا الى اعتبار الاطر المتسارعة، التي توجد فيها قوى ظاهرية، أو قوى قصورية. وبسبب تساوي كتلة الجاذبية وكتلة القصور، فإن قوى القصور لا يمكن تمييزها من قوى الجاذبية الحقيقية. إن مبدأ التكافؤ Principle of Equivalence يجعل من استحالة هذا التمييز فرضية أساسية. وبتطبيق مبدأ التكافؤ على انتقال الضوء، نجد أن الجاذبية يجب أن تحرف الضوء، وهي ظاهرة دل عليها بصورة مستقلة تكافؤ الكتلة والطاقة. ويؤدي قرآن مبدأ التكافؤ مع ظاهري تباطؤ الزمان وانكماش لورنتز في النسبية الخاصة الى الاستنتاج بأن خصائص الزمكان تعتمد على جهد الجاذبية gravitational potential، كما يؤدي أيضاً الى التنبؤ بوجود ظاهرة حركة عطارده إلى التنبؤ بالانزياح الأحمر للجاذبية (الذي يدل عليه بصورة مستقلة مفهوم الفوتون للضوء). وأخيراً، لأن الجاذبية تؤثر في خصائص المكان والزمان، فمن الممكن والمفضل أن نعتبر الجاذبية نفسها لا أكثر من مجرد صفة من صفات المكان والزمان. ويُقلص ذلك الجاذبية الى مظهر من مظاهر هندسة الزمكان spacetime geometry، ويوفر قاعدة عقلانية لمبدأ التكافؤ Principle of Equivalence، نظراً لأنه كان واضحاً دائماً أن قوى القصور «اللاحقية» هي مجرد صفات للمكان والزمان.

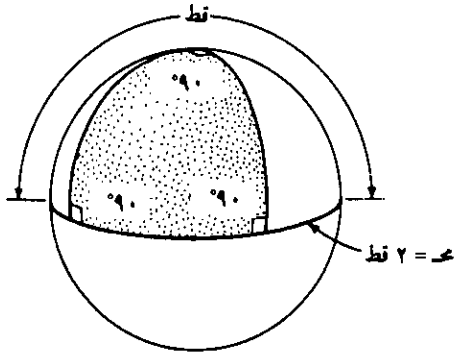
الجاذبية مظهر لهندسة الزمكان

وتتطلب النسبية العامة من الخيال imagination أكثر مما يستطيع الخيال أن يقدمه. فقد اقتضت النسبية الخاصة منا أن نتخلى عن فكرة الزمان المطلق، وأن نحاول تصوّر عالم الزمان الرباعي الأبعاد. وإلى هذه الصعوبات، تُضيف النسبية العامة الزمكان المنحني curved، طالبة منا ان نتصور الاجسام على أنها لا تتأثر بقوى الجاذبية، بل هي بدلاً من ذلك تستجيب في حركتها لانحناء curvature أو لتواء warping الفضاء في جوارها. ففي الميكانيك الكلاسيكية، كان المكان space هو المسرح الذي مثّلت فيه ظواهر الفيزياء أدوارها، بينما كان الزمان المطلق يدور مُستقلاً. وفي النسبية الخاصة، كان على المكان والزمان أن يتحدا في الزمكان spacetime الذي استمر كمشرح، أو ربّما بصورة افضل كقماشية، رُسّمت عليها الظواهر تاريخ خطوطها العالمية world-lines. أما في النسبية العامة، فالزمكان هو أكثر من قماشية canvas لرسم التاريخ عليها. إذ أنه يصير بنفسه مشاركاً ناشطاً في صنع التاريخ، فتلاؤه ووهاده والتواءه هي الظواهر - أو على الأقل ظواهر الجاذبية. ومع أن الاثير قضي عليه بثورة النسبية الخاصة، فإن النسبية العامة قد أدخلت

من جديد أثيراً جديداً أدقّ - هو الزمكان بعينه* . ومن بين الاسئلة المتحدية التي اثارها النسبية: «هل المكان والزمان مظهران للمادة والطاقة؟ وهل للمكان والزمان أي معنى في كونٍ خلوٍ من المادة empty universe ؟» .

وفي محاولتنا تصور الزمكان المنحني ، يجب أن نراجع من أربعة ابعادٍ إلى بُعدين . فسطح الأرض مثال جيد على الفراغ المنحني curved space . فهو يبدو، في أية منطقة صغيرة، مستوياً تماماً، وتنطبق عليه الهندسة العادية تماماً. أما إذا اعتبرنا أشكالاً حجمها كبير، فمن الواضح أنه لا أقليدي non-Euclidean. فالثلاث المتساوي الاضلاع الذي طول ضلعه تقريباً ٦٠٠٠ ميل (الشكل ٢٢: ١١) له ثلاث زوايا: كل منها ٩٠° بدلاً من ٦٠°. وخط الاستواء دائرة مُحيطها مثلاً قُطرها تماماً بدلاً من أكثر من ثلاثة أمثاله .

الفراغ المنحني في بعدين



الشكل ٢٢: ١١: سطح الأرض هو فراغ
منحني ثنائي البعد، وهندسته تختلف عن
هندسة أقليدس للفراغ المسطح .

وهذه هي حالات متطرفة، ويستطيع مسح بقياسات دقيقة على نحو كافٍ تعيين الصفة اللاأقليدية للسطح بأرقام أقل بكثير من ذلك .

ومنذ أكثر من ٩٠ عاماً، اخترع إدوين أبوت Edwin Abbott ، وهو رجل دين انكليزيّ وعالمة شكسبير Shakespearean Scholar ، عالماً ثنائي البعد، مأهولاً بمرعبات، ومثلثات، وغيرها من الأشكال ثنائية البعد+. لتصور مجموعة من مربعاته

* قال آينشتاين عام ١٩٢٠: «وفق النظرية النسبية العامة، يُجسّ الفضاء space بصفات فيزيائية، ولذلك فهذا المعنى، يوجد أثراً». قارن هذه العبارة بالاقتراس في الصفحة (٢٢) من بحث آينشتاين المنشور عام ١٩٠٥ .

Edwin A. Abbott, *Flatland: A Romance of Many Dimensions*, 6th ed. (New York: Dover Publications, Inc., 1952.

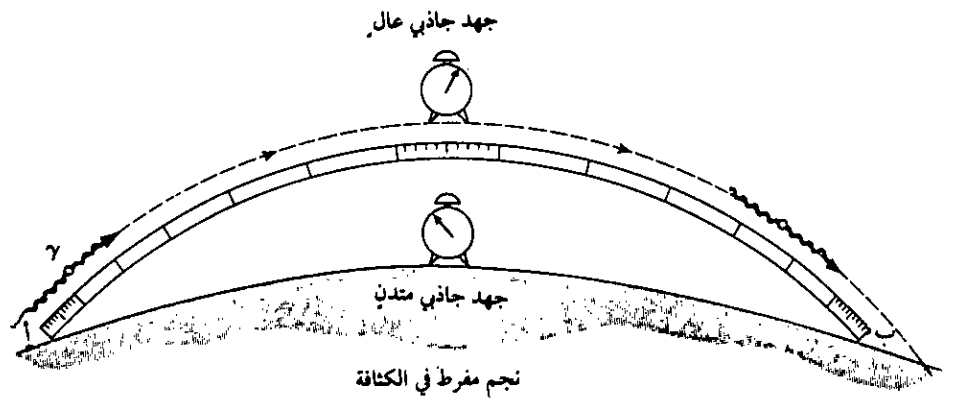
ما زال هذا العمل العلمي الخيالي القُد يحفظ بقدرته على التثقيف والتسلية .

المخلوقات الثنائية البعد تستطيع
قياس سطح كرة كبيرة على أنه
لا أقليدي

تعيش على سطح كرة كبيرة ملساء. فهي لا تستطيع تصوّر انحناء أرضها لأن مجال رؤيتها لا يشمل على البعد الثالث الضروري. ومع ذلك، فهي تستطيع بالكثير من الحرص مسح السطح وتقرير أنه غير مستوٍ، لأن قوانين هندسة أقليدس لا تنطبق عليه تماماً. وقد تسافر الرحالة المرتبعت Square explorers بعيداً عن أماكن سكنها في خطّ مستقيم، ليجدوا أنفسهم ثانية في المكان الذي بدأوا منه، بعد أن يكونوا قد داروا حول عالمهم globe. إن الإنسان في الفضاء كالكائن المسطح Flatlander على سطح منحنٍ، يستطيع بالقياس أن يُعيّن ما إذا كان الفراغ مسطحاً flat أو منحنياً curved، ولكنه غير قادرٍ على تصوّر فضاء منحنٍ curved space. ووفق النسبية، فإن الفراغ لا ينحني بانتظامٍ كسطح كرة، بل إن انحناءه يزيدُ بالقرب من المادة والطاقة ويقلُّ بعيداً عنها. ومع ذلك، فمن المحتمل أن يكون له انحناء متوسط أجمالي. ومن الممكن (الا أنه لم يثبت بعد) أن يكون الفراغ مغلقاً على نفسه، تماماً كسطح الأرض، بحيث أن المسافر في الفضاء، إذا راح مسافراً إلى الأبد في خطّ مستقيم، فسوف يظهر ثانية على الأرض بعد بضعة بلايين من السنين.

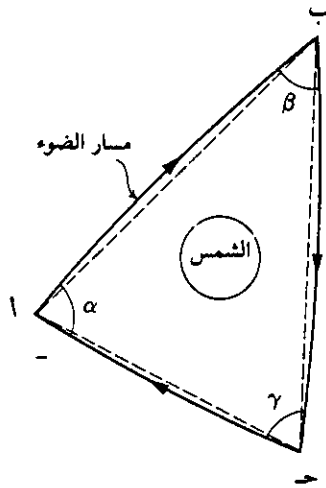
إن هذه الصورة لمسافر الفضاء الذي يقوم باتمام دائرة مُغلقة دون أن ينعطف أبداً في سيره عائداً تثير السؤال التالي: ما الخطّ المستقيم؟ وهذا سؤال هام، ويحتاج إلى تعريفٍ عمليّاتيّ operational للإجابة عنه. ونحن نستطيع، على سطح الأرض الثنائي البعد، تعريف «الخطّ المستقيم» كأقصر مسافة بين نقطتين. ويُدعى هذا عادةً بطريق الدائرة الكبرى great-circle route. والاسم الفني لها هو الخطّ الجيوديسي geodesic، أما في الفراغ الثلاثي الأبعاد، فإن النسبية تقدّم تعريفين متكافئين للخطّ الجيوديسي، أو الخطّ المستقيم الشكل (١٢: ٢٢). فهو مسار المسافة الأقصر كما يتحدّد مثلاً، بوضع عصيّ مريّة

الشكل ١٢: ٢٢ الخطّ الجيوديسي في الفراغ الثلاثي الأبعاد: عدد العصيّ المتريّة اللازمة لوصول أ وب يكون أصغر ما يمكن على مسارٍ منحنٍ يمتدّ في منطقة مجال جاذبيتها ضعيف. وهذا المسار، والذي هو أيضاً مسار فوتون يتحرّك من أ إلى ب، يُعرّف بأنه الخطّ الجيوديسي geodesic، أي «خطّ مستقيم» في الفراغ المنحني.



طرفاً موصولاً بطرف، أو هو المسار الذي يتبعه فوتون. وكلا هذين التعريفين واحد، كما ثبت. وكما يبين الشكل ١٣: ٢٢، فإن القياسات التي أجراها غاوس Gauss في ألمانيا قبل ما يزيد على قرن من الزمان (انظر الجزء ٥: ١) تبين أن الفراغ لا إقليدي وذلك عند توسيعها لتشمل المسافات الفلكية. فنحن نعلم، بسبب الانحناء الملاحظ في ضوء النجوم بفعل جذب الشمس، أن مجموع الزوايا $\alpha + \beta + \gamma$ ، في الشكل ١٣: ٢٢، يجب أن يكون أكبر من 180° .

الخط الجيوديسي في الفراغ
الثلاثي الأبعاد: (١) اقصر
مسافة، و(٢) مسار فوتون



الشكل ١٣: ٢٢: المساحون في النظام
الشمسي الذين يستخدمون مسارات
الضوء لتعيين خطوط مستقيمة سوف
يجدون أن الفراغ لا إقليدي
non-Euclidean.

* قانون الحركة : The law of motion

لا يعرف الخط الجيوديسي geodesic في الفراغ الرباعي الأبعاد بالمسار ذي المسافة الاقصر بل بالمسار ذي الزمن الصحيح proper time الأعظم. وقد قابلنا فكرة الزمن الصحيح الأعظم هذه عند تناولنا نقيضة التوأم (الجزء ٢٠: ١١). إذ أن التوأم الذي تقدم في العمر aged أكثر من الآخر هو التوأم الذي بقي في إطار قصوري واحد، وكان هو الذي تبع خطاً جيوديسياً geodesic.

الخط الجيوديسي في الزمكان:
الزمن الصحيح الأعظم

إن الأهمية العظمى للخط الجيوديسي للزمكان تكمن في علاقته بقانون نسبي relativistic للحركة. وإذا اعتبرنا قوى القصور و/أو قوى الجاذبية فقط، فإن القانون الذي يحل محل قانوني نيوتن الأول والثاني هو: جميع الأجسام تتبع خطوطاً جيوديسية في الزمكان. ولذا، فإن قانون الميكانيك الجديد هو قانون هول laziness كوني. فالجسم بانتقاله من حدث event إلى آخر، يتحرك بطريقة تجعل من زمن رحلته في الزمكان أكبر ما

القانون الجديد للحركة

يمكن - كما يُقاسُ بساعاتِ الجسمِ نفسه .

وأبسطُ تطبيقٍ لقانونِ الحركةِ هذا هو على جُسيمٍ حرٍّ من تأثيرِ الجاذبيَّةِ أو أيِّ مؤثِّرٍ خارجي . ففي إطارِ اسنادِ قصوريٍّ، يوصَفُ هذا الجُسيمُ وصفاً صحيحاً بالنسبيَّةِ الخاصةِ؛ وعلى وجهِ الخصوصِ يتحدَّدُ زمنُه الصَّحيحُ proper time بالمعادلةِ ٢٠ : ٥٩ التالية :

الزَّمنُ الصَّحيحُ لجسمٍ حرٍّ من
أيِّ قوَى

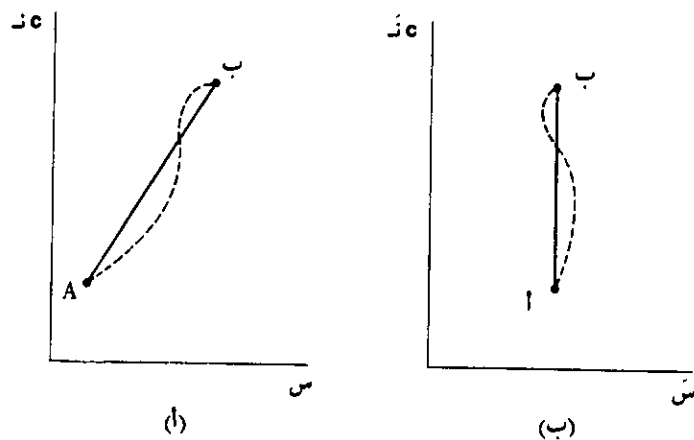
$$\tau = \sqrt{(d\tau)^2 - \frac{1}{c^2} [(d\epsilon)^2 + (d\sigma)^2 + (d\varsigma)^2]} \quad (٢٢ : ٧) \dots\dots\dots$$

$$= \sqrt{1 - (v/c)^2} d\tau$$

حيث سر هي سرعةُ الجُسيمِ في إطارِ الاسنادِ المختار $[سر = \left(\frac{d\epsilon}{d\tau} \right)^2 + \left(\frac{d\sigma}{d\tau} \right)^2 + \left(\frac{d\varsigma}{d\tau} \right)^2]$ وبالنسبةِ للحدثين أ وب في الشكل ٢٢ : ١٤ (أ)، فإننا نسأل عن ذلك المسارِ في الزمكانِ الذي يجعلُ الزمنَ الصَّحيحَ للجُسيمِ أكبرَ ما يمكنُ عند انتقاله من أ إلى ب . (ونفرضُ أنَّ الفترةَ interval ما بين أ وب هي شبهُ زمانية time-like حتى يتيسَّرَ للجسمِ الانتقالُ فيزيائياً من أ إلى ب) . إنَّ الزمنَ الصَّحيحَ للجسيمِ عند انتقاله من أ إلى ب هو :

الزمنُ الصَّحيحُ المنصرمُ لجسيمٍ

$$\tau = \int_A^B \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} d\tau \quad (٢٢ : ٨) \dots\dots\dots$$



الشكل ٢٢ : ١٤ : (أ) ان الخطَّ العالمي الذي يجعلُ الزمنَ الصَّحيحَ أكبرَ ما يمكنُ هو خطُّ مستقيمٍ في الفراغِ المُسطَّحِ للنسبيَّةِ الخاصةِ . (ب) ويمكنُ إثباتُ ذلك باعتبارِ إطارِ اسنادٍ تكونُ فيه أ وب في نفسِ المَوقعِ في الفراغِ .

أما بيان أن τ هي نهاية عظمى عندما تكون $\text{سر} = \text{ثابت}$ فمسألة في موضوع علم تفاضل وتكامل التغيرات calculus of variations. وعلى أية حال، فإننا نستطيع معالجة هذه المسألة الخاصة من دون اللجوء إلى ذلك الفرع من التفاضل والتكامل. اعتبر إطار الاسناد، الذي احداثياته S ، V ، E ، و N ، والذي يحدث فيه الحدثان A و B في نفس الموضع [الشكل ٢٢: ١٤ (ب)]. ففي هذا الاطار، يكون الزمن الصحيح المنصرم كما يلي:

اطار خاص: نقطتا النهاية عند نفس المكان

$$\tau = \int_{t_A}^{t_B} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt' \quad \text{د ن} \quad \sqrt{1 - \frac{\text{سر}^2}{c^2}} \quad \text{ن ب} \quad \tau \quad (٩: ٢٢) \dots\dots\dots$$

وبما أن المكامل integrand: $\sqrt{1 - \frac{\text{سر}^2}{c^2}}$ لا يمكن أن يزيد على ١، فإننا نحصل من المعادلة ٩: ٢٢ على لا متساوية inequality بسيطة هي:

$$\tau \geq \text{ن ب} - \text{د ن} \quad (١٠: ٢٢) \dots\dots\dots$$

وفي الواقع، فبالنسبة لمسار واحد ممكن - هو المسار الراسي المستقيم في الشكل ٢٢: ١٤ (ب) - تكون $\text{سر} = \text{صفر}$ ، (ويجب إضافة الاحداثيين الآخرين، V و E ، عقلياً، فهما ايضاً لا يتغيران). ويكون لهذا المسار:

$$\tau = \text{ن ب} - \text{د ن} \quad (١١: ٢٢) \dots\dots\dots$$

ولأن هذه هي القيمة العظمى للزمن τ في هذا الاطار، فإن المسار المستقيم الذي تكون فيه السرعة المتجهة $\text{سر} = \text{صفر}$ يجب أن يكون المسار الفيزيائي الحقيقي. أي أن الجسيم يظل ساكناً في الفراغ. واخيراً فإننا نفرض لامتغرية الزمن الصحيح. وينتج عن ذلك أننا اذا جعلنا τ نهاية عظمى في إطار ما، فإننا نكون بذلك قد جعلناه نهاية عظمى في كل الاطر. وفي أي إطار آخر [كالمبين في الشكل ٢٢: ١٤ (أ)]، فإن الخط العالمي المحول transformed هو خط مستقيم، يُناظر الحركة بسرعة متجهة ثابتة.

في هذا الاطار τ تكون نهاية عظمى، عندما تكون $\text{سر} = \text{صفر}$

في اي اطار، تكون τ نهاية عظمى عندما تكون $\text{سر} = \text{ثابت}$

دعنا نراجع خط تفكيرنا. يكون الخط الجيوديسي، أو المسار ذو الزمن الصحيح الاعظم، لجسيم حر من تأثير الجاذبية أو أي قوى أخرى، في إطار اسناد قصوري خطاً مستقيماً في الزمكان. ووفق قانون الحركة الجديد؛ فإن الخط العالمي المستقيم يكون هو المسار الحقيقي الزمكاني للجسيم. ومن شرط الزمن الصحيح الاعظم يتبع قانون نيوتن الاول.

المسار الجيوديسي لجسيم حر يكافئ قانون نيوتن الاول

* الحركة في مجال جاذبي منتظم : Motion in a uniform gravitational field

باستخدام قانون أينشتاين في الحركة، نستطيع الحصول على نظرية جديدة الى مسألة قديمة هي الحركة في مجال جاذبي منتظم، كتلك الحركة القريبة من سطح الارض. فوق المعادلة ٢٢: ٥، تُسرّع حركة الزمان، كلما ارتفعنا الى اعلى في اتجاه الجهد الجاذبي الأكبر، ويكون التغير الجزئي في الفترة الزمنية Δ ن كما يلي :

$$\frac{\Delta}{\Delta} = \frac{\Delta \text{جه}}{\Delta} = \frac{\Delta g}{c^2} \quad (٢٢: ١٢) \dots\dots\dots$$

حيث جه (u) هو جهد الجاذبية، الذي عُرِفَ عقب المعادلة ٢٢: ٥ [وهو هنا $g = \text{ثابت} + (u = gz + \text{constant})$]، وحيث g هو تسارع الجاذبية، و (z) هي المسافة الرأسية كما تقاس في اتجاه علوي من أي مستوى إسنادي. وكما اقترح عند اعتبارنا للإطار الدائر (الشكل ٢٢: ١٠)، فإن مقاييس الطول تستطيل ايضاً عندما تنتقل الى جهد جاذبي أكبر. أما مقدار الاستطالة فهو كما للزمن :

$$\frac{\Delta}{\Delta} = \frac{\Delta g}{c^2} \quad (٢٢: ١٣) \dots\dots\dots$$

حيث Δ ح هي إزاحة مكانية صغيرة.

وبين الرسم التوضيحي في الشكل ٢٢: ١٢ هذا التباطؤ في المكان والزمان عند الحركة الى أعلى. وبسبب هذا التباطؤ، فإن الزمن الصحيح proper time لجسيم يتحرك رأسيًا إلى أعلى في مجال الجاذبية يعتمد على موقع الجسيم. وهو يُعرف [عندما $دس = دص = \text{صفر}$] بالعلاقة التالية : $(dx = dy = 0)$

الزمن الصحيح لجسيم في
مجال جاذبي منتظم

$$\tau_D = \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}} \quad (٢٢: ١٤) \dots\dots\dots$$

وتتطلب هذه المعادلة الهامة بعض النقاش. فالأحداثيان ن، ع هما أحداثًا مُلاحظين عند مستوى الإسناد = صفر. وعند حركة جسم الى أعلى من هذا المستوى، فإن مقياس زمانه يزداد بشكل مستمر من ن الى ن $[1 + (g/c^2)]$ ، كما يتضح من المعادلة * ان الحركة في الاطار الدائر، من طرف القرص الى مركزه «ضد» القوة النابذة تكافئ الحركة الى أعلى باتجاه الجهد الأعلى لمجال الجاذبية. فمقاييس الطول هي أكبر ما تكون في الاطار الدائر عند المحور، حيث لا وجود هناك لانكماش لورنتز.

١٢:٢٢. كذلك، يتضح من المعادلة ١٣:٢٢، أن مقياس طوله يستطيل من د ع إلى د ع $[(1 + g/c^2)]$. وهذا العامل نفسه، $[(1 + g/c^2)]$ ، مضروباً في كل من د و د ع (في حالة كون د س = د ص = صفر)، يُحوّل المعادلة ٧:٢٢ الى المعادلة ١٤:٢٢. وإنها لخصيصة عامة للزمكان المنحني curved spacetime أن يكون تعريف الزمن الصحيح فيه يختلف عن تعريفه في الزمكان المسطح flat المُمَيَّن في المعادلة ٧:٢٢. وأخيراً، ننبّه على أن المعادلة ١٤:٢٢ هي تقريبية، وهي صحيحة عند توفر الشرط: $g/c^2 \gg 1$.

ونستطيع، بعد أن تسلّحنا بهذا التعريف للزمن الصحيح لجسم يتحرك رأسياً في مجال جاذبي منتظم، أن نطبّق قانون الحركة الجديد (τ = قيمة عظمى) على مثال بسيط للحركة. ليكن الحدث أ event هو وجود كرة بيسبول baseball عند ع = صفر في لحظة مُعَيَّنة، وليكن الحدث ب هو وجود الكرة عند نفس الموضع المكاني في لحظة لاحقة. وكما يبيّن الشكل ١٥:٢٢ (أ)، نسمي، للسهولة، هذين الزمنين - ن_١ و - ن_٢. ويبيّن الشكل ١٥:٢٢ (ب) خطوطاً عالمية مُمكنة لكرة البيسبول في مخطط منكوفسكي. ويمثّل الخط المتصل المنحني الخطّ العالمي للحركة الفعلية بحسب ميكانيك نيوتن:

مسألة: كيف يجب أن تتحرك كرة بيسبول اذا كانت في نفس المكان في أزمنة مختلفة؟

$$ع = ع. - g \frac{1}{c^2} (ن_2 - ن_1) \quad (١٥:٢٢) \dots$$

الحل بحسب ميكانيك نيوتن

(إنّ الثابت ع. يساوي المقدار $g \frac{1}{c^2}$ ، وذلك حتى تكون ع = صفر عند ن = - ن_١ و ن = ن_٢). أما الخطوط المتقطعة فهي خطوطاً عالمية أخرى مُمكنة. ونريد هنا أن نثبت أن الخطّ المتصل المنحني هو الخطّ الجيوديسي geodesic، وأنه يمثّل بالنسبة للكرة مساراً زمنه الصحيح أكبر ما يمكن.

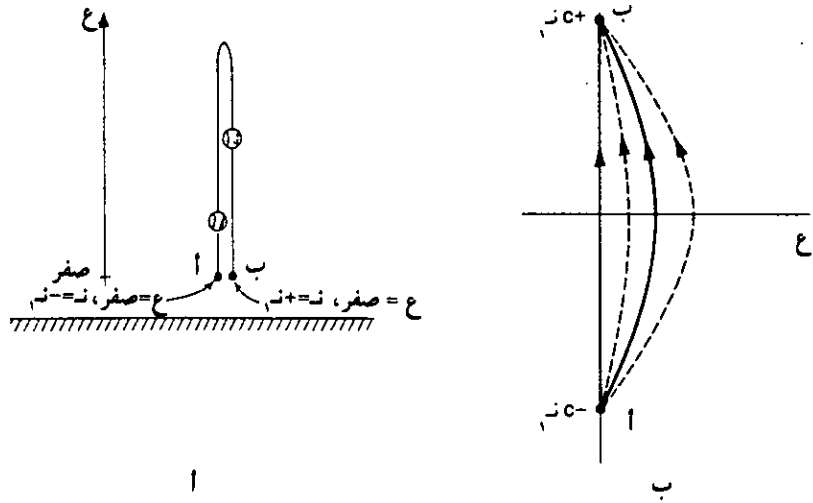
ونستطيع أن نكتب، من المعادلة ١٤:٢٢، للزمن الصحيح المنصرم ما يلي:

$$\tau = \int_{ن_1}^{ن_2} \sqrt{1 - \frac{g}{c^2} (1 + \frac{g}{c^2})} dن \quad (١٦:٢٢) \dots$$

الزمن الصحيح المنصرم

معتبرين الشرط الاضافي بأن ع = صفر عند نهايتي نُقْطَتَي التّكامل. ومن الأفضل البدء بنقاش وصفي. ففي غياب مجال الجاذبية (نضع $g = 0$ صفر في المعادلة ١٦:٢٢)، فإن كرة البيسبول تتحرك بسرعة متجهة ثابتة. فاذا كان لها أن تبقى عند نفس النقطة في الفراغ في الأزمنة المختلفة (الحدثان أ و ب)، فإن هذه السرعة المتجهة يجب أن تساوي صفراً. ويكون

الخطُ المستقيمُ من أ الى ب في الشكل ١٥:٢٢ (ب) هو الخطُ العالمي لها. وهذا ما تمَّ استنتاجه في جزء الجزء السابق. لنعتبر الآن الحدَّ الذي يحتوي على 9.



الشكل ١٥:٢٢ : (أ) مسارُ كرة يسيرُ قذفتُ رأسياً. وهي عند ع = صفر عند الزمنين $t = 0$ و $t = 1$. (ب) الخطُ العالمي الحقيقي للكرة (المنحنى الدائري) هو المسارُ الزمكاني الذي يجعلُ الزمنَ الصحيحَ المُنصرَمَ بين الحدثين أ وب أكبر ما يمكن. ترتفعُ الكرة وتبطُّ «من أجل» أن تجعلُ الزمنَ الصحيحَ أكبر ما يمكن، ويكونُ مسارُها في الزمكانِ خطاً جيوديسياً geodesic.

فاذا انحرف الخطُ العالمي عن خطٍ مستقيمٍ وتبعَ واحداً من الخطوطِ المتقطعة في الشكل ١٥:٢٢ (ب)، فإن أثريين متنافسين يحدثان في مُكاملِ integrand المعادلة ١٦:٢٢. أولاً، بما أن السرعةَ المتجهة للكرة لا تساوي صفراً، فإن الحدَّ الحاوي سرّاً يميلُ الى انقاصِ قيمة τ . وثانياً، فإن الحدَّ الموجبَ الحاوي ع يميلُ الى زيادةِ قيمة τ . ولذلك، فاننا نجدُ على الاقلَ إمكاناً في ان يتغلبَ الاثرُ الثاني على الاول، مما يؤدي الى ابتعادِ الخطُ العالمي ذي الزمنِ الصحيحِ الاعظمِ عن خطٍ رأسيٍّ مستقيم. وهذا هو ما يحدثُ بالفعل.

تبصر وصفي: سر = صفر لا
تجعل بالضرورة قيمة τ قيمة عظمى

ولمعالجة المعادلة ١٦:٢٢ سنقومُ بتقريب آخر، وهو أن الحركة لانسبوية nonrelativistic ($v \ll c$). ومن ثَمَّ، فإن:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}$$

ويكون المكامل integrand تقريباً يساوي :

$$(1 - \frac{1}{\gamma^2} \frac{v^2}{c^2}) (\frac{g}{\gamma^2 c} + 1)$$

وبالاضافة الى ذلك، وبسبب العلاقة :

$$(1 - \frac{v^2}{c^2}) \equiv (1 + \frac{v^2}{c^2})^{-1} \approx 1 - \frac{v^2}{c^2}$$

يمكن تقريب المعادلة ٢٢: ١٦ لتصبح

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \frac{1}{\gamma^2} \frac{v^2}{c^2}] \frac{g}{\gamma^2 c} dz = \tau \quad \dots (٢٢: ١٧)$$

تقريب السرعة البطيئة والمجال الضعيف

(لاحظ أن $\frac{dz}{dt} = v$). وفي هذه المرة، فلا نستطيع من دون حساب تفاضل وتكامل التغيرات الحصول على جواب عن سؤالنا التالي: ما الدالة $g(z)$ التي تجعل الزمن الصحيح المنصرم، والمعروف بالمعادلة ٢٢: ١٧، أكبر ما يمكن؟ والجواب، الذي نعطيه هنا من دون برهان، هو، لأي زوجين من النقط النهائية الفيزيائية الممكنة للحركة:

$$g(z) = \frac{1}{\gamma^2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{g}{\gamma^2 c} \quad [z(t) = z_0 + v_0 t - \frac{1}{2} g t^2]$$

هذه الدالة تجعل قيمة τ قيمة عظمى

وعلى وجه الخصوص، وبالنسبة لنقطتي النهاية أ وب في الشكل ٢٢: ١٥، فإن $g(z)$ تتحدد بالمعادلة ٢٢: ١٥.

ونستطيع إعطاء برهان جزئي على النتيجة السابقة. اعتبر نوعاً من الحركة يتميز بتسارع ثابت T :

$$g(z) = \frac{1}{\gamma^2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{g}{\gamma^2 c} \quad (T = \frac{dv}{dt})$$

$$g(z) = \frac{1}{\gamma^2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{g}{\gamma^2 c} \quad (T = \frac{dv}{dt})$$

وبوضع هذه القيم في المعادلة ١٧: ٢٢ نحصلُ على :

اعتبر جميع الحركات الممكنة
التي لها تسارع ثابت ت

$$\tau = \left[1 - \frac{g}{c^2} \right]^{1/2} \quad (18: 22) \dots \dots$$

والتكامل السابقُ مباشرٌ، ويعطينا τ بدلالة ت عند تثبيت قيم كل من g ، c ، و τ . ويبقى لدينا بعد ذلك مسألة إيجاد نهاية للدالة τ باستخدام التفاضل الابتدائي، للحصول على قيمة ت التي تجعل $\frac{\tau}{\tau_0} = 0$ صفر. ونترك ذلك كمسألة للقارئ ليبيان أن النتيجة تكون كما يلي :

للخط الجيوديسي، $g = -$

$$g = - \quad (19: 22) \dots \dots \dots$$

وأن هذه النتيجة هي قيمة عظمى، لا صغرى، للزمن τ .

نظرة جديدة وغريبة الى حركة قديمة
مألوفة

لقد وجدنا بهذه الطريقة أن كرة البيسبول التي تُقذف الى أعلى وتَهبط عائدة الى اسفل تتبع خطاً جيوديسياً في الزمكان، وهو أقرب شيء الى خط مستقيم في زمكان منحنٍ. وانه لأمر رائع أن الكرة، بالرغم من أنها «تعكس» مجراها في المكان، تتبع مساراً في الزمكان هو في استقامته كاستقامة مسار فوتون يعاني انحرافاً غير ملحوظ imperceptible في أثناء مروره بالقرب من الارض. وانه لأمر رائع أيضاً أن الكرة تقوم برحلة الى اعلى وإلى اسفل، بدلاً من أن تبقى في الاعلى، من اجل ان تجعل الزمن اللازم لانتقالها من أ إلى ب أكبر ما يمكن*. ولعل ما يفوقهما روعة هو أن مسار الكرة يمكن أن يُعزى الى الحد الصغير للغاية: c/g (الذي يساوي تقريباً ١٠-١٦ عندما $c = ٣ \times 10^8$ م/ث)، والذي يقيس انحراف الزمكان عن حالة الاستواء flatness بالقرب من سطح الارض.

ويسبب التقريبات التي قامت على أساسها المعادلة ١٧: ٢٢، فان نتيجتنا للخط الجيوديسي للكرة هي نفسها كنتيجة ميكانيك نيوتن. ولو استخدمنا بدلاً من التكامل التقريبي التكامل الدقيق الذي يُعرف الزمن الصحيح لما اختلفت النتيجة إلا قليلاً جداً عن نتيجة ميكانيك نيوتن.

* وهذا يعني بالطبع الزمن الصحيح - أنه الزمن الذي تقيسه ساعات تتحرك مع الكرة.

٢٢: ٧ النظرية الجديدة إلى الطبيعة : The new view of nature

ان صورة الكون التي قادتنا اليها النسبية العامة كان قد تنبأ بها في عام ١٨٧٠ عالم الرياضيات الانكليزي وليم كليفورد William Clifford ، الذي كشف ببصيرته عن النبوءة الرائعة التالية :

اني اومنُ بالفعل بأن (١) الأجزاء الصغيرة من الفراغ هي في الواقع من طبيعة مماثلة للتلال الصغيرة على سطح منبسطة (مسطحة) على الجملة، وأن قوانين الهندسة العادية، بالتحديد، لا تنطبق عليها. (٢) وأن هذه الصفة من الانحناء أو التشوه تنتقل باستمرار من جزء في الفراغ إلى آخر على صورة موجة. (٣) وأن هذا التغير في انحناء الفراغ هو ما يحدث بالفعل في تلك الظاهرة التي ندعوها بحركة المادة، سواء أكانت جسيمية أم موجية. (٤) وأنه لا يحدث في العالم الفيزيائي شيء آخر عدا هذا التغير، الذي يخضع (على أية حال) لقانون الاستمرارية*.

وبقي على آينشتاين، بعد خمس واربعين سنة، أن يحقق هذه الرؤية في نظرية رياضية ناجحة. ولم يكن حتى كليفورد نفسه قادراً على التنبؤ بأن هذا النجاح قد يتطلب دمج الزمان والمكان في كينونية واحدة. ان صورة العالم المثلثة برؤية كليفورد وبتفسير آينشتاين للنسبية العامة قد سماها جون ويلر مؤخراً «الديناميك الهندسية geometrodynamics»، ويرمزُ هذا الاسم الى دمج الهندسة وديناميك الحركة معاً اي دمج الممثل، والمسرح، والعمل معاً. وأما إذا كان من الممكن في النهاية وصف جميع الظواهر الفيزيائية كمجرد مظاهر لخصائص المكان والزمان، فمسألة ما تزال موضع نقاش. فحتى الآن لم يتم بشكل بسيط ومقنع إلا دمج قوة الجاذبية مع الزمكان.

دمج الهندسة والديناميك معاً

ولأن الحافز الأساسي للنظرية النسبية العامة كان الرغبة في صياغة جميع قوانين الطبيعة بصورة لامتغيرة للملاحظين في جميع أطر الاسناد، متسارعة كانت أم غير متسارعة، فكيف حدث إذا أن احتل واحد من القوانين، وهو قانون الجاذبية، مثل هذا الدور الرئيس في النسبية العامة؟ لقد نشأ ذلك عن الطبيعة المزدوجة للكتلة كقصور ذاتي من ناحية inertia محدثاً «قوى» ظاهرية في أطر الاسناد المتسارعة، ومصدر لقوة الجاذبية من ناحية ثانية. ولا يبدو أن هناك صفات أخرى للجسيمات الأولية لها مثل هذا الدور

لماذا احتلت الجاذبية المركز الرئيس في النسبية العامة؟

Proceedings of The Cambridge Philosophical Society 2,157, (1864-76). Clifford's *

communication is dated February 21, 1870.

المزدوج. فالشحنة الكهربائية، مثلاً، هي مقر القوة الكهربائية، إلا أنها لا تملك صفةً زمكانيةً ككتلة القصور يمكن أن تؤدي إلى تفسير هندسيٍّ للكهربائية بمثل بساطة التفسير الهندسي للجاذبية. وهذه الحالة ازعجت أينشتاين وكثيراً من العلماء غير ممن سَعُوا وراءَ نظريةٍ موحدةٍ للمجال unified field theory ترتبط فيها ظواهر الكهرومغناطيسية والجاذبية بشكلٍ بسيطٍ ومباشرٍ بتلال الزمكان ووهاده. فهذه الجهود لم تفلح حتى الآن. وهذا لا يعني أن الكهرومغناطيسية مستثناة من النسبية العامة. فانحناء الزمكان يستجيب لأية طاقة، بما في ذلك الطاقة الكهرومغناطيسية، والفوتون يُحدث اضطراباً بسيطاً في الزمكان بكل تأكيد، كذلك الذي يحدثه جسيم ذو كتلة. ان النسبية العامة، هي بحق، عامة، ألا أن الجاذبية تحتل مركزاً متميزاً في هذه النظرية.

٢٢: ٨ الكون الواسع : The universe in the large

اربعة اختبارات للنسبية العامة

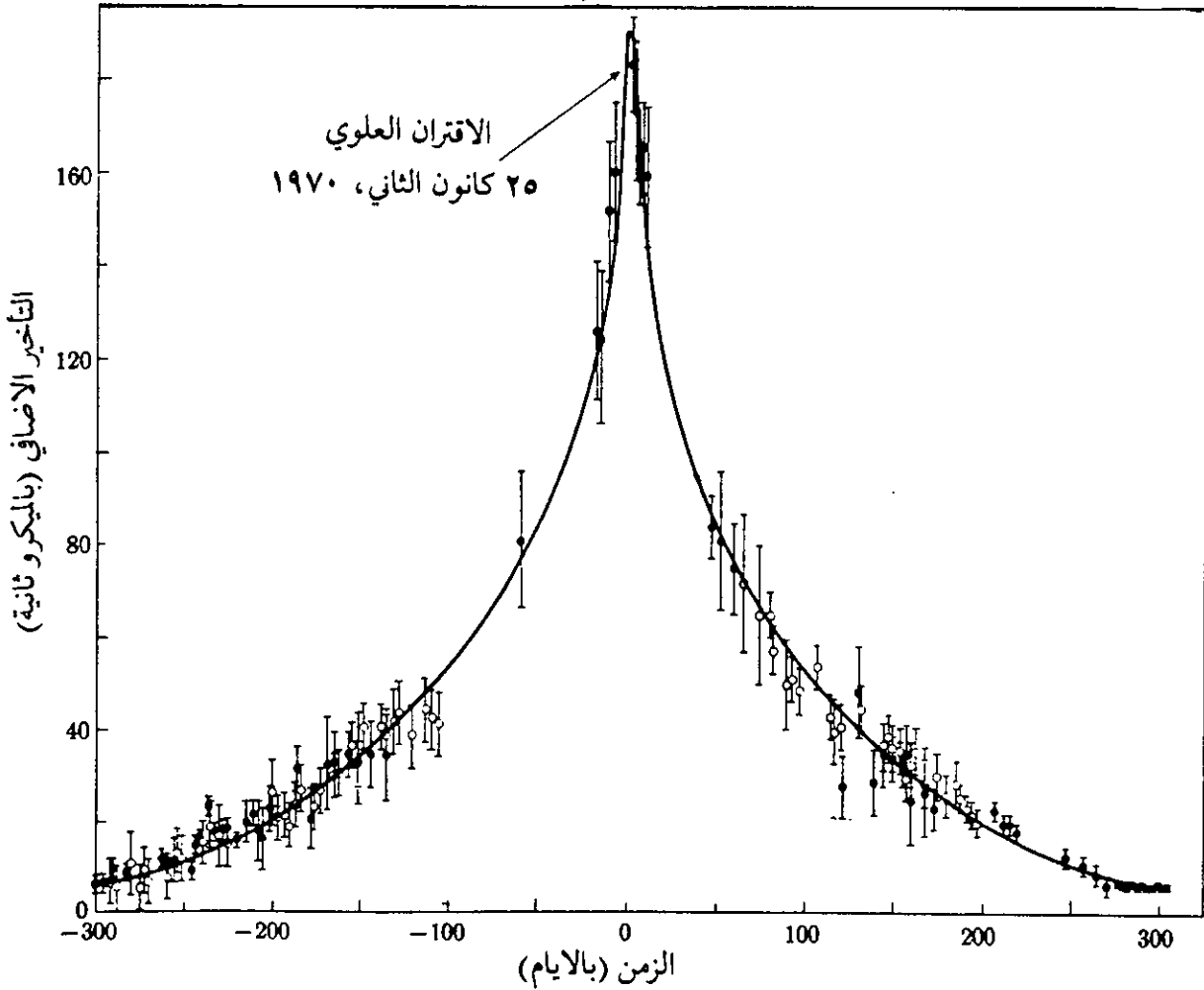
ان النسبية العامة هي بلا ريب أقل نظرية طبيعية واسعة القبول تم اختبارها. فتنبؤاتها الثلاثة المشهورة: تصحيح حركة عطارد، وانحراف الضوء بالشمس، والانزياح الأحمر للجاذبية - قد تم التحقق منها بدرجات متفاوتة من الدقة، ولكن ليس إلى درجة عالية من الدقة. وقد قدّم مؤخراً اختباراً رابعاً دعماً جديداً للنظرية. فمن المعروف أن أمواج الرادار المنعكسة عن كوكبي الزهرة وعطارد تصل إلينا متأخرة قليلاً - بمقدار ٢٠ ميكروثانية تقريباً في الرحلة التي تستغرق ذهاباً وإياباً مدة ٢٥ دقيقة - وذلك عند مرورها بالقرب من الشمس (الشكل ٢٢: ١٦). ولوحظت هذه الظاهرة لأول مرة عام ١٩٦٧*. ولا شك أن مقدار الخطأ في النتيجة، والذي كان ٥ بالمئة في عام ١٩٧٣، سوف يقل مستقبلاً. وثم اختبار آخر، ينطوي على استباق غايروسكوب gyroscope في قمر صناعي يدور حول الأرض، كان من المقرر إجراؤه خلال السبعينات من هذا القرن. ان جمال النظرية واقتصادها مقروناً بهذه الاختبارات القليلة قد كان كافياً لاقناع معظم العلماء بصحة النسبية العامة.

فهل ستجد النسبية العامة مزيداً من الاختبارات الثابتة أو التطبيقات الجديدة في المستقبل؟ لا نستطيع تأكيد ذلك. فثمة إمكان بأن انحناء الزمكان عند المسافات الأصغر كثيراً من حجم جسيم أولي قد يثبت انه هام في البنية النهائية للمادة. فاذا صح

* ارجع الى: Irwin. I. Shapiro "Radar Observations of the Planets," *Scientific American*, July, 1968

الامل ضعيف حالياً في رؤية
آثار دون مجهرية للنسبية
العامة

هذا (ولا يوجد حتى الآن دليل عليه)، فمن المحتمل أنه يحدث على مسافات صغيرة للغاية حقاً. فاذا تصوّرنا الإلكترون كتلة نُقْطِيَّة pointmass، فإن المنطقة القريبة من هذه الكتلة والتي تكون فيها التشوهات الزمكانية النسبية هامة، لها قطر يصل إلى ١٠-٧ م تقريباً. أما بالنسبة لآثار النسبية العامة في الكون الواسع، فنستطيع التحدث فيها بثقة أكبر. فعلى المسافات الهائلة للفراغ ما بين المجرات، فإن الاثر التراكمي لانحناء الزمكان يصبح كبيراً. وقد اقترحت عدّة نماذج models مختلفة للكون. ووفق نموذج «الانفجار الهائل big bang» فإن الكون في تمدّد مستمرّ مبتعداً بذلك عن حالة الكثافة العالية التي condensed



الشكل ٢٢: ١٦ : التأخير الإضافي لاشارات الرادار المنعكسة عن كوكب الزهرة [Irwin I. Shapiro et al., Physical Review Letters 26, 1132 (1971)]. وهذا التأخير، الذي قيمته تقريباً ٢٠٠ ميكروثانية عندما يمرّ الاشعاع بالقرب من الشمس، تُفسّره النظرية النسبية العامة. (تدل الدوائر المفتوحة والمغلقة على بيانات مأخوذة من نظامين هوائيين antenna مختلفين).

$$+ \text{ ان ما يدعى بنصف قطر الجاذبية للإلكترون هو: } \frac{G}{c^2} = 1.0 \times 10^{-27} \text{ م}$$

وهو المسافة بين إلكترونين نُقْطِيَّين طاقة الوضع الجاذبية لكل منهما تساوي ٢٥.

وُجِدَتْ قَبْلَ عَشْرَةِ او عَشْرِينَ بليون سنة تقريباً* . ووفق نموذج آخر، فإن الكون في حالة مستقرة steady state ، تَحُلَقُ فيها مادةٌ جديدةٌ للحفاظ على معدل ثابتٍ للكثافة، بالرغم من تباعد recession المجراتِ المرئية بعضها عن بعض . وكلا هذين النموذجين يتوافق مع كلٍّ من النسبية العامة والملاحظات الفلكية . ومع انه لا يمكن استبعاد أيٍّ منهما على وجه التحديد، فإن وزن الادلة يميل حالياً الى صالح نموذج الانفجار الهائل .

النجوم المنهارة

وبالإضافة الى متوسط الانحناء الاجمالي للزمكان في الكون، فنمَّ امكانٌ بوجود انحناء محلي localized شديد في جوار التجمُّع الكثيف للمادة . فقد ينهار نجمٌ محترقٌ إلى نصف قطرٍ صغير جداً الى درجة تجعل آثار النسبية العامة هامةً تماماً بالقرب من سطحه . فالنجوم النابضة pulsars ، التي يُعْتَقَدُ أنها نجومٌ نيوترونية تدور بسرعة، قد تكون هذه الكينونات . وثمة تنبؤ آخر أكثر إثارة للنسبية العامة، وهو أن النجوم التي تزيد كتلتها على كتلة الشمس، قد تنهار بشكلٍ غير محدود، بعد أن تستنفذ وقودها، إلى ثقبٍ أسود black hole + . والمجال الجاذبي للثقب الاسود هو من الشدة بحيث لا يستطيع شيء، ولا حتى فوتون، الإفلات منه .

التنبؤ الأكثر تطرفاً:
الثقوب السوداء التي لا تستطيع
أن تشع الضوء

ويظل هنالك الكثير من الاسئلة المثيرة من دون اجابة : فهل الكون مُعْلَقٌ أم مفتوح؟ وهل هو محدودٌ أم غير محدود؟ وما كثافة الطاقة في الكون؟ وهل الطاقة محفوظة على النطاق الكوني؟ وهل الثقوب السوداء حقيقة ام خيال؟ وهل هناك علاقة بين عالم الكبير جداً وعالم الصغير جداً؟ لقد جرؤ الانسان على التعرض لهذه الاسئلة - كاسئلة علمية - في العقود القليلة الماضية؛ اما الاجابة عنها فقد تظهر في العقود القادمة .

* ارجع الى:

P.J.E.Peebles and David T.Wilkinson, "The Primeval Fireball," *Scientific American*, June 1967.

+ ارجع الى:

Kip S.Thorne, "Gravitational Collapse," *Scientific American*, November, 1967; also Roger Penrose, "Black Holes", *Scientific American*, May 1972.

خلاصة الافكار والتعاريف : Summary of ideas and definitions

- قوة القصور هي قوة ظاهرية توجد في إطار اسناد متسارع. وقوة القصور المؤثرة في جسم كتلته m هي:
- $$\vec{F} = -k \vec{r} \dots (٢٢: ٤)$$
- حيث $\vec{a}$ هو تسارع الاطار.
- قوة القصور تتناسب مع كتلة القصور، وقوة الجاذبية تتناسب مع كتلة الجاذبية.
- مبدأ التكافؤ: أي أثر ناتج عن تسريع إطار اسناد يمكن الحصول عليه تماماً من دون تمييز بالجاذبية.

بعض نتائج مبدأ التكافؤ والاختبارات التجريبية :

الاختبار التجريبي	انعكاس الاثر على الجاذبية	الاثر الناتج عن التسارع
اختبرت المساوية $k_r = k_g$ الى درجة عالية من الدقة.	يجب ان تتناسب ايضاً قوة الجاذبية مع كتلة القصور، ولذلك $k_r = k_g$	تناسب قوة القصور مع كتلة القصور.
لوحظ انحراف ضوء النجوم بالشمس.	يجب أن ينحرف الضوء بالجاذبية.	يتبع الضوء مساراً منحنياً في إطار متسارع
١. ضوء الشمس فيه انزياح احمر	يجب على الساعات الموضوعة في مواضع جهدها الجاذبي مختلف الأ تسير بتزامن.	لا تتحرك الساعات بتزامن في إطار دائر.
٢. يعتمد تواتر اشعة غاما النووية على الارض قليلاً على الارتفاع.	يجب أن تعتمد خصائص الفراغ على الجهد الجاذبي.	مقاييس الطول ليست متجانسة في إطار دائر.
استباق نقطة الاوج perihelion لمسار عطارد يتوافق مع النظرية	يجب أن يكون للجاذبية اثر على هندسة الزمكان	وفق النظرية النسبية الخاصة يكون الفراغ لا أقليدياً في إطار متسارع.
امواج الرادار المارة بالقرب من الشمس تتأخر قليلاً		

□ تتداخلُ الآثارُ المختلفةُ للنسبيةِ معاً .
فالانزياحُ الأحمرُ، مثلاً، يدلُّ معاً على
تباطؤِ مقياسِ الزمانِ وتناقصِ في طاقةِ
الفوتونِ .

□ النظرةُ الجديدةُ الى الجاذبية :
انها لا تؤثر في الزمكان فحسب، بل إنها
بنفسها مظهرٌ للزمكان .

□ الخطُّ الجيوديسيُّ الثلاثيُّ الابعاد، أي
المسارُ ذو المسافةِ الاقصر، هو المسار الذي
يتبعه فوتون .

□ الخطُّ الجيوديسيُّ الزمكانيُّ لجسيمٍ في مجالٍ
جاذبيٍّ منتظم، هو منحنيُّ يُناظرُ، تقريباً،
الحركةَ المتسارعةَ المنتظمة التي يتنبأ بها
قانونُ نيوتن الثاني .

□ الخطُّ الجيوديسيُّ الرباعيُّ الابعاد هو المسارُ
ذو الزمنِ الصحيحِ الاعظم .

□ ثمةُ أملٌ قليلٌ في الوقتِ الحاضرِ في أن
نكشفَ عن الزمكانِ المنحني، في العالمِ
دونَ المجهرِ .

□ القانونُ الجديدُ للحركة : الاجسام التي
تتأثرُ بقوى قصور و/ أو قوى جاذبية تتبعُ
خطوطاً جيوديسيةً في الزمكان .

□ قد تتوفر اختباراتٌ للنسبيةِ العامة، في
الكونِ الواسعِ، تستخدمُ متوسطَ الانحناءِ
للزمكان في الكونِ ككل والانحناءِ المحليِّ
بالقربِ من النجومِ المنهارة .

□ الخطُّ الجيوديسيُّ الزمكانيُّ لجسيمٍ حرٍّ في
إطارٍ قصوري، هو خطُّ عالمي مستقيم،
وهو نفسه مسارُ السرعةِ المتجهةِ الثابتةِ
الذي يتنبأ به قانونُ نيوتن الأول .

الأسئلة:

س ١: ٢٢ طيار، لتسليّة ركابه، يطير بطائرته في نمطٍ مُتَنَوِّبٍ من صعودٍ وهبوطٍ ضَحْلين shallow. فإذا بقيت سرعة الطائرة ثابتة تقريباً، فما اتجاه قوة القصور التي تؤثر في الركاب في كلّ جزءٍ من مسار الطيران؟

الجزء ١: ٢٢

س ٢: ٢٢ هل تعتمد قوة القصور المؤثرة في جسمٍ على إطار الاسناد الذي يُلاحظ فيه الجسم؟ هل تعتمد قوة الجاذبية على إطار الاسناد؟

س ٣: ٢٢ هل يمكن لجسمٍ أن يتأثر بمحصلة قوة صفرية في إطار اسنادٍ ما ومحصلة قوة غير صفرية في إطار آخر؟ اشرح السبب وراء إجابتك.

س ٤: ٢٢ اذا وَجَدْتَ نَفْسَكَ، وأنت تمشي في ممرٍ قطارٍ مُتَحَرِّكٍ، تنجذبُ إلى أحدِ جوانبِ القطارِ بما بَدَا لك أنه قوةٌ ثابتةٌ تقريباً: (١) اعطِ تفسيرين ممكنين لهذا الاثر. (٢) هل تستطيع، من دونِ النظرِ خارجَ شبابيكِ القطارِ، ان تُحدِّدَ أيّ التفسيرين الممكنين هو الصحيح؟

س ٥: ٢٢ ماذا نعني بقولنا إن قوة القصور هي صفةٌ للمكان والزمان؟

الجزء ٢: ٢٢

س ٦: ٢٢ عبّر عن مبدأ التكافؤِ بِلُغَتِكَ. ماذا يكفي؟ ماذا؟

س ٧: ٢٢ تستطيع طائرةٌ إجراءً مناورةً تتسببُ في جعلِ الركابِ يحسون «بفقدانِ الوزنِ». (١) ما الطبيعةُ العامةُ لهذه المناورة؟ هل يمكنُ ان تستمرَّ طويلاً؟ (٢) كيفَ توضّحُ طريقةً إحداثِ فقدانِ الوزنِ هذه مبدأً التكافؤِ؟

س ٨: ٢٢ ينسى رائدُ فضاءٍ في سفينةٍ فضاءٍ مبحرةً تنظيفَ المطبخِ قبلَ الذهابِ الى النومِ. ويستيقظُ عندما تنهالُ عليه كلّ الصحونِ القذرة التي من الممكنِ ان يكونَ قد رماها احدُ زملائه الروادِ وهو في حالةٍ غضبٍ. اعطِ تفسيرين آخرين ممكنين.

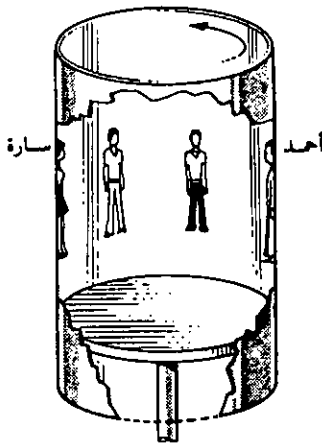
س ٩: ٢٢ (١) اثرت قوةٌ الى أعلى في المصعد في الشكل ٢: ٢٢ تكادُ تكفي لانقاصِ

تسارعه الى الصفر، ثم أستمَرَ بعد ذلك في الحركة الى اسفل بسرعة متجهة ثابتة. (٢) ثم زادت القوة المؤثرة الى اعلى لفترة تكفي لانقاص سرعته المتجهة إلى الصفر. (٣) وبعد أن وقف، بقي المصعد معلقاً ساكناً في النفق الرأسى الطويل. كيف يُفسَّر ركابُ المصعد، الذين يعتقدون ببقائهم ساكنين كل الوقت، هذه الاوضاع الثلاثة؟

س٢٢: ١٠ يُبين الشكل ٣: ٢٢ حالتين لسفينة فضاء مُحَدَّثان نفس الآثار الفيزيائية داخل السفينة. صف حالات أخرى لسفينة الفضاء تُكافئ هاتين الحالتين. (يوجد عددٌ لا نهائى من هذه الحالات).

س٢٢: ١١ سفينة فضاء تسير في مدارها، بينما تقبع سفينة أخرى ساكنة على الأرض. وإحدى هاتين السفينتين متسارعة بالنسبة للآخرى، ومع ذلك يمكن أن يقال إن كلاهما مُحَدَّد إطار اسناد قصوري. فسّر ذلك.

س٢٢: ١٢ سفينة فضاء ضخمة طولها ١٠٠ ميل تتحرك في مدارها حول الارض. هل تحدد هذه السفينة إطار اسناد قصوري؟ للجابة عن السؤال، اعتبر ما إذا كانت كرة عند افلاتها داخل السفينة تتحرك بسرعة متجهة ثابتة بالنسبة للسفينة.



س٢٢: ١٣ سارة وأحمد في مدينة ملاهي يركبان في داخل اسطوانة تدور حول محور. وكما يبين الشكل، فإن الواحد منهما يقابل الآخر عند نفس المستوى، في حين أن الأرضية قد بدت تهبط من تحت اقدامهما. ويبدو أحمد لسارة انه على ارتفاع أعلى، وتبدو سارة لأحمد أنها على ارتفاع أعلى. فسّر كيف ان خداعهما يمكن أن يُعزى الى مبدأ التكافؤ.

الجزء ٣: ٢٢

س٢٢: ١٤ مُجَرَّب experimenter داخل وعاء مغلق يطفو بحرية في حالة «فقدان الوزن»، ومع ذلك يجد أن شعاعاً ضوئياً داخل الوعاء يتبع مساراً منحنياً. هل تتوافق هذه الملاحظة مع مبدأ التكافؤ؟ وإذا كان الامر كذلك، فماذا تستطيع القول في حركة أو موضع الوعاء؟

س٢٢: ١٥ في الاجابة عن السؤالين التاليين، أهمل أثر الحركة واعتبر فقط أثر الجاذبية. هل معدل حركة ساعة عند مركز الارض ابطأ، أم أسرع، أم تساوي معدل حركة ساعة (أ) عند سطح الارض (ب) على مسافة كبيرة من الارض؟

س٢٢: ١٦ يرسل مسافر في مؤخرة عربة قطار تتسارع الى الامام فوتونات ذات تواتر معين في الاتجاه الامامي. وقيس مسافر في مقدمة نفس العربة تواتر الفوتونات التي تصل اليه. فإذا كان يستطيع القياس بدقة لامتناحية، فهل يقيس تواتراً أقل، ام أكبر، أم مساوياً للتواتر الذي يقيسه المسافر في المؤخرة؟ ولماذا؟ استخدم مبدأ التكافؤ في تبرير اجابتك.

س٢٢: ١٧ في ظاهرة مُسَبَّر Mossbauer effect تُطلَق نواة فوتوناً (أشعة غاما) من دون ارتداد. هل يتعارض ذلك مع مبدأ حفظ الزخم؟ فسر جوابك. (تلميح: النواة ليست معزولة).

س٢٢: ١٨ سامي وشادي توأمان نشأ في مركز مملكة دائرة. (١) ذهب شادي للعيش عند حافة المملكة لزمن ثم عاد الى البيت، فأَي التوأمين يكون أكبر؟ (٢) اذا ذهب شادي للعيش عند حافة المملكة وحق به بعد ذلك سامي، فأَي التوأمين يكون أكبر؟ (اهمل أي تباطؤ للزمن يُصاحِب السفر من وإلى حافة المملكة).

س٢٢: ١٩ عندما يتحرك فوتون من منطقة ذات جهد جاذبي معين الى منطقة أخرى جُهدُها الجاذبي مختلف، فان طاقته وتواتره يتغيران تماماً بنفس العامل. ما الفرضية التي تستند إليها هذه العبارة؟ هل هي صحيحة «تلقائياً» (بمعنى أنها صحيحة بالتعريف)، أم أن صحتها تتطلب التحقق بالتجربة؟

س٢٢: ٢٠ لماذا تتسبب لا كروية الارض الطفيفة في انحراف مجالها الجاذبي قليلاً عن قانون التربيع العكسي؟

س٢٢: ٢١ اشرح لماذا (أ) يكون للنظرية النسبية الخاصة أهمية حيوية في فهم ظواهر الجسيمات الأولية، (ب) تظهر النظرية النسبية العامة والى الآن بأنها عديمة الأهمية في العالم دون المجهرى submicroscopic.

س٢٢: ٢٢ يُبين الشكل ١٣: ٢٢ مثلثاً فلكياً تتحدّد اضلاعه بمساراتٍ ضوئية . ومجموع زواياه الداخلية يزيد على ط . هل يوجد أي مثلث فلكي يقل مجموع زواياه عن ط؟

س٢٣: ٢٢ بآية طريقة توضّح نقيضة التوأم القانون القائل أنّ الأجسام الحرة من تأثير القوى الخارجية تتبع خطوطاً جيوديسية (مساراتٍ زمكانيةً زمنها الصحيح أكبر ما يمكن).

س٢٤: ٢٢ ينحرف الفوتون عند مروره بالقرب من الأرض انحرافاً غير ملحوظ . وينحرف رائد فضاء بالقرب من الأرض بشكل ملحوظ جداً . فإذا كان كلاهما يتبع نفس القانون ، ويرسم خطأً جيوديسياً في الزمكان ، فلماذا يختلف مسارهما هذا القدر؟ [ملحوظة : يُتوقع مجرد الحصول على اجابة مقنعة فقط عن هذا السؤال . هناك طريقتان للحصول على اجابة : (١) بالمقارنة بين حركة بطيئة وأخرى سريعة فوق سطحٍ ثنائي البعد غير مسطح ، (٢) بإجراء نقاشٍ شبه رياضي semimathmatical مبني على اعتبار الأهمية النسبية للجزئين المكاني والزمني لفترة رباعية الابعاد بالنسبة للحركة بسرعة بطيئة والحركة بسرعة عالية].

س٢٥: ٢٢ هل من الممكن من حيث المبدأ أن يتحرك فوتون في مسارٍ دائري حول كرة كتلتها كبيرة ومتجمعة بكثافة عالية؟

س٢٦: ٢٢ اشرح بكمياتك لماذا تبدو قوة الجاذبية على أنّها القوة الخاصة special للنسبية العامة .

س٢٧: ٢٢ كيف يمكن ملاحظة ثقبٍ اسود إذا كانت المادة والاشعاع لا تستطيعان الإفلات منه؟

س٢٨: ٢٢ معتمداً على ما تعرفه عن ابتعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي وامتصاصه ، اقترح كيف يمكن لاشعاع الجاذبية ان يُبتعث ويُمتص .

التمارين

الجزء ٢٢ : ١

ت ٢٢: ٢ لتكن $\vec{Q}_i$ قوة القصور المؤثرة في جسم $\vec{Q}_j$ ($\vec{F}_i$) قوة الجاذبية المؤثرة في نفس الجسم. اعطِ امثلة على الحركة (اما عملية أو افتراضية) تكون فيها (أ) $\vec{Q}_i = \text{صفر}$ و $\vec{Q}_j = \text{صفر}$ (ب) $\vec{Q}_i = \text{صفر}$ و $\vec{Q}_j = \text{صفر}$ (ج) $\vec{Q}_i + \vec{Q}_j = \text{صفر}$. حدّد في كلّ مثال إطار الاسناد التي تُقاس فيه القوى.

ت ٢٢: ٣ القوة النابذة centrifugal force مثال على قوة ظاهرية أو قوة قصور. فإذا كان غلامٌ كتلته K يقف على مسافة r من محور ارجوحة دوران merry-go-round تدور بسرعة زاوية ω ، فما القوة النابذة التي تبدو أنها تؤثر في الغلام في إطار الاسناد المتسارع. هذا؟ اعطِ اتجاهها وعلاقة مُحَدَّد مقدارها.

الجزء ٢: ٢٢

الجزء ٢٢: ٣

الجزء ٢٢ : ٤

من ساعةٍ تحتها على الارض . ما مقدارُ الزمنِ الذي تكسبه ساعةُ البالون في سنة؟ (اعتبر فقط اثر الجاذبية، لا أثر حركة دوران الارض .) اختياري: بما أن الساعتين على مسافتين مختلفتين من محور الارض، فانهما تتحركان بسرعتين مختلفتين في إطار إسناد قصوري. اثبت ان أثر فرق السرعة هذا هو أقل بكثير من اثر الجاذبية على مُعدلي حركتي الساعتين.

ت ٢٢: ٧ في تجربة باوند وربكا Pound and Rebka (الجزء ٢٢: ٤)، تم قياس الاثر الذي يحدثه تغيير في الارتفاع قدره ٧٠ قدماً على تواتر الفوتون. (١) ما التغير الكسري fractional في التواتر؟ (٢) ما التغير الكسري في طاقة الفوتون؟

ت ٢٢: ٨ بين باستخدام المعادلة ٢٢: ٥، ان الفرق الكسري في مقياسي الزمان على مسافة كبيرة جداً من نجم وعلى سطح النجم يساوي $G \text{ كـ} / \text{نق}^2$ $\left[\frac{GM}{Rc^2} \right]$ ، حيث كـ كتلة النجم ونق نصف قطره.

ت ٢٢: ٩ رائد فضاء يتحرك ببطء من الارض باتجاه كوكب المشتري ذي الكتلة الاضخم. وقبل رحيله تم ضبط جهاز ارساله وجهاز استقباله على الارض على نفس التواتر تماماً. وبسبب اثر الجاذبية على مقياس الزمن، فعليه ان يغير تواتر جهاز إرساله من وقت الى آخر ليصل اشعاعه الى الارض بالتواتر الصحيح لجهاز الاستقبال. في اي جزء من رحلته بين سطح الارض و سطح المشتري عليه أن يث بتواتر أعلى بقليل؟ وفي أي جزء عليه ان يرسل (يُث) بتواتر أقل بقليل؟ وفي أي جزء عليه ان يُث بالتواتر الاصلي؟ اعتبر آثار الجاذبية فقط، لا آثار الحركة. (ملحوظة: ان الآثار المعتره هنا هي عملياً ليست كبيرة بالقدر الكافي الذي يسمح بقياسها).

الجزء ٢٢: ٥

ت ٢٢: ١٠ مجرب على ارجوحة دوران ذات سرعة عالية يقيس نصف قطرها فيجده ١٠٠ م، ومحيطها فيجده ٦٠٠ م (لهذه الدائرة، ط = ٣٠). (١) ما السرعة الزاوية لدوران الارجوحة؟ (٢) ما قيمة "g" (التسارع النابذ) عند حافة الارجوحة؟

ت ٢٢: ١١ (١) ما المسافة r التي تكون عندها طاقة وضع الجاذبية لزوجين من الالكترونات (G كـ / ٢ r) تساوي ١ إف (1eV)؟ (٢) على أية مسافة يكون

مقدارها ٢ ك ٢٥ ؟ اجب عن هذا الجزء جبرياً وعددياً. (٣) قارن هاتين المسافتين بمسافتين مميزتين معروفتين حالياً في العالم دون المجهرى ، وعلّق على ذلك .

الجزء ٢٢: ٦

ت ٢٢: ١٢ اشرح بالضبط لماذا تنتج اللامتساوية في العلاقة ٢٢: ١٠ عن المعادلة ٢٢: ٩ .

ت ٢٢: ١٣ تصوّر أنّ ٤٠ مليون عصا مترية وُضعت طرفاً بطرف لتكوّن دائرة عظمى حول سطح الأرض. (١) رُفعت الآن العصي مسافة ١ م فوق سطح الأرض، وبقيت متلاصقة، طرفاً بطرف، ما عدا فتحة بين الأولى والأخيرة. ما طول هذه الفتحة وفق المنطق اللانسبوي nonrelativistic ؟ (٢) وفق النسبية العامة، فإن العصي المترية المرفوعة تستطيل (الشكل ٢٢: ١٢) والمعادلة ٢٢: ١٣). ولذا، فإن الفتحة بين العصا الأولى والأخيرة تكون أقل مما حُسِب في الجزء ١. بكم تكون أقل؟

ت ٢٢: ١٤ لنفرض أنّ الزمن الصحيح proper time على الخطّ العالمي المستقيم بين الحدثين أ وب في الشكل ٢٢: ١٤ هو ١ ث. (١) ارسم وصِف مسارات زمكانية بين هذين الحدثين تكون أزمانها الصحيحة (أ) أقل بقليل من ١ ث و(ب) أقل بكثير من ١ ث. (٢) إذا كانت هذه المسارات المتوالية خطوطاً عالمية للجسيمات، فيجب ان تؤثر قوى في الجسيمات. لماذا؟ (انظر المسألة ٢٢: ٩ أيضاً).

ت ٢٢: ١٥ قُم بالخطوات المقترحة بين المعادلتين ٢٢: ١٨ و ٢٢: ١٩ لاثبات أنّ الخطّ العالمي الذي له $t = g$ ، من بين الخطوط العالمية المُميّزة بتسارع ثابت ت الحركة كرة بالقرب من سطح الأرض، هو الخطّ ذو الزمن الصحيح الأكبر.

ت ٢٢: ١٦ (١) إذا كان الارتفاع الذي قذفت اليه كرة البيسبول في الشكل ٢٢: ١٥ هو ١ م، فما مقدار c ، (ct_1) ؟ (٢) يُبين هذا الحساب أنّ الخطّ العالمي في الشكل ٢٢: ١٥ (ب) هو مستقيم تقريباً. اشرح ذلك. [بالرغم من أنّ مسار الكرة في المكان space قد دارَ بزواوية كبيرة - (١٨٠ درجة) - فإنّ

مسارها في الزمكان انحرف بمقدارٍ قليلٍ جداً فقط إذ أن جاذبية الأرض ضعيفة .

المسائل :

التسارع أم الجاذبية؟

م ٢٢: ١ (هذه المسألة امتدادٌ للمسألة ١٩ : ١). ناقش سلوك مقياسٍ للتسارع accelerometer موضوعٍ في مجالٍ جاذبيٍّ . فإذا عُلق في طائرةٍ مثلاً، فهل يستطيع التمييز بين التسارع في طيرانٍ مستويٍّ والصعود بسرعةٍ ثابتةٍ؟ وإذا هبط في مظلةٍ واقيةٍ، فهل يُميز السرعة النهائية الثابتة من السقوط الحر بالتسارع g ؟ وإذا كان مقياسُ التسارع هذا غير قادرٍ على تمييز بعض آثار الجاذبية من آثار التسارع، فهل تستطيع التفكير بتغيير في تصميمه يتغلب على هذه العقبة؟

انحراف الضوء بالجاذبية

م ٢٢: ٢ يتأثر الفوتون، عند مروره بالقرب من نجم، بانحرافٍ ضئيلٍ جداً بحيث إن الدفع impulse الذي يُعطى له يمكنُ حسابه بدقةٍ بتقريب مسار الفوتون بخطٍّ مستقيم . (١) باجراء هذا التقريب وبأخذ الكتلة الفعالة للفوتون مساويةً للمقدار $\frac{E}{c^2}$ ، بين أن الانحراف الزاوي للفوتون يتحدد بما يلي :

$$\left[\theta = \frac{2GM}{Rc^2} \right] \quad \frac{\Delta G}{c^2} = \theta$$

حيث k هي كتلة النجم و r هي مسافة ادنى اقتراب distance of closest approach للفوتون من مركز النجم . (٢) جد هذه الزاوية رقمياً لضوء نجم يمر قريباً جداً من سطح الشمس. (ملحوظة: عند اعتبار آثار انحناء الزمكان، فإن النسبية العامة تتنبأ بمثلي الانحراف المحسوب هنا .)

مقياس الزمان في إطار اسناد دائر

م ٢٢: ٣ ساعة كتلتها k موضوعة على مسافة r من محور منصة تدور بسرعة زاوية ω [الشكل ٨: ٢٢ (أ)]. (١) اعطِ تعبيرين لطاقة الوضع U وطاقة الوضع لكل وحدة كتلة u للساعة في إطار الاسناد الدائر rotating . (٢) بين، اذا كانت $\omega r \gg c$ ، أن التغير الكسري في معدل حركة الساعة (بالنسبة لساعة عند المحور) يتحدد بالمعادلة ٥: ٢٢. (ملحوظة: هذه إحدى آثار النسبية الخاصة . وهي تُترجم من خلال مبدأ التكافؤ إلى تنبؤ بآثار الجاذبية على الزمان).

م ٢٢: ٤ (١) حُرِّكت ساعة من مسافة بعيدة جداً، ووضعت على سطح الأرض بالقرب من خط الاستواء. (أ) بأي كسِر fraction يُبطىء التغير في الجهد الجاذبي مُعدَّل حركتها؟ (ب) بأي كسِر اضافي يبطىء دوران الأرض مُعدَّل حركتها (بسبب تباطؤ الزمان للنسبية الخاصة)؟ (ج) لمجرّد ادراك الفرق، احسب نسبة الاثر الاول إلى الاثر الثاني. (٢) رُفعت الآن الساعة مسافة ٢ م وحركت افقياً. بآية سرعة يجب تحريكها بحيث تسير بالضبط بنفس معدل سير ساعات الأرض تحتها؟ بين أن هذه السرعة هي نفس السرعة التي قد تكتسبها الساعة في هبوطها المسافة ٢ م. (لاجراء هذا الحساب، من المسموح به إهمال تسارع الأرض - بمعنى، أن نعتبر ساعات الأرض موجودة في إطار قصوريّ).

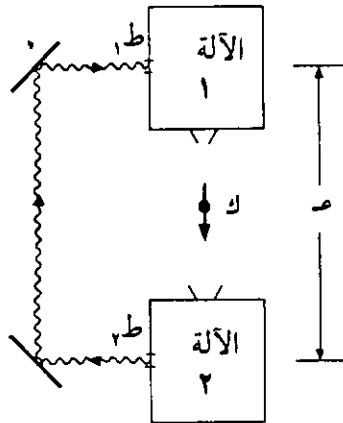
م ٢٢: ٥ الألتان ١ و ٢ في الشكل المجاور هما محوّلان converters افتراضيان تماماً الفعالية

الضوء، الجاذبية، وحفظ الطاقة

perfect efficiency - الطاقة. تمتص الآلة ١ فوتوناً طاقته $|E_1|$ وتصنع منه جسيماً كتلته: $K = \frac{E_1}{c}$ ط، $m = E_1/c^2$. ويبدأ الجسيم، من السكون، فيهبط المسافة h بتسارع g في مجال جاذبية الأرض إلى الآلة ٢، حيث تُحوَّل طاقته الكلية إلى طاقة فوتون، ويجد هذا الفوتون طريقة إلى الآلة ١، حيث يُعطي طاقته لتكوين جسيم آخر، وهكذا. اثبت ان حفظ الطاقة يتطلب ان يفقد الفوتون طاقة في رحلته إلى أعلى، وان التغير الكسري في طاقته هو:

$$\frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{gh}{c^2}$$

افرض أن h صغيرة بالنسبة لنصف قطر الأرض وأن وصفاً لا نسبياً nonrelativistic لسقوط الجسيم يُعتبر كافياً.

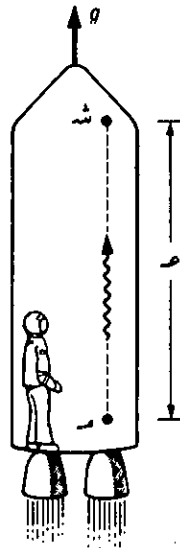


القوة المؤثرة في فوتون

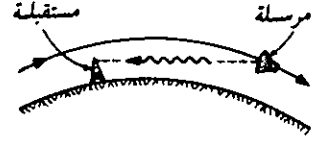
٦:٢٢م تتضمن التجربة العقلية في المسألة السابقة أن فوتوناً طاقته الأصلية ϵ يفقد جزءاً من طاقته $\Delta \epsilon = g \epsilon / c$ في صعوده المسافة ϵ بالقرب من الأرض. (١) عبر عن التغير في زخمه بدلالة ϵ ، g ، و c . (٢) إذا عرفت القوة بمعدل تغير الزخم $Q = d\epsilon/dx$ ، فما القوة المؤثرة في فوتون بالقرب من الأرض؟ (٣) احسب وقارن بين قوتي جاذبية الأرض على فوتون مرئي طاقته ϵ إف وعلى إلكترون.

الانزياح الأحمر للتسارع

٧:٢٢م يبين الشكل المجاور سفينة صاروخية في الفضاء الخارجي بعيداً عن النجوم أو الكواكب. وهي تتحرك بتسارع g بحيث أن الظروف داخل السفينة هي نفسها كما لو كانت ساكنة على الأرض. المصدر (S) في مؤخرة (أو قاعدة) السفينة يصدر ضوءاً تواتره ν ، والكاشف (D) detector في مقدمة (أو أعلى) السفينة يقيس التواتر على أنه $\nu - \Delta \nu$. ويمكن اعتبار انزياح التواتر $\Delta \nu$ كانزياح دبلر الناتج عن كون سرعة الكاشف S عند لحظة استقباله للضوء تفوق سرعة المصدر M عندما انبعث منه الضوء. طبق علاقة انزياح دبلر ثابت، إذا كان $g \gg c$ ، أن الانزياح الأحمر للتسارع هذا يساوي الانزياح الأحمر للجاذبية المعطى بالمعادلة ٦:٢٢. [ملحوظة: المعادلة ٦:٢٢ هي أيضاً صحيحة فقط للقيم $g \gg c$. ويتطلب مبدأ التكافؤ أن يكون الانزياح الأحمر للتسارع والانزياح الأحمر للجاذبية متساويين بشكل أعم.]



انزياح دبلر وانزياح الجاذبية



م ٨: ٢٢ يدور رائد فضاء حول الأرض على ارتفاع ٢٠٠ كم وبسرعة ٧٠٠٠ م/ث. ويرسل، باستخدام تواتر مقداره 3.00×10^8 هز، بالضبط، رسالة في اتجاه معاكس تقريباً لاتجاه سرعته المتجهة (انظر الشكل المجاور). هل يجب أن يكون تواتر مستقبل على الأرض أقل بقليل أم أكبر بقليل من ٣٠٠ م هز $[300 \text{ MHz}]$. بكم أقل أو أكبر؟

الزمن الصحيح والخطوط العالمية

م ٩: ٢٢ تُعبر المعادلة ٨: ٢٢ عن الزمن الصحيح τ بين حدثين في منطقة خالية من الجاذبية. (١) بين، بالنسبة لفترة شبه زمانية interval timelike بين أ وب، أن τ يمكن أن تتخذ أية قيمة بين صفراً و $\tau_{\text{عظمى}}$. ما طبيعة المسار بين أ وب للقيمة $\tau = \tau_{\text{عظمى}}$ ؟ ما طبيعة المسار للقيمة $\tau = \tau_{\text{عظمى}}$ ؟ (٢) (أ) هل يمكن للمسار عندما: $\tau = \tau_{\text{عظمى}}$ أن يكون خطأ عالمياً لأي جسيم كان؟ (ب) هل يمكن للمسار عندما $\tau = \text{صفر}$ أن يكون خطأ عالمياً لأي جسيم كان؟

الحركة في مجال جاذبي منتظم

م ١٠: ٢٢ (هذه المسألة تعميم للمسألة المعتبرة في الجزء ٦: ٢٢ والمبينة في الشكل ١٥: ٢٢). عند الزمن $t = \text{صفر}$ ، تكون كرة البيسبول على الارتفاع $E = \text{صفر}$ في مجال جاذبية الأرض (الحدث أ)، وعند الزمن $t = \text{صفر}$ ، تكون عند $E = \text{صفر}$ (الحدث ب). اثبت، اذا سارت الكرة بتسارع ثابت على امتداد المحور ع، أن زمنها الصحيح الذي ينقضي بين الحدثين أ وب هو قيمة عظمى عندما $t = g$. باستخدام مخطط منكوفسكي شبيه بذلك المبين في الشكل ١٥: ٢٢ (ب)، ارسم الخط العالمي الفيزيائي الفعلي وخطوطاً عالمية لافيزيائية nonphysical بديلة.

الفصل الثالث والعشرون

الجسيمات والأمواج

Particles and Waves

في كانون الأول من عام ١٩٠٠، قدّم ماكس بلانك للمرة الأولى فكرة قدّر لها أن تهزّ أسس الفيزياء، وهي أن طاقة الأجسام المادية يمكن تحويلها إلى طاقة إشعاعية بوحدة ذات مقدار معين أو وحدات كوانتية فقط. وبعد اثني عشر عاماً عمّم نيلز بور Bohr فكرة بلانك إلى مبدأ كوانتي للطبيعة، واستخدم هذا المبدأ بنجاح مذهل لتفسير بنية ذرة الهيدروجين. أما مبدأ بور هذا فهو إن بعض متغيرات الطبيعة لا تستطيع أن تأخذ إلا قيماً منفصلة (منقطعة)، ولا تستطيع بمقتضى ذلك أن تتغير إلا بطفرة محدودة. ومعتمدين على مبدأ الانفصال (الانقطاع) أو التكمية (التكميم) في الطبيعة، شيّد الفيزيائيون النظريون الأوروبيون في الأعوام ما بين ١٩٢٥ و ١٩٢٨ الصرح الذي ندعوه الآن بالميكانيك الكوانتية. وهذه القفزة العملاقة لعلم الفيزياء في تلك السنوات القليلة لم تعدّها بعد أية قفزة أخرى.

٢٣ : ١ ثورة الميكانيك الكوانتية : The Revolution of Quantum Mechanics

الميكانيك الكوانتية، كالنسبية، ثورة حقيقية في التاريخ الفكري. فهاتان النظريتان أحيتا علماً ظنّه بعض العلماء أنه محتضر، وأثرهما على الفلسفة والأدب لا يمكن مقارنته إلا بالاثّر القويّ المماثل للثورة النيوتونية قبل أكثر من قرنين. وقد صاحب كلاً من نظريتي القرن العشرين هاتين عددٌ من الأفكار الجديدة التي عارضت تماماً أفكار الفيزياء الكلاسيكية والخبرة اليومية.

الميكانيك الكوانتية : نظرية العالم
دون المجهرى

والميكانيك الكوانتية هي ، بأبسط لغة ، نظرية العالم دون المجهرى . ولعلّه من المناسب أن نتذكّر أنّ كلّ نظرية أساسية في الفيزياء ترتبط بحقلٍ معينٍ من الطبيعة او بمجموعةٍ خاصةٍ من الظواهر . فالميكانيك الكلاسيكية تصف حركة الاجسام المادية بشرط أن لا تكون هذه الاجسام ، كما نعرف ، صغيرة جداً أو سريعة جداً . وكان اعظم انتصارٍ مبكرٍ لها تفسيرها الناجح للحركة الكوكبية . كذلك حققت النظرية الكهرومغناطيسية اعظم نجاح لها في تفسيرها معاً الكهرباء والمغناطيسية والضوء . أما الميكانيك الكوانتية فحازت المرتبة الأولى في توفير تفسيرٍ للبنية الذرية . وبوصفها لحركة الجسيمات والقوى بين الجسيمات واتحادها معاً لتشكيل الذرات والجزيئات ، وعمليات خلق الجسيمات وإفنائها ، وسّعت الميكانيك الكوانتية قدرات الانسان التنبؤية ووصفه الكميّ ، بدءاً من الحقل الجزيئي ونزولاً الى الحقلين : دون الذريّ ودون النووي . ولأنّ العالم دون المجهرى هام بصورة حيوية داخل النجوم ، فقد وسّعت الميكانيك الكوانتية على نحوٍ مثيرٍ حدود علم الفلك . كذلك ، فقد كشفت الميكانيك الكوانتية والنسبية معاً عن حدود صحة الميكانيك الكلاسيكية . ولا يُعرف حتى الآن حدٌ محدودٌ لصحة الميكانيك الكوانتية او النسبية ، الا أنّ هاتين النظريتين في النظرة الشاملة العريضة الى التاريخ العلميّ ما تزالان فتيتين .

الميكانيك الكوانتية ذات صلة
أيضاً بعلم الفلك

وفي هذا الجزء من الكتاب فإننا سنركّز انتباهنا بشكلٍ أكبر على الحقائق والأفكار وأقلّ نوعاً ما على المعادلات العامة والتنظيم المنطقيّ مما ذهبنا إليه حتى الآن . فالميكانيك الكوانتية تتطلب رياضياتٍ متقدمة أكثر مما تتطلب النسبية او الفيزياء الكلاسيكية ، وهي رياضيات لا تتيسر لمعظم الطلبة المبتدئين . ويقطع النظر عن هذا التقييد العمليّ ، فثمة سببٌ معقولٌ يدعو الى الاهتمام بحقائق الحقل الكوانتيّ وأفكاره ، إذ يجب على معظم العلماء والمهندسين أن يفهموا الظواهر الذرية والنوية لأنها هي الظواهر التي تقوم عليها بنية المادة كلّها وخواصّها .

* الأفكار الأساسية للميكانيك الكوانتية : Key Ideas of Quantum Mechanics

الحقائق التي تؤيدّها التجربة من ناحية ، والأفكار التي توحدُ نظرتنا الى الطبيعة من ناحيةٍ أخرى ، هما الوجهان لأيّ فرعٍ علميٍّ . وفي هذا الفصل والفصول التي تليه ، سنستخدم الحقائق المجمّعة عن الذرات والنوى والجسيمات الأولية لتوضيح بعض الأفكار

الأساسية للميكانيك الكوانتية . وهذه الأفكار بدورها تهيء إطاراً يوحد الظواهر المتنوعة في العالم ذي الابعاد الصغيرة . ونكتفي هنا بسرده هذه الأفكار، وسنعمل على تطويرها فيما بعد، وسنستعين ببعض الرياضيات على تطوير معظمها:

الأفكار الأساسية: جميعها
تتناقض مع الفيزياء الكلاسيكية

(١) الحبيبية Granularity : فالكثير من الطبيعة في أدق أجزائها حبيبي : متحولاتها (متغيراتها) الفيزيائية وكذلك نفعها المادية .

(٢) الاحتمال Probability : القوانين الأساسية للميكانيك الكوانتية هي قوانين احتمال وليست قوانين يقين .

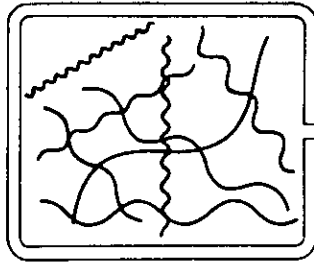
(٣) الافناء والخلق Annihilation and Creation : يمكن إفناء أي جسيم او خلقه، والمادة المستقرة مصادفة سعيدة .

(٤) الأمواج والجسيمات : تشترك كل من وحدات المادة ووحدات الطاقة الاشعاعية في الخواص الموجية والخواص الجسيمية .

(٥) تراكب السعات الموجية Superposition of Wave Amplitudes : من ناحية ميكانيكية كوانتية، قد يوجد الجسيم، في وقت واحد، في حالتين من الحركة او أكثر .

(٦) مبدأ الارتياب The Uncertainty Principle : بصرف النظر عن حدود الابداع الانساني، تفرض الطبيعة قيوداً اساسية على الدقة التي يمكن بها قياس بعض الكميات الفيزيائية .

وهذا الفصل يحوي في معظمه الفيزياء الكوانتية التي طوّرت ما بين ١٩٠٠ و ١٩٢٦ . أما التطورات منذ ١٩٢٦ فتحتويها (في ترتيب غير تاريخي) الفصول الاربعة التي تلي هذا الفصل .



الشكل ١: ٢٣ : الفجوة الفارغة التي استقصاها بلانك : يوضح الشكل تخطيطاً للأمواج الكهرومغناطيسية من تواترات مختلفة . وهذه الأمواج في توازن حراري مع مادة جدران الفجوة . ويمكن دراسة الاشعاع المنبعث من ثقب صغير في الفجوة للكشف عن الطاقة لوحدة الحجم الواحدة ولوحدة فترة التواتر الواحدة داخل الفجوة .

٢٣: ٢ الفوتون — The Photon :

الفوتون: جسيم أولي

الفوتون، من وجهة نظرنا المعاصرة، هو أحد الجسيمات الأولية، وهو بكل تأكيد جسيم خاص نوعاً ما، لانه لا يملك كتلة أو شحنة، الا انه ليس من نوع الكينونات الاستثنائية. وهو يحمل كمية واحدة (وحدة كوانتية) من الغزل (الذي هو متغير حبيبي يُقاس بوحدات h)، وهو يتفاعل مع جميع الجسيمات المشحونة وكذلك مع الجسيمات المعتدلة (المتعادلة)، وهو ناقل القوى الكهربائية والمغناطيسية، وهو ضوء أو بوجه أعم إشعاع كهرومغناطيسي. فكل ذرة تبتعث وتمتص فوتونات ذات طاقات وتواترات مخصوصة.

وقد اهتمى ماكس بلانك الى الفكرة الكوانتية من خلال دراسته للكيفية التي تتوزع بها الطاقة في التواترات المختلفة للإشعاع الكهرومغناطيسي داخل صندوق مغلق (الشكل ٢٣: ١). والتوزيع الملاحظ (الشكل ١٧: ٢٦) هو نتيجة لتبادل معقد عشوائي للطاقة بين الاشعاع ومادة الجدران. وقد وجد بلانك أنه لا يستطيع أن يفسر هذا التوزيع مبنياً على كل من الطول الموجي ودرجة الحرارة إلا اذا افترض أن الطاقة يمكن ان تنتقل من المادة إلى الإشعاع برزم من مقدار معين يُعطى بالمعادلة:

فرضية بلانك: تبادل الطاقة المكممة

$$ط = h\nu \quad | E = h\nu | \dots\dots\dots (٢٣: ١)$$

وهذه معادلة سبق لنا ان صادفناها: ط (E) هي كمية (كوانتم) الطاقة ν هي تواتر الاشعاع. ولم يفكر بلانك بلغة الاشعاع المكمم (المكممي)، بل فكر بلغة التبادل الطاقي المكمم؛ إذ ظل يعتقد بكمية متصلة من الطاقة الاشعاعية*. وبتعديل القيمة العددية لثابته الجديد h للحصول على أفضل توافق بين التوزيع المحسوب والتوزيع المقيس للطاقة على الاطوال الموجية المختلفة، استطاع بلانك ان يعين h بدقة فائقة. وتختلف قيمته التي حصل عليها وهي 6.626×10^{-34} ج ث عن القيمة المعاصرة بـ ١٪ فقط:

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ ك.غ. م}^2 / \text{ث (أوج ث)} \quad (٢٣: ٢)$$

$$| h = 6.6262 \times 10^{-34} \text{ kg m}^2/\text{sec} \quad (\text{or J sec}) |$$

* في الحقيقة، لم يقبل بلانك بتاتا فكرة الفوتون التي اقترحها أينشتاين.

h هو الشايت الاساسي في
الميكانيك الكوانتية

وقد ثبت في نهاية الأمر أن ثابت بلانك هو الثابت الأساسي في الميكانيك الكوانتية، بنفس
الكيفية تقريباً التي ثبت فيها أن سرعة الضوء هي الثابت الأساسي في النسبية. فهذا الثابت
يعين كل مقاييس العالم دون المجهرى: طاقة الفوتونات، وغزل الجسيمات، وحجم
الذرات.

فرضية آينشتاين: الاشعاع
المكتمل

دعم مبكر لفكرة الفوتون

بعد خمس سنوات من عمل بلانك، قام ألبرت آينشتاين بالخطوة الجذرية الثانية.
فطور صيغة لحساب إنتروبيا الاشعاع العالي التواتر في الفجوة، ووجد أنها تشبه شَبهاً قوياً
الصيغة لحساب إنتروبيا حَشْدٍ من الجسيمات في وعاء (انظر المعادلات ١٤-٧٤)،
كما وجد أن التناظر بين الصيغتين يكون دقيقاً إذا صُوِّرَ الاشعاع على انه
يتألف من جسيمات ذات طاقة تعطى بالمعادلة: $h\nu$. وجرو آينشتاين على اقتراح أن
الضوء كان بالفعل جسيمياً في طبيعته، وبين أن عدة ظواهر معروفة يمكن تفسيرها بهذه
الكمات (الكوانتات) الضوئية*. ومن بين هذه الظواهر تأيُّن الذرات الناتج عن الاشعاع*،
وعلى وجه الخصوص الحقيقة التي تفيد بأن حداً أدنى من التواتر يلزم لتأيين جزئيات غاز ما.
ومنها أيضاً حقيقة من حقائق التفلور (الَلَصَف)، وهي أن الضوء الذي تُصدِّره مادة متفلورة
(لا صفة) يكون تواتره دائماً أقل من تواتر الضوء الذي يُنيرها. ومن الظواهر الأخرى التي
ذكرها آينشتاين الظاهرة التي تُسمَّى بالمفعول الكهروضوئي والتي تنتقل إليها الآن.

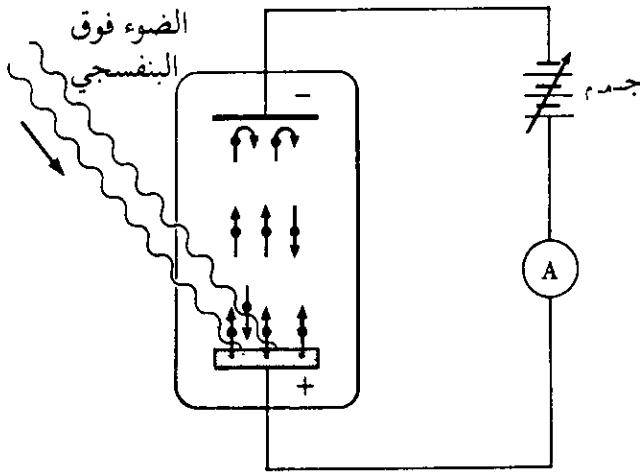
* المفعول الكهروضوئي (الظاهرة الكهروضوئية): The Photoelectric Effect

المفعول الكهروضوئي معرُفاً

قبل عمل آينشتاين ببضع سنين، كان قد لوحظ بأن الالكترونات أُطلقت من
سطوح بعض الفلزات عندما سَطَعَ عليها ضوء فوق بنفسجي. ومع أن الدراسة الكمية
المفصلة للمفعول الكهروضوئي لم تكن قد تمت بعد، إلا انه كان معروفاً في ذلك الحين أن
نظرية ماكسويل الموجية الكلاسيكية لم تستطع أن تقدم تفسيراً مرضياً للملاحظات تلك.

* بعد بضع سنين (أي عام ١٩٢٦)، استخدم اللفظ «الفوتون» للدلالة على كمات آينشتاين الضوئية.

+ لعل أول اقتراح بأن للاشعاع بنية جسيمية الذي قدمه ج.ج. طومسون عام ١٩٠٣، إذ ذلَّه التأيُّن الناتج عن الأشعة السينية
على أن الطاقة في حزمة من الأشعة السينية لا تتشر بانتظام، بل تتركز في رُقَع. وعلى ما يبدو كان آينشتاين عام ١٩٠٥
غافلاً عن اقتراح طومسون هذا.



الشكل ٢٣: ٢: المفعول الكهروضوئي: الضوء فوق البنفسجي الساقط على سطح فلز يطلق الإلكترونات. الجهد الموقف جـ يقيس طاقة الإلكترونات.

ووفق النظرية الموجية، فإن الإشعاع الكهرومغناطيسي الذي ضرب السطح حرض الإلكترونات القريبة من السطح على الحركة، وقد تسبب ذلك في جعل بعض هذه الإلكترونات تتحرك بسرعة، حتى إنها استطاعت أن تهرب من السطح وان تفر بعيداً عنه. وكان على هذه النظرية الكلاسيكية أن تقوم بتنبؤ رئيسين، وكان كلاهما على غير اتفاق مع الحقائق. فأولاً، كان يجب على الإشعاع الأكثر شدة أن يُكسب الإلكترونات تسارعاً، وان يتسبب في جعلها تفر بطاقة أكبر. وبذلك، فان طاقة الإلكترونات المنطلقة لم تتغير عندما صار الضوء أكثر شدة. وكان التغير الوحيد أن عدداً أكبر من الإلكترونات أفلت من السطح. وثانياً وطبقاً للفكرة الموجية، فان الطاقة يجب أن لا تعتمد بشكل خاص على تواتر الضوء، طالما سطع على السطح ضوء ذو شدة كافية. وفي الحقيقة، فإن الإشعاع ذا التواتر الأعلى تسبب في جعل الإلكترونات تنطلق بطاقة أكبر، حتى عند انخفاض الشدة. وعندما صار تواتر الضوء أقل من تواتر معين لم تهرب أية إلكترونات بتاتاً. وكان الضوء المرئي العادي غير قادر على إطلاق أية إلكترونات من معظم الفلزات، مهما كانت شدة إضاءته للسطح.

تفشل النظرية الموجية في مطابقتها للحقائق

وتفسر النظرية الفوتونية للضوء هذه الحقائق ببساطة وروعة. إذ لا يلزم لذلك غير الافتراض بأن الامتصاص الفوتوني يتصف بامتصاص كل الفوتون أو لا شيء منه. فالإلكترون إما أن يمتص فوتوناً واحداً كاملاً أو لا يمتص شيئاً. والفرصة لأن يمتص

تُفسر النظرية الفوتونية اعتماداً
انطلاق الإلكترونات وطاقتها على
شدة الضوء وتواتره

الإلكترون أكثر من فوتون واحد فرصة يمكن إهمالها، لأن عدد الفوتونات أقل بكثير من عدد الإلكترونات. ولدى امتصاصه فوتوناً، فإن الإلكترون إما أن ينطلق من سطح الفلز، وإما أن يبذل طاقته داخل الفلز في زمن قصير لا يملك معه أية فرصة هامة لامتصاص فوتون ثانٍ. إن زيادة شدة الضوء تزيد من عدد الفوتونات ومن عدد الإلكترونات المنطلقة، إلا أنها لا تغير من طاقة الإلكترون الواحد. أما زيادة تواتر الضوء فتزيد طاقة الفوتونات، وتبعاً لذلك طاقة الإلكترونات أيضاً.

ووفق الفكرة الفوتونية (وحفظ الطاقة) يكتسب الإلكترون الذي يمتص فوتوناً تواتره ν طاقة تساوي الطاقة الكلية للفوتون: $h\nu$. وقد يفقد الإلكترون بعض هذه الطاقة قبل إفلاته من الفلز، وينطلق لذلك بطاقة حركية أقل من $h\nu$. أوقد يفقد الإلكترون كل طاقته داخل الفلز ولا يفلت منه ابداً. وحتى عند حدوث الامتصاص الفوتوني على سطح الفلز، فإن على الإلكترون أن يستنفذ بعض طاقته لكي يفلت، ذلك لأن هنالك قوة جذب تمسك الإلكترونات داخل الفلز. وتسمى الطاقة اللازمة للتغلب على هذه القوة الجاذبة بدالة شغل الفلز التي يرمز عادة إليها بالرمز w . وتكون w ثابتة للفلز الواحد ذي السطح الأملس. وبسبب دالة الشغل، فإن الطاقة الحركية للإلكترون المنطلق تساوي على الأكثر طاقة الفوتون مطروحاً منها w :

$$K_{\max} = h\nu - w \quad \text{طح الفصوى} \quad (3: 23) \dots\dots\dots$$

وإذا قيس الجهد اللازم لايقاف الإلكترونات المنطلقة عند كل تواتر من التواترات، وإذا رُسمت النتائج بدلالة التواتر، فيجب أن نحصل على خط مستقيم كالخط المبين في الشكل ٣: ٢٣. ويبين هذا الرسم «عتبة» أي تواتراً أدنى لا تنطلق على تواتر أقل منه أية إلكترونات. ويظهر الجدول ١: ٢٣ تواتر العتبة الذي يُعين بالشرط: $w = h\nu$ لعدة فلزات، جنباً إلى جنب مع قيم w لهذه الفلزات. ولاغراض المقارنة بهذه القيم لاحظ أن حد التواتر العالي للطيف المرئي (أي الضوء البنفسجي) يبلغ تقريباً 8×10^{14} هز، وله طاقة فوتون مقدارها 3.3 إيف تقريباً.

واهم ميزة بارزة للرسم البياني في الشكل ٣: ٢٣ هي ميل الخط المستقيم الذي يساوي ثابت بلانك h مقسوماً على شحنة الإلكترون e . وعند تطبيق جهد موقف جهه،

معظم العتبات في منطقة فوق
البنفسجي

كما يبين الشكل ٢٣: ٢، كافٍ تماماً لِرَدِّ أكثر الإلكترونات طاقةً، فإن قيمته يجب أن تفي بشرط معادلة الطاقة التالية:

$$eV_s = K_{\max} \quad \text{جهد م} = \text{طح نمرى}^*$$

ومن ثم يمكن استبدال eV_s جهد م بالطاقة طح نمرى في المعادلة ٢٣: ٣ لنحصل على:

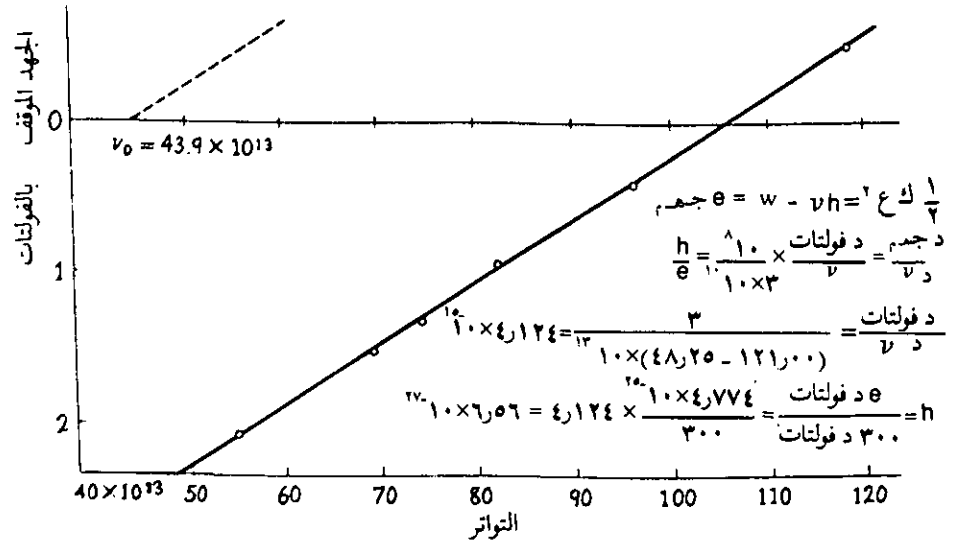
$$[eV_s = h\nu - W] \quad W - \nu h = \text{جهد م} \quad \text{أو:}$$

$$\text{جهد م} = \frac{h}{e} \nu - \frac{W}{e} \quad [V_s = \frac{h}{e} \nu - \frac{W}{e}] \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٤)$$

الكمية المقاسة تجريبياً هي $\frac{h}{e}$

إنَّ الرسم البياني لِجهد م بدلالة ν هو خطٌ مستقيمٌ ميله $\frac{h}{e}$. وإذا عُرِفَتْ e منفصلةً، فإن الميلَ المقيس يهيءُ قيمةً لِـ h مستقلةً تماماً عن طريقةِ بلانك في تعيينِ هذا الثابت. وكما يبين الشكل ٢٣: ٣، فقد حَصَلَ مليكان Millikan على القيمة: $h = ٦.٥٦ \times ١٠^{-٣٧}$ إث بهذه الطريقة. وإذا استبدلت القيمةُ الحديثةُ $e = ١.٦٠ \times ١٠^{-١٩}$ وك س بقيمة e التي حَصَلَ عليها وهي ١.٦٧×١٠^{-١٩} وك س، فإن حسابه يعطي للكمية h القيمة ٦.٦٠×١٠^{-٣٧} إث التي تختلفُ عن القيمةِ المقبولةِ الآن بمقدار ٠.٤٪ فقط.

* يجب أن يشمل الجهد جهد م فارقي جهد التلامس، إن وجدَ، بين السطح الذي يصدرُ الإلكترونات والسطح الذي يجمعُ الإلكترونات (انظر التعليق أسفل الشكل ٢٣: ٣). ومهما يكن، فلا يؤثرُ الارتياحُ في هذا الجهد الثابت المضاف في الميل المقيس.



الشكل ٢٣: البيانات الكهروضوئية وحساب ر.أ. مليكان [Physical Review ، ٣٥٥ (١٩١٦)]: الجهد الكافي تماماً لايقاف الالكترونات المنطلقة من سطح صوديوم يُرسم بدلالة تواتر الضوء الساقط. النقاط الموصولة بالخط الغامق لا تشمل جهد التلامس البالغ تقريباً ٢.٥ فولت بين الفلز المطلق (Na) والفلز الجامع (Cu). والخط المنقطع الذي يشمل جهد التلامس هذا يبين أن تواتر العتبة يبلغ 1.0×43.9 هز.

الجدول ٢٣: ١ تواتر العتبة الكهروضوئية ودالة

الشغل لعدة فلزات

الفلز	تواتر العتبة (هز)	دالة العمل (إف)
السيزيوم*	1.0×4.6	١.٩
البريليوم	1.0×9.4	٣.٩
التيتانيوم	1.0×9.9	٤.١
الزئبق	1.0×10.9	٤.٥
الذهب	1.0×11.6	٤.٨
البلاديوم	1.0×12.1	٥.٠

* يقع تواتر العتبة للسيزيوم (Cs) في الجزء المرئي من الطيف. وللفلزات الأخرى يلزم ضوء فوق بنفسجي لاطلاق الالكترونات.

* الفوتون والأفكار الكوانتية : The photon and Quantum Ideas

الفوتون والحبيبة

إنَّ علاقةَ الفوتونِ بفكرةِ الحبيبةِ علاقةٌ جلية . فالفوتونُ يَسْتَبْدِلُ حَبَاتٍ (كَمَاتٍ) الطاقةِ المنقطعةَ بالطاقةِ الموجيةِ المتصلة ، ويستبدلُ بآبَتَعَاثِ الاشعاعِ وامتصاصهِ التدريجيِّ أحداثاً فجائيةً من الاباتعَاثِ والامتصاص emission and absorption . وتكمنُ هنا أيضاً فكرةُ الافناءِ والخلقِ annihilation and creation . فالفوتونُ الجسيمُ يَظْهَرُ إلى الوجودِ ويختفي منه في هيئةِ أحداثٍ منفجرةٍ على المقياسِ الذرِّيِّ .

الافناء والخلق

وقد أُدْخِلَ الفوتونُ لأولِ مرةٍ أيضاً فكرةَ مثويةِ الجسيمِ - الموجةِ الأكثرَ دَقَّةً ، واقتضى ذلك ضمناً أَنَّهُ يَجِبُ أَنْ يَكُونَ للاحتمالِ دورٌ في العملياتِ الأوليةِ (مع أَن ذلك لم يُعْطَ حَقُّ قدرهِ لفترةٍ طويلةٍ) . إذ ظَنَّ العلماءُ أَنَّ مسألةَ طبيعةِ الضوءِ من حيثِ هو موجةٌ أم جسيمٌ ، قد سوَّيَتْ قَبْلَ ذلكَ بـمُدَّةٍ طويلةٍ بشكلٍ حاسمٍ لصالحِ الامواج . أما أن الضوءَ يمكنُ أَنْ يَكُونَ موجةً وجسماً معاً ، فكانت فكرةً غريبةً أكثرَ مما ينبغي لتجدَّ قبولاً سريعاً . ولذا لم يُقْبَلِ الفوتونُ بوجهٍ عامٍّ إلا بعدَ ظاهرةِ كومتونِ compton عامَ ١٩٢٣ (الجزء ٢١ : ٧) .

مثوية الموجة - الجسيم

والقولُ إِنَّ الضوءَ يسلكُ كالـجسيمِ عندِ ابْتِعاثِهِ وامتصاصِهِ ، ويسلكُ ما بَيْنَ ذلكِ مِثْلَ الموجةِ هو تخصيصُ مسرَفِ البساطةِ لمثويةِ الموجةِ - الجسيمِ . وقد اقترحَ آينشتاينُ أَنَّ المظهرَ الموجيَّ للضوءِ نشأ عن السلوكِ المتوسطِ لعددٍ كبيرٍ من الفوتونات . وبِرغمِ أَن هذا صحيحٌ ، الا اننا نعرفُ الآنَ أَنَّ الفوتونَ الفردَ له خصائصُ موجية . ويمكنُ البرهنةُ تجريبياً على مظهرهِ الموجيِّ بإضاءةِ شقٍّ مزدوجِ double slit بمنبعٍ ضوئيٍّ ضعيفٍ إلى حدٍّ أَن فوتوناً واحداً يصلُ الى الشقِّ في الوقتِ الواحدِ . وكما اسلفنا في الجزء ١٨ : ٣ ، فإن العديدَ من مِثْلِ هذه الفوتوناتِ التي يفعلُ كُلُّ منها فردياً يُنتِجُ مع ذلكَ نمطَ التداخلِ المميِّزَ الذي يُنسَبُ إلى الامواج (الشكل ٢٣ : ٤) . إنَّ فكرةَ الاحتمالِ الاساسيِّ هي التي تفسرُ لنا كيفَ تعرفُ الفوتوناتُ أين تهبط . وتعزو الميكانيكُ الكوانتيةُ للجسيماتِ احتمالاً يتوزعُ بشكلٍ مُتَّصِلٍ كالموجة . وبالتحديدِ ، فالاحتمالُ الكوانتيُّ لوَحْدَةِ الحجمِ الواحدةِ بأنَّ الفوتونَ سيُكشَفُ عنه في منطقةٍ معينةٍ يتناسبُ مع الشدةِ الكلاسيكيةِ للموجةِ في تلكَ المنطقة :

المظهرُ الموجيُّ لجسيم مفرد

الاحتمال الكوانتي يتناسب مع
الاحتمال الكلاسيكي

$$\text{حت } \sim \frac{1}{2} \epsilon_0 |E|^2 + \frac{1}{2\mu_0} |B|^2 \quad [P \sim \dots \dots \dots (3:25)]$$

حيث $\vec{E}$ و $\vec{B}$ هما المجالان المتجهان : الكهربائي والمغناطيسي . ولتحويل هذا التناسب الى مساواة يلزم فقط أن نختار ثابت التناسب بحيث يكون الاحتمال الكلي للعثور على الفوتون في مكان ما يساوي ١ .

وبحكم الاحتمال الفوتونات من ناحية ثانية . فاذا وضعت ذرة هيدروجين في حالة مهيججة (مستارة) excited state ، وهي حالة طاقتها أكبر من الطاقة الاعتيادية ، واذا تركت وشأنها ، فإنها بعد فترة من الزمن ستخلف تلقائياً من طاقتها الزائدة مشعة فوتوناً من الضوء . إن طول الزمن الذي تظل فيه الذرة في حالتها الحركية المهيججة قبل ابتعاث الفوتون غير محدد المقدار تماماً ، ولا يمكن حسابه . بيد أن الاحتمال بأن الفوتون سيشتع خلال فترة زمنية معينة يمكن حسابه بالضبط . وبهذا المعنى (اي بمعنى أن الاحتمالات يمكن حسابها بالضبط) تعتبر الميكانيك الكوانتية نظرية مقدارية غير غامضة qauntitative theory . ويتطلب التحقق التجريبي منها قياس الاحتمالات . ولهذا الغرض لا تكفي ذرة واحدة او نظام واحد system ، اذ لا يمكن تعيين الاحتمال الذي يتحكم بذرة واحدة إلا بعد ملاحظة سلوك حشد من الذرات العديدة . وبصورة مماثلة ، لا يستطيع أحد بتاتا أن يثبت بنقرة واحدة للقطعة النقدية أن احتمال الحصول على «رأس» يساوي بالضبط ١/٢ . فالتحقق سوف يتطلب عدداً كبيراً من النقرات .

ولا يعطي وجود الفوتونات حبيبية للطاقة فحسب ، وانما يعطي أيضاً لزخم الاشعاع momentum of radiation . فمن :

- (١) علاقة الطاقة بالزخم لجسيم لا كتلة له ، اي $E = pc$ ، و
- (٢) علاقة الطاقة والتواتر للفوتون : $E = h\nu$ ، و
- (٣) علاقة الطول الموجي بالتواتر للاشعاع الكهرومغناطيسي : $c = \nu\lambda$

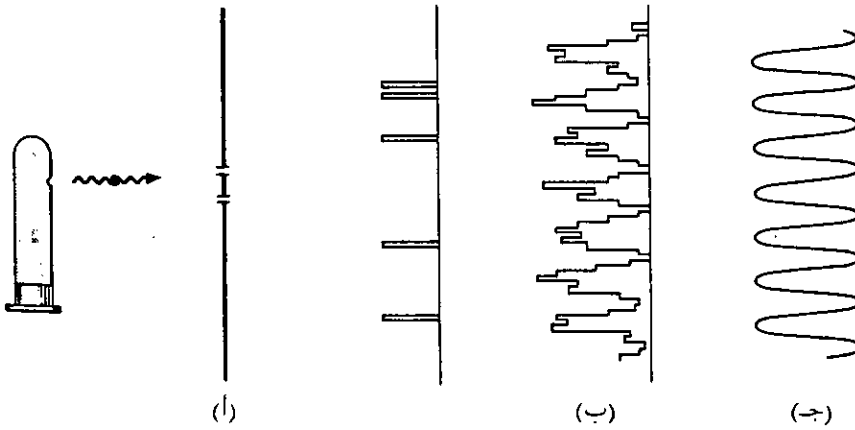
تتبع علاقة الزخم بالطول الموجي للفوتونات :

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad \text{خ} = \frac{h}{\lambda} \quad |p = \frac{h}{\lambda}| \quad \dots \dots \dots (6:23) \quad \text{زخم الفوتون}$$

وترتبط هذه المعادلة بمثنوية الموجة - الجسيم . فعبر إشارة التساوي تُربط صفة جسيمية (خ) بصفة موجية (λ)، ويكون ثابت بلانك h هو الرابط بينهما.

وباعتبار الطرق العديدة التي فرض فيها الفوتون على الفيزيائي تنقيحاً مثيراً حقاً لنظرته إلى الطبيعة، فلا يُستغرب أن يكون قد انقضى عليه زمن طويل حتى تم قبوله.

ففي عام ١٩١٣، عبر أربعة من أبرز الفيزيائيين الألمان (من بينهم بلانك) عن رأيهم في آينشتاين في التماسهم لدعم انتخابه للأكاديمية العلمية البروسية قائلين: «يمكننا القول إنه من النادر أن نجد مسألة واحدة من بين المسائل العظيمة التي تُعتبر الفيزياء الحديثة غنية جداً بها لم يُقَمِّ آينشتاين بإسهام هام فيها. وأما أنه قد أخطأ المرمى في تأملاته أحياناً كما هو حاله مثلاً في فرضيته عن الكوانتا الضوئية، فلا يمكن حقاً اعتبار ذلك إلى حد كبير ضده، ذلك لأنه من غير الممكن تقديم أفكار جديدة بشكل أساسي، حتى في أكثر العلوم الدقيقة، من دون مخاطرة بين الحين والحين*».



الشكل ٢٣ : ٤ : نمط التداخل الناتج عن الفوتونات التي تعمل بصورة فردية : (أ) الفوتونات القليلة الأولى يُكشف عن وجودها في مواضع عشوائية في الظاهر. (ب) وبالكشف عن المزيد من الفوتونات، فوتوناً واحداً في الوقت الواحد، يبدأ نمط التداخل بالتشكل. (ج) وبعد أن يتم الكشف عن عدد كبير جداً من الفوتونات، يشاهد نمط التداخل الكلاسيكي الحاصل من شقين. تفسير: لا بد أن احتمال الكشف عن فوتون ما في نقطة ما يتناسب مع شدة الموجة الكلاسيكية عند تلك النقطة.

* ماكس جيمر Max Jammer : التطور المفاهيمي للميكانيك الكوانتية (نيويورك: شركة مجروهل ١٩٦٦) ص ٤٤. وتتوافر

هذه الدراسة التاريخية العلمية الممتازة (التي كُتبت على مستوى متقدم نوعاً ما) في كتاب ورقي الغلاف.

* اشعة المهبط ونسبة الشحنة الى الكتلة :

Cathode Rays and charge - to - Mass Ratio

أما أن الجسيمات المشحونة كهرياً تسكن داخل الذرات فامرٌ قد حُدى منذ أيام فارادي Faraday. إلا أنه لم يتوافر دليلٌ محدّد على وجود هذا الجسيم دون الذريّ، أي الالكترونرون، قبل عام ١٨٩٧. ففي سلسلة من التجارب البارعة نجح ج. ج. طومسون Thomson في البرهنة على أن الاشعة المهبطية هي حُزَم من الجسيمات المشحونة سلباً، والتي هي على وجه الاحتمال الشديد أصغر بكثير في حجمها من الذرات وأقل منها بشكلٍ بارز في كتلتها. وحتى يؤمننا هذا، فنحن غالباً ما نشير الى حزم الالكترونونات كأنها اشعة مهبطية، وهو اسم يرجع إلى زمن عُرف فيه القليل عنها، ما عدا أنها انطلقت من طرف مشحون سلباً او من مهبط.

وبين الشكل ٢٣ : ٥ الخطوات التطورية الرئيسة في تاريخ عائلة أنابيب اشعة المهبط. وفي اقدم صورة لها، تسببت الفولطية العالية المطبقة على طرفي غازٍ مغلغلٍ بتدفق تيارٍ وتوهج الغاز. وفيما بعد، مكّنت مفرغات الهواء من إنقاص ضغط الغاز إلى حدٍّ لم يعد معه الغاز يتوهج، مع أن التيار ظل يتدفق. وظهر وضع حائلٍ فلزيٍّ بين المهبط والمصعد (الطرف الموجب)، وتغيّر وضع المصعد أن شيئاً ما كان ينطلق من المهبط. وهذا الشيء الذي صار يُسمّى الاشعة المهبطية يمكنُ حرقه بالمجال المغناطيسي، غير أنه فيما عدا ذلك بدا أنه يتحرك في خطوطٍ مستقيمة، وتسبّب في جعل الزجاج يُلصّف (يتفلور). وفي أحد أنابيب الاشعة المهبطية لطومسون [المصور في الشكل ٢٣ : ٥ (ج)] حدّدت حزمة رفيعة من الاشعة المهبطية بواسطة زوجين من المصاعد يحوي كل منهما شقاً رفيعاً. ثم مرّت الحزمة بين زوجين من اللوح المتوازية يُمكنُ كهربتهما، ثم ضربت طرف الأنبوب، حيث أتاح مقياسٌ هناك قياس انحرافاتها. وعند شحنهما استطاع اللوحان المتوازيان أن يحرفا الحزمة

+ لوحظ توهج الغازات المخلخلة نتيجة لمرور تيار كهربائي فيها في وقت مبكر عام ١٧٤٨. إلا أن أنابيب تفريغ الغاز لم تستخدم كموضوع للدراسة العلمية الجادة حتى أعوام ١٨٥٠. وتعتبر المصابيح الالاصفة Fluorescent وأنابيب النيون بأنها متحدرة مباشرة من أنابيب تفريغ الغاز المبكرة هذه.

كهربائياً، في حين استطاعت المغناطيسات الكهربائية الموضوعة قُربَ الأنبوبِ ان تحرفها مغناطيسياً. ولا يختلفُ أنبوبُ الأشعة المهبطية الحديثُ، من حيثُ المبدأ، عن أنبوبِ طومسون، بيدَ أنَّ تحسيناتٍ بتفاصيل عديدةٍ قد أُدخلت عليه، اذ يُطلى المهبطُ الآن بموادَّ خاصة، ويسخَّنُ لجعله يطلقُ الالكتروناتِ بوفرة. وقد استبدلتُ بالمصعدِ أو زوجي المصاعدِ متسلسلةً من الألواحِ والاسطواناتِ المصممةُ لانتاجِ حزمةٍ مركزةٍ بدقةٍ ذاتِ شدةٍ يمكنُ ضبطها. ويطلّى زجاجُ الشاشةِ بالفوسفور ليصبحَ اللصفُ أكثرَ شدة. وفي أنبوبِ كاشفِ الاهتزاز Oscilloscope، يتيحُ زوجان من الألواحِ المتوازيةِ الفرصةَ للحرفِ الكهربائيِّ رأسياً وأفقياً. وفي أنبوبِ التلفزيون، يُضبطُ موقعُ الحزمةِ الالكترونيةِ على الشاشةِ مغناطيسياً بملفاتٍ توضعُ قُربَ رقبةِ الأنبوبِ.

وبالحرفِ الكهربائيِّ، بيّن طومسون أنَّ الأشعةَ المهبطيةَ مشحونةٌ سلباً، واستدلَّ على الحجمِ الصغيرِ للجسيماتِ المشحونةِ بسهولةِ مرورها في الغاز، اذ كانت المسافةُ اللازمةُ لحزمةِ الأشعةِ المهبطيةِ حتَّى تبدّدَ طاقتها أكبرَ بكثيرٍ من المسافةِ التي سوفَ تقطعها حزمةُ من الذراتِ أو الجزيئاتِ المؤينةِ من طاقةٍ مساويةٍ قبلَ إيقافها. ومن بينَ أهمِّ قياساتِ طومسون كانَ تعيينه التقريبيُّ لنسبةِ الشحنةِ إلى الكتلةِ لجسيماتِ الأشعةِ المهبطية. وكما أُوجِزَ في الجزء ١٦ : ٥ تُعَيَّنُ نسبةُ الشحنةِ إلى الكتلةِ بتسريعِ الالكتروناتِ أولاً عن طريقِ فارقِ جهدٍ معروفٍ ثمَّ حرفها بعدَ ذلكَ بمجالٍ مغناطيسيٍّ معروف. والقيمةُ الحديثةُ لنسبةِ الشحنةِ إلى الكتلةِ للالكترون هي :

$$\frac{e}{m} = 1.75880 \times 10^{11} \text{ C/kg} \quad \left[\frac{e}{m} = 1.75880 \times 10^{11} \text{ C/kg} \right] \quad \text{كل ك/غ} \quad (٧: ٢٣)$$

وبحذرٍ مناسبٍ، عزا طومسون المقدارَ الكبيرَ لنسبةِ e/m المقيسةِ الى صغرِ ك أو كبرِ e أو إليها معاً، وجادلُ بأنَّ الالكتروناتِ (أو الجسيماتِ كما سمّاها) كانت على الأرجحِ أقلَّ بكثيرٍ في كتلتها من الذرات. وكتبَ ملخصاً:

«التفسيرُ الذي يبدو لي أنه يفسّرُ الحقائقَ بأبسطِ الصورِ وأكثرها مباشرةً يقومُ على نظرةٍ إلى تركيبِ العناصرِ الكيماويةِ استحسنها العديدُ من الكيميائيين، وهذه النظرةُ تتمثلُ في أنَّ ذراتِ العناصرِ الكيماويةِ المختلفةِ هي عبارةٌ عن تجمعاتٍ مختلفةٍ من الذراتِ

(الجسيمات) من نوع واحد . . . ، ولذا فبمقتضى هذه النظرة، لدينا في الاشعة المهبطية مادة في حالة جديدة: حالة يتم فيها تقسيم المادة إلى حد أبعد بكثير مما هو عليه في الحالة الغازية المعتادة، أي الحالة التي تكون فيها المادة كلها (أي المادة المستخلصة من مصادر مختلفة كالهيدروجين والاكسجين وهلم جرا) من نفس النوع الواحد. وهذه المادة هي الجوهر الذي تُبنى منه جميع العناصر الكيميائية*.

وفي العقد الذي تلا عمل طومسون هذا، تراكمت بسرعة الأدلة المؤيدة لصحة استنتاجاته. والآن، وبعد أكثر من سبعين عاماً، يظلّ الإلكترون أكثر حبات المادة التي نعرفها أصالة؛ أما بنيته الداخلية، إن وُجدت، فهي سرٌّ مطبق.

* تجربة قطرة الزيت للمليكان : The Millikan Oil-Drop Experiment

تجربة قطرة الزيت لتعيين e

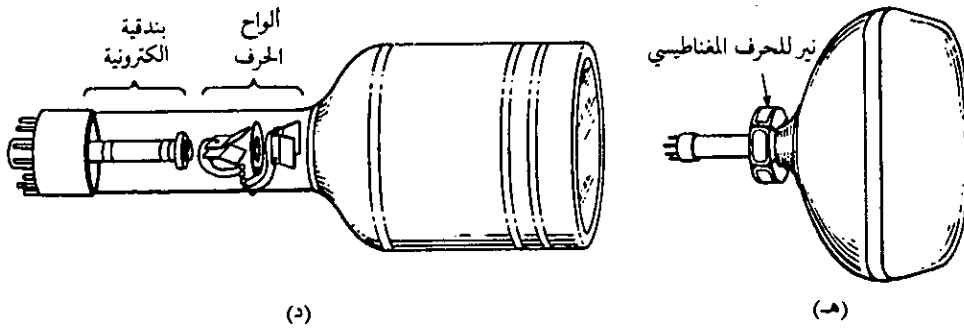
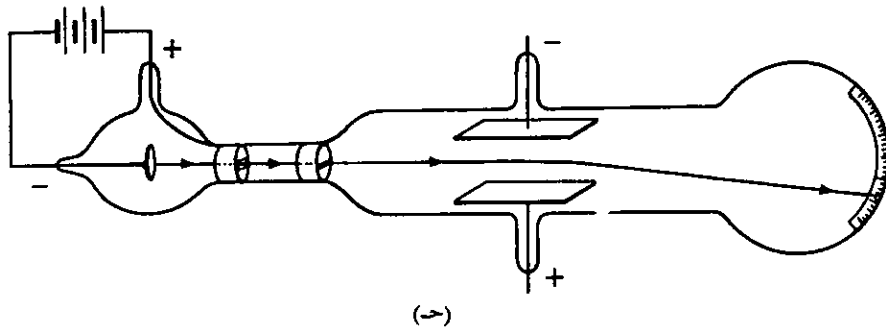
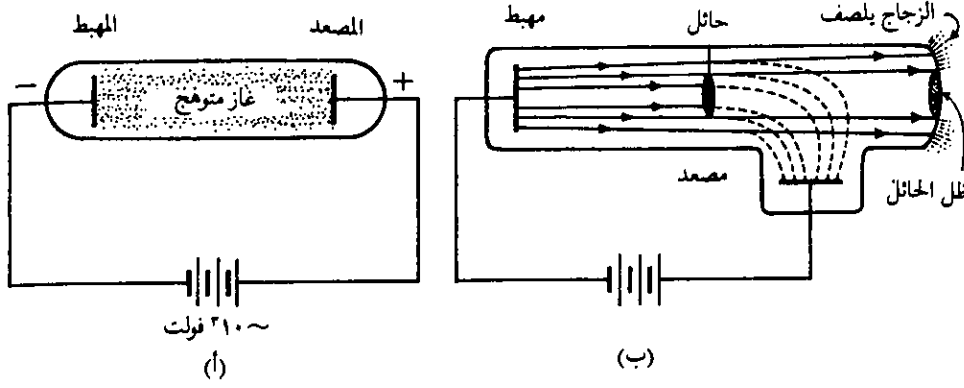
عُيِّنَت شحنة الإلكترون لأول مرة بصورة منفصلة وبدرجة من الدقة من قبل روبرت مليكان عام ١٩١٣. وتتناول تجربة قطرة الزيت للمليكان، البسيطة في تصوّرها، على نحو جميل مباشر لب المسألة، وذلك بتهيئتها طريقة لقياس القوة المؤثرة في الكترون واحد أو في عدد صغير من الإلكترونات. إذ تُعلّق قطرات صغيرة جداً من الزيت في الهواء ما بين اللوحين اللذين يمكن شحنهما ليوفرا مجالاً كهربائياً معلوماً في المنطقة قيد الدرس. وتحوي كل قطرة، برغم أنها مجهرية في حجمها، بلايين الذرات، ومع ذلك فإن صافي الشحنة على القطرة قد يساوي شحنة إلكترون واحد أو شحنة عدد من الإلكترونات أو صفراً. ولأن القطرة قد تملك فائضاً طفيفاً من الإلكترونات أو نقصاً ضئيلاً فيها، فإن شحنتها، إن وُجدت، قد تكون إما سالبة أو موجبة. وفي غياب مجال كهربائي، يؤثر في القطرة قوتان*: قوة الجاذبية التي تؤثر إلى أسفل وهي:

$$F_g = mg$$

قـ = ك

* المجلة الفلسفية Philosophical Magazine، ٤٤، ٢٩٣ (١٨٩٧).

* القوة الإضافية الصغيرة، وهي قوة دفع الهواء، تؤخذ بالاعتبار في إحدى المسائل في نهاية هذا الفصل.



الشكل ٢٣: ٥ : تطور انبوبة اشعة المهبط :

- أ (انبوبة التفريغ (الانفراغ) الغازي الذي يتوهج فيه غاز مخلخل عند تطبيق فولتية عالية على طرفيه (مربطيه).
- ب (بخلخله أشد، لا يعود الغاز المتبقي يتوهج، غير أن الزجاج يتفلور (يلصف). (تشير الخطوط الغامقة إلى المسارات الالكترونية، والخطوط المتقطعة إلى المجال الكهربائي).
- ج (أنبوبة أشعة المهبط الذي صممه ج. ج. طومسون، ويحوي شقوقاً في المصعد لتعيين حزمة رفيعة ولتوحيث متوازيين لحرف الحزمة كهربائياً.
- د (انبوبة حديث للأشعة المهبطية من النوع المستخدم في كاشفات الاهتزازات له سلسلة متقنة من الاقطاب الكهربائية (الالكترودات) لانتاج حزمة مركزة بدقة: زوجان من الألواح لحرف الاشعة أفقياً وزوجان لحرفها رأسياً وشاشة فسفورية.
- هـ (انبوبة تليفزيون تستخدم الحرف المغناطيسي بدلاً من الحرف الكهربائي.

، وقوة احتكاك انجرار الهواء air drag التي تؤثر إلى أعلى :

$$[F_D = 6\pi\mu r v] \quad \text{ق نج} = 6 \text{ ط } \mu \text{ نق سر}$$

حيث μ هي لزوجة الهواء viscosity ، نق هو نصف قطر القطيرة ، وسر هي سرعة القطيرة . وهذه الصيغة لانجرار الهواء التي تُعرف بقانون ستوكس (المعادلة ١٢ : ٧٨) Stokes's law صحيحة لكرات نصف قطرها صغير وسرعتها متدنية (انظر الجدول ١٢ : ١). وتصل هاتان القوتان بسرعة إلى حالة التوازن balance عندما تبلغ القطيرة سرعتها النهائية . ولذا تكون القوة العلوية الصافية المؤثرة في القطيرة كما يلي :

$$ق ع = 6 \text{ ط } \mu \text{ نق سر} - \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g = 0 \quad (٨ : ٢٣) \dots\dots\dots$$

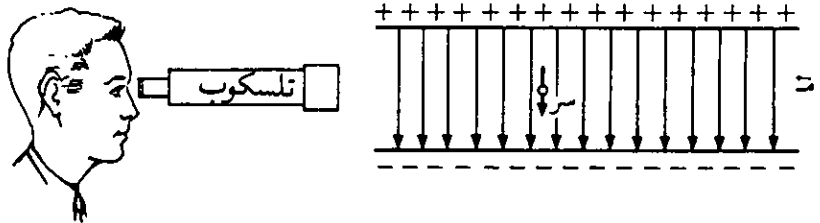
$$[F_s = 6\pi\mu r v - \frac{4\pi}{3} r^3 \rho g = 0]$$

وهنا استبدلنا المقدار $\frac{4}{3} \pi r^3 \rho$ بكتلة القطيرة ، حيث ρ هي كثافة الزيت . ويمكن مراقبة سقوط القطيرة تحت هذه الشروط بواسطة تلسكوب ، ويمكن توقيته لقياس سرعة القطيرة النهائية سر . وبمعرفتنا للسرعة سر نستطيع أن نستخدم المعادلة ٨ : ٢٣ لإيجاد نصف قطر القطيرة :

$$\text{نق} = \frac{\sqrt{\frac{9 \text{ سر } \mu}{g \rho}}}{} \quad (٩ : ٢٣) \dots\dots\dots$$

عندما يكون المجال $\omega = \text{صفر}$
نعين السرعة النهائية للقطيرة
كتلة القطيرة

ومن نصف القطر، نحصل حالاً على الكتلة، ومن ثم يمكن حساب القوتين المنفصلتين ق و ق نج .



الشكل ٦ : ٢٣ : رسم تخطيطي لتجربة قطرة الزيت لليكان : تقاس السرعة النهائية لقطيرة صغيرة جداً ومشحونة ، وذلك عندما تتحرك تحت التأثير المشترك للجاذبية وانجرار الهواء الاحتكاكي ومجال كهربائي معلوم .

يُسَلِّطُ الآنَ المجالَ الكهربائي . وإذا كان للقطيرة أية شحنة صافية فإن قوةً ثالثةً تنضمُّ إلى القوتين الآخرين ، وهي :

$$ق_ـ = ش_ـ مَـ$$

وتستجيبُ القطيرة لهذه القوة الجديدة بالتسارعِ إلى سرعةٍ نهائيةٍ جديدة . وقد تصلُ إلى سرعةٍ سفليةٍ أكبر أو سرعةٍ سفليةٍ أقل ، وقد تعكسُ اتجاهها وتتحركُ إلى أعلى . وعلى أية حالٍ ، فإنها تستقرُّ في النهاية على سرعةٍ جديدةٍ ، حيثُ يكونُ مجموعُ القوى الثلاثة عليها صفراً . فمثلاً إذا كان مَـ متجهاً إلى الأعلى ، وتحركت القطيرة إلى الأعلى بالسرعةِ سَـ ، فإننا نستطيعُ ان نكتبَ أن :

$$ق_ـ = ش_ـ مَـ - \mu \text{ نق سَـ} - ك_ـ g = \text{صفر}$$

ومن ثَمَّ تُعطى شحنةُ القطيرة بدلالةِ الكمياتِ المقاسةِ بالمعادلةِ التالية :

$$ش_ـ = \frac{\mu \text{ نق سَـ} + ك_ـ g}{م_ـ} \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ١٠)$$

عندما يكونُ مَـ = صفر ، فإن السرعةِ النهائيةَ تعيُنُ شحنةُ القطيرة

وبسلسلةٍ طويلةٍ من القياساتِ ، أنتجَ مليكان دليلاً مباشراً وصريحاً على تكميمِ الشحنة . إذ ثبتَ دوماً أنَّ الشحنةَ الصافيةَ على القطيرة هي مضاعفٌ صحيح (موجبٌ أو سالبٌ) لواحدةٍ صغرى من الشحنة . وافترضَ مليكان أنَّ هذه الواحدة (الوحدة) هي مقدارُ الشحنةِ على إلكترونٍ منفرد . والقيمةُ الحديثةُ لهذا الثابتِ الاساسي هي :

$$e = ١.٦٠٢٢ \times ١٠^{-١٩} \text{ كل (كولم)}$$

ومن المُعْطَيْنِ e و e / ك ، يمكنُ بالطبعِ الاستدلالُ حالاً على كتلةِ الإلكترون . والقيمةُ الحديثةُ لكتلةِ الإلكترون هي :

$$e = ٩.١٠٩٦ \times ١٠^{-٣١} \text{ ك.غ.}$$

وتساوي هذه الكتلةُ بوحداتِ الطاقة :

$$e = ٥١١٠ \text{ م.إف.ك}$$

ومن الامورِ الجانبيةِ المثيرةِ في تجربةِ قطرةِ الزيتِ للمليكان الدورُ الجوهريُّ الذي تمثلهُ الديناميكُ الهوائيةُ في تعيينِ صفةٍ أساسيةٍ للإلكترون . ففي قانونِ ستوكس ، لا تكونُ لزوجةُ الهواءِ ثابتةً بالضبط ، بل تعتمدُ بعضُ الشيءِ على نصفِ قطرِ الكرة . ولذا صُرِفَ كثيرٌ من

دور الديناميكِ الهوائيةِ في قياسِ فذِّي

الجهد اللازم للحصول على قيمة دقيقة للشحنة e في تحسين قانون قوة الانجرار واختباره،
لانه كان المعيار الذي وجب قياس القوة الكهربائية به . وكما ثبت في النهاية، فإن اللزوجة
التي استخدمها مليكان كانت خاطئة بمقدار ٠.٥٪ تقريباً، وكانت لذلك قيمته المحسوبة
 e خاطئة بمقدار ٠.٧٪ تقريباً. وبعد إجراء تصحيح اللزوجة هذا، لا تختلف قيمة مليكان
للشحنة e عن القيمة الحديثة إلا بمقدار ٠.١٪ تقريباً.

مثال:

لزوجة الهواء $\mu = 1.81 \times 10^{-4}$ كغ/م. ث. شوهدت قطيرة زيت كثافتها $\rho = 850$
كغ/م^٣ تسقط بسرعة سر = 10^{-3} م/ث. ما كتلة القطيرة؟
واذا كانت تحمل شحنة ش = 10^{-10} e، فما مقدار المجال الكهربائي اللازم لبقاء القطيرة
ساكنة؟ وهل هذا المقدار معقول؟

من المعادلة ٢٣: ٩، نصف قطر القطيرة هو:

$$\text{نق} = \sqrt{\frac{9(1.81 \times 10^{-4})^2}{2(850)(9.8)}} = 3.13 \times 10^{-7} \text{ م} = 3.13 \text{ ميك. م.}$$

وكتلتها هي:

$$K = \frac{4}{3} \pi \text{ نق}^3 \rho = \frac{4}{3} \pi (3.13 \times 10^{-7})^3 (850) = 1.09 \times 10^{-13} \text{ كغ.}$$

واذا كانت القطيرة، عند تسليط المجال، ساكنة، فإن سر = صفر، وش = Kg ،
والمجال المطلوب هو:

$$E = \frac{K}{e} = \frac{1.09 \times 10^{-13} \text{ كغ}}{1.6 \times 10^{-19} \text{ كل}} = 6.8 \times 10^5 \text{ فولت/م}$$

$$= 6.8 \times 10^5 \text{ ف/م}$$

ومع أن مقدار المجال كبير، إلا أنه ليس غير معقول. فبلوحتين منفصلتين عن
بعضهما بمقدار ١ سم، فهذا المجال سوف يتطلب فرق جهد مقداره ٦٧٠٠ فولتاً. ■

إنّ الإلكترونات كالفوتونات، لها مظاهرٌ موجيةٌ فضلاً عن المظاهر الجسيمية. وستناول موضوعَ الامواجِ الالكترونيةِ الهامّ في الجزء ٢٣ : ٩.

٢٣ : ٤ : الاطيف الخطية : Line Spectra

كثيرٌ مما عرفه الاقدمون عن الطبيعةِ وجزءٌ كبيرٌ مما ندعوه الآن بالفيزياء الكلاسيكية في القرونِ السابعِ عشرَ والثامنِ عشرَ والتاسعِ عشرَ، يقومُ أساساً على الميكانيك الكوانتية للعالمِ دونَ المجهرِيّ. فالطبيعةُ الكوانتيةُ للذراتِ تُملّي كثافةَ المادةِ العاديةِ، وسلوكَ الجوامدِ والسوائلِ والغازاتِ عندَ تسخينها، وشفافيةَ الموادِ وعتمتها ولونها، ووجودَ التغيرِ الطبيعيِّ كالانجسادِ والغليانِ، وكلّ مظاهرِ التغيرِ الكيماوي. وبسببِ البنيةِ الكوانتيةِ للنوى الذريةِ يضيءُ الحرقُ (الاحتراقُ) النوويُّ الشمسَ والنجومَ، ويغذي الحياةَ على الارض. وحقيقةُ أنّ الفلزاتِ مُوصّلاتٌ، وأنّ الخلايا الكيماوية تولّدُ الكهرباءَ أو أنّ بلورةً ما يمكنُ أن تكونَ كاسرةً مزدوجةً، وأنّ الضوءَ يسيرُ في المادةِ بسرعةٍ ابطأ من سيره في الخلاءِ (الفراغ الفارغ)، فهذه كلّها تجدُ الآن تفسيراً لها في النظريةِ الكوانتية.

النظرية الكوانتية هي الاساس
الذي تقسم عليه الكثير من
الفيزياء الجاهرية

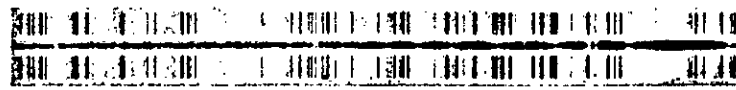
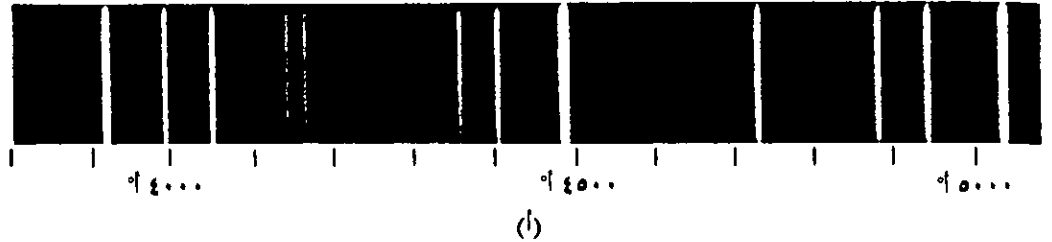
إنّ أحدَ أهمِّ بشائرِ النظريةِ الكوانتيةِ كانَ اكتشافَ الاطيفِ الخطية. ففي كثيرٍ من الأحيان لا يتوزّعُ الضوءُ المنبعثُ من المادةِ توزعاً متصلاً في منطقةِ الطيف، بل نجدُ أنّه يتألّفُ من مجموعةٍ محدودةٍ من الاطوالِ الموجيةِ المنقطعة discrete wavelengths (الشكل ٢٣ : ٧)، أيّ أنّه طيفٌ خطيٌّ كما يُسمّى بسببِ مظهره عند فحصه بكاشفِ طيفٍ (مطياف). وحتى الشمسُ التي تبعثُ طيفاً متصلاً تظهرُ خطوطاً طيفيةً مظلمةً محددةً تنشأ عن الامتصاصِ الانتقائي في غلافها الخارجي. ويظهرُ في الشكل ٢٣ : ٨ جزءٌ من طيفِ الشمس.

تعريف الخط الطيفي

عندما تبعثُ الالكتروناتُ داخلَ الذراتِ الفردانيةِ الضوءَ، فانه ينتجُ طيفٌ خطيٌّ؛ إذ يُسمَحُ فقط بحدوثِ تغيراتٍ معينةٍ في الطاقةِ الكوانتية، ولذا لا تبعثُ الفوتوناتُ ذاتُ طاقاتٍ وتواتراتٍ معينةٍ محدودة. وقبل أن ربطَ الفوتونُ التواترَ بالطاقة، افترضَ أن الذراتِ تملكُ بعضَ انماطٍ (صينغ) الاهتزازِ المفضّلةِ عندَ تواتراتٍ رنانةٍ محددةٍ resonant frequencies، تماماً كما تملكُ اوتارُ الكمانِ والهواءُ في أنبوبِ الأرغنِ والتيارُ في دائرةٍ مهتزةٍ

تفسير كلاسيكي للاطيف الخطية

تواترات اهتزازية مميزة. وقد اعتبرت الاطياف الخطية دليلاً على وجود ذرات ذات بنى داخلية معقدة تماماً تحوي جسيمات مشحونة. ومع ذلك فقبل عمل آينشتاين وبور، لم تُذكر الاطياف كأدلة مباشرة على البنية الكوانتية للذرات.



(ب)

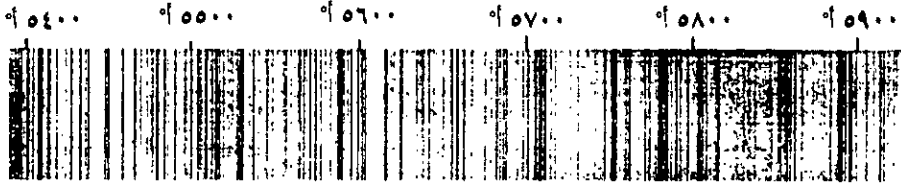
الشكل ٢٣: ٧: الاطياف الخطية:

- (أ) الضوء المنبعث من الهليوم في مدى الطول الموجي من ٣٨٠٠ (البنفسجي) إلى ٥٠٠٠ (الأخضر).
- (ب) يُظهر الحزام المركزي خطوط الامتصاص المعتمة لطيف نجمي في المدى من ٣٦٠٠ إلى ٣٨٠٠ (البنفسجي). وفوق الحزام وتحت يوجد طيف الحديد للمقارنة، وتوثق خطوطه المعلمة العديدة مقياساً دقيقاً للطول الموجي [الصورة باذن مرصد هيل].

إنَّ أوَّل ملاحظة علمية معروفة لخط طيفي قام بها عام ١٧٥٢ طوماس ملفل Melvill ، الذي وجد أنَّ املاح الصوديوم الملقاة في لهب تنتج ضوءاً أصفر له درجة واحدة معينة من القابلية للانكسار (اي أنه ينكسر بزاوية خاصة ولا ينتشر)، كما وجد ان الانتقال منه الى الضوء الاخفت المجاور ليس انتقالاً تدريجياً بل هو انتقال فوري . ولم يلتفت إلى هذا الاكتشاف الخطير إلى حد بعيد، ولم يكن له في الظاهر أي تأثير في تاريخ العلم اللاحق. هذا، ولم تُوظد المطيافية نفسها كفرع هام في الفيزياء التجريبية إلا بعد دراسة فرونهور Fraunhofer للخطوط المعتمة في الطيف الشمسي (عام ١٨١٤) وتعييناته الدقيقة للأطوال الموجية بمحزوزات الحيود (١٨٢١-١٨٢٣). أما الخطوط الشمسية التي شاهدها أول مرة وليم هايد ولاستون Wollaston فقيست من قبل فارادي، وصُنفت كخط أ أو الخط ب أو الخط ج وهلم جرا. وحتى بعد ١٥٠ سنة، فما نزال نتكلم عن خطوط

تاريخ: خطوط فرونهور

فرونهوفر. فالخط د هو خط الصوديوم الاصفر لِمَلْفَل الذي وجد فرونهوفر أنه عبارة عن خطين متقاربين أو خط ثنائي (انظر الشكل ٢٣: ٨). والخطان أ وب هما خطا الاوكسجين الاحمران، والخط ج هو خط الهيدروجين الاحمر البرتقالي.



الشكل ٢٣: ٨: جزء من طيف الشمس في منطقة الضوئين الاخضر والاصفر. يسهم امتصاص الضوء بذرات الصوديوم بأقوى زوجين من الخطوط المعتمة قُرب ٥٩٠٠. [الصورة من مرصد هيل].

وتقدّم الاطياف الخطية مثلاً مثيراً في تاريخ العلم على بيانات واسعة ودقيقة كان عليها ان تنتظر لمدة طويلة من الزمن لتفسيرها. فقد انقضى تسع وتسعون سنة بين أول تحليل طيفي للخطوط الشمسية لفرونهوفر وبين نظرية نيلز بور لطيف الهيدروجين. وفي أثناء ذلك، قيسَت إلى درجة عالية من الدقة آلاف الخطوط الطيفية. أما ما حال دون تناقص الاهتمام بالخطوط الطيفية بعد عقود عديدة من تراكم البيانات فكانت المنفعة العملية للمطيافية. فمنذ وقت مبكر يرجع إلى اعوام العشرينات من القرن الثامن عشر، اقترح أن الخطوط الطيفية قد تهيء دليلاً على تركيب المواد. وقد وُظِدَ هذه الحقيقة بشكل حاسم غوستاف كير شوف Kirchhoff وروبرت بنزن Bunsen في الخمسينات والستينات من القرن الثامن عشر، إذ جعلوا المطيافية أداة رئيسة للتحليل الكيماوي. ولأن كل ذرة تبعث طيفاً خطياً مميزاً، ولأن طيفي أي ذرتين غير متماثلين، فإن الطيف الخطي المنبعث من أية مادة يوفر دليلاً واضحاً على المكونات الذرية للمادة. فبالتحليل الطيفي نعرف الكثير عن توزيع العناصر في الشمس وفي كل أنحاء الكون. وقد شوهد بالفعل أحد العناصر، وهو الهيليوم، في ضوء الشمس قبل ان يُكتشف في الارض. وفي القياسات المخبرية، تستطيع المطيافية ان تكشف عن الآثار الضئيلة جداً التي سيكون من الصعب او المستحيل تعرفها بوسائل أخرى. هذا وقد تم كشف عدد من العناصر النادرة أولاً من خلال أطيافها.

المنفعة العملية للمطيافية

وقد أثبتت الاطياف الخطية أنها السبيل إلى معرفة كنه الذرات. فهي التجليات المرئية

لمستويات الطاقة المكممة، وهي تُظهر لنا ايضاً الوحدة الجميلة للطبيعة . فنحن نستطيع أن ننظر إلى خط طيفي من مجرة بعيدة، ونعرف أنه كان هنالك منذ بليون سنة ذرة هيدروجين لا يمكن تمييزها من ذرة هيدروجين في الارض اليوم، وأنها قيّدت في سلوكها بالقوانين الطبيعية نفسها التي تتحكم بالانسان والبيئة الآن.

٢٣ : ٥ : طيف الهيدروجين : The Spectrum of Hydrogen

إنها حقيقة هامة في الفيزياء وميزة لطيفة من مزايا الطبيعة أن الاستبصارات العظيمة غالباً ما تأتي من الانظمة البسيطة او التجارب غير المعقدة. تصوّر غاليليو يدحرج الكرات في القنوات، وفارادي يُدخل القضيب المغناطيسي فجأة في الملف، أو جول يُحرّك الماء في وعاء. وفي الفيزياء الذرية، كانت ذرة الهيدروجين: أخف الذرات وأبسطها، وما زالت، الالهام لمعظم التقدم الهام فيها، بدءاً من أول نظرية ذرية لبور عام ١٩١٣ وحتى النظرية الحديثة التي تدعى الكهروديناميك الكوانتية. وحتى قبل أول إشارة الى نظرية كوانتية للذرات، وضّحت ذرة الهيدروجين بساطتها الخاصة من خلال توقيع طيفها الخطي المميز. وفي عام ١٨٨٥ اكتشف يوهان بالمر Balmer ان تواترات الخطوط المعروفة للهيدروجين يمكن التعبير عنها رياضياً بقانون إمبريقي بسيط جداً*. ولأن الطول الموجي وليس التواتر هو الذي يقاس مباشرة، فإننا نقسم التواتر على سرعة الضوء، ونكتب قانون بالمر بالشكل التالي:

$$\left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{m^2} \right) R_H = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \quad (١١: ٢٣) \dots\dots \left[\frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \right]$$

متسلسلة بالمر للخطوط الطيفية

حيث R_H هو ثابت وم عدد صحيح أكبر من ٢. والثابت R_H الذي سُمي ثابت ريدبيرج تكريماً ليوهانس ريدبيرج الذي اكتشف صيغاً طيفية تقريبية أخرى بعد سنوات قليلة من اكتشاف بالمر هذا هو ثابت معروف بدقة فائقة، ويساوي $1.096776 \times 10^7 \text{ م}^{-١}$. أما الثابت الآخر الأكثر منه أساسيةً بقليل فهو المقدار الذي سوف يأخذه هذا الثابت لو كانت نواة ذرة الهيدروجين ذا كتلة غير متناهية، وكانت لذلك غير قابلة للحركة. وهذا الثابت الآخر الذي يُكتب R_∞ له القيمة التالية:

* الإشارة المرجعية الى بحث بالمر تظهر في التمرين ٢٧ : ١١ .

$$\mathcal{R} = 1.097373 \times 10^7 \text{ m}^{-1} \quad [\mathcal{R}_\infty = 1.097373 \times 10^7 \text{ m}^{-1}] \dots (12:23)$$

وحتى في الوقت الذي اكتشف فيه بالمر قانونه كان بالامكان تعيين الثابت $\mathcal{R}_H$ بدقة بالغة، لأن الاطوال الموجية الطيفية كانت من بين أفضل الكميات المقاسة في الفيزياء. ومهما يكن فإن توافق الخطوط المرئية الاربعة من طيف الهيدروجين بدقة مع قانون بهذه البساطة كان إنجازاً مثيراً. وقد وجد بالمر بعد ذلك أن قانونه هذا وصف عدة خطوط أخرى في منطقة فوق البنفسجي. وبعد الخطوط الاضافية المشاهدة في ضوء النجم والمنسوبة إلى الهيدروجين، لخص قانون بالمر ببساطة ١٤ طولاً موجياً مقيساً بدقة، أي كل الخطوط التي كانت معروفة في طيف الهيدروجين في ذلك الوقت. ولا يمكن أن يشك في أهمية هذا القانون. فمثل قوانين كبلر في الحركة الكوكبية، يرزُم (يجمع) قانون بالمر على نحو مرتب مجموعة من البيانات، برغم أنه لم يُوفر أي تفسير لها.

وتُعرف مجموعة الخطوط الطيفية المُعبر عنها بقانون بالمر بمتسلسلة بالمر. ولأن الخطوط الطيفية المعروفة لبالمر ناظرت كل قيمة صحيحة بدءاً من $m=3$ وحتى $m=16$ ، فقد كان من الطبيعي الافتراض بأن الخطوط الاضافية المناظرة لقيم أعلى من $m=16$ كانت موجودة ايضاً في انتظار من يكشفها فقط. وقد وُجد الكثير منها بالفعل بعد ذلك مباشرة. وما أن جاء عمل بور عام ١٩١٣ حتى تمت مشاهدة ٣٣ خطأ (حتى $m=35$) في متسلسلة بالمر كلها توصف بدقة بقانون بالمر. وتحتشد العناصر العليا في متسلسلة بالمر مقترية من بعضها بعضاً على الدوام كما يبين الشكل ٩: ٢٣، بالغة بذلك حدّاً محدوداً للمتسلسلة، يُعين بجعل m تأخذ قيمة لا متناهية في قانون بالمر. ومن المناسب لأغراض تعليمية أن نحسب الاطوال الموجية للعناصر القليلة الاولى في متسلسلة بالمر*:

$$\frac{1}{\lambda} = \mathcal{R}_H \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9} \right) = \mathcal{R}_H \left(\frac{5}{36} \right) \quad \text{، احمر*؛}$$

* هذه الاطوال الموجية المحسوبة هي الاطوال الموجية في الخلاء التام. وفي التطبيق العملي، تقاس الاطوال الموجية عادة في

الهواء لا في الخلاء التام. وبسبب معامل انكسار الهواء، تكون أطوال بالمر الموجية في الهواء أقل تقريباً بـ ٠.٣٪ مما هي

عليه في الخلاء التام.

* هذا هو الخط ج لفرينوفر الذي يُعرف ايضاً بالخط H_α ويسمى لونه احياناً بالأحمر البرتقالي.

الاطوال الموجية الاربعة الاولى في
الحلّاء التام

$$1-(^{\circ}4863) = \left(\frac{1}{16} - \frac{1}{4}\right)_{H^{\infty}} = \frac{1}{\lambda}$$

$$1-(^{\circ}4342) = \left(\frac{1}{25} - \frac{1}{3}\right)_{H^{\infty}} = \frac{1}{\lambda}$$

$$1-(^{\circ}4103) = \left(\frac{1}{36} - \frac{1}{4}\right)_{H^{\infty}} = \frac{1}{\lambda}$$

والأنجستروم (أ) يساوي 10⁻¹⁰ م. ويقع حدّ (نهاية) المتسلسلة في منطقة فوق البنفسجيّ، وله تواتر يبلغ تقريباً مثلي تواتر الخطّ الاول في المتسلسلة (اي له نصف الطول الموجي للخطّ الاول):

حدّ (نهاية) المتسلسلة

$$1-(^{\circ}3647) = \frac{1}{\infty} = \frac{1}{\lambda}$$



الشكل ٢٣ : ٩ : متسلسلة بالمر للخطوط الطيفية التي يبعثها الهيدروجين. وهذه الصورة تغطي تقريباً ثمانية واحد octave من الطيف الكهرومغناطيسي : من ٦٠٠٠ أه جهة اليسار (الاحمر) إلى ٣٦٠٠ أه جهة اليمين (قرب فوق البنفسجي)). [من كتاب جرهارد هرزبيرج G. Herzberg : «الاطياف الذرية والبنية الذرية» Atomic Spectra and Atomic Structure (نيويورك : منشورات دوغر، ١٩٤٤) استنسخت باذن من الناشر.]

تأثر بالمر بقدر كافٍ بنجاح قانونه، حتى أنّه تخمّن إمكان وجود متسلسلة اخرى للهيدروجين. أمّا ظنه في وجود قانون طيفي أكثر عمومية من قانونه فقد كان ظناً خاطئاً بعض الشيء (انظر التمرين ٢٣ : ١١)، بيد أنّه كان مصيباً في تخيله أنّ طيف الهيدروجين بكامله يجب أن يوصف بصيغة عددية بسيطة. ونحن نعرف الآن أنّ جميع الخطوط الطيفية للهيدروجين توصف بالصيغة التالية :

صيغة بالمر المعممة

$$(14:23) \dots \dots \dots \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{n}\right)_{H^{\infty}} = \frac{1}{\lambda}$$

، حيث أنّ كلاً من ن و م هو عدد صحيح (م < ن). وهذه الصيغة المعممة ٢٣ : ١١ أكدها أولاً فردريك باشن Paschen ، الذي كشف عام ١٩٠٨ الخطّين الأولين في متسلسلة الهيدروجين الجديدة في منطقة تحت الاحمر. وهذه المتسلسلة التي تُسمّى الآن متسلسلة

■ مثال: شوهدت بعضُ الخطوط الطيفية المناظرة لقيمٍ n التي تصلُ في كبرها إلى القيمة ٥٠ في الدراساتِ الفلكيةِ لغازِ الهيدروجين في مجرتنا. ما الطولُ الموجيُّ المناظرُ للقيمتين $n = 49$ و $n = 50$ ؟ وفي أيِّ منطقةٍ من الطيف يقعُ هذا الخطُ؟

$$\frac{(\dot{N} + m)(\dot{N} - m)}{r_m r_N} \text{Hr} \mathcal{R} = \frac{r_N - r_m}{r_m r_N} \text{Hr} \mathcal{R} = \frac{1}{\lambda}$$
$$\frac{{}^1(50) {}^1(49)}{(99)(1) {}^1 10 \times 10.97} = \frac{{}^1_m {}^1_n}{(n+m)(n-m)_{H^2\mathcal{R}}} = \lambda$$

$$.m - 0.003 = m^{2-1} \cdot 0.003 =$$

- ۲۵۴ -

* الانتظامات في الأطياف الأخرى : Regularities In Other Spectra

إن طيف الهيدروجين، مع أنه أبسط الأطياف المعروفة، ليس بالطيف الوحيد الذي يُظهرُ متسلسلاتٍ منتظمة. وبين الشكل ٢٣ : ١٠ متسلسلتين من خطوط الصوديوم، وهناك العديد من المتسلسلات الأخرى. ومع أن القوانين التقريبية التي طورها ريديرج لوصف تلك المتسلسلات لم تكن بسيطةً بسيطةً قانون بالمر ولا دقيقةً دقةً ذلك القانون، إلا أن أحد مظاهرها أثبت في النهاية أنه ذو دلالة نظرية. ذلك أن جميع تعابير ريديرج لمقلوب الطول الموجي اشتركت جميعها في شيء واحد قرب نهايات تلك المتسلسلات، إذ احتوت على حدٍ يساوي تقريباً الثابت R مقسوماً على مربع عدد صحيح. وقد استطاع بور فيما بعد أن ينسب هذه الصفة المشتركة إلى حقيقة أن الخطوط العليا في المتسلسلة الطيفية لكل من العناصر تنشأ عن حركة الكترون بمفرده بعيداً عن نواة الذرة.

قرب نهاية كل متسلسلة: $\frac{1}{\lambda}$
يتناسب مع ثابت - (R/m)

وفي بداية العمل في مجال الأطياف، أُعطي $\frac{1}{\lambda}$ اسم «العدد الموجي». وللتوافق مع الاستعمال الحديث، يُعرف العدد الموجي بدلاً من ذلك بالمقدار $\frac{1}{\lambda}$ ويُرمز إليه بالرمز k :

العدد الموجي

(١٥ : ٢٣)

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = k$$

والعدد الموجي مفيد في التحليل الطيفي، لأنه كما نعرف يتناسب مع طاقة الفوتون:

(١٦ : ٢٣)

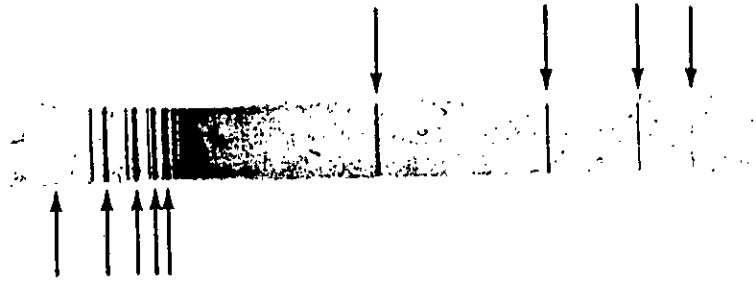
$$E = hc \cdot k$$

وهو بالطبع يرتبط أيضاً ببساطة بالتواتر:

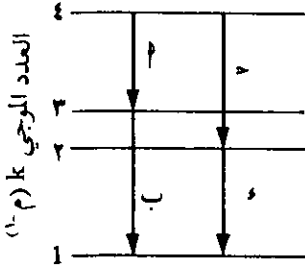
(١٧ : ٢٣)

$$\omega = \frac{\nu}{c} = k$$

حيث ω تساوي ν ط .



الشكل ٢٣ : ١٠ : متسلسلتان خطيتان في طيف الصوديوم : يشار إلى إحدى المتسلسلتين في المنطقة المرئية بأشهر أسفل الصورة، ويشار إلى المتسلسلة الأخرى في منطقة فوق البنفسجي بأشهر فوقها. [من كتاب جرهارد هرتزبيرج : «الأنماط الذرية والبنية الذرية» (نيويورك : منشورات دوغر، ١٩٤٤). أعيد طبعها بأذن من الناشر].



الشكل ٢٣ : ١١ : المبدأ التوافقي لرتز Ritz Combination Principle : تمثل الذرة برسم بياني حدي term diagram . والاعداد الموجية للخطوط الطيفية المميزة تساوي المسافات الرأسية المقاسة بين الحدود. التفسير الحديث : الخطوط الأفقية المرقمة تظهر المستويات الطاقة، والأشهر الرأسية تدل على الفترات الكوانتية.

وثمة قانون إمبريقي آخر للانماط اكتشف في أوائل هذا القرن وثبت أنه ذو أهمية في تطور النظرية الذرية . وكانت حقيقة أن الأعداد الموجية للخطوط الطيفية لعنصر ما يمكن التعبير عنها كفروق في مجموعة من «القيم الحدية» term values لذلك العنصر قد تنبأ لها أولاً ريديبيرج، ثم طورها فيما بعد ولتر رتز Ritz كمبدأ عام . أما الكيفية التي يعمل بها هذا المبدأ التوافقي، كما يدعى، فيوضحها الشكل ٢٣ : ١١ . فالخطوط المرقمة في الشكل هي بعض الحدود في هذا الرسم الحدي، والأعداد الموجية المشاهدة تقاس بالمسافات الفاصلة بين هذه الحدود التي ترسم على مقياس رأسي يعبر عنه بالوحدة سم-م^{-١} أو م^{-١} . إن طول الخط k_1 هو k_1 وطول الخط k_2 هو k_2 ، وهلم جرا. وتعني هذه الخطوط في التنظيم أن هنالك علاقات عديدة بسيطة توجد بين الأعداد الموجية. وفي حالة المثال الموضح في الشكل ٢٣ : ١١، نجد أن :

المبدأ التوافقي لرتز والرسم الحدية

$$k_1 + k_2 = k_3 \quad (٢٣ : ١٨)$$

ومثل هذه العلاقات البسيطة واضحة في طيف الهيدروجين. فعلى سبيل المثال، العددان الموجبان للخطين الأولين في متسلسلة بالمر هما:

$$\frac{1}{1^2} - \frac{1}{4^2} = \frac{3}{4} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_k}$$

$$\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2} = \frac{3}{16} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_k}$$

والفارق بينهما:

$$\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} = \frac{3}{4} = \frac{1}{\lambda_k} - \frac{1}{\lambda_k}$$

يساوي العدد الموجبي للخط الأول في متسلسلة باشن. إن المبدأ التوافقي ليرتر ثبتت صحته للعديد من الخطوط في العديد من العناصر، كما أعان كثيراً على تنظيم الأطياف المعقدة في أنماط بسيطة. لاحظ أن المبدأ ينطبق على الأعداد الموجبة وعلى نحو مكافئ على التواترات، لكنه لا ينطبق على الأطوال الموجية. ونحن ندرك الآن أن المبدأ التوافقي ليرتر ما هو إلا تعبير عن قانون حفظ الطاقة. ومهما يكن، فإن هذا المبدأ كان عند كشفه، كقانون بالمر، حقيقة نافعة من حقائق الطبيعة برغم كونها حقيقة مبهمة.

وما إن جاء الوقت الذي «فتح» فيه بكل معنى الكلمة إرنست رذرفورد Rutherford عالم الذرة عام ١٩١١، حتى كانت المطيافية الذرية في حالة متقدمة من التطور. فالضوء الصادر من الذرات قد تم بدقة قياسه وتصنيفه، ووجد أنه يحكم بعدة قوانين إمبيريقية. وقد استخدمت المطيافية الذرية لغايات عملية مثل تعيين العناصر والكشف عن سلاسل الانحلال الإشعاعي. ومع ذلك كانت الآلية داخل الذرة المسؤولة عن هذا الضوء مبهمة تماماً، وكانت هنالك وفرة من البيانات في انتظار تفسير لها.

٢٣: ٦: الفروض الأساسية لنظرية بور الذرية :

Key Postulates of Bohr Atomic Theory

في مئات الأماكن في عالم اليوم : في الكتب والجرائد، وفي لوحات الاعلانات، وعلى شاشات التلفزيون والبراز العسكرية، نشاهد الذرات تُمثَّل رمزيًا بنواة مركزية صغيرة محاطة بالمدارات البيضوية المتقاطعة لبضعة إلكترونات (الشكل ٢٣: ١٢). ويشكِّل هذا العمل من جانبنا إشادةً بأثر نيلز بور على العالم المعاصر، إلّا أنه في الوقت نفسه يمثِّل تشويهاً يُؤسَفُ له لتَصَوُّر العالم المعاصر للذرة. ذلك أنّ نموذج بور الكوكبي قد تطوّر الى ما يمكن تسميته على نحو أفضل بالنموذج السديمي Nebular model، حيث تنتشر الالكترونات كأموح احتمال على حجم الذرة بكامله. وعلى الرغم من هذا التطور، فإن النموذج الذري الأصلي لبور يستحق مكانة في أية نظرية عامة إلى أساسيات الفيزياء، لأنه، إلى جانب أهميته التاريخية كخطوة عملاقة في اتجاه الميكانيك الكوانتية، اشتمل على عدة افكار أساسية قد صمدت أمام اختبار الأيام، وظلّت مظاهر هامة للنظرية الذرية الحديثة. وفي هذا الجزء والجزأين اللذين يليانه سننسط بالتدرج نموذج بور لذرة الهيدروجين.

وفي بحثه المنشور عن البنية الذرية عام ١٩١٣*، اعتمد بور على ثلاثة أفكار رئيسية كانت مقبولة عند من سبقوه، الا انها لم تكن قد نُسجت حتى ذلك الوقت معاً. وأولها كان مفهوم بلانك لكمية (كوانتم) الطاقة مع العلاقة بين طاقتها وتواترها: $ط = h\nu$. وثانيها كان علم المطيافية الأمبريقي المطور بشكل بالغ، وعلى الاخص الانتظامات البسيطة في طيف الهيدروجين والمبدأ التوافقي العام لرتز. وثالثها كان الصورة الفيزيائية الجديدة للذرة التي تقدّم بها رذرفورد، والتي كانت عبارة عن نواة ثقيلة مشحونة إيجاباً ذات أبعاد صغيرة ومحاطة بالالكترونات. وقد أدرك بور أنّ الثابت الكوانتي لبلانك وجب أن يمثّل دوراً ما

وحد بور ثلاثة خيوط رئيسية :

١. طاقة الكوانتم (كمية الطاقة)
٢. الانتظامات الطيفية
٣. الذرة النووية

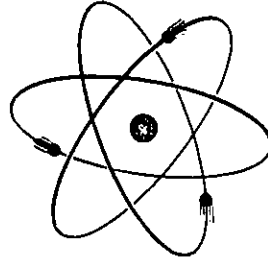
* المجلة الفلسفية (Phil. magazine) ١، ٢٦ (١٩١٣). ويمكن العثور على البحث أيضاً في كتاب ج. ب. بيرنس (محرر): «رذرفورد في مانستري (نيويورك: و. م. بنجامين، ١٩٦٣). ويظهر جزء من البحث مع ملاحظات مفيدة عموماً، بالرغم من انها تحتوي على بعض الأخطاء، في كتاب موريس شاموس Shamos (محرر): «تجارب عظيمة في الفيزياء» Great Experiments in Physics (نيويورك: هولت، رينهارت، وونستون، ١٩٥٩).

+ مع أنّ بور يذكر الظاهرة الكهروضوئية في مقدمة بحثه عام ١٩١٣، إلّا أنّ متن البحث يدلّ على أنّه لم يقبل في النهاية فكرة الفوتون. وكان عليه ان يستخدم فقط حقيقة أنّ تواتر الاشعاع والتغير في طاقة الذرة ط يرتبطان بالعلاقة: $ط = h\nu$.

نحتاج الى ثابت بلانك لتوحيد
مقياس ذري للطول

وبكيفية ما في ميكانيك الذرة، إذ عندها فقط يمكن لحركة الالكترونات ولعملية ابتعاث
الاشعاع وامتصاصه ان يوصف معاً في نظرية موحدة، وقد دفعه إلى ذلك أنه لا يوجد أساس
منطقي لأي مقياس ذري للطول من دون ثابت بلانك. فالتوليفة (التوفيق) $\frac{h}{2\pi m_e v}$
 $\frac{4\pi\epsilon_0 h^2}{me^2}$ هي طول مقدار مناسب (من رتبة ١ Å)، في حين أنه بدون h لا تقدر أي
توليفة من ك والمقدار $\frac{h}{2\pi m_e v}$ ان تهيء كمية بعدها بعد الطول*.

وبشيء من المحافظة الجريئة، كما سماها أحد الزملاء، لم يتخل بور إلا عن القدر
الضروري من الميكانيك الكلاسيكية، وظلّ متشبهاً بتلك الأفكار الكلاسيكية التي بدت
على أنها ما زالت صالحة لتطبيقها على داخل الذرة. وتستحق أربعة من أفكار بور تنوياً
خاصاً بها، لأنها بقيت جزءاً من الميكانيك الكوانتية الحديثة، وهذه الأفكار هي:



الشكل ٢٣: ١٢: نظرة معاصرة مهيمنة للذرة. وفي الحقيقة، فإن من

غير الممكن ان نُخصّص مسارات كلاسيكية للالكترونات في الذرات.

١٠ فكرة الحالة المستقرة: The idea of the stationary state

افترض بور أن الالكترونات في الذرات تستطيع أن توجد في حالات حركية متعددة:
كل حالة حركية منها متميزة، وتوسم بطاقة ثابتة. ومثل هذه الحالة تُسمى حالة مستقرة.
(لاحظ أن الالكترونات بحذ ذاتها ليست مستقرة في الحالة المستقرة). وإحدى نتائج فكرة
الحالات المستقرة هذه أن الطاقة متحول (متغير) مُكمّم في الذرات مقصور على قيم معينة
منفصلة.

الطاقة المكممة

* في نظام الوحدات السغني (c.g.s) الذي استخدمه بور لا يظهر العامل $4\pi\epsilon_0$. قارن بين المعادلتين ١٥: ٤ و ١٥: ٩.

٥٢ فكرة الطفرة الكوانتية : The idea of the quantum jump

عُرفَ من قبل أن المبدأ الكوانتي يحكمُ الاشعاع . وقاد هذا بورٌ إلى التخلي عن كلِّ أملٍ في إيجاد وصفٍ كلاسيكيٍّ لعمليتيَّ ابتعاثِ الضوءِ وامتصاصِهِ . فوفقَ نظريةِ الاشعاعِ الكلاسيكيةِ، وجبَ أن تشعَّ ذرةٌ رذرفوردُ إشعاعاً متصلاً، ووجبَ لذلك أن يتغيَّرَ التواترُ المشعُّ باطرادٍ حتى يتمَّ تكوينُ نطاقاتٍ طيفيةٍ (أطيافٍ شريطيةٍ) بدلاً من خطوطٍ طيفيةٍ، كما وجبَ أن تنهارَ الذرةُ في نهايةِ الامرِ لتتصيرَ في حجمِ النواة . ولم يحدثِ شيءٌ من هذا كله . فأفترضَ بورٌ لذلك أن الذرةَ تعاني انتقالاتٍ فجائيةً (طفراتٍ كوانتيةً) من حالةٍ مستقرةٍ إلى أخرى، واستعاضَ عن فكرةِ الاشعاعِ المتدفقِ المُطرَدِ بفكرةِ الانفجاراتِ الصغيرةِ جداً بينَ الحينِ والحينِ، حيثُ تغيَّرُ الالكتروناتُ في كلِّ انفجارٍ حركتها فجأةً حينَ تُشعُّ حزمةً محدودةً من الطاقة . وفي رسالةٍ له إلى بورٍ معلقاً على بحثٍ بورٍ قبلَ نشره، كتبَ رذرفورد يقول: «يبدو لي أن هنالك صعوبةً بالغةً في فرضيتك، ولا أشكُ في أنك تدركها تماماً، وهي كيفُ يقرَّرُ الالكترونُ التواترَ الذي يهتزُّ به عندما ينتقلُ من حالةٍ مستقرةٍ إلى أخرى؟ يبدو لي أن عليك أن تفترضَ أن الالكترونَ يعرفُ مسبقاً أين سيقفُ». + ان سؤالَ رذرفورد هذا، بالرغمِ من أنه سؤالٌ وجيهٌ جداً (كانَ يجبُ أن ينتظرَ الاجابةَ لسنواتٍ عديدةٍ)، نَمَّ على نمطٍ من التفكيرِ الكلاسيكيِّ كانَ بورٌ راغباً في هجره . فمن وجهةٍ كلاسيكيةٍ، فلكي يُشعَّ الالكترونُ إشعاعاً تواتره ν ، فإنَّ عليه ان يهتزَّ بالتواترِ نفسه . ووفقَ فكرةِ الحالاتِ المستقرةِ الموصولةِ مع بعضها بعضاً بالطفراتِ الكوانتيةِ، فلا يمكنُ أن تكونَ هنالك هذه الصلةُ البسيطةُ بينَ التواترِ المشعِّ وتواترِ الالكترونِ، إذ قد يهتزُّ الالكترونُ بتواترٍ ما في حالتهِ الابتدائيةِ وتواترٍ آخرٍ مختلفٍ في حالتهِ النهائيةِ . أمّا الاشعاعُ فله مع ذلك تواترٌ مختلفٌ يتعيَّن بالتغيُّرِ في طاقةِ الالكترونِ . ولحسنِ الحظِّ، لم يسمحَ بورٌ لعدمِ إمكانِ التنبؤِ بالطفرةِ الكوانتيةِ وعدمِ قابليتها للتخيلِ بأن تعيقاه عن تقديمِ أفكاره . وفيما بعدُ مكنتِ الميكانيكُ الكوانتيةُ من حسابِ احتمالاتِ الانتقالاتِ بين الحالاتِ المستقرةِ، (وهي المسألةُ التي أقلقَت رذرفورد). ومع ذلك، ظلتْ هذه الانتقالاتُ أو الطفراتُ الكوانتيةُ غيرَ قابلةٍ للتصورِ الحسيِّ كما كانت كذلك لبور، وظلَّ التنبؤُ بأيِّ انتقالٍ مخصوصٍ بين حالتين مستقرتين غيرَ ممكنٍ تقريباً.

الاشعاعُ فجائي لا تدريجي

فكرة حاسمة: التواترُ المشعُّ لا يساوي تواتر الاهتزاز

+ ج. ب. بيركس (محرر): رذرفورد في مانشستر (نيويورك: و. أ. بنجامين، ١٩٦٣)، ص ١٢٧.

٠٣ حفظ الطاقة في العالم دون المجهرى : Submicroscopic energy conservation

لقد ذكرنا من قبل أن بور تمسك بالكثير من الفيزياء الكلاسيكية الذي بدا له أنه يصح في الميدان الذري . وعلى الأخص ، افترض أن قانون حفظ الطاقة يظل صحيحاً بشكل صارم . وقد مكّنه هذا الافتراض من تفسير المبدأ التوافقي لرتز تفسيراً بسيطاً . فالرسم الحدي (الشكل ٢٣ : ١١) عبارة عن رسم للمستوى الطاقى energy-level ، ذلك أن قيمة كل حد عند ضربها بالمقدار h تعطي قيمة للطاقة ، وأن الفارق بين حدين ، والذي هو عبارة عن العدد الموجي المشع $(\frac{1}{\lambda})$ ، يصير بعد ضربه بالمقدار hc الطاقة التي تُشعها الذرة $(kch = \nu h)$. وعند النظر اليه من هذه الوجهة الجديدة ، يُبين الرسم الحدي طاقات الحالات المستقرة ، ويدل على الطفرات الكوانتية بين أي زوجين من هذه الحالات . ويتطلب حفظ الطاقة للانتقالات المبينة في الشكل ٢٣ : ١١ ما يلي :

$$\nu h + \nu h = \nu h + \nu h$$

وبعني هذا بالطبع أن التواترات تفي بشرط المعادلة البسيطة التالية :

$$\nu + \nu = \nu + \nu$$

يُعبّر المبدأ التوافقي عن قانون حفظ الطاقة

، وأنها بدورها تتضمن علاقة العدد الموجي المشار إليها في المعادلة ٢٣ : ١٨ . ولم يكن بور أول من افترض بأن الطاقة محفوظة في الانظمة الذرية ، غير أنه كان أول من انتفع جيداً بهذا الافتراض . إن تقدير بور لأهمية المبدأ التوافقي لرتز كمظهر بسيط لحفظ الطاقة لم يتحقق إلا بعد أن تحرّر بور من فكرة أن التواتر المشع يساوي تواتر اهتزاز الإلكترون .

٠٤ مبدأ التناظر (التقابل) : The correspondence principle

الأفكار الثلاثة المجملة أعلاه : الحالات المستقرة ، الطفرات الكوانتية ، وحفظ الطاقة في العالم دون المجهرى هي بجلاء أفكاراً مشتبكة ، وهي معاً تُهيء وصفاً بسيطاً (ولكنه بكل تأكيد ليس وصفاً قابلاً للتصور من ناحية كلاسيكية) لعملية ابتعاث الاشعاع وامتصاصه ، وهي تربط الأطياف الذرية بالميكانيك الذرية . اما فكرة بور الأساسية الرابعة

فكرة النهاية الكلاسيكية

فوقرت جسراً أساسياً بين العالمين: الكلاسيكي والكونتي. وهذا الجسر هو مبدأ التناظر، أي الفكرة القائلة إن الميكانيك الكوانتية يجب أن تكون لها نهاية كلاسيكية classical limit. وفكرة النهاية الكلاسيكية هذه كانت سابقاً جزءاً من النظرية النسبية، حيث ظهرت فيها بصيغة بسيطة. فعندما تتحرك الجسيمات ببطء بالنسبة إلى سرعة الضوء، فإن الوصف النسبوي لحركتها يؤول (يُفْضِي) إلى الوصف الكلاسيكي. وبلغت أبسطاً، فإن النظرية الجديدة (اكانت النسبية ام الميكانيك الكوانتية) يجب ان تتوافق مع النظرية القديمة في المجالات التي تُعرَف فيها صحة النظرية القديمة.

التائج الكوانتية $\equiv$ النتائج الكلاسيكية عندما يكون التغير الكسري في التفسيرات المفصلة (المنقطعة) ضئيلاً

وفي نظريته لذرة الهيدروجين، استخدم بور مبدأ التناظر بالكيفية التالية، فافترض أن الميكانيك الكلاسيكية يجب أن تصف بشكل صحيح تقريباً الانتقال الذري، عندما يحدث هذا الانتقال بين حالتين مستقرتين متجاورتين مختلفتان اختلافاً طفيفاً جداً في طاقتيهما وتواتري اهتزازهما وغير ذلك من الصفات. ومن خلال مبدأ التناظر، تمكن بور من فهم الطفرة الكوانتية المبهمة، وبذلك ربط الجديد المجهول بالقديم المألوف.

٢٣: ٧: ذرة بور: The Bohr Atom

نتقل الآن إلى مواصفات نموذج بور للهيدروجين. لقد عرف بور بمتسلسلة بالمر ومتسلسلة باشن الموصوفتين بالمعادلة ٢٣: ١٤ أو بالمعادلة التالية بدلالة التواتر:

$$\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{m}\right) R_H c = \nu$$

ان ضرب طرفي المعادلة هذه بثابت بلانك h يعطي الطاقة المشعة للفوتون الواحد $h\nu$ ، التي افترضها بور مساوية لفارق الطاقة Δ ط بين حالتين مستقرتين:

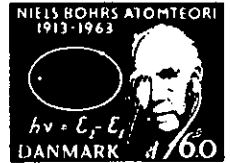
$$\Delta \text{ ط} = \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{m}\right) R_H c h = \left[\Delta E = h c R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \right] \quad (١٩: ٢٣) \dots\dots$$

ان مجموعة قيم الطاقة التي تفسر فوارق الطاقة هذه هي:

$$E_n = -\frac{h c R_H}{n^2} \quad \text{ط}_n = -\frac{R_H c h}{n^2} \quad (٢٠: ٢٣) \dots\dots\dots$$

• في بقية بحثنا لهذا الموضوع، سنستخدم فكرة الفوتون التي هي فكرة ملائمة، على الرغم من أنها غير ضرورية بشكل

دقيق للحجج والبراهين المقدمة.



الطاقات اللازمة لمطابقة الرسم
الحدي للهيدروجين

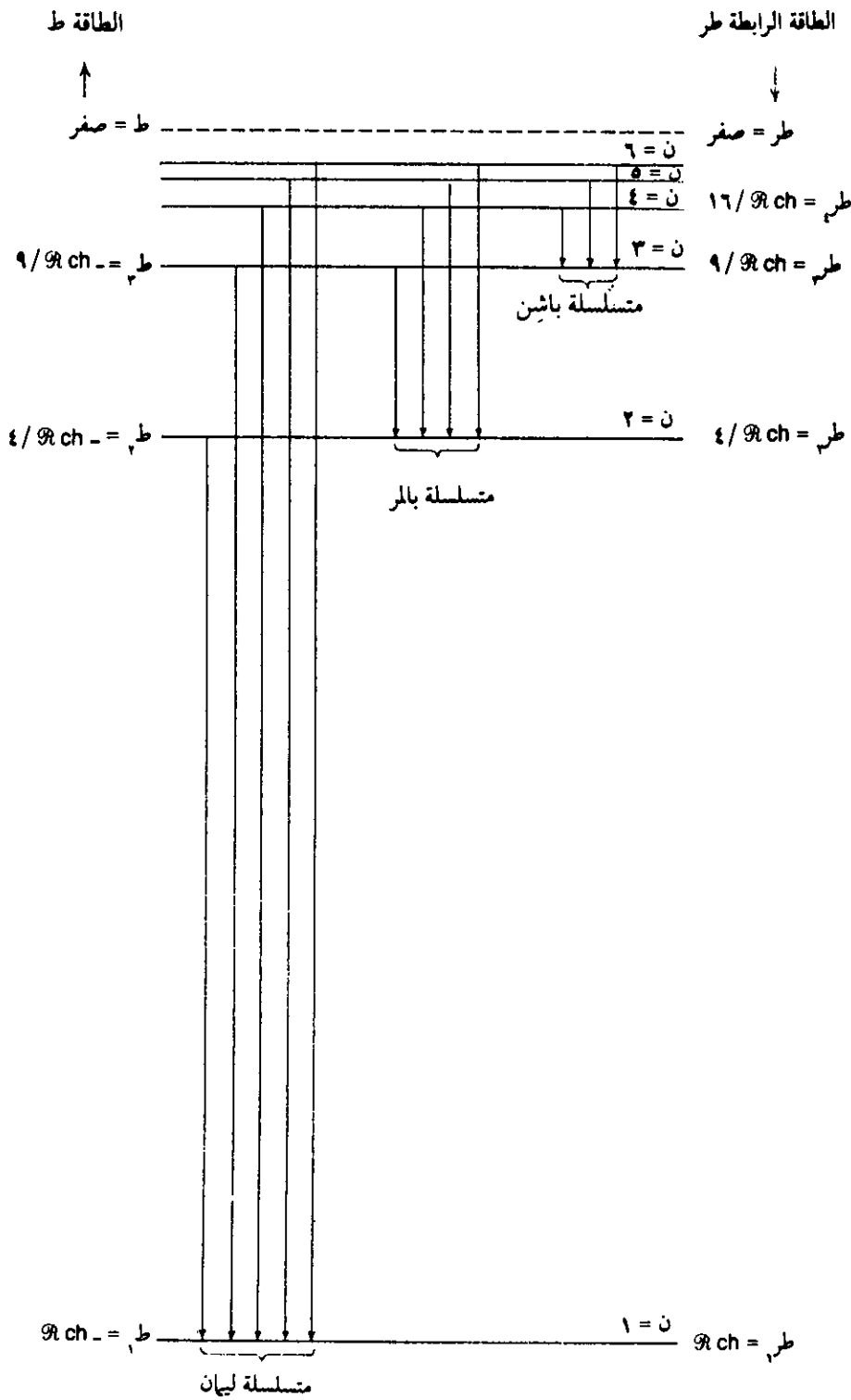
وَيُخَصَّصُ الْعَدَدُ الصَّحِيحُ نَ حَالَةً مُسْتَقَرَّةً مُعَيَّنَةً . وَأَوَّلَى هَذِهِ الْحَالَاتِ (وَأَوْطَاهَا) تُمَيِّزُ بِالْعَدَدِ ن = ١ ، وَالثَّانِيَةُ بِالْعَدَدِ ن = ٢ ، وَهَلَمْ جَرَّاً . وَتَعَكُّسُ الْإِشَارَةِ السَّالِبَةِ فِي الْمَعَادِلَةِ ٢٣ : ٢٠ حَقِيقَةٌ أَنَّ الْإِلِكْتَرُونَ مَقَيَّدٌ بِالنَّوَةِ الْمُوجِبَةِ كَتَقْيِيدِ الْقَمَرِ بِالأَرْضِ أَوْ الأَرْضِ بِالشَّمْسِ . وَلِذَا فَمِنْ الْمُنَاسِبِ غَالِباً أَنْ نَسْتَخْذِمَ الطَّاقَةَ الرَّابِطَةَ طَر (w) ، وَهِيَ كَمِيَّةٌ مُوجِبَةٌ ، عَلَى النِّحْوِ التَّالِيِ :

$$\text{طَر}_n = + \frac{hcR_H}{n^2} \quad [W_n = + \frac{hcR_H}{n^2}] \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٢١) \quad \text{الطاقة الرابطة طر} = - \text{ط}$$

وَكَمَا يَبَيِّنُ الشَّكْلُ ٢٣ : ١٣ ، تَنْتُجُ مُتَسَلِّسَةٌ بِالْمَرَعَنِ الطُّفَرَاتِ الْكَوَانْتِيَّةِ الَّتِي تَنْتَهِي بِالحَالَةِ الْمُسْتَقَرَّةِ الثَّانِيَةِ ، وَمُتَسَلِّسَةٌ بِإِشْنٍ عَنِ الطُّفَرَاتِ الْكَوَانْتِيَّةِ الَّتِي تَنْتَهِي بِالحَالَةِ الْمُسْتَقَرَّةِ الثَّالِثَةِ . وَعَلَى الرَّغْمِ مِنْ عَدَمِ وَجُودِ أَيِّ دَلِيلٍ عَلَى حَالَةِ الطَّاقَةِ الْأَوْطَاءِ (ن = ١) فَقَدْ تَنَبَّأَ بُوْرٌ بِثَقِيَّةٍ بِوُجُودِهَا . وَلَمْ يَمْضِ وَقْتُ طَوِيلٍ حَتَّى تَمَّ تَعْيِينُ مُتَسَلِّسَةِ لِيَانِ النَّاتِجَةِ عَنِ الطُّفَرَاتِ الْكَوَانْتِيَّةِ الْمُتَنْهِيَةِ بِالحَالَةِ الْمُسْتَقَرَّةِ الْأَوَّلَى ، الْأَمْرُ الَّذِي أَدَّى إِلَى دَعْمِ تَنْبُؤِهِ .

لَقَدْ اسْتَخْدَمْنَا حَتَّى الْآنَ أَفْكَارَ الْحَالَاتِ الْمُسْتَقَرَّةِ ، الطُّفَرَاتِ الْكَوَانْتِيَّةِ ، وَحَفِظَ الطَّاقَةَ ؛ وَمَعَ ذَلِكَ فَمَا تَزَالُ الْمَعَادِلَةُ ٢٣ : ٢١ لِلطَّاقَاتِ الرَّابِطَةِ لِلْحَالَاتِ الْمُسْتَقَرَّةِ صِيغَةً امْبَرِيْقِيَّةً اخْتَرَتْ لِتَوَاتِمِ حَقَائِقِ الطِّيفِ (المَعْرُوفَةِ فِي إِطَارِ هَذِهِ الْأَفْكَارِ) . فَثَابِتُ رِيْدِبِيرْجِ كَمِيَّةٌ تَتَعَيَّنُ بِالتَّجَرِبَةِ ، وَلَمْ يُرْبَطْ حَتَّى الْآنَ بِثَوَابِتٍ أُخْرَى فِي الطَّبِيعَةِ . إِنَّ الْإِنْتِصَارَ الْحَقِيقِيَّ لِبُوْرٍ فِي بَحْثِهِ عَامَ ١٩١٣ كَانَ تَفْسِيرُهُ لِثَابِتِ رِيْدِبِيرْجِ ؛ إِذْ تَمَكَّنَ مِنْ كِتَابَةِ h كَتَوْلِيْفَةٍ مِنْ ثَوَابِتٍ أَسَاسِيَّةٍ أُخْرَى : كَتَلَةِ الْإِلِكْتَرُونَ ، شَحْنَةِ الْإِلِكْتَرُونَ ، ثَابِتُ بَلَانْكَ ، وَسُرْعَةُ الضَّوْءِ . وَهَذَا الْإِنْجَازُ الْعَظِيمُ تَطَلَّبَ اسْتِخْدَامَ الْفِكْرِ الْأَسَاسِيَّةِ الرَّابِعَةِ أَيُّ مَبْدَأِ التَّنَازُلِ .

مِنْ نَاحِيَةِ كِلَاسِيْكِيَّةٍ يُشَبَّحُ الْإِلِكْتَرُونَ ، الْبَعِيدُ عَنِ النَّوَةِ الطَّاقَةَ عَلَى نَحْوِ مُنْفَصِلٍ ، وَبَتَوَاتِرٍ يَسَاوِي تَوَاتَرَ دَوْرَانِهِ حَوْلَ النَّوَةِ . وَهُوَ يَتَلَوَّلُ spiral صَوْبَ النَّوَةِ مُشْعِاً الطَّاقَةَ بِتَوَاتِرَاتٍ تَزْدَادُ دَوْماً . وَمِنْ نَاحِيَةِ الْمِيكَانِيْكِ الْكَوَانْتِيَّةِ ، يَتَحَرَّكُ الْإِلِكْتَرُونَ فِي حَالَةٍ مُسْتَقَرَّةٍ وَاحِدَةٍ ، ثُمَّ يَقْفُزُ إِلَى حَالَةٍ أَخْفَضَ مِنْهَا ، ثُمَّ إِلَى حَالَةٍ أَخْفَضَ مِنْ تِلْكَ ، وَهَلَمْ جَرَّاً ، مُنْدَفِعاً بِذَلِكَ بِقُوَّةٍ صَوْبَ النَّوَةِ ، وَفِي أَثْنَاءِ ذَلِكَ يَشْبَعُ سَلْسَلَةٌ مِنَ الْفُوتُونَاتِ تَسْهَمُ بِخُطُوِّ طِيْفِيَّةٍ مُنْفَصِلَةٍ . وَوَفْقَ مَبْدَأِ التَّنَازُلِ ، فَهَذَانِ الْوَصْفَانِ لِلذَّرَةِ ، الْمُتَبَايِنَانِ كَثِيراً



الشكل ٢٣: ١٣ : طاقة الحالات المستقرة لذرة الهيدروجين : الاسهم الرأسية تشير إلى الطفرات الكوانتية في رسم المستوى الطاقوي هذا . وتنشأ فوتونات الطاقة العالية في متسلسلة ليمان (في منطقة فوق البنفسجي) عن انتقالات إلى أخفض حالة طاقية (ن = ١) . أما الانتقالات إلى الحالة الثانية (ن = ٢) فتنتج الخطوط الطيفية في متسلسلة بالمر . وتنشأ متسلسلة باشين (في منطقة تحت الأحمر) عن الانتقالات إلى الحالة الثالثة (ن = ٣) .

مبدأ التناظر قابل للتطبيق عند
قيم ن العالية

جداً على ما يبدو، يجب أن يتحدوا في وصف واحد، حين تتقارب الحالات المستقرة في طاقتها، وحين تتقارب الفوتونات المشعة بالتعاقب في تواترها. وعندها تُفسح حبيبة الوصف الكوانتي المجال لاتصالية الوصف الكلاسيكي. ويتضح من الشكل ٢٣: ١٣ أن هذه النهاية الكلاسيكية يمكن الاقتراب منها في ذرة الهيدروجين، وذلك حيثما تحتشد المستويات الطاقية فقط، أي عندما تكون قيم ن كبيرة.

ولكي نطبق مبدأ التناظر، فإننا نحتاج تعبيرين: أحدهما لتواتر الاهتزاز الميكانيكي للالكترون والآخر لتواتر الاشعاع المشع، وهما تعبيران يمكن المساواة بينهما عند قيم ن الكبيرة. ولالالكترون يتحرك بسرعة سر في مدار دائري نصف قطره نق حول بروتون ثابت، تكون القوة الجاذبة نحو المركز $\frac{K}{نق^2}$ مساوية لقوة الجذب الكولمي:

$$\frac{K}{نق^2} = \frac{v_{سر}^2}{نق}$$

حيث سر هي كتلة الالكترون، و e مقدار شحنته. ومن هذه المعادلة نجد أن:

$$\frac{K}{نق^2} = \frac{v_{سر}^2}{نق} \quad (٢٢: ٢٣) \dots\dots\dots$$

$$\frac{K}{نق^2} = \frac{v_{سر}^2}{نق} \quad \text{وأن:} \quad (٢٣: ٢٣) \dots\dots\dots$$

ويكون التواتر المداري للالكترون:

$$\frac{سر}{٢ \pi نق} = \nu$$

وباستخدام المعادلة ٢٣: ٢٣ للتخلص من نق من أجل سر، نحصل على:

$$\frac{K}{٢ \pi} = e^2 \nu$$

ويمكن كتابة هذه المعادلة بدلالة الطاقة الحركية (طح = $\frac{1}{2} ك سر^2$) على النحو التالي:

$$\sqrt{\frac{طح}{ك}} = \frac{٣٤.طح}{٢e} = v \quad (٢٤: ٢٣) \dots\dots\dots$$

ويجب الانتباه إلى أن الطرف الايمن من المعادلة ٢٢: ٢٣ هو مثلاً طاقة الالكترون الحركية، وأن الطرف الايسر هو سالب طاقة الوضع، ولذا نستطيع أن نكتب أن:

$$٢ - طو = - طو \quad (٢٥: ٢٣) \dots\dots\dots$$

والطاقة الكلية هي:

علاقات بسيطة للطاقة في المجال الكولمي

$$ط = طح + طو = - طو \quad (٢٦: ٢٣) \dots\dots\dots$$

أما الطاقة الرابطة فهي:

$$طر = ط - طح \quad (٢٧: ٢٣) \dots\dots\dots$$

ولذلك يمكن الاستعاضة عن طح في المعادلة ٢٣: ٢٤ بالقيمة طر من أجل التعبير عن تواتر الالكترون المداري بدلالة الطاقة الرابطة:

$$\sqrt{\frac{٢ طر}{ك}} = \frac{٣٤.طر}{٢e} = v \quad (٢٨: ٢٣) \dots\dots\dots$$

ومع أن هذه المعادلة اشتقت هنا للمدارات الدائرية، إلا أنها تصح أيضاً للمدارات الاهليلجية. وإذا أزيل شرط البروتون الساكن غير الواقعي، وإذا دار كل من البروتون والالكترون حول مركز كتلتهما، فإن المعادلة ٢٣: ٢٨ ينبغي ان تُغيّر تغييراً طفيفاً. ومن ثم يكون التواتر المداري للالكترون كما يلي:

تواتر الدوران بدلالة الطاقة

$$\sqrt{\frac{٢ طر}{\mu}} = \frac{٣٤.طر}{٢e} = v \quad (٢٩: ٢٣) \dots\dots\dots$$

حيث μ ، الكتلة المختزلة reduced mass للنظام (الجزء ٨ : ١١)، تُعطى بدلالة كتلة الإلكترون m_e ، وكتلة البروتون m_p على النحو التالي :

$$\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p} \quad \dots \dots \dots (٢٣ : ٣٠)$$

ومن الواضح أن μ ولهُ يختلفان عن بعضهما بعضاً اختلافاً طفيفاً فقط (أي بجزء واحد من ١٨٣٦ جزءاً).

وحتى يطابق الوصف الكوانتي للإلكترون مندفع بشكل متسلسل صوب النواة الوصف الكلاسيكي للإلكترون يتولب نحوها، فلا بد أن يمر الإلكترون المندفع بشكل متسلسل بالتعاقب بكل حالة مستقرة. وفي انتقاله من الحالة n الى الحالة $n-1$ ، يَشعُّ الإلكترون فوتوناً تواتره يُعطى بالمعادلة التالية :

$$h\nu = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n-1)^2} \right) \mu c^2 \quad \dots \dots \dots (٢٣ : ٣١)$$

ويشير الرمز السفلي (ش) هنا إلى الاشعاع. ويمكن إعادة كتابة هذه المعادلة كما يلي :

$$h\nu = \frac{(1 - n^2) \mu c^2}{n^2 (1 - n)}$$

ولقيم n الكبيرة، يمكن تقريب $h\nu$ كما يلي :

$$h\nu \approx \frac{2 \mu c^2}{n^3} \quad (n \gg 1) \quad \dots \dots \dots (٢٣ : ٣٢)$$

التواتر الاشعاعي للانتقال : $n \leftarrow n-1$

ووفق مبدأ التناظر (الشكل ٢٣ : ١٤)، يجب أن تتساوى $h\nu$ و $h\nu_e$ عند قيم n الكبيرة. وإذا استخدمت المعادلة ٢٣ : ٢١ للتعويض عن (طر) في المعادلة ٢٣ : ٢٩ فإن الشرط $h\nu = h\nu_e$ يمكن كتابته على النحو التالي :

$$\frac{2 \mu c^2}{n^3} = \frac{h c \nu_e}{n^2} \quad \dots \dots \dots (٢٣ : ٣٣)$$

ضع $h\nu_e \equiv h\nu_e$

وأهم شيء نلاحظه أولاً في هذه المعادلة هو أن العامل n^2 في طرفها الايمن يتعادل مع قوة مساوية للرمز n على الطرف الايسر. وهذا يؤكد أن مبدأ التناظر يصح عموماً لكل

قيم ن الكبيرة، وليس فقط لانتقال معين. وفي الحقيقة، فمن الممكن بحجة أكثر عمومية نوعاً ما أن نبرهن على أن متطلب مبدأ التناظر لا يمكن الوفاء به إلا عندما تتغير الطاقة الرابطة تغيراً طردياً مع $\frac{1}{n}$ لقيم ن الكبيرة، كما توضح ذلك المعادلة ٢٣ : ٢١. ونلاحظ بعد ذلك أن المعادلة ٢٣ : ٣٣ يمكن حلها من أجل $\frac{1}{n}$ بدلالة الثوابت الأساسية الأخرى، والنتيجة هي :

$$\frac{e\mu}{c^2 h \cdot 3\pi} = \frac{1}{137}$$

وتصير هذه المعادلة * في حالة كتلة افتراضية لامتناهية للنواة على النحو التالي :

$$\frac{e\kappa}{c^2 h \cdot 3\pi} \left(\frac{1}{3\pi} \right) = \frac{e\kappa}{c^2 h \cdot 3\pi} = \frac{1}{137} \quad (35:23) \dots\dots\dots$$

ثابت ريديبرج

وهذا التوحيد الرائع لثابتَي الإلكترون (e و κ)، الثابت الكوانتي (h)، وثابتَي الاشعاع الطيفي (c و μ) يظل صحيحاً في الوقت الحاضر. إن ثابت ريديبرج الذي يُعرف الآن إلى جزء واحد من ١٠,٠٠٠,٠٠٠ جزء يُعين من خلال هذه المعادلة على تعيين قيمة دقيقة لثابت بلانك. وبدقة الثوابت المتاحة له، استطاع بور أن يتحقق من صحة معادلته لحساب $\frac{1}{n}$ ضمن خطأ بلغ ٦٪.

وإذا وضعنا قيمة $\frac{1}{n}$ من المعادلة ٢٣ : ٣٤ في المعادلة ٢٣ : ٢١ فاننا نحصلُ على تعبير بديل للطاقة الرابطة للحالات المستقرة لذرة الهيدروجين :

$$\text{طر} = \frac{1}{n^2} \frac{e\mu}{c^2 h \cdot 3\pi} \left(\frac{1}{3\pi} \right) = \frac{1}{n^2} \frac{e\kappa}{c^2 h \cdot 3\pi} \left(\frac{1}{3\pi} \right) \quad (36:23) \dots\dots\dots$$

الطاقة الرابطة بدلالة ثوابت أساسية

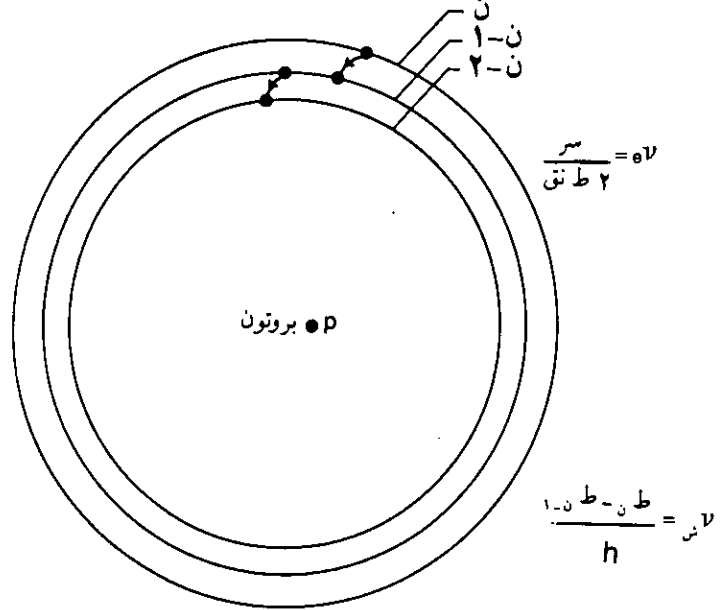
وإذا كانت شحنة النواة ذ e (ze) بدل e (حيث ذ (z) هو العدد الذري)، فان الطاقة الرابطة للالكترون تكون :

$$\text{طر} = \frac{1}{n^2} \frac{e\mu}{c^2 h \cdot 3\pi} \left(\frac{1}{3\pi} \right) \approx \frac{1}{n^2} \frac{e\mu}{c^2 h \cdot 3\pi} \left(\frac{1}{3\pi} \right) \frac{\kappa}{\kappa + \kappa_e} \quad (37:23) \dots\dots\dots$$

حيث ك ن هي كتلة النواة. إن اثبات أن ذ هو العامل الصحيح يترك كتمرين للطالب.

* في بحثه الأول لم يتم بور بالتمييز بين μ و $\frac{1}{n}$. وبعد ذلك مباشرة، صار هذا التمييز هاماً، ولا سيما عند مقارنة طيفي الهيدروجين والهيليوم المتأين اللذين يختلفان في كتليهما النووية. وفيها بعد، كان تأثير الكتلة النووية هاماً في كشف الديوتيريوم.

ويمكن تطبيق هذه الصيغة مثلاً على الهيليوم الأحادي التأين (ذ = ٢) أو الليثيوم الثنائي التأين (ذ = ٣) اللذين تملك ذراتهما إلكترونات واحداً فقط.



الشكل ٢٣ : ١٤ : تطبيق مبدأ التناظر على المدارات البعيدة في ذرة الهيدروجين : من ناحية كلاسيكية يدور الإلكترون بتواتر ν ، ويشع إشعاعاً كهرومغناطيسياً بالتواتر نفسه . ومن ناحية الميكانيك الكوانتية ، يساوي تواتر الفوتون ν الفرق في الطاقة بين حالتين مستقرتين متعاقبتين مقسوماً على ثابت بلانك . ووفق مبدأ التناظر ، فهذان التواتران يجب أن يتساويا تقريباً في حالة المدارات الكبيرة ذات الطاقات المتقاربة .

المثال : ١ : عبر عن ثابت ريديبرج بدلالة ثابت النفاذية μ بدلاً من ثابت السماحية ϵ . يرتبط الثابتان معاً من خلال سرعة الضوء كما يلي :

$$\frac{1}{\epsilon_0} = \mu \cdot c^2$$

ولذا يمكن الاستعاضة عن المقدار $\frac{1}{\epsilon_0}$ في المعادلة ٢٣ : ٣٥ بالمقدار $\frac{c \cdot \mu}{\epsilon_0}$ ، ونحصل بذلك على :

$$\frac{1}{\epsilon_0} = \frac{c \cdot \mu}{\epsilon_0} = \frac{c \cdot \mu}{\epsilon_0}$$

والقيمة العددية المستخدمة غالباً للمقدار $\frac{1}{\epsilon_0}$ أو المقدار $\frac{c \cdot \mu}{\epsilon_0}$ ما يلي :

$$\frac{1}{\epsilon_0} = \frac{c \cdot \mu}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0}$$

■ المثال ٢ : ما الطاقة الصغرى اللازمة لتهييج ذرة هيدروجين؟ ما طاقة تأيينها؟
 ان طاقة التأين ionization للذرة هي نفس الطاقة الرابطة للحالة الارضية ground state ، وهي :

$$ط_1 = \frac{e^2 \mu}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} \right)$$

طاقة التأين للهيدروجين

$$= \frac{(1.6 \times 10^{-19})^2 (9.1 \times 10^{-31})}{2 (6.6 \times 10^{-34})^2} = 2.18 \times 10^{-18} \text{ ج} = 13.6 \text{ إف}$$

ويمكن الحصول على هذا العدد بعدد أقل من العمليات الحسابية باستخدام المعادلة
 ٢٣ : ٢١ : ط_١ = ط_٢ . ولأن الطاقة الرابطة للحالة المهيجة الاولى هي ط_٢ = $\frac{1}{4}$ ط_١ ،
 فإن الطاقة الصغرى اللازمة لتهييج ذرة الهيدروجين تكون :

$$ط_2 - ط_1 = \frac{1}{4} ط_1 = 2.7 \text{ إف}$$

وتفوق هذه الطاقة في مقدارها كثيراً الطاقة الحرارية العادية .

٢٣ : ٨ : مدارات بور : Bohr Orbits

بحذرٍ وبعوضٍ مواربة، اتخذ بورُ خطوةً اضافيةً، فافترض أن الوصف الكلاسيكي
 لحركة الإلكترون يصح في كل حالة مستقرة على حدة* . وبمقتضى هذه النظرية، يتحرك
 الإلكترون في إهليلجٍ كبلري عند عدم ابتعائه أو امتصاصه لاشعاعٍ . وقد علمتنا الطبيعة
 الموجية للجسيمات أن صورة المدارات المعروفة بدقة هي صورة مغلوطة . ومع ذلك، فمن
 المفيد أن نفحص مدارات بور المسموح بها، نظراً لأنها تعطي المرتبة المقدارية الصحيحة

* كان بور واعياً لحقيقة أنه يقف على ارضية أضعف بافتراضه الحركة الكلاسيكية للإلكترون في جميع الحالات المستقرة من
 الارضية التي وقف عليها لدى تطبيقه مبدأ التناظر على الحالات التي تكون فيها كبيرة . وعبر عن امله في أن ثابته الحركة
 على الأقل كالطاقة والزخم الزاوي يمكن حسابها بدقة بالفيزياء الكلاسيكية .

لحجم الذرة وسرعة الإلكترون، فضلاً عن أنها تفتُرح مبدأً لتكثير الزخم الزاوي في الطبيعة أثبت دوره المركزي في الميكانيك الكوانتية.

* نصف القطر:

لأن مدارات بور تقريبية في أحسن الاحوال، فمن المناسب ان تُبسَّطها إلى أكبر قدر ممكن، وذلك باعتبار المدارات الدائرية فقط. ووفق المعادلة ٢٣: ٢٣، يُعطى نصف قطر المدار الدائري بالمعادلة: $n^2 e / (8 \pi^2 m_e r_e)$. ولأن طح = طر، فإن المعادلة تلك يمكن كتابتها على النحو التالي:

$$n^2 e / (8 \pi^2 m_e r_e) = \text{نق} \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٣٨)$$

وباغفال تأثير الحركة النووية الطفيف، نستطيع من المعادلة ٢٣: ٣٦ أن نكتب ما يلي:

$$\text{طر} = \left(\frac{1}{n^2} \right) \left(\frac{e^2 m_e}{h^2} \right) \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٣٩)$$

وبتعويض هذا المقدار للكمية (طر) في المعادلة ٢٣: ٣٨، نحصل على:

نصف القطر التقريبي
للمدارات الدائرية

$$n^2 e / (8 \pi^2 m_e r_e) = \text{نق} \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٤٠)$$

وهذه المعادلة الأخيرة يمكن كتابتها على النحو التالي:

$$\text{نق} = n^2 e / (8 \pi^2 m_e r_e) \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٤١)$$

حيث نق الذي يُسمى الآن نصف قطر بور هو توليفة من ثوابت، بعدها كبعد الطول:

نصف قطر بور

$$\text{نق} = e / (8 \pi^2 m_e r_e) \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٤٢)$$

أما مقدار نصف قطر بور فهو:

$$\text{نق} = ٥.٢٩ \times ١٠^{-١١} \text{ م}$$

أو ما يعادل تقريباً نصف أنجستروم . وهذا المقدار توافق مع ما عرفه بور عن حجم ذرة الهيدروجين في حالتها العادية او الارضية . ووفق المعادلة ٢٣ : ٤١ ، يبلغ نصف قطر مدار الحالة الأوطأ (إذا كان المدار دائرياً) نق. ، ونصف قطر المدار الثاني ٤ نق. ، ونصف قطر المدار الثالث ٩ نق. ، وهلم جرأً . وهذا النمو السريع في حجم الذرة المتنبأ به مع تزايد طاقة التهيج يفسر تفسيراً حسناً لم شوهدت الخطوط العليا في متسلسلة بالمر في الضوء النجمي فقط ، ولم تشاهد في الضوء المنتج في المختبر . ففي الغلاف الغازي للنجم تكون كثافة المادة متدنية جداً ، حتى إن ذرات الهيدروجين المنتفخة بشكل هائل يمكن أن توجد من دون أن تقلقها الذرات المجاورة .

* السرعة وثابت البنية الدقيقة : Speed and the fine - structure constant

إن سرعة الإلكترون في مدار بور الدائري مثيرة ايضاً . ولأن $\frac{1}{4} \text{ ك سر} = \text{طر}$ ، فإن السرعة يمكن التعبير عنها بدلالة الطاقة الرابطة كما يلي :

$$\text{سر} = \sqrt{\frac{2 \text{ طر}}{\text{ك}}} \quad \dots\dots\dots (٤٣ : ٢٣)$$

وبتعويض قيمة طر من المعادلة ٢٣ : ٣٩ نحصل على :

$$\text{سر} = \frac{1}{n} \frac{e}{h} \frac{1}{\text{ط} \text{ ط} \text{ ط}} \quad \dots\dots\dots (٤٤ : ٢٣)$$

السرعة التقريبية في المدارات
الدائرية

وتساوي السرعة المقدار $e / \text{ط} \text{ ط} \text{ ط} / h$ في الحالة الأوطى ($n = 1$) ، وفيما اصغر من ذلك بالتدرج في الحالات الاعلى . وما ينيرُ الذهن أن نضع هذه المعادلة في صيغة لا بُعدية dimensionless ، وذلك بقسمة طرفيها على سرعة الضوء :

$$\frac{\text{سر}}{c} = \frac{1}{n} \frac{e}{c h} \frac{1}{\text{ط} \text{ ط} \text{ ط}} \quad \dots\dots\dots (٤٥ : ٢٣)$$

وهذا الثابت على اليمين الذي لا بُعد له اي $e / \text{ط} \text{ ط} \text{ ط} / c h$ ، والذي يُختصر عادة بالرمز α يُعرف بثابت البنية الدقيقة* .

* في اطراف ذرات عديدة ، فان ما يظهر بالملاحظة غير الدقيقة على أنه خط طيفي واحد يثبت بالملاحظة الدقيقة أنه زمرة من خطين متقاربين أو اكثر . وتتناسب المسافة الفاصلة بين خطوط البنية الدقيقة بالنسبة إلى المسافة الفاصلة غير الدقيقة بين خطوط الطيف مع مربع $e / \text{ط} \text{ ط} \text{ ط} / c h$. ولهذا السبب تسمى التوليفة هذه بثابت البنية الدقيقة . ونحن نعرف الآن أن أهمية ثابت البنية الدقيقة يتجاوز كثيراً الاطراف الذرية .

وقد فتنَ هذا الثابتُ الفيزيائيين لعدة عقود، ويعودُ ذلك الى حدٍّ كبيرٍ لكونه لا بعداً له. ونحن الآن نتعرّفه كثابتٍ قارنٍ اورابطٍ coupling يقيسُ شدةَ التفاعلِ بين جسيمٍ مشحونٍ كهربائياً ومجالٍ كهرومغناطيسيٍّ. ويمكنُ النظرُ اليه ايضاً كمقدارٍ للكمية $e/4\pi$ ط ٤ عند قياسها بالوحداتِ الطبيعيةِ اي بوحداتِ ch . وعددياً يبلغُ ثابتُ البنيةِ الدقيقةِ القيمةَ التالية:

ثابت البنية الدقيقة يُظهرُ أن قيمة e بالوحدات الطبيعية صغيرة

$$\frac{1}{137} = 0.007297 = \frac{e}{ch} \cdot \frac{e \cdot \mu}{4\pi} = \frac{e}{ch} \cdot \frac{1}{4\pi} = \alpha \quad (46:23) \dots\dots\dots$$

ويعتقدُ معظمُ الفيزيائيين أن ثابتَ البنيةِ الدقيقةِ يتطلّبُ تفسيراً؛ اذ ينبغي أن يكونَ هنالك سببٌ أعمقُ لتضامٍ ثلاثة ثوابتٍ اساسيةٍ للطبيعةٍ لتعطيَ عدداً واحداً نقياً. (وقد ظُنَّ لفترةٍ ان α^{-1} قد يساوي بالضبطِ العددَ الصحيحَ 137، لكنه يُعرَفُ الآن أنه يساوي القيمةَ 137.036). وحتى الآن، فما يزالُ السببُ وراءَ مقدارِ α هذا لغزاً.

الالكترون الدري غير نسبي

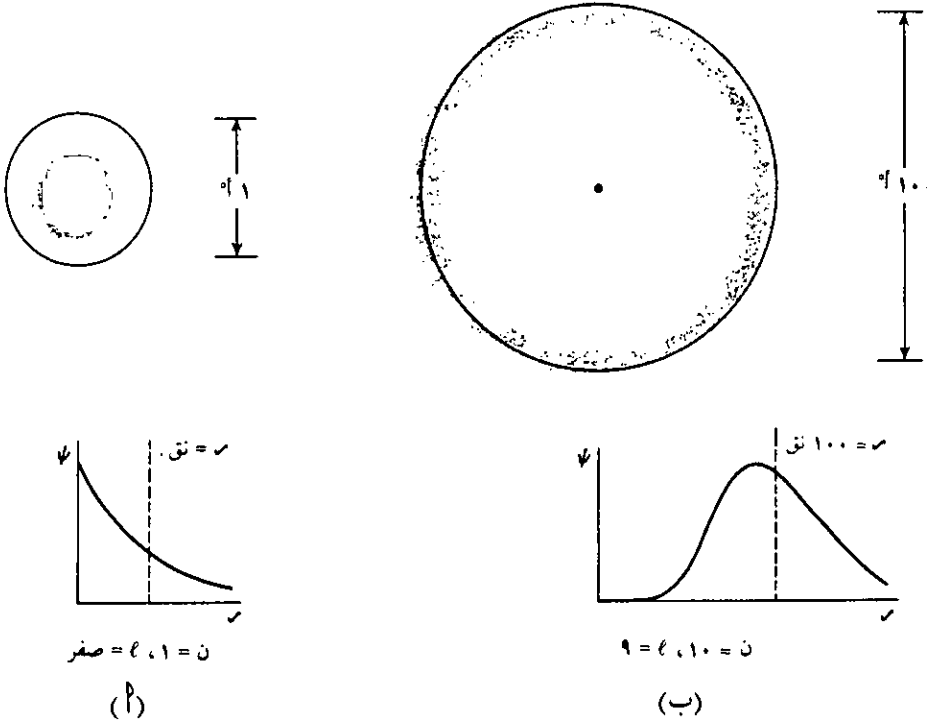
وفي المعادلةِ 45:23، يمثّلُ ثابتُ البنيةِ الدقيقةِ دورَ الثابتِ غيرِ النسبيّ. ولأن α صغيرٌ بالمقارنة مع 1، فإن النسبةَ سر/س صغيرةً بالمقارنة مع 1، لجميع مداراتِ الهيدروجين؛ ولذا فإن تأثيراتِ النسبيةِ صغيرة. وبالرغم من ذلك، فان التصحيحاتِ النسبويةِ يمكنُ قياسها بسهولة في الاطياف، وهي لا تدخلُ إلا تصحيحاتٍ صغيرةً على صيغةِ الطاقة لبور (المعادلة 23:36). أما في الذراتِ الثقيلة التي لها نوى مشحونة بشحنة كبيرة، فتعاني الالكتروناتُ (الاعمقُ أي الاقربُ الى النواة) قوةً أقوى بكثيرٍ مما تعانيه في حالة ذرة الهيدروجين، وتتحركُ لذلك بسرعةٍ اعلى، وتتأثرُ بالنسبية بشكلٍ أقوى.

العدد الكوانتي: لقب ومتغير في آنٍ واحد

ويسمّى الرقمُ الكوانتيّ ن الذي قد ظهرَ خلالَ هذا الجزء والجزء السابق بالعددِ الكوانتيّ الاساسيّ (الرئيس)، وهو عددٌ يميّزُ قيمَ الطاقة. ولأنه يُظهِرُ بشكلٍ صريحٍ في معادلاتٍ عديدة، فهو كمعظمِ الاعدادِ الكوانتية لَقَبٌ ومتغير.

وتقاربُ مداراتُ بور بالصفاتِ المعبرِ عنها بالمعادلتين 41:23 و 45:23 بشكلٍ غير دقيقٍ حالةَ الذرة عند القيمِ الصغيرةِ للعددِ الكوانتيّ الرئيسِ ن. لكن عند قيمِ ن الكبيرة، يتمُ الاقترابُ من النهايةِ الكلاسيكية، ويمكنُ تطبيقُ مبدأِ التناظر، وتُصوّرُ المداراتُ

على نحو تقريبي أفضل الوضع الحقيقي لحالة الذرة. ويقارن الشكل ٢٣: ١٥ بين الوصف الموجي الحديث ووصف مدار بور، وذلك عند القيمتين $n = 1$ و $n = 10$. وبزيادة قيمة n على ذلك تأخذ الموجة الالكترونية بجلاء بالانحياز إلى حلقة محددة تماماً. وعند $n = 100$ ، يصبح الوصف الكلاسيكي قريباً جداً من الوصف الكوانتي. ومن الاسباب التي أدت إلى بقاء صيغة الطاقة لبور (المعادلة ٢٣: ٣٦) صحيحة حتى يومنا هذا أن بور اعتمد في اشتقاقها على وصف كلاسيكي لحركة الالكترون عند قيم n الكبيرة جداً فقط. وبالمناسبة، يجب التنبيه إلى أن معادلة نصف القطر ومعادلة السرعة، اي المعادلتين ٢٣: ٤١ و ٢٣: ٤٥، مع أنها دقيقتان عند قيم n الكبيرة، لا تنبئان إلا بجزء من الحقيقة. ولغرض البساطة اعتبرنا المدارات الدائرية فقط، ولم نتناول المدارات الاهليلجية مع أنه من الممكن تناولها ايضاً.



الشكل ٢٣: ١٥: مقارنة بين صورة مدار بور والصورة الموجية الحديثة لحركة الالكترون في ذرة الهيدروجين:
 (أ) الحالة المستقرة الأولى $n=1$ ، بزخم زاوي يساوي صفراً. (ب) مدار دائري إلى حد كبير جداً: $n=10$ بزخم زاوي $\ell \approx 9.5 \hbar$ (انظر المعادلة ٢٤: ٢). ويوجد تحت كل رسم منها رسم بياني للدالة الموجية. لاحظ أن مقياسي المسافة غير متساويين في الرسمين، لأن الذرة أكبر في حجمها عند $n=10$ بمئة مرة من حجمها عند $n=1$.

مثال:

افترض أن وصف الذرة بمدارات بور صحيح حتى عند القيم الصغيرة للعدد الكوانتي الرئيس (وهذا الفرض مهزوز بعض الشيء إلا أنه ليس خاطئاً تماماً). ما التواتر المداريان للالكترونات في الحالتين الأوطيين، وكيف يقارنان بتواتر إشعاع ليمان ألفاوي الناشئ عن طفرة كوانتية بين هاتين الحالتين؟

يمكننا أن نعوض عن القيمتين سر ونق من المعادلتين ٢٣ : ٤٠ و ٢٣ : ٤٤ في المعادلة ٥٧ = سر / ٢ ط نق لنحصل من أجل التواتر المداري على:

$$\frac{1}{r_n} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 h^2} = \frac{1}{r_n} \left(\frac{1}{r_n} \right)^2 = \frac{1}{r_n^3}$$

$$\frac{r_n}{h} = \frac{r_n}{h} = \frac{r_n}{h}$$

حيث طر هي الطاقة الرابطة للحالة النونية وطر هي الطاقة الرابطة للحالة الأوطى وبدلالة طر فان تواتري الحالتين الأوطيين هما:

$$\frac{r_n}{h} = (n=1) = \frac{r_n}{h}$$

$$\frac{r_n}{h} = (n=2) = \frac{r_n}{h}$$

إذاً، التواتر المشع في الطفرة الكوانتية من $n=2$ الى $n=1$ هو:

تواتر إشعاع ليمان ألفاوي

$$\frac{r_n}{h} = \frac{r_n}{h} = \frac{r_n}{h}$$

ويقع هذا بين التواترين المداريين، ولكنه لا يساوي متوسطهما العددي. وهذا الفارق من ثمان مرات بين التواترين المداريين، وحقيقة أن كليهما غير قريب من التواتر المشع يوضح أن التفكير الكلاسيكي تفكير غير مناسب تماماً عند قيم n الصغيرة. ان مقياس التواتر الملائم هنا هو $h/29 \times 10^{10}$ هز.



* الزخم الزاوي : Angular momentum

لقد أُخبرنا في نقاشنا لذرة بور كمية كانت هامشية في نظرية بور الأصلية لذرة
أهيدروجين، لكنها أخذت باطراداً تحتل موقعاً مركزياً في الميكانيك الكوانتية، وهي الزخم
الزاوي. لقد لاحظ بور أننا إذا ما افترضنا أن الإلكترون في ذرة الهيدروجين يتحرك في دائرة
فقط لا غير، فإنه يظهر لدينا قاعدة بسيطة بشكل رائع لتكميم الزخم الزاوي.
وللحصول على هذا الشرط نحتاج فقط إلى أن نضم المعادلتين ٢٣ : ٤٤ و ٢٣ : ٤٠ معاً:

$$L = \hbar n = \frac{1}{2} \frac{e}{n} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{1}{2} \frac{e}{n} \right) \left(\frac{1}{2} \frac{e}{n} \right) \left(\frac{1}{2} \frac{e}{n} \right)$$

في حالة مدارات بور الدائرية،
الزخم الزاوي هو مضاعف
صحيح للكمية $\hbar$

$$L = \hbar n \quad \text{أي} \quad (47:23) \dots\dots\dots$$

وقد اعتمدت جهود مبكرة وغير ناجحة على هذا التكميم البسيط للزخم الزاوي
من أجل تفسير بنية الذرات الأثقل من الهيدروجين. وستتناول القواعد الحديثة لتكميم
الزخم الزاوي في الفصل ٢٤. وكما يبين الشكل ٢٣ : ١٥ (أ)، فإن الزخم الزاوي المداري
في الحالة الأوطى لذرة أهيدروجين هو بالفعل صفر وليس وحدة كوانتية واحدة.

٢٣ : ٩ : امواج دوبروي : De Broglie Waves

بالرغم من الحقيقة الباهرة بأن الكينونات الأولية تستطيع أن تملك خصائص موجية
وجسيمية قد تضمنتها نظرية آينشتاين للفوتون عام ١٩٠٥، إلا أن عشرين عاما انقضت
قبل ان تم ادراكها كمبدأ عام للطبيعة. وفي عام ١٩٢٤ فرض لويس دوبروي أن أي
جسيم زخمه p يصحب معه موجة طولها الموجي λ ، وأن الزخم والطول الموجي يرتبطان معاً
على النحو التالي:

$$\frac{h}{\lambda} = p \quad (48:23) \dots\dots\dots$$

الطول الموجي لدوبروي

ولكون هذه المعادلة معروفة سابقاً بأنها تصبح للفوتونات (انظر المعادلة ٢٣ : ٦)، فقد تم
رأساً التحقق بالتجربة من صحتها للإلكترونات ثم للنيوترونات والجسيمات الأخرى.

ومع أن معادلة دوبروي تبدو بسيطة، إلا أن لها نتائج هامة لا تقل في أهميتها عن نتائج معادلة آينشتاين المشهورة: $E = hc$. ولعل من النافع لنا إجراء مقارنة بين المعادلتين. إن لب معادلة آينشتاين هو تناسب الطاقة مع الكتلة بثابت تناسب هو c ، (وهو ثابت كبير بالمقاييس العادية). أما لب معادلة دوبروي فهو تناسب الطول الموجي مع مقلوب الزخم بثابت تناسب هو h ، (وهو ثابت صغير بالمقاييس العادية). وكما أن معادلة آينشتاين ضمت معاً مفهومين متميزين هما: الطاقة والكتلة، فإن معادلة دوبروي ضمت كذلك معاً فكرتين غير مرتبطتين في الظاهر: صفة موجية λ وصفة جسيمية x . ولأن x تقع في المقام في المعادلة $23: 48$ ، فإن قيمها الأكبر تتضمن قيماً أصغر للمقدار λ . وبسبب الزخم الهائل للأشياء الجاهرية (المكروسكوبية)، فإن الطول الموجي المصاحب لها صغير جداً إلى حد أن صفاتها الموجية غير قابلة للملاحظة تماماً. فالرجل الذي يمشي بسرعة 3 ميل / الساعة له طول موجي أقل من 10^{-30} م. وإذا حاول أن يسير ببطء من ذلك لكي يكون له طول موجي أكبر، فإن ذلك لا يعينه كثيراً. إذ أنه لو سار بسرعة ستمتر واحد كل قرن لكان له طول موجي أقل من 10^{-33} م، وهو طول ما يزال أصغر بمئة مليون (10^6) مرة من حجم جسيم أولي. وفي الناحية المقابلة، يكون للالكترون الذي يتحرك بسرعة 3×10^8 م/ث، أي سرعته تقريباً في ذرة الهيدروجين، طول موجي يبلغ 2×10^{-10} م، أي تقريباً قطر الذرة، وهو طول موجي يمكن الكشف عنه بيسر.

~ λ : دور h كتابت للناسب

* * تجربة دافيسون - جرمر: The Davisson - Germer Experiment

في عام ١٩٢٥، اكتشف كلنتون دافيسون وإلستر جرمر، اللذان كانا يعملان في مختبرات شركة بل للتليفونات، (واللذان لم يعرفا حتى ذلك الوقت بعمل دوبروي)، اكتشافاً مصادفةً أن شدة الالكترونات المُشتتة بعينة من النكل اعتمدت على نحو غير متوقع على زاوية التشتت. ومن ثم تابعا عملهما هذا مستخدمين بلورات نقية، ولم يمتص على ذلك وقت طویل حتى أدركا صلة عملهما بالطبيعة الموجية الممكنة للمادة. وبحلول عام ١٩٢٧ كانا قد أثبتا على نحو مُقنع الطبيعة الموجية للالكترونات، وتحققا من صحة معادلة دوبروي: $x = h/\lambda$. هذا، وفي الوقت نفسه، كان جورج طومسون يقوم في إنجلترا بعمل مماثل *.

* اقتسم دافيسون وجرمر جائزة نوبل في الفيزياء عام ١٩٣٧.

وبسبب ترتيب ذراتها المنتظم ذي المسافات البينية المتساوية، تعمل البلورة كمحزوز حيود Diffraction grating ممتاز للاشعاع من الطول الموجي المناسب أي من طول بضع أنجسترومات. ولذا، فالاشعاع الساقط عليها ينعكس عن مستويات الذرات المتعاقبة فيها، وتلاحظ لذلك ذروات ألشدة المنعكسة عند زوايا معينة تعرف بزوايا Bragg angles، وهي تلك الزوايا التي تختلف عندها الأشعة المنعكسة عن المستويات المجاورة فيما بينها بعدد صحيح من الأطوال الموجية. وفي تجارب دافيسون وجرمر، وجهت حزمة الكترونية ذات طاقة وزخم محددتين تماماً في اتجاه عمودي على سطح البلورة، ثم فحّصت الشدة المنعكسة عند زوايا مختلفة بواسطة كاشف. ويبين الشكل ٢٣: ١٦ (أ) عينة من النتائج التجريبية التي تم الحصول عليها بطاقة الكترونية، وتبعاً لذلك بطول موجي اختير لأجل الحصول على قيمة عظمى محددة تماماً عند الزاوية $\theta = 50^\circ$ درجة.

وبالاستعانة بالرسم في الشكل ٢٣: ١٦ (ب) نستطيع ان نربط بين الزاوية θ والطول الموجي λ والمسافة البينية الذرية a في اتجاه البلورة. إن شرط التداخل البناء هو:

$$n\lambda = 2a \sin \theta \quad \text{ب جتا } \alpha \quad \dots \dots \dots (23: 49)$$

حيث n هو عدد صحيح. ولأن المسافة بين مستويات الانعكاس هي:

$$a = 2d \sin \alpha$$

فان المعادلة ٢٣: ٤٩ يمكن كتابتها كما يلي:

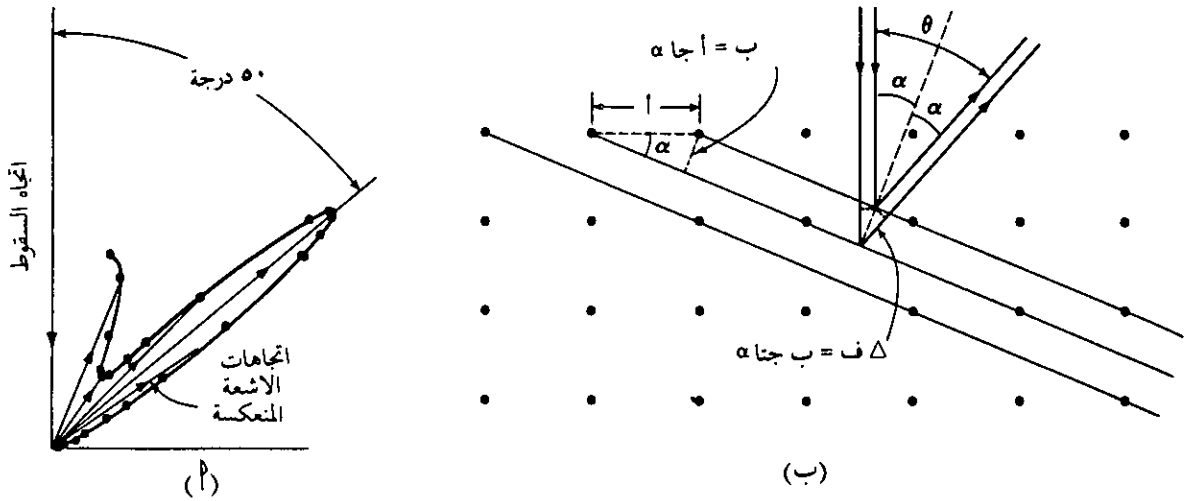
$$n\lambda = 2d \sin \alpha \quad \text{ب جتا } \alpha$$

وتتحول هذه المعادلة باستخدام متطابقة مثلثية بسيطة الى:

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad \text{ب جتا } \theta \quad \dots \dots \dots (23: 50)$$

شرط التداخل البناء

حيث $\theta (= \alpha)$ هي الزاوية بين الحزمة الساقطة والمشتتة. (لاحظ أن هذه المعادلة مماثلة في صيغتها للمعادلة ١٨: ٨١ للمحزوز).



الشكل ٢٣: ١٦: (أ) عينة من نتائج دافيسون وجرمر: تظهر شدة الإلكترونات التي طاقتها ٥٤ إف والمشتتة بهدف من النكل في رسم بياني قطبي polar plot. (ب) رسم يبين انعكاس الأشعة عن المستويات المتعاقبة في الشبكة البلورية crystal lattice. ان شرط التداخل البناء هو: $\Delta f = n \lambda$.
[الرسم (أ) أخذ من «محاضرات نوبل في الفيزياء» Nobel Lectures, Physics (امستردام: شركة نشر إلسفير، ١٩٦٥)، المجلد الثاني، ص ٣٩١. حق النشر لمؤسسة نوبل ١٩٣٧.]

مثال:

حُصِّلَت البيانات في الشكل ١٦: ٢٣ (أ) باستخدام إلكترونات طاقتها ٥٤ إف تسقط على بلورة نكل: المسافة البينية الذرية لها $a = ٢١٥$ Å. (وقيمة أُتَّعِنَ على حدة باستخدام أشعة سينية ذات طول موجي معلوم). كيف تقارن الزاوية النظرية للشدة العظمى بالزاوية الملاحظة التي مقدارها ٥٠ درجة؟ الطول الموجي لدوبروي هو:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2} m_e v} = \frac{h}{p} \quad (٢٣: ٥١) \dots \dots$$

وبتعويض القيم المعطاة للكميات في المعادلة السابقة نحصل على:

$$\lambda = \frac{6.63 \times 10^{-34} \text{ ج ث}}{\sqrt{2} \times (9.11 \times 10^{-31} \text{ كغ}) \times (5.4 \times 10^6 \text{ ج/إف})} = 1.67 \times 10^{-10} \text{ م} = 1.67 \text{ Å}$$

ومن المعادلة ٢٣ : ٥٠ نحصلُ على :

$$\text{جا } \theta = \frac{\lambda}{a} = \frac{1.67 \text{ \AA}}{2.15 \text{ \AA}} = 0.777 \text{ ن}$$

ولا تكون قيمة جا $\theta > 1$ ، إلا عندما تكون $n = 1$. ولذلك، فإن الزاوية المتنبأ بها للشدة العظمى هي :

$$\theta = \text{جا}^{-1}(0.777) = 51^\circ \text{ درجة.}$$

(إن الفارق البسيط بين الزاوية المتنبأ بها (٥١ درجة) والزاوية الملاحظة (٥٠ درجة) يمكن تفسيره بمعامل انكسار البلورة للموجات الالكترونية. ولأن البلورة تجذب الالكترونات، فإن سرعة الالكترونات في البلورة تزيد قليلاً على سرعتها في الخلاء التام. ولذا فالطول الموجي في البلورة هو أقل بقليل من المقدار ١.٦٧ \AA المحسوب أعلاه، وسوف يُعطي الحساب المصحح بالشكل المناسب قيمة للزاوية θ مقدارها ٥٠ درجة بدلاً من ٥١ درجة).

■

* أمواج دوبروي و ذرة بور : De Broglie waves and the Bohr Atom

قبل اقتراح الطبيعة الموجية للالكترون، بدت قواعد بور للتكميم في ذرة الهيدروجين كأنها كذلك بالضبط، أي مجرد قواعد ضرورية وناجحة، لكنها غير مشتقة من أية نظرية عميقة. ولا خلاف بالطبع في أن أية نظرية، مهما تكن عميقة، يمكن وصفها في نهاية الامر كمجموعة من القواعد. ومع ذلك، فمما يبعث الرضى في النفس ان يكون لنا نموذج فيزيائي يجعل هذه القواعد تبدو معقولة او حتى ضرورية. وهذا بالضبط ما وفّره امواج دوبروي ومدارات بور. لنعتبر أبسط الحالات أي المدارات الدائرية. فالالكترون الذي يدور بسرعة سر على مسافة نق من النواة له، وفق معادلة دوبروي، طول موجي مصاحب يُعطى بالمعادلة التالية :

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\text{ك سر}} = \lambda$$

ولنتخيل هذه الموجة تلحق بالالكترون في مداره، وتقفل على نفسها (الشكل ٢٣ : ١٧). وكالحية التي تعض ذنبها، فقد تتداخل الموجة مع نفسها تداخلاً هداما destructive

interference . وإذا كان رأس الموجة وذنبها مختلفين فقط في طورهما اختلافاً طفيفاً بعد دورة واحدة، فانهما سوف يكونان أشدّ اختلافاً في الطور بعد دورتين، وهلمّ جراً. وبعد عدد كبير جداً من الدورات ستكون الموجة قد هذمت نفسها كليةً، وسيكون مجموع جميع الامواج المتراكبة على بعضها بعضاً صفراً. ومن الناحية الأخرى، فإذا كانت الموجة بعد دورة واحدة متحدة الطور مع نفسها بالضبط وتتداخل تداخلاً بناءً، فانها ستظل متحدة الطور بعد دورتين أو أي عدد من الدورات، كما ستظل موجودة كموجة موقوفة standing wave. ان شرط تدعيم الموجة لنفسها هو ان يحتوي المحيط على عدد صحيح من الاطوال الموجية:

شرط التدعيم الذاتي

$$(\dots\dots\dots 23:52)$$

$$2 \text{ ط نق } = \lambda$$

حيث n هو عدد صحيح . وفي الطرف الايسر من المعادلة السابقة يمكن استبدال $\frac{h}{\chi}$ بالكمية λ لنحصل على :

$$2 \text{ ط نق } = n \frac{h}{\chi}$$

ويمكن إعادة كتابة المعادلة السابقة كما يلي :

$$2 \text{ ط ك سر نق } = n h$$

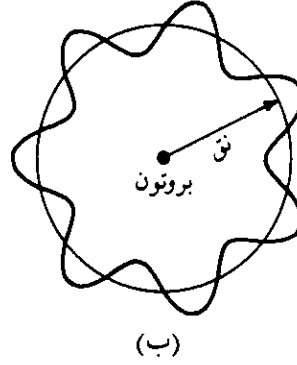
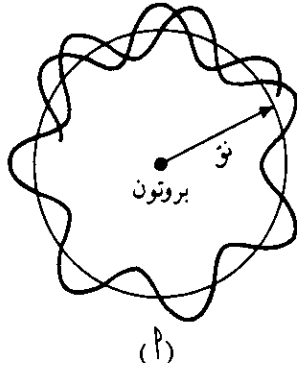
ولأن الزخم الزاوي L يساوي K سر نق، نحصل على :

$$(\dots\dots\dots 23:53)$$

$$L = n \hbar$$

امواج دوبروي تُفسر مدارات بور

وهي بالضبط القاعدة التي اكتشفها بور للمدارات الدائرية . وهذه القاعدة تُفسر الآن من طريق موجة تُقفّل على نفسها وتتداخل تداخلاً بناءً، وذلك فقط عند أنصاف اقطار منفصلة معينة .



الشكل ٢٣: ١٧: تُقدّم موجةً دوبرويّ تفسيراً لمدارات بور الكمّة: (أ) تداخل الموجة مع نفسها تداخلاً هادماً. (ب) تفي الموجة بشرط التداخل البناء: $n \lambda = 2 \pi r$ ط.نق.

ويمكن وصف صورة دوبرويّ الموجية هذه لمدارات الإلكترون في ذرة الهيدروجين على أنها وسط تقريباً بين نظرية المدار الكلاسيكية ونظرية الميكانيك الكوانتية في صورتها النهائية. وهذه الصورة ناقصة من ناحيتين أساسيتين. أولاً، فهي ما تزال تحتفظ بمدار بور المعروف بدقة كخط موجّه للموجة. وثانياً، فهي تتجاهل المظهر الثلاثي الأبعاد للموجة معطية الاهتمام فقط للطول الموجي على خط الحركة المفترض. أي أنها تضم صورة الموجة من دون التخلي عن صورة الجسيم. وكان لا بدّ أخيراً في نظرية شرودنجر الموجية في الميكانيك الكوانتية من تصوّر الجسيم ومداره مُنتشرتين ليكونا بالفعل الموجة في الحالة المستقرة.

حدود نموذج دوبرويّ الموجي

وعلى الرغم من نقائص هذا الوصف الدوبرويّ البسيط، إلّا أنه يحوي على الأقلّ مكونة واحدة صحيحة تتعلق بالنظرية الحديثة الى تكميم الطاقة وتكميم الزخم الزاوي. إذ لا يُسمح في هذا الوصف الا بتلك التوزيعات الموجية المحدودة finite التي تفي ببعض الشروط الحدية Boundary conditions. فالشرط الحديّ لموجة دوبرويّ الافتراضية في الشكل ٢٣: ١٧ هو شرط التدعيم الذاتي. اما الامواج الظاهرة في الشكل ٢٣: ١٥ فالشرط الحديّ لها هو أن تقترب الموجة من الصفر ما اقتربت نق من ما لا نهاية (نق $\rightarrow \infty$).

فكرة هامة: الشروط الحدية المفروضة على الامواج تقود الى التكميم

٢٣: ١٠: الامواج والاحتمال: الدالة الموجية:

Waves and probability: The wave function

في الميكانيك الكوانتية، يتميز الجسيم بدالة موجية. وقد تكون الدالة الموجية، تحت

الدالة الموجية المدارية ψ ماثلة
للمجالين:
 $\psi(E)$ و $\psi(B)$

ظروف معنية، إما كمية متجهة أو كمية رياضية أكثر تعقيداً. وسنعتبر هنا الدوال الموجية المدارية scalar wave function والتي نستخدم لها الرمز النظامي ψ . (وتكفي الدوال الموجية المدارية لوصف معظم الجسيمات المادية، لكنها لا تكفي لوصف الفوتونات). وتحقق الدالة ψ التي قد تعتمد على كلا الموقع والزمن معادلة تفاضلية تدعى معادلة شرودنجر Schrodinger، التي تشبه، لكنها لا تماثل تماماً، معادلة الموجة التي يحققها المجالان: الكهربائي E والمغناطيسي B . وسوف نبحث في الجزء ٢٣: ١٥ صيغة بسيطة لمعادلة شرودنجر. وكما أن المرء يستطيع أن يتعلم الشيء الكثير عن المجالين الكهربائي والمغناطيسي من دون دراسة معادلتها الموجية، كذلك فإنه يستطيع، وعلى قدر مساو، أن يستكشف معنى الدالة الموجية الكوانتية ودلالاتها قبل أن يدرس معادلة شرودنجر الخاصة بها. وسيكون مثل هذا الاستكشاف مهمتنا في هذا الجزء والجزاء القليلة التي تليه.

تربط معادلة دوبروي بين الطول الموجي والزخم. ولكن الموجة لا يكون لها طول موجي محدد تماماً إلا إذا كانت موجة جيبية (أو جيب تمامية) تامة. ولذلك، فإذا كان للجسيم زخم معرف بدقة (خ)، فإن دالته الموجية تكون دالة جيبية طولها الموجي λ ، حيث $\frac{h}{\lambda} = \lambda$. ولئلا هذا الجسيم الذي يتحرك على المحور السيني، يمكن كتابة الدالة الموجية كما يلي:

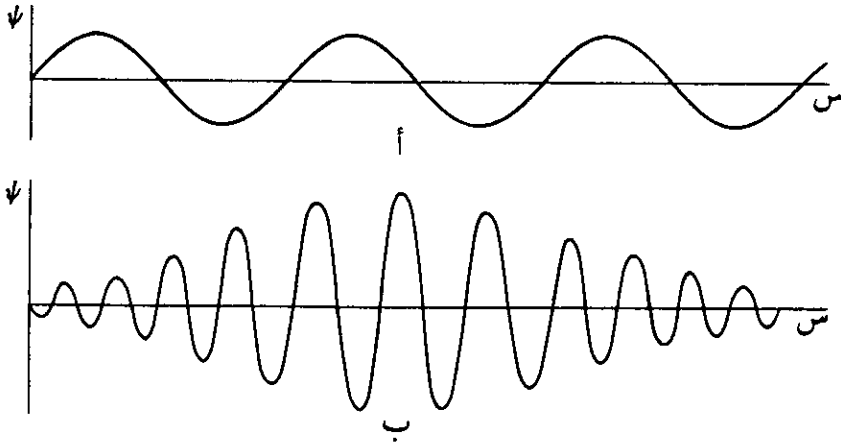
لزخم محدود وطول موجي ثابت
تكون ψ موجة جيبية (أو جيب
تمامية)

$$\psi = e^{-\frac{2\pi i x}{\lambda}} = e^{-\frac{2\pi i x}{\lambda}} = e^{-\frac{2\pi i x}{\lambda}} \quad \text{ع جا } k \text{ س} \quad (٥٤: ٢٣) \dots\dots\dots$$

حيث e هو ثابت. ومع أن ψ تعتمد بالفعل على الزمن كما تعتمد على الموضع، فإن المنظر الآني (أي اللقطة) للموجة في لحظة ما [الشكل ٢٣: ١٨ (أ)] يكفي للنقاش الحالي. وللموجة أشكال عديدة علاوة على الموجة الجيبية. فمثلاً قد تظهر الموجة كما في الشكل ٢٣: ١٨ (ب)، ولئلا هذه الموجة يكون الطول الموجي محددًا على نحو تقريبي، لا على نحو مضبوط. وعلى نحو مماثل، يكون زخم الجسيم الذي تصاحبه مثل هذه الموجة محددًا على نحو تقريبي فقط؛ فإذا ما قيس زخم الجسيم المميز بهذه الموجة الثانية فقد يأخذ أي قيمة ضمن مدى معين. ونلاحظ هنا مظهراً للاحتمال يرتبط ارتباطاً وثيقاً، كما يدل على ذلك هذا المثال، بالطبيعة الموجية للجسيمات. فقد يأخذ الجسيم أي زخم من بين عدد من الأزخم المختلفة (أو من مدى متصل من الأزخم)، ولكل زخم احتمال معين. وإذا كان الأمر

للاشكال الأخرى من الدالة ψ
يكون للزخم x مدى من القيم
المحتملة

كذلك، فإن دالته الموجية تكون خليطاً من عدة أطوال موجية. وسنواصل بحث الطول الموجي والزخم غير المحددين في الجزء ٢٣ : ١٤ .



الشكل ٢٣ : ١٨ : (أ) الدالة الموجية لجسيم زخمه ثابت هي موجة جيبية (المعادلة ٢٣ : ٥٤). (ب) قد يكون للدالة الموجية عدة أشكال أخرى. والشكل المين هنا يصف جسيماً يتموضع جزئياً في المكان، ولا يملك زخماً محدداً بالضبط.

وترتبط الدالة الموجية، على نحو مباشر إلى أبعد حد، باحتمال الموضع probability of position. اعتبر الإلكترونات (أو أية جسيمات أخرى) تُحَيَّدُ بشق منفرد (الشكل ٢٣ : ١٩). إن الشق الضيق (الرفيع) يتسبب في جعل الموجة تنتشر في نمط عريض، تماماً كما يحدث للأمواج الصوت أو الضوء. فأين يوجد الجسيم إذا؟ وإلى ان يقاس الجسيم باعتباره جسيماً، فانه يمكن القول إنه موجود في كل مكان أو إنه غير موجود في أي مكان. وعلينا إذا أن نفكر به لا باعتباره جسيماً، بل باعتباره موجة تنتشر حقاً من الشق. وعلى أية حال، فهذا الجواب لا يكفي لأجل غير مسمى. اذ يمكننا ان نضع عدداً، كما في الشكل ٢٣ : ١٩، ليوميء بوصول الجسيم إلى مكان محدد. ولذا، فهناك وفق الميكانيك الكوانتية احتمال معين بالكشف عن الجسيم (أو العثور عليه) في ذلك المكان، وهذا الاحتمال يتناسب مع المربع المطلق * للدالة الموجية للجسيم:

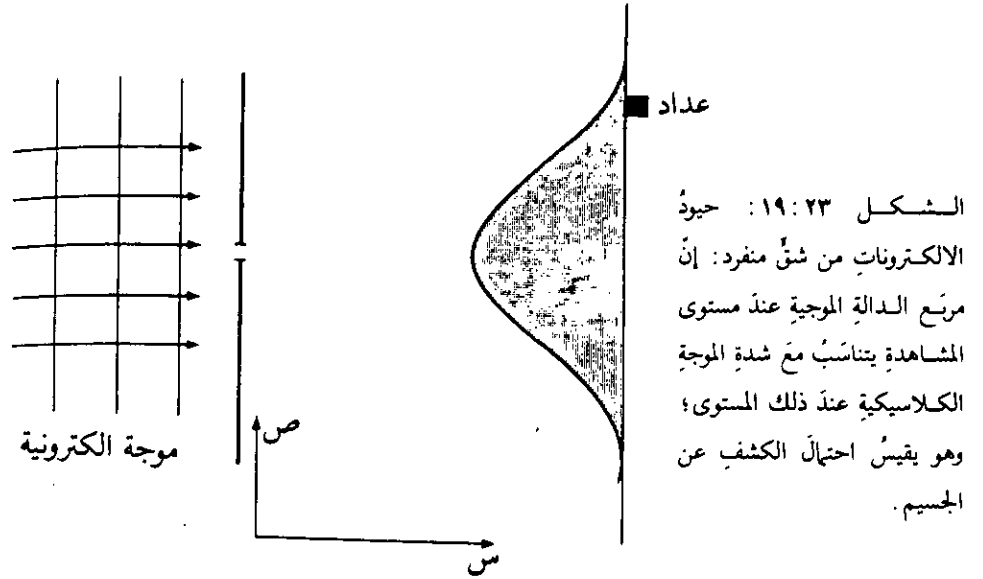
$$\text{حت} \sim |\psi|^2 \quad \dots \dots (٢٣ : ٥٥)$$

احتمال الموضع

* المربع المطلق بدلاً من مجرد المربع هو الذي يلزم هنا، لأن ψ قد تكون كمية مركبة complex.

لنقارن الآن هذه المعادلة بالمعادلة ٢٣: ٥. ففي كلا المعادلتين، يُختار ثابت التناسب بحيث يكون الاحتمال الكلي للكشف عن الجسم في مكان ما يساوي ١. ولذا فالموجة هي في الواقع موجة احتمال. ففي بعض الظروف كما يحدث عند ضربها لشبكية بلورية او عند مرورها في شق، تكون الموجة هي الجسم، وفي ظروف أخرى، كما عند الكشف عن الجسم، تصير الموجة مجرد دليل شبحي يوفر مربعه المطلق الاحتمال النسبي لموضع الجسم. فالدالة الموجية إذا تُعطي تعبيراً كمياً عن فكرة مثوية الموجة - الجسم.

مثوية الموجة - الجسم التجلية
من خلال ψ



مثال: الدالة الموجية لجسيم هي:

$$\psi = e^{i(kx - \omega t)}$$

ما زخم الجسيم؟ ما الاحتمال النسبي للكشف عن الجسم في أماكن مختلفة في لحظة زمنية واحدة؟ ما متوسط الاحتمال النسبي لموضعيه الملاحظ خلال فترة زمنية طويلة؟

لأن هذه الدالة هي موجة ذات طول موجي محدود ($\lambda = \frac{h}{p}$)، فإنه يكون للجسيم زخم محدود هو:

$$k\hbar = \frac{h}{\lambda} = p \quad \text{..... (٢٣: ٥٦)}$$

ومن المعادلة ٢٣ : ٥٥ ، يكون الاحتمال النسبي للموضع كما يلي :

حت $\sim$ ع^٢ جا^٢ (k س - ω ن)

وهذه الدالة التي تتغير تبعاً للمتغير س تتذبذب في قيمتها ، عند تثبيت الزمن ، بين الصفر و ع^٢ . ولأن متوسط الكمية جا^٢ (k س - ω ن) المأخوذ على فترة زمنية طويلة هو $\frac{1}{4}$ ، فإن المتوسط الزمني للاحتمال يكون :

حت متوسط $\sim \frac{1}{4}$ ع^٢ = ثابت

ان الخاصية المميزة للدالة الموجية الجيبية هي أن الجسيم ، عند ملاحظته لفترة زمنية طويلة ، يُحتمل أن يوجد بالتساوي في أي مكان (أي عند أية قيمة للمتغير س في هذا المثال) .

وتظهر في الشكل ٢٣ : ١٥ بعض الدوال الموجية التي تختلف بشكل متميز عن الأمواج الجيبية . وعندما يكون الالكترون في ذرة الهيدروجين في حالته الحركية الأوطى ، فإن احتمال وجوده يكون أكبر ما يمكن قرب البروتون (نق = صفر) . أما عند وجوده في حالة زخمها الزاوي كبير ، فان احتمال وجوده عند نق = صفر يكون صفراً ، ويكون هنالك احتمال كبير بوجوده في حلقة بشكل كعكة حول النواة .

احتمال الالكترون
في ذرة هيدروجين

٢٣ : ١١ : الامواج والجيبية : الجسيم داخل صندوق :

Waves and Granularity: a particle in a box

مما يثير الاستغراب للوهلة الأولى أن الطبيعة الموجية للمادة تتصل اتصالاً وثيقاً بحبيبية العالم دون المجهرى . والحقيقة الفعلية بأن الموجة تتفرق ، جاعلة بذلك موضع الجسيم غير محدد ، تفسر بعض الخصائص المكممة للجسيم . وقد وضع نموذج دوبروي الموجي لمدارات بور هذه الحقيقة ، وهنا نظور مثالاً آخر على ذلك .

اعتبر جسيماً في صندوق يرتطم جيئةً وذهاباً بجدارين متوازيين لا يمكن اختراقهما ومرنّين تماماً (الشكل ٢٣ : ٢٠) . إن وصف حركة الجسيم في الصندوق من ناحية

كلاسيكية هو أمر بسيط جداً. فالجسيم له سرعة ثابتة سر (وكل السرعة الأخرى ممكنة) ومقدار ثابت من الزخم ك سر وطاقة حركية ثابتة $\frac{1}{2} ك سر^2$. وإذا كان الجداران منفصلين عن بعضهما بعضاً بمسافة ف، فإن الجسيم يقوم بحركة دورية مكملًا رحلة كاملة واحدة في زمن مقداره $ن = \frac{2ف}{سر}$. ولكن وصف الحركة من ناحية الميكانيك الكوانتية يتطلب أن تُؤخذ الطبيعة الموجية للجسيم بعين الاعتبار. ونتوقع من ناحية كلاسيكية، لأن الزخم ثابت في مقداره، أن يكون للموجة الكوانتية طول موجي ثابت، أي أن تكون الموجة موجة جيبية. ومهما يكن، فلا يمكن أن يأخذ الطول الموجي أية قيمة، لأن الموجة يجب أن تفني ببعض الشروط الحدية. فخارج الجدارين تكون الدالة الموجية صفراً (إذ لا توجد أية فرصة للعثور على الجسيم هناك). ولذا نتوقع أن تكون الدالة الموجية صفراً على الجدار. وهذا المتطلب يعني أن لا تكون هنالك أية انقطاعات في الدالة الموجية، وهو متطلب نستطيع أن نقرحه، على هذا المستوى من النقاش النظري، باعتبار أنه متطلب معقول فقط، ولكن تبريره يتطلب دراسة أكثر عمقاً في الميكانيك الكوانتية. (وبالطبع يمكن تبرير هذا المتطلب أيضاً بحقيقة كونه يُفضي الى تنبؤات تؤيدها التجربة العلمية). وإذا كان على الدالة الموجية أن تكون صفراً على كلا الجدارين، فإنه يجب أن تحتوي المسافة بين الجدارين على عدد صحيح من أنصاف الطول الموجي. وشرط التكميم هذا هو:

شرط حدي:
 $\psi = \text{صفر على الجدارين}$

الشرط الحدي يكمم ٨ (وخ)

$$ن = \frac{\lambda}{\lambda} = ف \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٥٧)$$

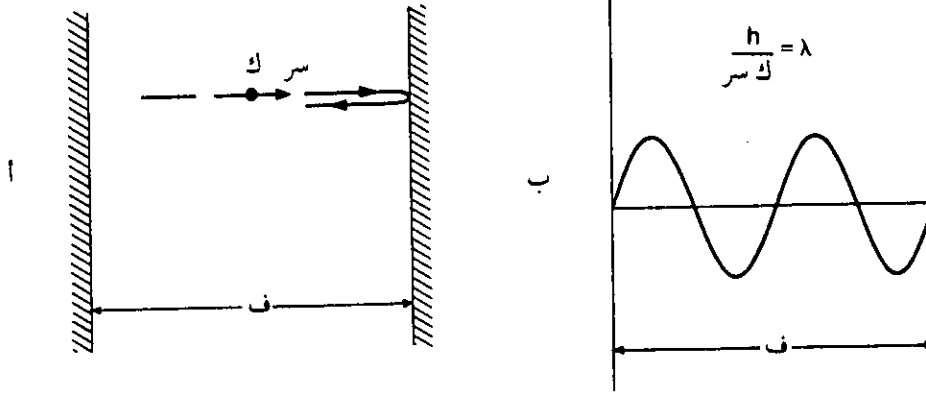
حيث ن هو عدد صحيح، وهو مثال آخر على العدد الكوانتي. ويظهر الشكل ٢٣: ٢٠ موجة عندما تكون ن = ٤.

ومن المثير أن نشير الى أن الشروط الحدية التي أُقِحمت في هذا المثال تكافئ مبدأ التدعيم الذاتي الذي يشبه كثيراً التدعيم الموضح لمدارات بور في الشكل ٢٣: ١٧. وإذا كان على الموجة أن تدعم نفسها بعد كل رحلة، فإن شرط التداخل البناء يكون:-

$$ن \lambda = ٢ ف$$

وهو شرط مكافئ تماماً للمعادلة ٢٣: ٥٧. ولتبيين سبب فيزيائي لهذا الشرط، تخيل موجة من طول موجي ما لا تحقق المعادلة ٢٣: ٥٧. فاذا طويّت الموجة في جيئتها وذهابها

بين الجدارين المُثَبَّتَيْن، فإنَّ طورَ هذه الموجة في كلِّ مرةٍ تنتقلُ فيها ما بين الجدارين سوف يختلفُ، وسوف تتداخلُ هذه الامواجُ المتقلَّةُ المختلفةُ في الطور، وسيكونُ مجموعُ جميعِ أجزائها صفراً.



الشكل ٢٣ : ٢٠ : جسيمٌ في صندوقٍ يتحركُ في بعدٍ واحدٍ بين جدارين عاكسين بصورة تامة : (أ) توضيحٌ كلاسيكيٌّ للحركة : كلُّ زخمٍ ممكن.

(ب) توضيحٌ للموجة الكوانتية : يُقَيَّدُ الزخمُ بشرطٍ ان تكون الدالة الموجية صفراً على الجدارين .

واذا استبدلت $\frac{h}{\lambda}$ بالطول الموجي λ في المعادلة ٢٣ : ٥٧، فإنَّ المقاديرَ المسموحَ بها للزخم تكونُ :

$$\text{خ} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2f} \quad \dots \dots \dots (٥٨ : ٢٣)$$

إنَّ الطاقةَ الحركيةَ مكَمَّةٌ ايضاً . وبافتراضِ الميكانيك غير النسبوية، نستطيعُ أن نكتبَ أنَّ :

$$\text{ط} = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \left(\frac{h}{m \lambda} \right)^2 = \frac{h^2}{2 m \lambda^2} \quad \dots \dots \dots (٥٩ : ٢٣)$$

الطاقات المسموح بها للجسيم
في صندوق ذي بعد واحد

وبينَّ رسمُ الطاقة في الشكل ٢٣ : ٢١ مجموعةَ الطاقاتِ المسموحِ بها، أي الحالاتِ المستقرة للجسيم في الصندوق . ولو كانَ الجسيمُ مشحوناً كهربائياً لأطلقَ فوتوناً ولهبطَ من إحدى هذه الحالاتِ إلى غيرها .

$$ن = ٣ \text{ ————— } ط = ٩ ط$$

$$ن = ٢ \text{ ————— } ط = ٤ ط$$

$$ن = ١ \text{ ————— } ط = ٨/٢ ه ك ف$$

$$\text{-----} ط = \text{صفر}$$

الشكل ٢٣ : ٢١ : رسم المستوى الطاقوي لجسيم في صندوق : بسبب الشروط الحدية المفروضة على الدالة الموجية ، تكون الطاقات منقطعة (منفصلة) .

المثال ١ :

وحدة الطاقة في المعادلة ٢٣ : ٥٩ هي ط = ٨/٢ ه ك ف . هل هذه الوحدة كبيرة قياساً إلى المقادير المَكروسكوبية (الجاهريّة) العادية؟ وإلى المقادير الذرية المألوفة؟ وكما يمكن حسابها بسهولة، فلجسم كتلته ١ كغ ويتحرك بين جدارين يبعدان مسافة (١) م ، تكون الطاقة :

$$ط = ٥٥ \times ١٠^{-١٨} \text{ ج} = ٣٤ \times ١٠^{-١٩} \text{ إف}$$

وهذا المقدار من الطاقة صغير من ناحية مكروسكوبية، وهو يوضح أن الحبيبة الكوانتية لا علاقة لها بالمجال المَكروسكوبي؛ أما بالنسبة إلى إلكترون محصور ما بين جدارين افتراضيين يبعدان عن بعضهما بعضاً ١ أ° ، فنجد أن الطاقة هي :

$$ط = \frac{٦٦٣ \times ١٠^{-٢٤} \text{ ج} (ث)}{٨ (٩١١ \times ١٠^{-٣١} \text{ كغ}) (١٠^{-١٠} \text{ م})}$$

$$= ٦٠ \times ١٠^{-١٨} \text{ ج}$$

$$= ٣٨ \text{ إف}$$

وهذا المقدار من الطاقة يساوي طاقة فوتون فوق بنفسجي، ويعتبر طاقة كبيرة على المقياس الذري .



وثمة ملمحٌ خاصٌّ للمعادلة ٢٣ : ٥٩ يستحقُّ الذكر، وذلك لأنه ملمحٌ عامٌ لجميع الانظمة الكوانتية المقيدة في الفراغ. وهذا الملمح هو غياب الحالة الهامدة (الساكنة). إن أقل طاقة يملكها الجسيم في الصندوق تساوي $h/2\pi$ ك ف^٢، وهذه الطاقة تسمى طاقة النقطة الصفرية zero-point energy. وكورقة الدولار التي يلصقها نادل الحانة بالجدار، فإن طاقة النقطة الصفرية عملةٌ عديمة النفع. ومع انه لا يُشكُّ في حقيقة وجودها، إلا انه لا يمكن الاعتماد عليها. ففي الذرة المعزولة، تتحرك الالكترونات من دون توقف وإلى الابد بعد أن تشع الفوتون الأخير. وفي حشد من الذرات تظل طاقة النقطة الصفرية للحركة الاهتزازية موجودة حتى على الصفر المطلق. وتتم هذه الأمور نتيجة لكون الموجة المقيدة في الفراغ لا تستطيع ان تأخذ أي طول موجي كبير، ولذلك فإن الزخم المصاحب لها لا يستطيع أن يكون صفراً.

■ المثال ٢ :

ما الدالة الموجية والتوزيع الاحتمالي للحالة الثانية لحركة الجسيم في الصندوق؟
إذا اخترنا $\psi = 0$ صفر بحيث تقع على الجدار اليسر، وكتبنا أن :

$$\psi = \text{عـ جا } \frac{2\pi x}{\lambda}$$

فإننا نكون قد وفينا بأحد الشرطين الحدين : ψ (صفر) = صفر. وللحالة الثانية المسموح بها (حيث نضع $n = 2$ في المعادلة ٢٣ : ٥٧)، يكون $\lambda = 8$ ف، ولذا فالدالة الموجية هي :

$$\psi = \text{عـ جا } \frac{2\pi x}{8} \dots\dots\dots (٢٣ : ٦)$$

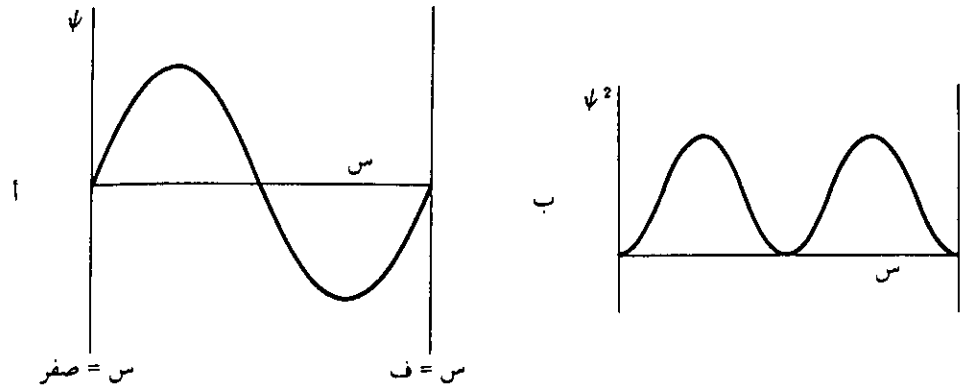
وللتدقيق على الشرط الحدي الثاني، نضع $\psi = 0$ ف، ونجد أن : ψ (ف) = $\text{عـ جا } \frac{2\pi x}{8} = 0$ صفر. وتظهر هذه الدالة في الشكل ٢٣ : ٢٢ (أ). ويكون التوزيع الاحتمالي المصاحب :

$$\text{حت} \sim \left(\frac{2\pi x}{8} \right)^2$$

وكما يظهر في الشكل ٢٣ : ٢٢ (ب)، فهذا الاحتمال - الذي هو بالفعل في هذا المثال الاحتمال لوحدة المسافة - له صفة مثيرة، وهي أنه يساوي صفراً عند منتصف المسافة بين الجدارين وكذلك على الجدارين. وهكذا، فإن الطبيعة الموجية للجسيم تُحدث تأثيراً انتفاخياً، جاعلةً بذلك وجود الجسيم أكثر احتمالاً في بعض الأماكن وأقل احتمالاً في أماكن أخرى. وبخلاف ذلك، يوجد الجسيم من ناحية كلاسيكية في جميع الأماكن ما بين الجدارين باحتمال متساوٍ.

عندما $n = 2$ ، يكون قيمة ψ صفراً عند منتصف المسافة بين الجدارين

وباطلاق العنان بشكل مناسب للعقل والخيال، فانه يمكن تصور الكثير من الظواهر الكوانتية بشكل مناسب كأمواج احتمالية. ومع ذلك فإن مفرداتنا العادية لا تلائم تماماً ظلال معاني الميكانيك الكوانتية. فمن السهل أن نسأل اسئلة لا تقبل الاجابة، مثل: اذا كان لا يمكن العثور أبداً على الجسيم في منتصف المسافة بين الجدارين، فكيف يستطيع إذاً أن ينتقل من النصف الأول إلى النصف الثاني؟ والاجابة الوحيدة التي يمكن إعطاؤها عن هذا السؤال هي أن الجسيم يوجد في وقت واحد في كلا نصفي المكان المتاح له؛ ومع ذلك، فعندما يتسبب مؤثر خارجي في تمديته (جعله مادة)، فإن الجسيم يظهر نفسه في أحد هذين النصفين.



الشكل ٢٣ : ٢٢ (أ) الدالة الموجية لجسيم في صندوق عندما تكون $n = 2$. (ب) مربع الدالة الموجية، وهو يتناسب مع الاحتمال لوحدة المسافة للعثور على الجسيم على مسافة s من الجدار الأيسر.

★ ٢٣ : ١٢ : الأمواج ولا قابلية التموضع : حجم الذرات :

Waves and Non-localizability: the size of atoms

من الملامح الأساسية للموجة أنها غير متموضعة (أي لا تتركز في موضع)، وإنما تنتشر في منطقة في الفراغ. وكلما صَغُرَ الطول الموجي صغرت المنطقة التي يمكن بها حصرُ الموجة، بيد أن هذه المنطقة لا يمكن أبداً أن تكون صفراً. وبدلالة هذه اللاقابلية لتموضع الامواج نستطيع أن نفهم حجم الذرات والمنظومات الميكانيكية الكوانتية الأخرى.

يجب على الموجة المحصورة ان تعمل على الاقل نصف اهتزازة (ذبذبة)، أي أنها يجب ان تزداد سعتها (اتساعها) من قيمة صغيرة إلى قيمة عظمتى، ثم تعود الى الصفر. وتملك الدالة الموجية لجسيم في صندوق في حالته الحركية الأوطى (أي حالته الارضية) هذه الخصيصة، فهي بالضبط تكون نصف اهتزازة موجة جيئية [الشكل ٢٣ : ٢٣ (أ)]. ونصح الفكرة نفسها على حركة الالكترون في ذرة الهيدروجين [الشكل ٢٣ : ٢٣ (ب)]. أما «الصندوق» الذي يحصر الالكترون فهو الطاقة الوضعية الكولبية coulomb potential energy للتفاعل بين الالكترون والبروتون المركزي. وكما بين الشكل، فالدالة الموجية للالكترون في حالته الارضية، مع أنها تختلف تماماً عن الموجة الجيئية، إلا أنها تعمل ايضاً نصف اهتزازة.

دليل وصفي: يلزم على الاقل

نصف اهتزازة لحصر موجة ما

وباستخدام مماثلة غير دقيقة بين الالكترون في الذرة وبين جسيم في صندوق، نستطيع أن نحصل على تعبير تقريبي لنصف قطر الذرة. فمن المعادلة ٢٣ : ٥٩، تكون الطاقة الحركية للالكترون في حالته الأوطى هي :

$$\frac{^2h}{^32ك_ه نق} = \frac{^2h}{^8ك_ه ف} = طح$$

وقد وضعنا في المعادلة السابقة $ف = ٢$ نق، أي قطر الذرة. وفي الواقع، فإن الطاقة الحركية للالكترون تتغير تبعاً لبعده عن النواة، ولذا تعطي هذه المعادلة قيمة متوسطة تقريبية فقط. ولنفس الدرجة من التقريب، نستطيع ان نكتب لمتوسط الطاقة الوضعية للالكترون ما يلي :

$$طو = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

وللطاقة الكلية طح + طو:

الطاقة التقريبية للإلكترون
محصور في ذرة هيدروجين

$$ط \approx \frac{1}{2} \frac{h^2}{m_e r^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (23: 61) \dots\dots$$

أن الكيفية الأساسية التي تؤثر بها الطبيعة الموجية للإلكترون في هذه المعادلة تظهر في تعبيرها عن حد الطاقة الحركية بدلالة نصف القطر. فالإلكترون لا يستطيع في الحقيقة أن يتدحرج لاجل غير مسمى هابطاً على تلة الجهد في الشكل ٢٣: ٢٣ (ب) صوب نق = صفر. إذ كلما صغر المدى نصف القطري لحركته، زادت سرعة طاقته الحركية. ولا بُد إذاً من نصف قطر محدود يُصغّر الطاقة الكلية إلى أقل حد ممكن (أي يجعلها تصل إلى قيمتها الصغرى). وبمفاضلة المعادلة ٢٣: ٦١ نحصل على:

$$\frac{1}{2} \frac{h^2}{m_e r^2} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = ط$$

وقيمة نق التي تجعل هذه المشتقة صفراً هي:

$$نق = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = \frac{1}{2} \frac{h^2}{m_e r^2}$$

أو ببساطة أكثر (انظر المعادلة ٢٣: ٤٢) هي:

نصف القطر الذي يجعل الطاقة
قيمة صغرى

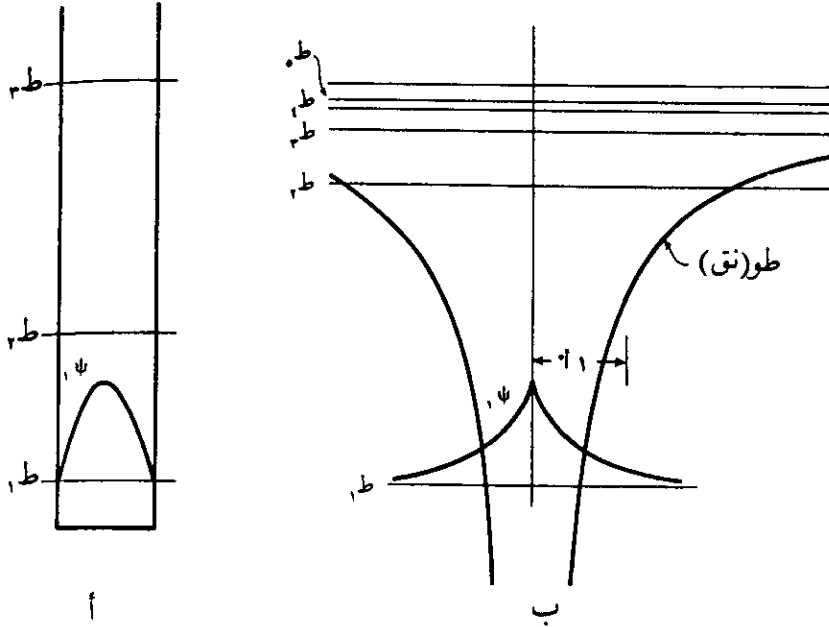
$$نق = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (23: 62) \dots\dots\dots$$

ويتعويض نصف القطر هذا في المعادلة ٢٣: ٦١ نحصل على:

$$ط = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} = - \frac{1}{2} \frac{h^2}{m_e r^2} \quad (23: 63) \dots\dots\dots$$

ان كون الاشتقاق السابق اشتقاقاً رياضياً لا يعني بالطبع أنه مضبوط. فكما يوضح الشكل ٢٣: ٢٣، تختلف الدالة الموجية للالكترون في حالته الارضية بشكلٍ بارزٍ عن نصف اهتزازة لموجة جيبية، ولا تكون الطاقة الوضعية للالكترون ثابتة، بل تتغير على مدى حركته. ومع هذا الاختلاف بين الالكترون في ذرة الهيدروجين والجسيم في الصندوق فإن النتائج التي توصلنا اليها بالاشتقاق الرياضي صحيحة من ناحية وصفية. إذ لا يختلف نصف القطر المعطى بالمعادلة ٢٣: ٦٢ إلا بمعاملٍ مقداره $\pi/4$ عن نصف قطر بور. كذلك، فإن الطاقة المعطاة بالمعادلة ٢٣: ٦٣ لا تختلف عن الطاقة الرابطة للالكترون إلا بمقدار العامل نفسه (قارن هذه المعادلة بالمعادلة ٢٣: ٣٩). ان الشيء الهام في الاشتقاق الرياضي السابق هو انه يُبين لنا بدلالة الطبيعة الموجية للضوء لم يكون المقياس نصف القطري للذرة بدلالة المقدار $4\pi a_0 h^2 / e$ ، بينها يكون مقياس الطاقة لها بدلالة $(\frac{e}{4\pi a_0 h^2})^2$ ط ٤ ط ٥.

لا قابلية التموضع تُفسر حجم الذرة وطاقتها



الشكل ٢٣: ٢٣ : المقارنة بين : (أ) جسيم في صندوق و (ب) الكترون في ذرة الهيدروجين. في الحالة الأولى، ترتفع دالة الطاقة الوضعية فجأة الى ما لا نهاية، وفي الحالة الثانية ترتفع تدريجاً الى أعلى. وفي كلا الحالتين، تعمل الدالة الموجية للحالة الارضية نصف اهتزازة واحدة مع قمة واحدة في منتصف مدى حركتها.

وهكذا فإن الطبيعة الموجية للمادة تفسر لنا استحالة فقدان الجسيم لكامل طاقته واستحالة تموضعه في الفراغ. فلو كانت الذرات تفقد كل طاقتها وتستطيع أن تتموضع في الفراغ، لصارت شذرات خاملة أصغر بمئة ألف مرة (١٠٠,٠٠٠) مما هي عليه.

٢٣: ١٣ : تراكب الدوال الموجية : Superposition of Wave Functions

ثمة مماثلة بين الأمواج الكلاسيكية والكونتية تَضَمُّهَا النقاش في الاجزاء الأخيرة السابقة. وعلى الأخص، فإن الدالة الموجية الكوانتية ψ يمكنُ مقارنتها بالازاحة ϕ لموجة صوتية أو بالمجال الكهربائي $\vec{E}$ لموجة ضوئية (انظر الجزء ١٨ : ١). وفي حين أن طاقة الموجة الكلاسيكية تتناسب مع $|\phi|^2$ أو $|\vec{E}|^2$ ، فإن احتمال الموجة الكوانتية وليس طاقتها هو الذي يتناسب مع $|\psi|^2$. وثمة فارق آخر وهو أن $|\psi|^2$ فقط، وليس ψ بحد ذاتها، هي الكمية المشاهدة من ناحية فيزيائية، في حين أن كلا الكميتين ψ و $|\psi|^2$ كمية مشاهدة في الميدان الكلاسيكي. ومع ذلك، فثمة أوجه اتفاق بين الأمواج الكوانتية والأمواج الكلاسيكية أكثر من أوجه الاختلاف بينها. فافكار التحالف (التناسك)، التراكب، الانكسار، التداخل، والحيود تصحُ جميعها على الأمواج الكوانتية كما تصحُ على الأمواج الكلاسيكية. وبين النقاش التالي أن ψ لها صفات موجية مألوفة. ولأغراض التسمية، نبه إلى أن ψ تُستخدمُ في الميكانيك الكوانتية على نحو مترادفٍ للدلالة على الدالة الموجية أو السعة الموجية.

ψ مماثلة للازاحة الكلاسيكية او للمجال الكلاسيكي

تُظهرُ ψ جميع الصفات الموجية المألوفة

اعتبر حزمة من الالكترونات تضيء زوجين من الشقوق (الشكل ٢٣: ٢٤). وإذا كان الشق ١ مفتوحاً فقط فإن التوزيع الاحتمالي (حت_١) للالكترونات على مسافة x خلف الشقين قد يكون، كما في الشكل، نمطاً عريضاً له قمة (نهاية عظمى) واحدة بارزة (انظر ايضاً الشكل ٢٣: ١٩). ويرتبط هذا التوزيع الاحتمالي بالدالة الموجية ψ_1 على شاشة الملاحظة بالعلاقة التالية:

$$\text{حت}_1 = |\psi_1|^2 = \psi_1^* \psi_1 \quad \dots \dots \dots (٢٣: ٦٤)$$

(حيث ψ_1^* هو المترافق المركب للدالة ψ_1). وإذا غُطِّي الشق ١ بعد ذلك، وفُتِحَ الشق

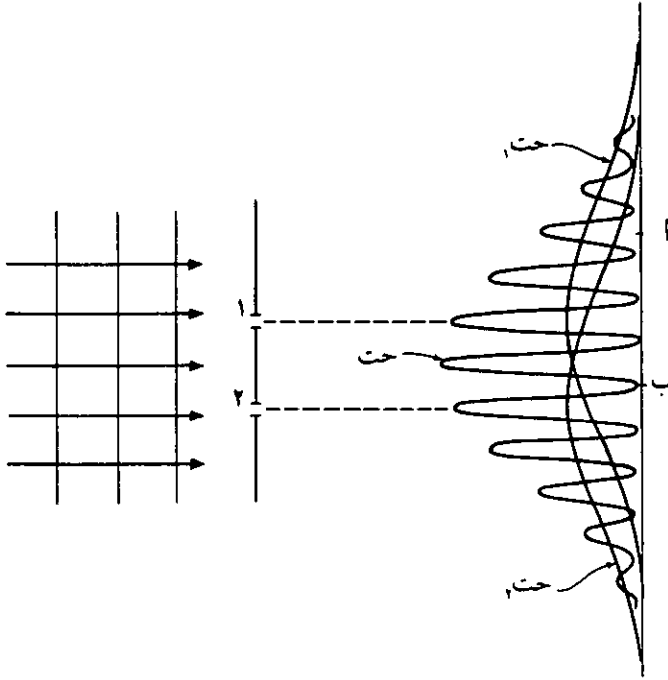
٢، فإنّ الإلكتروناتِ تنتشرُ وَفَقَ توزيعِ احتماليٍّ مماثلٍ عريضٍ حتّ٢، يرتبطُ مع الدالةِ ψ_2 كما يلي:

$$\text{حت } \psi_2 = |\psi_2|^2 = \psi_2 \cdot \psi_2 \quad \dots\dots\dots (٢٣: ٦٥)$$

وبفتحِ الشقين، فإنّ التوزيعَ الاحتماليَّ للإلكترونِ (حت) على شاشةٍ الملاحظةِ يُظهرُ النهاياتِ العظمى والصغرى المميّزة في نمطِ التداخلِ من شقين، تماماً كنمطِ التداخلِ من شقين الملاحظِ لضوءٍ له الطولُ الموجيُّ نفسه الذي للإلكترونِ (انظر الشكلين ١٨ : ٤١، ١٨ : ٤٣). والحقيقةُ الهامةُ عن الاحتمالِ الكليِّ حت هي أنّه لا يساوي مجموعَ الاحتمالين: حت١ وَحت٢. ففي الميكانيكِ الكوانتيةِ تُجمَعُ سعاتُ الامواجِ لا الاحتمالاتِ. وبفتحِ الشقين، تكونُ سعةُ الموجةِ ψ على شاشةٍ الملاحظةِ كما يلي:

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 \quad \dots\dots\dots (٢٣: ٦٦)$$

نمط التداخل للإلكترونات من شقين



الشكل ٢٣: ٢٤: نمطُ التداخلِ من شقين للإلكترونات: المنحنيان المُعْتَوَنان حت١ وَحت٢ يُظهران احتمالاتِ الكشفِ عن الإلكتروناتِ عندَ فتحِ أحدِ الشقين بمفرده. والمنحنى المُعْتَوَنُ حت يُظهرُ احتمالَ الكشفِ عن الإلكتروناتِ عندَ فتحِ كلا الشقين معاً.

ولأن $|\psi|^2 = \psi^* \psi$ ، فإن :

$$\text{حت} = \psi^* \psi + \psi^* \psi + \psi^* \psi + \psi^* \psi = 4\psi^* \psi$$

ويمكن كتابة ذلك كما يلي :

$$\text{حت} = \text{حت}_1 + \text{حت}_2 + \text{حت}_3 + \text{حت}_4 \quad \dots\dots\dots (23: 27)$$

والحدان الإضافيان $\psi^* \psi + \psi^* \psi$ على الطرف اليسر هما اللذان يُدخلان على (حت) السلوك الاهتزازي الذي لا يوجد في حت₁ أو حت₂ (قارن هذه المعادلة بالمعادلة 18: 14).

كيف يمكن تفسير هذه الحقائق؟ إنها بوضوح لا تتوافق مع النموذج الجسيمي الكلاسيكي للالكترونات. فحيود الالكترونات من شق واحد أمرٌ محيرٌ بها فيه الكفاية، اذا اعتبرت الالكترونات كجسيمات فقط. كذلك فالتداخل من شقين هو حتى أكثر تحييراً. وبتصور الالكترونات كجسيمات، فإن علينا أن نقول إن شدة الالكترونات الملاحظة، والشقان مفتوحان، يجب ان تساوي مجموع الشدتين الملاحظتين، والشقان يُفتحان كُلٌّ على حدة. وفي الحقيقة يجب في حالة الالكترونات، تماماً كما في حالة الفوتونات، ان نتخلّى عن فكرة مرور الجسيم بأحد الشقين فقط دون الآخر. فعند فتح كلا الشقين معاً، فإن الموجة الالكترونية تمر في كلا الشقين حالاً، وهي التي تُعين لنا اين يمكن مشاهدة الالكترونات كجسيمات. وقد تستقبل نقطة معينة كالنقطة أ في الشكل 23: 24 الالكترونات من كلا الشقين معاً أكثر مما تستقبله من أحدهما بمفرده. او قد يتلاشى الاسهام من كلا الشقين معاً كما عند النقطة ب، في الوقت الذي يُمدها كُلٌّ من الشقين على انفراد بالالكترونات. ومع أن هذه الحقائق يسهل فهمها في حالة الامواج، إلا أنها تُجهّد قدراتنا التصورية في حالة الجسيمات.

وثمة طريقة أخرى لتفسير تجربة الشقين للالكترونات، وهي أن نقول إن الجسيم قد يوجد في حالتين حركيتين في وقت واحد. فالشق ١ بمفرده يتسبب في جعل الالكترون المار فيه يدخل في حالة حركية معينة تُعرّف بالدالة الموجية ψ_1 . والشق ٢ بمفرده يضع

حقيقة كوانتية غريبة: يمرُّ
الالكترون في الشق ١ والشق ٢
في وقت واحد

الالكترونات في الحالة الحركية المختلفة الأخرى التي تعرفها الدالة الموجية ψ . أما الحالة الحركية التي تُستَحَثُّ بالشقين معاً فتعرفُ بالدالة $\psi = \psi_1 + \psi_2$. وكما يُظهرُ التحليلُ السابقُ، فمن غيرِ الصحيحِ ان نصفَ هذه النتيجة كإلكترونٍ في الحالة ١ أو كإلكترونٍ في الحالة ٢. ولأنَّ الدوالَّ الموجية لا الاحتمالات هي التي تُجمَعُ معاً، فإنَّ الحالة المتضامَّة تكونُ توليفةً جوهريَّةً من الحالتين. وبذلك، فالإلكترونُ يوجدُ في الحالة ١ وفي الحالة ٢ في وقتٍ واحدٍ.

٢٣ : ١٤ : مبدأ الارتياب او اللاتحديد : The Uncertainty Principle

من أكثرِ البصائرِ نفعاً في الطبيعة والتي كَشَفَتْ عنها الميكانيكُ الكوانتية مبدأ الارتياب لهيزنبرج Heisenberg ، وهو مبدأ عامٌ يتخذُ صيغاً عدةً: إحداها هي :

$$(\Delta x)(\Delta p) \geq \frac{\hbar}{2}$$

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

احدى صيغ مبدأ الارتياب

، وبعلاقاتٍ مماثلةٍ للمكونتين الصادية والعينية. وعلى يسارِ هذه المتباينة (اللامتساوية) يظهرُ $\hbar$ ، ثابتُ بلانك الكوني (مقسوماً على ٢ ط)، هذا الثابت الذي يظهرُ تقريباً في كُلِّ معادلةٍ في الميكانيك الكوانتية. ويُمثَّلُ الزَّخْمُ في الاتجاهِ السيني بالرمزِ p_x ، والموضعُ (المسافة) في الاتجاهِ السيني بالرمزِ x . أما الرمزُ Δ فيستخدمُ هنا للدلالة على الارتياب لا على التغير: فالرمزُ Δx يدلُّ على ارتياب الموضع في الاتجاهِ السيني، و Δp_x على الارتياب في المكونة السينية للزخم*. وحاصلُ ضربِ هذين الارتيابين يساوي على الأقل $\frac{\hbar}{2}$. وسنبحثُ أولاً مبدأ الارتياب ثم سنفسره بدلالة الامواج الكوانتية.

* التعريفُ الفني للكمية (Δx) هو: $(\Delta x)^2 = \langle (x - \bar{x})^2 \rangle$ ، حيث $\bar{x}$ هي القيمة المتوسطة للمتغير x . ولذا، فإنَّ Δx هو انحراف جذر متوسط المربع (ح.م.م) لللاحداثي السيني عن قيمته المتوسطة، وتعرفُ الكمية Δx على نحوٍ مماثل. أما المتوسطات فهي متوسطات موزونة باستخدام الكثافة الاحتمالية $|\psi|^2$ للحالة الحركية قيد الاعتبار. فمثلاً للحركة في بعدٍ واحد، تُعطى القيمة المتوسطة للمتغير x بالمعادلة:

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x |\psi(x)|^2 dx$$

وذلك عندما تكون ψ مُسوَّاة normalized بحيث أن:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1$$

ولأن $\hbar$ بمقياس الانسان كمية صغيرة جداً، فإن Δ س و Δ خ س يكونان قريبين من الصفر في العالم الجاهري (المكروسكوبي)، حتى إنه لجميع الأغراض العملية لا يوجد أي ترتيب أساسي على الإطلاق في موضع الاجسام الكبيرة وزخها. فإذا أردنا أن نحدد موضع شخص الى حد حجم ذرة واحدة، فإن سرعته يمكن، من حيث المبدأ، تعيينها الى دقة 10^{-16} م/ث تقريباً. ولا حاجة بنا الى القول إن عدم الدقة في القياس هو الذي يتغلب قبل ان يستطيع القيد الطبيعي على الدقة الذي تتضمنه علاقة الارتياب أن يكون له أية أهمية. ولكن الامر في عالم الجسيمات بخلاف ذلك. ذلك أن الكتل والمسافات في عالم الجسيمات صغيرة جداً، مما يجعل مبدأ الارتياب ذا أهمية حيوية. فالالكترون الذي يراد حصر موضعه في مدى من المسافة يبلغ 10^{-10} م يكون له ترتيب طبيعي في سرعته يبلغ تقريباً 10^{-16} م/ث. وفي العديد من التطبيقات دون المجهرية، فإن حاصل ضرب الفعل للارتيابات لا يزيد بكثير على الحد النظري الأقل. ولذا، فإن استبدال المتساوية التقريبية التالية بالمعادلة ٢٣ : ٦٨ يُعتبر في كثير من الاحيان تقريباً جيداً:

$$\Delta \text{ س } \Delta \text{ خ س } \approx \hbar \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٦٩)$$

الارتيابات كبيرة في مقدارها بالمقياس الذري

هذا التقريب صحيح في اغلب الاحيان

مثال :

تسقط الكترونات طاقة كل منها ٥٠ إف على شق عرضه ض = 10^{-10} م كما في الشكل ١٩ : ٢٣. بمقتضى مبدأ الارتياب، ما الزاوية التي تمثل بشكل نموذجي حيود الالكترونات؟ لنجعل الاتجاه السيني في الاتجاه الافقي وموازيًا للاتجاه الاصلي للحزمة، والاتجاه الصادي في الاتجاه الرأسي وموازيًا للستارة التي تحوي الشق. في الاتجاه الصادي، ينص مبدأ الارتياب على ما يلي:

$$\Delta \text{ ص } \Delta \text{ خ ص } \approx \hbar \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٧٠)$$

وُدخل الشق، نتيجة لحصره الموجة في الاتجاه الصادي، ارتياباً على الزخم خ س. وكقيمة تقريبية للارتياب Δ ص نأخذ المقدار $\frac{1}{2}$ ض. (ولأن Δ ص هي انحراف جذر متوسط المربع للكمية ص عن قيمتها في منتصف الشق، فإن قيمتها يجب أن تكون أقل بعض الشيء من $\frac{1}{2}$ ض. وحتى لو اختار المرء تخميناً أقل دقة: أي Δ ص = ض، فانه سوف

يُحْصَلُ من هذا الحسابِ على الرتبةِ المقداريةِ الصحيحةِ). ويمكنُ ان نأخذَ كزاويةِ حيودِ نموذجيةِ الزاويةِ التاليةِ :

$$\frac{\Delta \chi_{\text{م}}}{\chi_{\text{م}}} \approx \theta$$

، وهي نسبةُ الزخمِ العَرَضِيّ (المستعرضِ) الى الزخمِ الاَفقِيّ (الطوليّ) الاَصْلِيّ. وفي المعادلةِ ٢٣: ٧، نضعُ $\Delta \chi_{\text{م}} = \frac{\hbar}{\lambda}$ ، و $\Delta \chi_{\text{م}} = \theta \chi_{\text{م}}$ ، ونحصلُ على :

$$\theta \approx \frac{\hbar}{\lambda \chi_{\text{م}}}$$

ان الكميّةِ $\hbar$ على الطرفِ الايسرِ تساوي بمقتضى معادلةِ دوبرويّ الطولَ الموجيِّ المختزلَ للحرمةِ الالكترونية λ . ولذا فزاويةُ الحيودِ النموذجيةُ هي :

$$\theta \approx \frac{\hbar}{\lambda \chi_{\text{م}}} \approx \frac{\lambda}{\lambda}$$

يستطيعُ مبدأُ الارتيابِ ان يفسرَ
الحيودَ

انَّ الطولَ الموجيِّ للالكتروناتِ التي طاقتها ٥٠ إف هو تقريباً ١٧ أ أو ١٧ × ١٠^{-١٠} م (انظر المثالَ العدديَّ في الجزء ٢٣: ٩). ولذلك ففي هذا المثالِ نجدُ أنَّ :

$$\theta \approx \frac{17 \times 10^{-10} \text{ م}}{2 \times 10^{-10} \text{ م}} = 10^\circ \text{ زاوية نصف قطرية.}$$

وهكذا فَالشيءُ الذي يقلُّ عرضه عن ٠.٠١ بوصة يُحَيِّدُ بصعوبةِ الالكتروناتِ التي طاقتها ٥٠ إف، وسوفُ يُحَيِّدُ الالكتروناتِ ذاتِ الطاقةِ الأعلى بمقدارٍ أَقَلِّ.

وَنُسَبِّ غالباً الى مبدأِ الارتيابِ، عندَ بحثِه بمفرده خارجَ إطارِ الميكانيكِ الكوانتيةِ، بعضُ غموضٍ يُبرِّدُ بصعوبةِ بالغة. فلهذا المبدأُ تضمناتٌ فلسفيةٌ واضحةٌ، وهو بوجهٍ أَخْصٍ ذو رواجٍ عندَ اولئك الذين يرغبون في مهاجمةِ العلمِ، لأنه يُظْهِرُ أنَّ الطبيعةَ تمنعُ حتى العالمَ «الدقيقَ» من قياسِ الاشياءِ بالدقةِ التي يَرغَبُ فيها. وقد يجادلُ المرءُ أيضاً في أنَّ الطبيعةَ تحمي أسرارها الباطنيةَ، وذلك بالسماحِ للانسانِ بأن يتقدّمَ في سعيهِ نحوَ اكتشافِ أعماقِ العالمِ دونَ المجهرِيِّ الى حدٍّ لا يستطيعُ ان يتعداه، وهو الحدُّ الذي يشيرُ اليه مبدأُ الارتيابِ. وفي الحقيقةِ، فإنَّ مبدأَ الارتيابِ مبدأٌ أساسيٌّ، وهو يقدّمُ بشكلٍ مُركِّزٍ

جزءاً هاماً من المحتوى الفيزيائي للميكانيك الكوانتية . وبالرغم من ذلك، فيمكن النظر إليه كمجرد مظهر آخر للطبيعة الموجية للمادة، وفي هذه الحالة يبدو هذا المبدأ أقل غموضاً وبشكل بالغ .

* مبدأ الارتياب والأمواج الكوانتية :

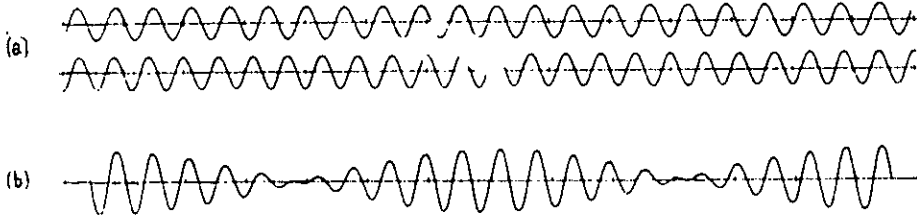
The Uncertainty principle and the quantum waves

الفكرة الاساسية : قابلية
التموضع تتطلب خليطاً من
الاطوال الموجية

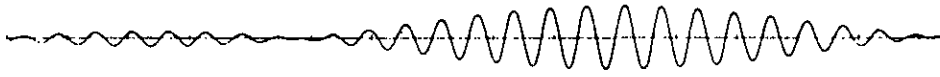
لكني نفهم مبدأ الارتياب، نحتاج فقط الى أن نفهم فكرة واحدة هامة عن حصر الامواج، وهي أن الموجة لا يمكن حصرها او موضعتها جزئياً إلا إذا حملت (تراكبت) أطوال موجية مختلفة على بعضها بعضاً . فالموجة الجيبية «النقية» في الشكل ٢٣ : ١٨ (أ) هي موجة غير محصورة، إذ لها طول موجي محدد بالضبط، مع أنها لا حد لها في المكان . وإذا كانت هذه الموجة موجة جسيمية فانها تمثل جسيماً بزخم محدود يتحدد بالعلاقة : $\lambda / h =$ خ . ولكن أين الجسيم؟ إنه موجود في كل مكان اوانه من المحتمل على حد متساو أن يوجد في أي مكان (على طول المدى غير المحدود للموجة) . وهذه الموجة يكون : $\Delta s = \infty$ ، و $\Delta x =$ صفر . وتمثل هذه الموجة الجيبية وضعاً متطرفاً لكنه يتوافق على الأقل مع مبدأ الارتياب . وإذا كان حاصل ضرب الارتيابين ثابتاً، فإن أحدهما لا يمكن أن يصير صغيراً الى حد التلاشي، إلا اذا صار الآخر كبيراً بشكل غير متناه .

حصر (تموضع) جزئي بطولين
موجيين مختلفين

أما الموجة المبينة في الشكل ٢٣ : ١٨ (ب) فهي موجة مكونة من تراكب عدة أمواج جيبية ذات تواترات مختلفة . وهي تتميز بارتياح محدود في الموضع Δs وارتياح محدود في الزخم Δx ، بحيث يكون $\Delta s \Delta x \approx h$. ويظهر الشكل ٢٣ : ٢٥ مثلاً أبسط على ذلك، أي تراكب موجتين فقط تختلفان في طوليهما الموجيين بنسبة ١٠٪ . وتتداخل هاتان الموجتان على بعد خمس دورات (اهتزازات) من نقطة «التدعيم الاعظم» تتداخل هادماً . وبعد خمس دورات أخرى، تدعّم الواحدة منها الاخرى مرة ثانية . وهذا التعاقب المتبادل من التداخل البناء والهادم يحدث تموضعاً جزئياً للموجة، أي عنقدة الموجة في مناطق : مدى كل منطقة منها عشرة اطوال موجية تقريباً .



الشكل ٢٣ : ٥ : تراكب موجتين مختلفان في طولها الموجي بنسبة ١٠٪ : (أ) الموجتان الجيبيتان النقيتان . (ب) الموجة المكونة من تراكب هاتين الموجتين .



الشكل ٢٣ : ٢٦ : تراكب ست أمواج تمتد على مدى ١٠٪ من الطول الموجي : الموجتان المبينتان في الشكل

(أ) واربع أمواج أخرى تتوسط هاتين الموجتين تراكب معاً لتشكّل الموجة المبينة هنا .

[المقياس الرأسى الظاهر في الشكل عُدّل لغرض الرسم].

ويتم الحصول على حصر أكبر للموجة بجعل عدد كبير من الأطوال الموجية المختلفة يُحمّل بعضه على بعض . ويظهر الشكل ٢٣ : ٢٦ نتيجة ضمّ ست أمواج مختلفة نقية يختلف طولها الموجي بالترتيب بمقدار ٢٪ . أما الانتشار الكلي للأطوال الموجية فيظل في مجمله ١٠٪ ، أو ٥٪ على كلٍّ من جانبي الطول الموجي المتوسط . ويبلغ انحراف جذر متوسط المربع للطول الموجي تقريباً ٣٥٪ من الطول الموجي السائد : $\Delta \approx 0.35 \times \lambda$. ويرتبط الارتياح في الزخم (انظر الحاشية في الصفحة ٢٩٨) مع الزخم السائد dominant بنفس العلاقة التي تربط بين الارتياح في الطول الموجي والطول الموجي السائد :

نحصل على تموضع أكبر للموجة من تراكب عدد أكبر من الأطوال الموجية المختلفة

$$\Delta \approx 0.35 \times \lambda$$

ويبين الشكل ٢٣ : ٢٦ أن تراكب الامواج الست على بعضها بعضاً يحدث حصراً افضل للموجة . (واذا ما حُمِلَتْ جميع الاطوال الموجية الممكنة ضمن المدى المُعطى فوق بعضها بعضاً، فسوف تكون الموجة الناتجة محصورة تماماً . فخارج منطقة محدودة من المكان فإن سعتها (اتساعها) سوف تهبط الى الصفر ولن ترتفع أبداً بعد ذلك).

أما الارتياح في موضع الموجة وفق الشكل المشار إليه فيبلغ تقريباً ثلث $(\frac{1}{3})$ الانتشار الكلي للموجة أي تقريباً أربعة اطوال موجية :

$$\Delta s \approx 4 \lambda$$

ولذا، فإن حاصل ضرب ارتياح الموضع والزخم في هذا المثال هو كما يلي :

$$\Delta s \Delta x \approx 4 \times 0.14 \lambda$$

ولأن حاصل الضرب λx على الطرف الايسر يساوي تقريباً من معادلة دوبروي ثابت بلانك h ، فإنه يمكن كتابة هذه المعادلة على النحو التالي :

$$\Delta s \Delta x \approx h \times 0.14 \approx h \times 0.9$$

وهذه النتيجة تدعّم المعادلة ٢٣ : ٦٩ .

الحد الاعظم من التموضع
يتطلب الشرط التالي :

$$\frac{\Delta x}{x} \approx 1$$

ولأن انتشاراً في الزخم مقداره ١٠٪ «سحق» الرزمة الموجية wave packet من مدى غير متناه إلى مدى يزيد قليلاً على عشرة اطوال موجية، فمن المعقول أن نخمن أنه يلزمنا ازحام تتغير تقريباً بنسبة ١٠٠٪ لتضييق الرزمة إلى دورة واحدة . وهذا التخمين صحيح . فالحصص الاكبر يتطلب تراكب اطوال موجية (وازحام) ، لا تختلف عن بعضها بعضاً بأكثر من عامل مقداره ٢ . وتبين الدالة الموجية للالكترون في الشكل ٢٣ : ٢٣ (ب) مثل هذه الموجة المحصورة حصراً شديداً، والتي تكمل نصف دورة من الاهتزاز فقط . اما كون شكل هذه الدالة الموجية يختلف على نحو متميز عن شكل الموجة الجيبية النقية فيعكس حقيقة كون هذه الدالة الموجية قد رُكبت من اطوال موجية عديدة مختلفة .

لقد أثبت هذا البحث في تراكب الامواج نقطة اساسية، وهي أن مبدأ الارتياح

لهيزنبرج هو نتيجة تترتب على الطبيعة الموجية للجسيمات*. فهذا المبدأ لم يعد مبدأ غامضاً عميقاً، وهو في هذه الصيغة لا يقول أكثر أو أقل مما تقوله معادلة دوبروي التي تعطي الطول الموجي للجسيمات المادية. انّ الارتياح في القياس ينشأ بشكل أساسي عن لا قابلية الامواج للتموضع. فالجسيم الذي يكون في حالة محصورة له خليط من الازخام المختلفة، وكلما حُصرت الموجة بشكل أضيق زاد مدى الازخام التي تكونت منها.

* ٢٣ : ١٥ : معادلة شرودنجر : The Schrodinger Equation

لو أنّ الجسيمات تتحرك فقط في مناطق خالية من القوة بطاقة حركية ثابتة وبمقدار ثابت من الزخم، لما كان هنالك حاجة إلى معادلة موجية كوانتية، ولكانت إذا الدالة الموجية لكل جسيم موجة جيبية أو جيب تمامية وبطول موجي يُختار ليُطابق زخم الجسيم (٨ $\frac{h}{\lambda}$)، وبأصنافٍ للدالة تُعَيَّن، إن لزم الأمر، لمطابقة الشروط الحدية المناسبة، كما تم ذلك في حالة الجسيم في صندوق. إنّ الحاجة الى معادلة تتحكم بالدالة ψ تقوم عند اعتبار جسيم طاقة حركته وزخمه غير ثابتين ويتغيران استجابةً للقوى المؤثرة. وفي هذا الجزء سنقتصر على الجسيمات المتحركة في بعد واحد، وعلى القوى التي يمكن وصفها بدوال في الطاقة الوضعية.

تلتزم معادلة موجية للدالة ψ عندما يكون طح و χ متغيرين

لنراجع أولاً بعض المعادلات الصحيحة للزخم الثابت χ . تُعَيَّن معادلة دوبروي طولاً موجياً هو:

مراجعة خصائص موجة الجسيم الحر

$$\frac{h}{\lambda} = \chi$$

وتكون الدالة الموجية للجسيم دالة جيبية:

$$\psi = e^{i(kx + \chi t)} \quad (٢٣ : ٧١) \dots \dots \dots$$

حيث χ هو ثابت للطور، ويكون العدد الموجي k (من المعادلة ٢٣ : ١٥) كما يلي:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\chi}{h} = k$$

* الطلبة المطلعون على تحليل فورييه Fourier سيدركون صلة هذا النوع من التحليل بمسائل تراكب الامواج المتبرة هنا.

ونظراً للعلاقة بين λ و χ ، فمن الممكن التعبير عن العدد الموجي ببساطة بدلالة الزخم أو طاقة الحركة (انظر المعادلتين ٢٣ : ٥١ و ٢٣ : ٥٦):

$$\frac{\sqrt{2} \chi}{\hbar} = \frac{\chi}{\hbar} = k \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٧٢)$$

الطاقة الحركية الكبيرة تعين عدداً موجياً كبيراً k وطولاً موجياً صغيراً λ

وفي حالة الطاقات الحركية الكبيرة، يكون العدد الموجي كبيراً ويكون الطول الموجي صغيراً [الشكل ٢٣ : ٢٧ (أ)]، أما في حالة الطاقات الحركية الصغيرة فيكون العدد الموجي صغيراً، كما يكون الطول الموجي كبيراً [الشكل ٢٣ : ٢٧ (ب)].

دالة طاقة وضع من درجتين

ومن الطرق الممكنة لفهم الزخم المتغير اعتباراً دالة الطاقة الوضعية التي تفقر من قيمة إلى أخرى [الشكل ٢٣ : ٢٧ (ج)]. وفي إحدى المنطقتين الميشتين في الشكل المشار إليه، تكون الدالة الموجية كما يلي:

$$\psi = e^{-i(kx + \varphi)}$$

$$\frac{\sqrt{2} \chi}{\hbar} = \frac{\sqrt{2} \chi_1}{\hbar} = k_1 \quad \text{حيث } k_1 = \frac{\sqrt{2} \chi_1}{\hbar}$$

وفي المنطقة الأخرى، تكون الدالة الموجية على النحو التالي:

$$\psi = e^{-i(k_2 x + \varphi)}$$

$$\frac{\sqrt{2} \chi}{\hbar} = \frac{\sqrt{2} \chi_2}{\hbar} = k_2 \quad \text{حيث } k_2 = \frac{\sqrt{2} \chi_2}{\hbar}$$

ويمكن عند أي اختيارٍ للثابتين φ_1 و φ_2 ، ان نجدَ قيمًا للثابتين φ_1 و φ_2 تتسبب في جعل الدالة الموجية ومشتقتها الأولى متصلتين عند نقاط اتصال المنطقتين (الحد الفاصل بينهما).

ويمكن توسيع فكرة وصل أمواج جيبيّة مختلفة مع بعضها بعضاً لتشمل وضعاً يأخذ فيه الجهد (الطاقة الوضعية) درجات عديدة [الشكل ٢٣ : ٢٧ (د)]. ففي كل منطقة ضيقة كما في الشكل المشار إليه توجد قطعة صغيرة من الموجة الجيبية يتعين عددها الموجي بالمعادلة

دالة عديدة الدرجات؛ يجب وصل العديد من قطع الامواج الجيبية مع بعضها بعضا

٧٢: ٢٣ ، وتَتَّصِلُ بسلاسةٍ مع قطعَتَيِ الموجةِ الجيبِيَّةِ ذواتَيِ العددِ الموجيِّ المختلفِ في المنطقتَيْنِ المجاورَتَيْنِ. إِنَّ العمليَّةَ الفعليَّةَ لاختيارِ مقاديرِ وثوابتِ أطوارِ جميعِ قطعِ الموجاتِ الجيبِيَّةِ تلكَ من اجلِ الحصولِ على دالةٍ موجيةٍ واحدةٍ سلسةٍ لا هي عمليةٌ شاقَّةٌ حقاً. وعلى أيةِ حالٍ ، فليسَ لدينا رغبةٌ في عملِ ذلكِ. إِنَّ اهتمامنا الحقيقيَّ ينحصرُ في إيجادِ نهايةٍ لدرجاتِ الجهدِ العديدةِ بشكلٍ لا متناهٍ تصيرُ معها الكميةُ طو (س) دالةٌ للطاقةِ الوضعيَّةِ تتغيَّرُ تغيراً سلساً. فهل نستطيعُ أَنْ نطوِّرَ معادلةً تتحكَّمُ بالدالةِ ψ عندَ هذهِ النهايةِ؟ ثمةُ طريقةٌ سهلةٌ لعملِ ذلكِ. فإذا فاضلنا المعادلةَ ٢٣ : ٧١ مرتينِ بالنسبةِ إلى س فإننا نحصلُ على :

$$\frac{\psi^2}{2s} = k^2 \text{ ع جا } (k s + \varphi)$$

ويمكنُ كتابةُ هذهِ المعادلةِ كما يلي :

$$\frac{\psi^2}{2s} = k^2 \text{ ع جا } (k s + \varphi) \quad (٧٣: ٢٣) \dots\dots\dots$$

وبوضعِ قيمةِ k من المعادلةِ ٢٣ : ٧٢ في المعادلةِ أعلاه نحصلُ على الصيغةِ التالية :

$$\frac{\psi^2}{2s} = \frac{k^2}{2\hbar} \text{ ع طح } \psi \quad (٧٤: ٢٣) \dots\dots\dots$$

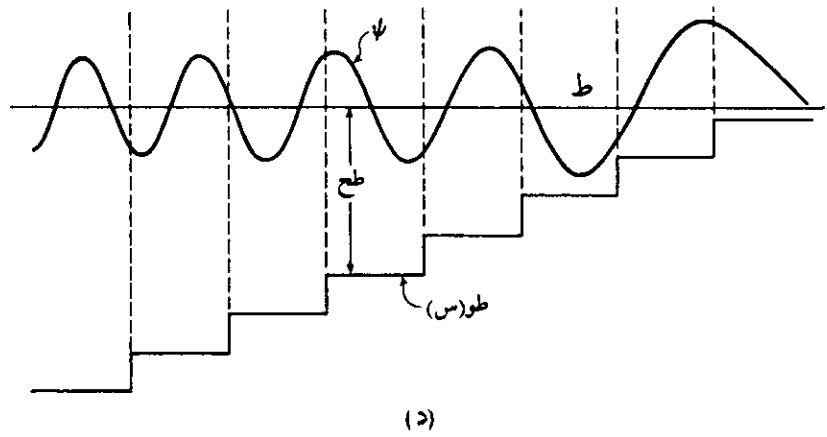
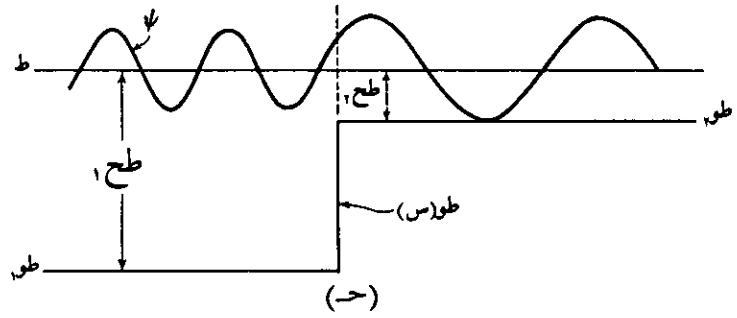
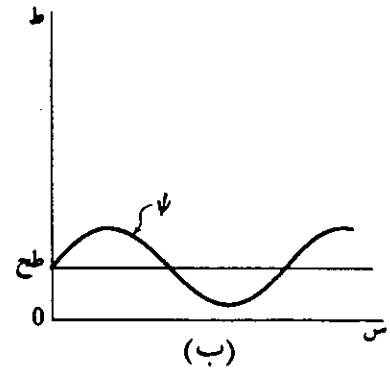
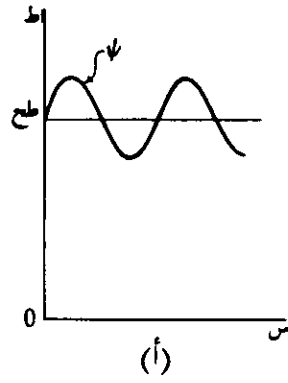
خصيصةٌ تفاضليَّةٌ لكلِ قطعةٍ موجيةٍ جيبية

ولدينا هنا معادلةً تفاضليَّةً للدالةِ الموجيةِ ψ لا تتضمَّنُ أيةَ إشارةٍ الى المقدارِ ع او ثابتِ الطورِ φ . وفي أيةِ منطقةٍ من المناطقِ كما تفيدُ هذهِ المعادلةُ يتناسبُ $\frac{\psi^2}{2s}$ مع ψ ، معَ تغيُّرِ ثابتِ التناسبِ من منطقةٍ إلى أخرى. وتكمنُ أهميةُ هذهِ المعادلةِ في أنها تعبرُ عن خصائصِ ψ عندَ كلِّ نقطةٍ بدلالةِ الطاقةِ الحركيةِ عندَ النقطةِ نفسها.

ولوصفِ الجسيماتِ المتحركةِ في بعدٍ واحدٍ والخاضعةِ لدالةٍ طاقةٍ وضعيَّةٍ طو (س) أيّاً كانت، نفترضُ صيغةَ المعادلةِ ٢٣ : ٧٤. ولأنَّ طح = ط - طو فيمكننا إعادةُ كتابةِ المعادلةِ المشارِ إليها بالصيغةِ التالية :

$$\frac{\psi^2}{2s} + \frac{k^2}{2\hbar} [\text{ط} - \text{طو (س)}] \psi = \text{صفر}$$

معادلةِ شرودنجر المستقلةِ زمنياً في بعدٍ واحدٍ



الشكل : ٢٣ : ٢٧ : (أ) طاقة حركية أكبر تعني طولاً موجياً أقصر . (ب) طاقة حركية أصغر تعني طولاً موجياً أطول . (ج) عند كل درجة من درجات الجهد - الطاقة تُعَبِّر الدالة الموجية طولها ، وقد تصل إلى قيمة عظمى أكبر في منطقة الطول الموجي الأطول (أي منطقة الطاقة الحركية الأقل) . (د) وفي حالة جهد من درجات عديدة ، تتألف الدالة الموجية من قطع عديدة من الامواج الجيبية التي تلاءم معاً للحفاظ على اتصال الدالة ψ والمشتقة $\frac{\psi}{\partial s}$

وهذه هي معادلة شرودنجر المستقلة زمنياً في بعد واحد time independent . أما تعميمها لتشمل الاعتماد على الزمن وعلى الأبعاد المكانية (الفراغية) الثلاثة فأمراً يترك للكتب المتقدمة . ومن الصيغ النافعة الأخرى لكتابة هذه المعادلة الصيغة التالية :

$$\text{صيغة مماثلة لمعادلة حفظ الطاقة:} \quad \text{طح} + \text{طو} = \text{ط} \quad \text{—} \quad \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \psi^2 = \psi^2 \quad \text{..... (٢٣ : ٧٦)}$$

ويمكن اعتبار معادلة شرودنجر هذه المماثلة الكوانتية لمعادلة حفظ الطاقة الكلاسيكية :

$$\text{طح} + \text{طو} = \text{ط}$$

ان المشتقة الثانية للموجة الكوانتية هي التي تتناسب مع الطاقة الحركية . ولذا ، ففي حالة طاقة حركية أكبر يكون تقوس الدالة الموجية أكبر (وبدقة أكثر ، تكون النسبة $\psi^2 / (\psi^2)_{\text{وس}}$ أكبر) . ويتضح هذا من الشكل ٢٣ : ٢٧ .

انّ لون التفكير الذي عرضناه هنا يجب اعتباره حجةً للاقناع لا اشتقاقاً رياضياً . وقد كان تفكير شرودنجر الاصليّ مشابهاً للون تفكيرنا هذا ، مع انه اختلف عما قدمناه هنا . إن شرودنجر استبدل بمعادلة دوبروي الجبرية الصالحة لطول موجي ثابت معادلة تفاضلية صالحة لطول موجي متغير على نحو متصل . وعلى أية حال ، فإن اختبار هذه المعادلة لا يكمن في منطق اشتقاقها ، بل في التوافق بين تنبؤاتها والتجربة العلمية .

* مناقشة معادلة شرودنجر : Discussion of the Schrodinger Equation

الطول الموجي والعدد الموجي مفهومان يبدو أنّ لهما معنى فقط في حالة موجة تعمل اهتزازة واحدة أو أكثر ، ومع ذلك فإنه يمكن تعريفهما في أية منطقة متناهية في الصغر ، ولأية موجة من أي شكل . إنّ جعل مفهوم العدد الموجي مفهوماً ذا معنى في عالم الأبعاد الصغيرة هو ، في الواقع ، ما تفعله معادلة شرودنجر . فهذه المعادلة تقتبس تعريف دوبروي للعدد الموجي k (المعادلة ٢٣ : ٧٢) ، وتستخدمه عند نقطة ما . فالقول إنّ الدالة الموجية ، كالمبينة في الشكل ٢٣ : ٢٨ ، لها عدد موجي (أو طول موجي) عند نقطة معينة يكفي القول

معادلة شرودنجر تعطي معنى لكل من k و λ في المنطقة المتناهية في الصغر

إنه إذا تَمَّتْ مطابقة موجة جيبية للدالة الموجية عند تلك النقطة، (بحيث يكون لها نفس قيم ψ ، $\frac{\psi^2}{2s}$ ، و $\frac{\psi^2}{2h}$)، فإن الموجة الجيبية سوف يكون لها عدد موجي يُعطى بالمعادلة ٢٣ : ٧٢ أو يكون لها طول موجي يُعطى بما يلي :

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda} = \lambda \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٧٧)$$

وهكذا، فمعادلة شروندجر تضم معاً عدداً غير متناهٍ من أمواج دوبروي المتناهية في الصغر في دالة موجية واحدة سلسة، تختلف في مجملها عن الموجة الجيبية اختلافاً كبيراً.

ولزيد من التبصّر في معادلة شروندجر، نعتبر دور الطاقة الحركية في تعيين تقوس الدالة الموجية curvature . ويمكن كتابة المعادلة ٢٣ : ٧٤ بالشكل التالي :

$$\frac{\left(\frac{\psi^2}{2s}\right)}{\psi} - \frac{\frac{\psi^2}{2h}}{\psi} = \frac{\psi^2}{2h} - \frac{\psi^2}{2h} (\text{ط} - \text{طو})$$

وفي حالة الطاقة الحركية الموجية، يكون الطرف اليسر في هذه المعادلة سالباً؛ ولذا فإن ψ ومشتقتها الثانية تكونان مختلفتين في الإشارة :

$$\psi < 0, \frac{\psi^2}{2s} > 0 \text{ : التقوس صوب المحور}$$

$$\psi > 0, \frac{\psi^2}{2s} < 0 \text{ : التقوس صوب المحور}$$

وسواءً أكانت ψ موجبة أم سالبة، فإن تقوسها يميل إلى حنيها صوب المحور. ويوضح هذا السلوك بالجزء الاهتزازي من الدالة الموجية في الشكل ٢٣ : ٢٩ وفي عددٍ من الاشكال السابقة. وتسمح معادلة شروندجر بإمكان آخرٍ مثير، وهو أن الدالة الموجية يمكن أن تخترق منطقة ممنوعة كلاسيكياً ذات طاقة حركية سالبة. وتظهر هذه الظاهرة على يمين النقطة ب في الشكل ٢٣ : ٢٩. وتُعرف النقطة ب التي تُسمّى بنقطة الانعطاف الكلاسيكية بالمعادلة $\text{ط} = \text{طو}$ أو بالمعادلة $\text{ط} = \text{صفر}$ ، وهذه النقطة من ناحية كلاسيكية هي نهاية الحركة. ومن ناحية الميكانيك الكوانتية، فللجسيم احتمال معين بأن يوجد في أي مكان جهة اليمين

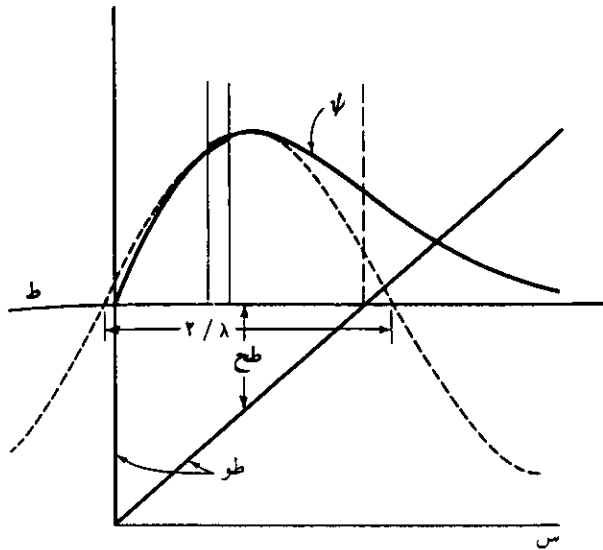
تقوس ψ عندما تكون $\text{ط} < 0$
صفر (أي في المنطقة المسموح بها
من ناحية كلاسيكية)

(يمين النقطة ب)، ولكن هذا الاحتمال يتناقص بسرعة لقيم s التي تزيد على قيمة $s_b: s < s_b$. وفي هذه المنطقة من الطاقة الحركية السالبة تنحني الدالة الموجية مبتعدة عن المحور:

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi < \text{صفر} , \frac{\psi^2}{s} < \text{صفر} \\ \psi > \text{صفر} , \frac{\psi^2}{s} > \text{صفر} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{التقوس بعيداً} \\ \text{عن المحور} \end{array}$$

تقوس ψ عندما تكون طح $>$
صفر (اي في منطقة ممنوعة كلاسيكياً)

وتغير المشتقة الثانية للدالة ψ إشارتها عند نقطة الانعطاف الكلاسيكية*.



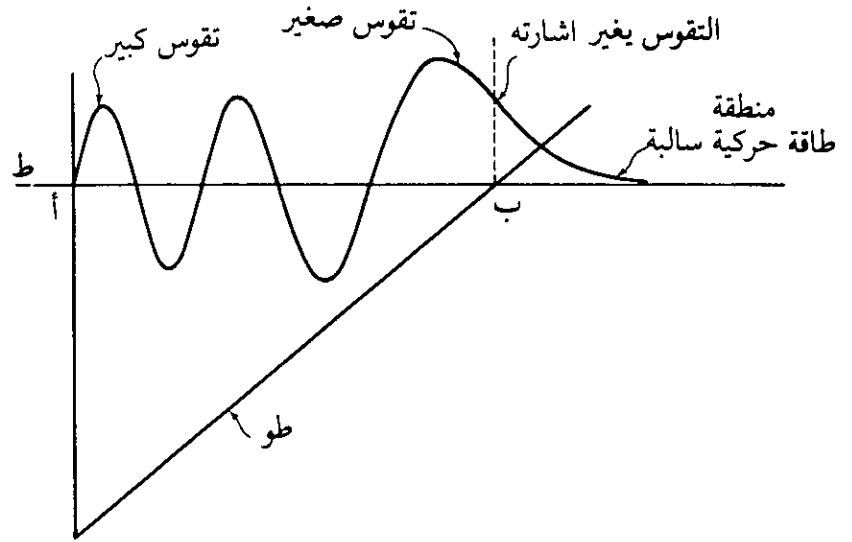
الشكل ٢٣ : ٢٨ : عرض بياني لمعنى الطول الموجي للدالة الموجية لجسيم موضوع في جهد غير ثابت. الموجة الجيبية المطابقة لقطعة صغيرة من ψ لها طول موجي يُعطى بالمعادلة ٢٣ : ٧٧ وعددموجي يُعطى بالمعادلة ٢٣ : ٧٢.

وتُسمى معادلة شرودنجر بمعادلة القيمة المميزة eigenvalue equation * . ويُقصد بذلك أن هذه المعادلة لا تكون لها حلول مقبولة فيزيائياً (بمعنى ، مثلاً ، أنها تُعطي احتمالات

فكرة القيمة المميزة

* ان السبب وراء انحناء الدالة الموجية في الشكل ٢٣ : ٢٣ (ب) بعيداً عن المحور لكل قيم s يكمن في أن هذه الدالة ليست دالة موجية ذات بعد واحد ، بل هي مقطع عرضي من دالة موجية ثلاثية الابعاد ، حيث تختلف معادلة شرودنجر لها اختلافاً طفيفاً عن معادلة البعد الواحد .

* كلمة eigenvalue كلمة نصفها الماني والنصف الآخر إنجليزي ، وترجم أحياناً الى القيمة المميزة او القيمة الصحيحة .



الشكل ٢٣ : ٢٩ : عندما تتناقص الطاقة الحركية لجسيم يتناقص تقوس الدالة الموجية . وعند نقطة الانعطاف الكلاسيكية ب حيث طح = صفر، يُغيّر التقوس إشارته، وتنفذ الموجة إلى المنطقة الممنوعة كلاسيكياً.

فكرة القيمة المميزة

لا تتغير بشكل منقطع ولا تصير غير محدودة) إلّا لقيم محدودة من معلم (بارامتر) الطاقة ط . وباعتبار مسائل الحالة المقيدة أو المربوطة bound - state لا تنتج هذه المعادلة حلولاً مقبولة إلا عندما تأخذ الطاقة ط مجموعة منفصلة من القيم ؛ ولذا فالقيود المفروضة على الدالة الموجية تُفضي إلى تكميم الطاقة . أما معنى خصيصية القيمة المميزة هذه فسيوضح في مناقشتنا للهزاز التوافقي harmonic oscillator بعد قليل .

* الجسيم الحر : A free particle

إن أبسط تطبيق لمعادلة شرودنجر هو على الجسيم الحر . في المعادلة ٢٣ : ٧٤ ، طح ثابتة ؛ ولذا تجربنا المعادلة التفاضلية أن $\frac{\psi^2}{\psi}$ تتناسب مع $(-\psi)$. وهذا التناسب تناسب مألوف عندنا الآن، ولا نفي به إلّا الدوال الجيبية وجيب التمامية . وإذا وضعنا :

$$\psi = e^{ikx}$$

كحل في المعادلة ٢٣ : ٧٤ ، فإننا نحصل على :

$$-k^2 e^{ikx} = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} e^{ikx}$$

وهذه المساواة تتحقق إذا كان :

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = k^2$$

وتكافئ هذه المعادلة الأخيرة المعادلة ٢٣ : ٧٢ ، كما تكافئ بالطبع معادلة دوبروي $\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\hbar k}$ وبوجه أعم ، فإن أحد حلول المعادلة ٢٣ : ٧٤ عندما يكون k ثابتاً هو :

$$\psi = e^{-\frac{1}{2} k x^2} \quad \text{ع جا } k \text{ س} + \text{ع جتا } k \text{ س} \quad \text{الدالة الموجية لجسيم حر} \quad (٧٨ : ٢٣) \dots\dots\dots$$

* الجسيم الموضوع في جهد هزاز توافقي :

A particle in a harmonic - oscillator potential

تكون الطاقة الوضعية (من الجزء ١٠ : ٨) لجسيم يخضع لقوة مُرجعة تتناسب مع إزاحته (ق ر = $k x$ س) على النحو التالي :

$$F = -kx$$

ومن الملائم أن نعبر عن (طو) بدلالة التواتر الزاوي الكلاسيكي لهزاز (مهتن) توافقي (المعادلة ٧ : ٣٢) :

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

وبدلالة الثابت ω ، تكون طاقة الوضع كما يلي :

$$U = \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \quad \text{طو} = \frac{1}{2} k x^2 \text{ س}^2 \quad (٧٩ : ٢٣) \dots\dots\dots$$

حُثْ ك هي كتلة الجسيم . وباعتبار مثال الحركة هذا ، تأخذ معادلة شرودنجر (المعادلة ٢٣ : ٧٥) الصيغة التالية :

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \right) \psi = 0 \quad \text{ع} = \text{صفر} \quad (٨٠ : ٢٣) \dots\dots\dots$$

معادلة شرودنجر لجسيم موضوع في جهد هزاز توافقي

ان الطرق العامة لايجاد حلول لهذه المعادلة التفاضلية هي فوق مستوى هذا الكتاب . ولذا سنستخدم هنا فقط طريقة التخمين الذكي ، وسنبين أن الدالة الموجية التالية :

$$\psi = e^{-\frac{1}{2} \alpha x^2} \quad \text{ع} = \alpha - \text{و} \text{ س}^2 \quad (٨١ : ٢٣) \dots\dots\dots$$

حل تجريبي

هي حل عند الاختيار الملائم للقيمتين α و ط . المشتقة الأولى لهذه الدالة هي :

$$\frac{d\psi}{dx} = -\alpha x \psi$$

والمشتقة الثانية هي :

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \alpha^2 x^2 \psi - \alpha \psi$$

وبوضع القيمة الأخيرة هذه في المعادلة ٢٣ : ٨٠ نحصل على :

$$\psi = \left\{ \left[\frac{\omega}{\hbar} \right] \sin^2 \left[\frac{\omega}{\hbar} \right] + \left[\frac{\omega}{\hbar} \right] \cos^2 \left[\frac{\omega}{\hbar} \right] \right\} \quad (٢٣ : ٨٠)$$

وحتى تتحقق هذه المعادلة لجميع قيم ω ، فيجب أن يساوي مجموع الحدود الثابتة والحدود المتناسبة مع ω كل على حدة صفراً. ويعني ذلك أن :

$$\frac{\omega}{\hbar} = \alpha \quad (٢٣ : ٨٢)$$

$$\left(\frac{\omega}{\hbar} \right)^2 = \alpha^2 \quad (٢٣ : ٨٣)$$

وهاتان المعادلتان الجبريتان البسيطتان تعينان α و ω . ومن المعادلة ٢٣ : ٨٣، نجد أن :

$$\frac{\omega}{\hbar} = \alpha$$

ومن المعادلة ٢٣ : ٨٢، نجد أن :

$$\omega \hbar = \frac{1}{\alpha} \quad (٢٣ : ٨٤)$$

القيمة المميزة للحالة الأرضية

ومع أننا لم نثبت ذلك بعد، إلا أن هذه القيمة هي طاقة الحالة الأوطى (الأرضية) للهزاز التوافقي أي طاقة النقطة الصفرية. والدالة الموجية المصاحبة لها هي :

الدالة الموجية للحالة الأرضية

$$\psi = \psi_0 - \left(\frac{\omega}{\hbar} \right) \sin^2 \left(\frac{\omega}{\hbar} \right) \quad (٢٣ : ٨٥)$$

وهذا هو مجرد حل واحد للمعادلة ٢٣ : ٨٠. أما الحلول الأخرى، والتي هي أعقد في شكلها بعض الشيء، فتصف الحالات المهيجة excited states. ويظهر الشكل ٢٣ : ٣٠ (أ) رسماً طاقياً ورسماً للدالة ψ في الحالة الأرضية محملاً عليه.

وبهذه هنا أن نعبّر عن الدالة الموجية أيضاً بدلالة المسافة x ، أي احداثي نقطة الانعطاف الكلاسيكية [الشكل ٢٣ : ٣٠ (أ)]. ويمكن كتابة الشرط : $\omega \hbar = \frac{1}{\alpha}$ الذي يُعَيِّن هذه النقطة كما يلي :

$$\omega \hbar = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \quad (٢٣ : ٣٠)$$

* المعامل α الذي يتعين بشرط تساوي الاحتمال الكلي لواحد صحيح : $\int_{-\infty}^{+\infty} \psi^2 dx = 1$ له القيمة التالية : $\alpha = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{\hbar} \right)$

ولذلك يكونُ :

$$\sqrt{\frac{\hbar}{\omega}} = \lambda \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٨٦)$$

وبدلالة أ، تكونُ الدالة الموجيةُ في المعادلةِ ٢٣ : ٨٥ على النحو التالي :

$$\psi = e^{-\frac{1}{\lambda}(x-x_0)} \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٨٧)$$

وانه لا مَرُ بسيطٌ ان نتحقق من أن $\frac{\psi^2}{\omega} = \text{صفر عند } s = \pm \lambda$ ، تماماً كما ينبغي لها أن تكون .

ان حقيقة أن الدالة المجربة في المعادلة ٢٣ : ٨١ هي حل لمعادلة شرودنجر لقيمة معينة فقط من الطاقة ط تشير إلى شرط القيمة المميزة . ويظهر دليل إضافي على هذه الفكرة في الشكل ٢٣ : ٣٠ (ب) . أن الدوال الموجية المرسومة هناك تم الحصول عليها بطريقة عديدة . وعندما تقل ط قليلاً عن $\frac{1}{\lambda}$ ، تقترب ψ من ما لا نهاية عند قيم s الكبيرة ، أما عندما تزيد قيم ط قليلاً على $\frac{1}{\lambda}$ فإن ψ تقترب من ∞ عند قيم s الكبيرة ، ولا تقترب الدالة الموجية من الصفر إلا عند القيمة المضبوطة ط = $\frac{1}{\lambda}$. أن كلاً من هذه الدوال الثلاث هو من ناحية رياضية حل مقبول لمعادلة شرودنجر ، بيد أن حلاً واحداً منها هو فقط حل مقبول فيزيائياً . وعندما $\psi \rightarrow \pm \infty$ ، فإن الاحتمال يصير ما لا نهاية عند النقاط البعيدة من مركز الجهد ، وهو وضع لا معنى له فيزيائياً . وفي الحقيقة تختار الطبيعة فقط تلك الطاقات التي تقترب عندها ψ من الصفر في المنطقة الممنوعة كلاسيكياً . وأما بالنسبة الى الجسم في الصندوق المثالي ذي الجدران غير القابلة للاختراق ، فإن شرطاً حدياً واحداً يكفي لتكميم الطاقة .

سلوك الدالة الموجية عند قيم s الكبيرة يحدد الطاقات المسموح بها فيزيائياً

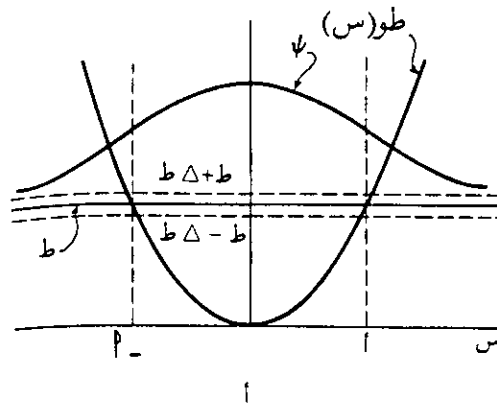
إن طيف الطاقات المسموح بها للهزاز التوافقي هو بشكل خاص طيف بسيط ، وهو :

$$E_n = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٨٨)$$

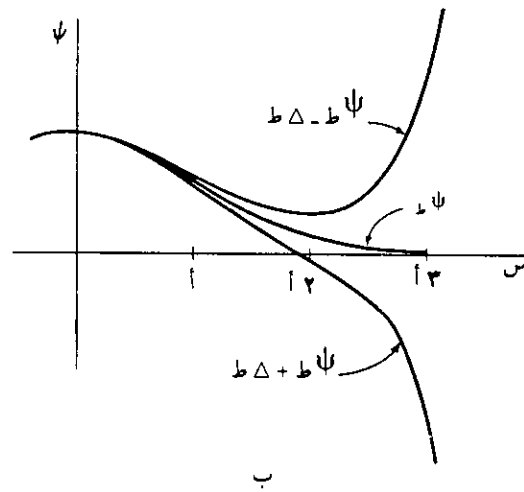
طاقات الحالات المهيجة تتباعد بالتساوي عن بعضها بعضاً

وهذه الطاقات تبعد عن بعضها بعضاً بالتساوي بمقدار يساوي :

$$\Delta E = \hbar \omega \quad \dots\dots\dots (٢٣ : ٨٩)$$



الشكل ٣٠ : ٣٠ : (أ) الدالة الموجية للحالة الأرضية للهزاز التوافقي مُحملة على رسم للطاقة . (ب) حلان لمعادلة شرودنجر عندما تكون ط أقل بقليل من $\frac{1}{2} \hbar \omega$ يقارنان بالحل المقبول فيزيائيا عندما $\frac{1}{2} \hbar \omega$. وتسمى قيمة ط التي تنتج حلا له معنى من ناحية فيزيائية قيمة مميزة .



ويظهر هذا الطيف وبعض الدوال الموجية المصاحبة له في الشكل ٣١ : ٣٠ . ومن الملاحظ المثيرة للهزاز أنه إذا عمل الجسم طفرة كوانتية من حالة ما الى الحالة التالية الأوطى منها فإن تواتر الفوتون المشع يكون نفس تواتر الاهتزاز الميكانيكي . فمن ناحية كلاسيكية ، يتحرك الجسم في جهد هزاز بتواتر لا يعتمد على الطاقة مقداره :

$$\sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{\omega}{2\pi} = \nu$$

أما تواتر الفوتون المشع فتحكمه المعادلة التالية :

$$\Delta \epsilon = h\nu$$

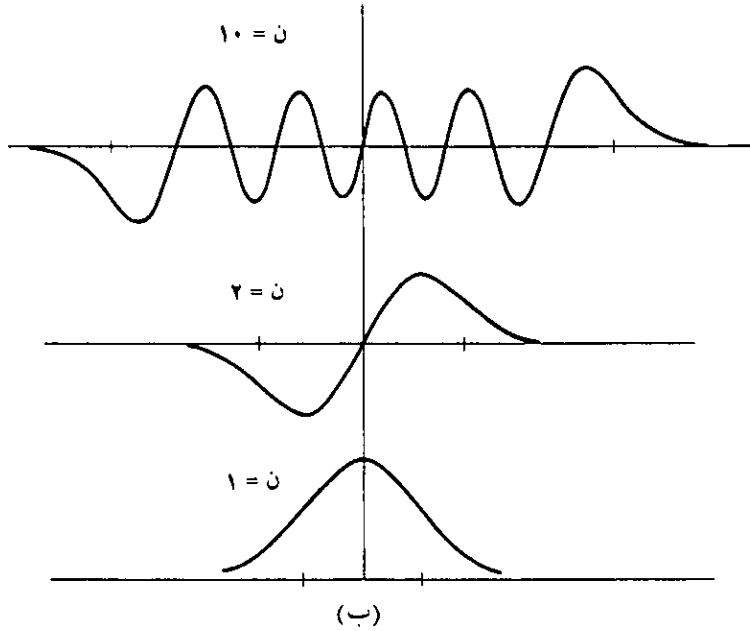
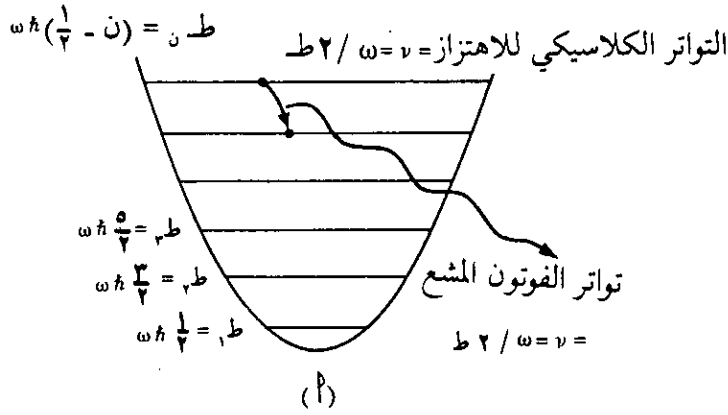
ولأن $\Delta \epsilon = \hbar \omega = h\nu$ ، فإنه يكون لدينا :

ملصح خاص للهزاز التوافقي:
التواتر المشع = التواتر الميكانيكي

$$\nu = \nu_0$$

(٩٠ : ٢٣)

وهذه النتيجة الكوانتية كانت معروفة للهزاز التوافقي قبل البحث الذي قام به بور في ذرة الهيدروجين (مع أن الوصف الموجي للهزاز أتى بعد ذلك). إن البساطة الفعلية لهذه النتيجة وتوافقها كذلك مع النظرية الكلاسيكية قد يكونان هما اللذان أخرّا بالفعل فهم البنية الذرية. وقبل بور، لم يفكر أحد بالتححرر من شرط المعادلة ٢٣ : ٩٠. فهذه المعادلة تصح بشكل عام للأنظمة بشكل تقريبي فقط في حالة الاعداد الكوانتية الكبيرة، حيث يمكن عندها تطبيق مبدأ التناظر.



الشكل ٢٣ : ٣١ : (أ) طيف مستويات الطاقة المتباعدة بالتساوي للهزاز التوافقي . (ب) الدوال الموجية للحالات الأولى والثانية والعاشرة . العلامات على المحاور الأفقية تُبين نقاط الانعطاف الكلاسيكية.

خلاصة الأفكار والتعريفات

□ الميكانيك الكوانتية هي من ناحية أساسية نظرية العالم دون المجهرى .

□ أدخلت الميكانيك الكوانتية مثل النسبية أفكاراً على خلاف مع الفطرة السليمة والفيزياء الكلاسيكية . وهذه الأفكار تشمل: (١) حبيبة المتغيرات الفيزيائية ، (٢) الاحتمال الأساسي ، (٣) فناء المادة وخلقها ، (٤) متنوية الموجة - الجسيم ، (٥) تراكب الحالات الكوانتية ، و(٦) مبدأ الارتباب .

□ الفوتون جسيم بلا كتلة ولا شحنة ، وله وحدة غزل كوانتية واحدة ، وطاقة تُعطى بالمعادلة :

$$ط = h \nu = \frac{ch}{\lambda} \quad k c \hbar = \frac{ch}{\lambda}$$

□ المفعول الكهروضوئي أو الظاهرة الكهروضوئية (أي قذف الالكترونات من سطح الجامد بالاشعاع) يُدْعَمُ فكرة الفوتون ، ويُهيء طريقة لقياس e/h (المعادلة ٢٣ : ٤) .

□ يوضح الفوتون من خلال عمليتي ابتعانه وامتصاصه وكم (كوانتم) طاقته ومن خلال حيوده وتداخله معظم أفكار الميكانيك الكوانتية الاساسية .

□ عيّن ج. ج. طومسون لأول مرة هوية الالكترون من طريق نسبة الشحنة إلى الكتلة للاشعة المهبطية ومن طريق أخرى أيضاً .

□ قيسَت شحنة الالكترون بدقة لأول مرة من قبل روبرت ميليكان في تجربة عوّرت فيها القوة الكهربائية على قطيرات الزيت المشحونة بقوتَي الجاذبية وانجرار الهواء الاحتكاكي .

□ للطيف الخطية فائدة لأنها تُعيّن هوية الذرات بشكل متفرد . وفي القرن التاسع عشر أُخذت الخطوط الطيفية لتدل على أنّ للذرات تواترات مميزة من الاهتزاز (اي أنماطاً اهتزازية نظامية) .

□ يوصف الهيدروجين بمعادلة بالمر المُعمّمة التالية :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots (٢٣ : ١٤)$$

□ تُسمّى المتسلسلات الأولى في طيف الهيدروجين بمتسلسلة ليمان (ن=١) ، ومتسلسلة بالمر (ن=٢) ، ومتسلسلة باشر (ن=٣) ، ومتسلسلة براك (ن=٤) .

□ في سعيه لتفسير طيف الهيدروجين
بدلالة ذرة رذرفورد النووية، افترض نيلز
بور أن:

(٢) الاشعاعُ يُبْعَثُ بطفراتِ كوانتيةٍ فجائيةٍ بينَ الحالاتِ المستقرةِ .

(٤) النتائج الكوانتية يجب أن تتوافق مع النتائج الكلاسيكية (مبدأ التناظر) عندما تكون التغيرات الكسرية في المتغيرات الكوانتية صغيرة.

(٣٥:٢٣) ... $\frac{e_{\theta}}{c^2 h^2} \left(\frac{1}{\mu} \right) = \infty_R$
والكمية ∞_R هي نفس هذه القيمة، إلا
أن الكتلة المختزلة μ تُستبدل بالكتلة
التي.

□ الطاقة الرابطة لذرة الهيدروجين هي :

$$\frac{1}{\tau_0} \frac{e\mu}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega} \right) = \frac{\hbar \omega}{\tau_0} = \text{طر}$$

□ يُعْطَى نَصْفُ قَطْرِ الْإِلِكْتُرُونِ فِي مَدَارِ
بُورِ الدَّائِرِيِّ وَسُرْعَتُهُ وَزَخْمُهُ الزَّائِغُ
بِالْمَعَادِلَاتِ التَّالِيَةِ :

$$N = \frac{N}{e} = \frac{N}{e} = \frac{N}{e}$$

$$\frac{\alpha}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{h}{ch} \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{h}{c}$$

(१७:२३) $\hbar \dot{\phi} = L$

□ عَيْنَ دوبروي طوْلًا موجياً مقدارُه :

$$\frac{h}{\lambda} = \lambda$$

لجميع الجسيمات المادية وكذلك للفوتونات. وقد حَقَّقَتْ تجاربُ حيود الإلكترون هذه المعادلة.

□ يمكن ان تُستخدَم معادلة دوبروي أيضاً للربط بين العدد الموجي من جهة

والزخم والطاقة من جهة أخرى:

$$\frac{2\sqrt{K}}{h} = \frac{X}{h} = k \quad \dots (٧٢: ٢٣)$$

□ توفر موجة دوبروي من خلال الشرط:

٢ ط نق = ن ٨ تفسيراً جُزئياً لمدارات بور المكممة.

□ الدالة الموجية لجسيم حر هي موجة جيبية أو جيب تمامية مثل:

$$\psi = e^{ikx} \dots \dots \dots (٥٤: ٢٣)$$

□ يُعطى احتمال الموضع (لوحة المسافة في البعد الواحد او لوحدة الحجم في الابعاد الثلاثة) بالمعادلة التالية:

$$\text{حت} \sim |\psi|^2 \dots \dots \dots (٥٥: ٢٣)$$

وَتُسَبَدَلُ بالتناسب المساواة اذا سُويَتْ ψ لجعل الاحتمال الكلي يساوي واحداً صحيحاً.

□ الشرطان الحديان لجسيم بَيَّنْ

جدارَيْنِ صُلْبَيْنِ، هما: $\psi = 0$ صفر عند كلا الجدارين. ونتيجة لذلك، تُكَمَّمُ الطاقة، وتُعطى بالمعادلة التالية:

$$\text{طح} = \frac{h^2}{8mL^2} n^2 \dots \dots \dots (٥٩: ٢٣)$$

□ لِكُلِّ نظامٍ محصورٍ في الفراغ طاقة نقطة صفرية محدودة عندما يكون في حالته الاوطى.

□ يمكن عَزُو الحجم المحدود للذرة إلى لا قابلية تَمَوُّضٍ دالتها الموجية. وتعمل طاقة النقطة الصفرية كأثرٍ منفِرٍ (رادٍ) يقاوم الجُهدَ الجاذب.

□ الدالة الموجية مماثلةٌ للازاحة الكلاسيكية أو المجال الكلاسيكي، ولكنها ليست كمية قابلة للملاحظة.

□ الدَوَالُ الموجية، وليس الاحتمالات الكوانتية، هي التي تُجْمَعُ. وإذا كانت $\psi = \psi_1 + \psi_2$ ، وَجَبَ وصفُ الجسيم على أنه موجودٌ في حالتين في وقتٍ واحدٍ.

□ احدى صيغ مبدأ الارتباب هي:

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{4\pi} \dots \dots (٦٨: ٢٣)$$

ويمكن تقريبها في كثير من الاحيان كما يلي:

$$\Delta x \Delta p \approx h$$

□ أحد التفسيرات لمبدأ الارتباب هو: للحصول على تَمَوُّضٍ جُزئِيٍّ للموجة، يَجِبُ خَلْطُ اطوالٍ موجية مختلفة وبالتالي ازحامٍ مختلفة.

□ تُبْنَى معادلة شرودنجر على فَرَضٍ هو أن الخاصية التفاضلية للمواج

الجيبية: $\frac{\psi^2}{\omega s} = k - \psi^2$ تصح عند كل نقطة سواء أكانت قيم ك متغيرة أم ثابتة.

الحدية الطاقة ط (القيمة المميزة) بقيم منقطعة (منفصلة).

□ معادلة شرودنجر المستقلة زمنياً لجسيم يتحرك في بُعد واحد ويتأثر بطاقة وضعية طوهي:

□ طاقات الجسيم في جهد هزاز توافقي هي:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\psi''}{\psi} = \psi(s) + \frac{\psi^2}{\omega s} = \psi$$

(٧٦: ٢٣)

□ الدالة الموجية لجسيم في حالته الارضية هي:

□ يُقيد متطلب وفاء ψ ببعض الشروط

$$\psi = \psi_0 \exp(-i\omega t) \quad (٨٥: ٢٣) \quad \dots \dots$$

الاسئلة:

الجزء ٢٣: ١

س ٢٣: ١: بحسب ما نعرفه الآن، سم متغيراً فيزيائياً واحداً قابلاً للقسمه بشكل غير متناهٍ وحرراً من الحبيبية. تأمل بايجاز شديد في التغير الممكن الذي قد يتطراً على نظرتنا إلى الطبيعة اذا ما ثبت فيها بعد أن هذا المتغير حبيبي.

س ٢٣: ٢: بالمقياس الفلكي، تُعتبر واحداث (وحدات) المادة في النظام الشمسي منفصلة او حبيبية (الشمس، الكواكب، الاقمار، الخ). وعند النظر إليها من قرب شديد، تبدو كل واحدة منها قابلة للانقسام بشكل غير متناه. وباستمرار النظر إليها بقرب أكبر (على المستوى الفردي) يجد المرء الحبيبية كذلك. فهل يعني هذا أن صيغة معينة من النظرية الكوانتية تحكم الميدان

الفلكي كما تحكّم الميدان الذري؟ من أية ناحية تختلف الحبيبة الفلكية عن الحبيبة الذرية؟ .

الجزء ٢: ٢٣

س ٢٣: ٣: من أية نواحٍ يخرق الفوتون باعتباره جسيماً قوانين ميكانيك نيوتن؟ .

س ٢٣: ٤: في تجارب المفعول الكهروضوئي (الظاهرة الكهروضوئية) ما الذي يحدث إذا: (أ) صارت شدة الضوء الساقط مثلي ما كانت عليه. (ب) صار تواتر الضوء الساقط مثلي ما كان عليه؟ كيف يُدعم كل من هذين التغيرين النظرية الفوتونية للضوء؟ .

س ٢٣: ٥: كلا ظاهرتي الكهروضوئية وكومتون تنطوي على تفاعل فوتون مع الكترون. من أية ناحية تختلف هاتان العمليتان؟ .

س ٢٣: ٦: في كل من الحالات التالية، أيهما أكثر بروزاً: الجانب الموجي أم الجانب الجسيمي للضوء: (أ) المفعول الكهروضوئي (ب) ظاهرة كومتون (ج) الحيود و(د) ابتعاث الضوء من الذرة؟ .

س ٢٣: ٧: ناقش حفظ الزخم في المفعول الكهروضوئي (الظاهرة الكهروضوئية). (لاحظ في الشكل ٢: ٢٣ أن اتجاه الفوتونات الساقطة يختلف عن اتجاه الإلكترونات المتباعدة). (انظر أيضاً المسألة ٢٣: ١).

س ٢٣: ٨: يؤيد العديد من الظواهر عدا المفعول الكهروضوئي النظرية الفوتونية للضوء. اذكر ظاهرتين منها تحدثان إما طبيعياً أو تُستحثان بالتجربة. كيف توفر كل من هاتين الظاهرتين الدليل على الفوتون؟ .

س ٢٣: ٩: إذا حدث المفعول الكهروضوئي (الظاهرة الكهروضوئية) في غاز بدل حدوده على سطح جامد، فهل يوجد في هذه الحالة تواتر خرج لا تتولد على تواتر أقل منه أية إلكترونات ضوئية؟ .

س ٢٣: ١٠: من بين المشكلات الفنية التي واجهت مطوري التليفزيون الملون كانت مشكلة تصميم أنبوب الصورة (الكاميرا) للجزء الأحمر من الصورة، لماذا كان الأنبوب الأحمر تحدياً فنياً فاق في صعوبته تحدي بناء الأنبوب الأخضر أو الأنبوب الأزرق؟ .

س ٢٣: ١١: ابحث في مرجع خارجي عن مصطلح «جهد التماس»، وفسر معناه.

س ٢٣: ١٢ اعطِ سبباً لتوهج الغاز الذي يشغل الحيز بين مرطبين على فرق جهد ثابت إذا كان ذا ضغط منخفض ، وعدم توهجه إذا كان ذا ضغط جوي عادي .
 س ٢٣: ١٣ في أنبوب انفراغ (تفريغ) الغاز، يبعث المهبط الالكترونات . لماذا لا يبعث المصعد البروتونات او الجسيمات المشحونة الأخرى؟ .
 س ٢٣: ١٤ ذكّر بعد المعادلة ٢٣: ٧ أن نسبة الشحنة الى الكتلة للالكترون «كبيرة» . فسر بعناية ما الذي يعنيه هذا القول .

س ٢٣: ١٥ في تنفيذ تجاربه لتعيين e/h ك للالكترونات ، استخدم طومسون جهوداً مسارعة من ٢٠٠٠ الى ٣٠٠٠٠ فولت . هل أثرت ظواهر النسبية التي كانت غير معروفة لطومسون بشكل بارز في نتائج أي من تجاربه؟ فسر ذلك .
 س ٢٣: ١٦ اعطِ سبباً واحداً أو أكثر يوضح لم يُستخدم الحرف المغناطيسي وليس الحرف الكهربائي في توجيه الحزمة الالكترونية في أنبوب التليفزيون [انظر الشكل ٢٣: ٥ (هـ)] .

(قد يكون من المعين لك الرجوع الى موسوعة مناسبة أو أي مرجع خارجي آخر) .

س ٢٣: ١٧ هل يمكن إجراء تجربة قطرة الزيت للميكانيكا في الخلاء التام؟ .
 س ٢٣: ١٨ يمكن قسّر نظام كلاسيكي له مجموعة منفصلة من تواترات الاهتزاز الطبيعية على الاهتزاز في مدى متصل من التواترات . وضّح هذه النقطة بمثال بسيط .

س ٢٣: ١٩ يبعث الهيدروجين في أنبوب انفراغ (تفريغ) غازي طيفاً خطياً في المنطقة المرئية . وبعث الهيدروجين المتأين على سطح الشمس طيفاً متصلاً في المنطقة المرئية . ما الذي يفسّر هذا الاختلاف؟

س ٢٣: ٢٠ (١) يمر ضوء من مصدر متوهج عبر بخار الصوديوم ، ثم يُفحص بكاشف الطيف . ما مظهر الطيف؟ (٢) يُطفأ المصدر المتوهج ، ويُسخن بخار الصوديوم حتى التوهج . كيف يختلف طيف بخار الصوديوم المتوهج عن الطيف المشاهد سابقاً؟

س ٢٣: ٢١ اعطِ السبب العملي الذي جعل متسلسلة بالمر أول متسلسلة من بين المتسلسلات العديدة التي يبعثها الهيدروجين يتم تعيينها وقياسها .

س ٢٢: ٢٣ يَسْرُدُ جدولُ ما الاطوالَ الموجيةَ الطيفيةَ المعروفةَ لعنصرٍ ما، ويسرُدُ جدولُ آخرُ جميعَ الحدودِ المعروفةِ المحتواةِ في الرسمِ الحديّ لذلك العنصر. أيُّ الجدولين يُحْتَمَلُ ان يكونَ أقصرَ، ولماذا؟.

س ٢٣: ٢٣ اشرح ما الذي يعنيه القولُ إنّ المبدأ التوافقيّ لرتز ليس بأكثرَ من إفادةٍ عن قانونِ حفظِ الطاقة.

س ٢٤: ٢٣ تصورُ نفسك في عامِ ١٩٠٨ تملكُ كُلَّ الحقائقِ والنظرياتِ المعروفةِ آنذاك، لكنك تجهلُ جميعَ تفاصيلِ البنيةِ الذرية. فإذا قبلتَ نظريةَ الفوتونِ لاينشتاينِ والمبدأ التوافقيّ لرتز، وصدقتَ الصحةَ المطلقةَ (الكونية) لقانونِ حفظِ الطاقة، فما عساك تستنتجُ عن طبيعةِ الذرة؟.

الجزء ٢٣: ٦

س ٢٥: ٢٣ ما النمطُ النظاميُّ (الطبيعيُّ) normal mode ؟ (استشرُ مرجعاً اضافياً ان لزم الامر). النمطُ النظاميُّ لنظامٍ كلاسيكيّ هو المماثلُ analogue للحالةِ المستقرة لنظامٍ كوانتيّ.

س ٢٦: ٢٣ اذا خضعَ الالكترونُ في ذرةِ الهيدروجين للميكانيك الكلاسيكية بدلَ الميكانيك الكوانتية، فهل يَبْعَثُ طيفاً خطياً ام طيفاً متصلاً؟ اشرح اجابتك.

س ٢٧: ٢٣ تنجذبُ الجسيماتُ داخلَ الذراتِ الى بعضها بعضاً بقوةِ الجاذبية. لماذا أهملَ بور هذه القوى في سَعْيِهِ لانشاء ميكانيكٍ جديدةٍ للذرات؟.

الجزء ٢٣: ٧

س ٢٨: ٢٣ تُعْطِي المعادلةُ ٢٣: ٢٠ صيغةً للطاقة تفسّرُ طيفَ الهيدروجين. والصيغةُ الأخرى التي تَنْجَحُ في تفسيرِهِ وبشكلٍ جيدٍ وبقدرٍ مساوٍ هي: $E_n = -\frac{13.6}{n^2}$ eV، حيثُ أثبتُ ما. اشرح لماذا افترض بور أن $E = 0$ صفر. هل من الضروري أن نفترض أن $E = 0$ صفر؟.

س ٢٩: ٢٣ طاقةُ التأينِ لذرةِ الهيدروجين تساوي ١٣.٦ eV. (١) هل تستطيعُ ذرةُ الهيدروجين في حالتها الارضية ان تَمْتَصَّ فوتوناً بطاقةٍ اقلَ من ١٣.٦ eV؟ اذا كان الامرُ كذلك، فما الحالةُ النهائيةُ للنظام؟ (٢) اجب عن السؤالين السابقين اذا كانت طاقةُ الفوتونِ اكبرَ من ١٣.٦ eV.

س ٣٠: ٢٣ (١) هل تستطيعُ ذرةُ الهيدروجين في حالتها الحركيةِ الثالثةِ ($n = 3$) ان تبعثَ فوتوناً تحت الاحمر؟ (٢) هل تستطيعُ ان تَمْتَصَّ فوتوناً تحت الاحمر؟.

س٣١:٢٣ لقد عَيَّنَ الفلكيون هُويَّةَ الحالاتِ الحركيةِ للهيدروجينِ باستخدامِ اعدادِ كوانتيةٍ تزيد على ٥٠. لماذا لا يمكنُ تعيينُ مثلِ هذهِ الحالاتِ الحركيةِ في اشعاعِ الهيدروجينِ على الارضِ؟.

س٣٢:٢٣ (١) لا تَظْهَرُ سرعةُ الضوءِ c في المعادلةِ الخاصةِ بنصفِ قطرِ بورِ (المعادلة ٢٣:٤٢)، بينما (٢) تَظْهَرُ هذهِ السرعةُ في المعادلةِ الخاصةِ بثابتِ ريديرج (المعادلة ٢٣:٣٥). اعطِ «اسباباً فيزيائيةً» لهاتين الحقيقتين.

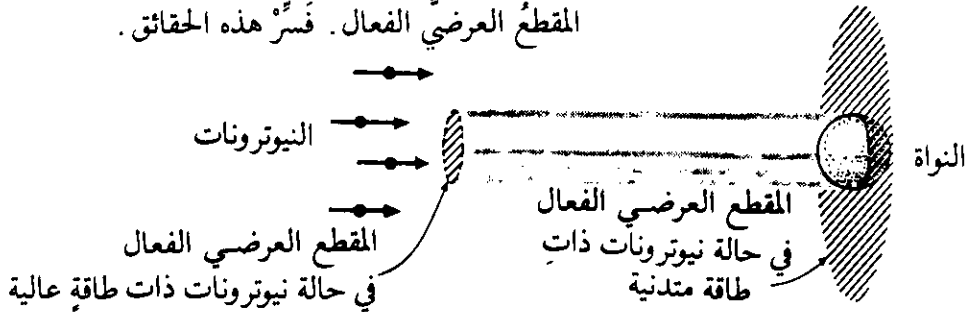
س٣٣:٢٣ هل ينبغي على عالمٍ نظريٍّ ان يأخذَ النسبيةَ في الحسبانِ، اذا ما سعى الى وصفِ دقيقٍ، وبشكلٍ معقولٍ، للحالاتِ الحركيةِ للالكترونِ الاقربِ الى النواةِ في ذرةِ اليورانيومِ ($z = ٩٢$)؟.

س٣٤:٢٣ اذا زادتْ لجنةُ عالميةُ الوحدةِ المعياريةَ لقياسِ الكتلةِ بعشرِ مراتٍ، وابتقتْ وحدتيَ الطولِ والزمنِ على حالتيهما، فبأيِّ عاملٍ سوف تتغيرُ القيمةُ العدديةُ لثابتِ البنيةِ الدقيقةِ α ؟.

س٣٥:٢٣ لماذا لا نعي في حياتنا اليومية (أ) الطبيعةَ الموجيةَ للجسيماتِ؟ (ب) الطبيعةَ الجسيميةَ للاشعاعِ الكهرومغناطيسيِّ؟

س٣٦:٢٣ اشرح باختصارٍ بلغتكِ الخاصةِ، لِمَ يُحتاجُ الى جسيماتٍ مقدوفةٍ ذاتِ طاقةٍ عاليةٍ لِسَبْرِ داخلِ نوى الذراتِ.

س٣٧:٢٣ يتفاعلُ نيوترونُ ذو طاقةٍ عاليةٍ معَ نواةٍ عندَ صدمتهِ النواةَ فقط، وعندها يكونُ «المقطعُ العرضيُّ» للنواةِ مساوياً لمساحةِ النواةِ المُسَقَّطةِ (انظر الشكل المجاور). ومن ناحيةٍ اخرى، قد يكونُ المقطعُ العرضيُّ الفعالُ للنواةِ في حالةِ النيوتروناتِ ذاتِ الطاقةِ المتدنيةِ اكبرَ من المساحةِ المُسَقَّطةِ، ولذا يستطيعُ النيوترونُ ذو الطاقةِ المتدنيةِ أن يتفاعلَ معَ النواةِ حتى لو اخطأ مسارهُ المحسوبُ كلاسيكياً النواةَ بفارقٍ بارزٍ. وكلِّما نقصتْ طاقةُ النيوترونِ زادَ المقطعُ العرضيُّ الفعالُ. فسِّرْ هذهِ الحقائقِ.



س ٢٣: ٣٨ اقترح سبباً لتفضيل الميكروسكوبات (المجاهر) الالكترونية على الميكروسكوبات الضوئية في دراسة الكينونات المادية الصغيرة للغاية؟.

الجزء ٢٣: ١١

س ٢٣: ٣٩ يحتل جسيم في صندوق حالة طاقة كوانتية ما (الشكل ٢٣: ٢١ والمعادلة ٢٣: ٥٩). (أ) هل الزخم المتجه للجسيم خ ثابت؟ (٢) هل مكونة زخمه السينية خ س ثابتة (س هو إحداثي الحركة في بعد واحد)؟ (٣) هل مقدار الزخم خ ثابت؟.

س ٢٣: ٤٠ عندما يزيد العدد الكوانتي ن لجسيم في صندوق، تتباعد مستويات الطاقة المتعاقبة عن بعضها بعضاً، ولا تتقارب، (انظر الشكل ٢٣: ٢١). كيف يمكن التوفيق بين سلوك الحالات الكوانتية لهذا الجسيم ومبدأ التناظر الذي يتطلب أنه كلما زاد العدد الكوانتي افسحت حبيبة العالم الكوانتي المجال أمام اتصال العالم الكلاسيكي؟ (تلميحة: اعتبر التغير الكسري في الطاقة عند الانتقال من حالة إلى حالة مجاورة).

س ٢٣: ٤١ كما يوضح الشكل ٢٣: ٢٢ (ب)، هنالك نقاط يكون فيها احتمال وجود الجسيم في الصندوق صفراً. وعندما يزيد العدد الكوانتي ن، تعمل الدالة الاحتمالية $|\psi|^2$ عدداً أكبر من دورات الاهتزاز، ويزداد لذلك عدد النقاط التي يكون فيها الاحتمال صفراً. كيف يمكن التوفيق بين سلوك الدالة الاحتمالية هذا وبين مبدأ التناظر الذي يتطلب انتقالاً متدرجاً إلى السلوك الكلاسيكي عند القيم الكبيرة للعدد الكوانتي؟ وفق التفكير الكلاسيكي، الجسيم الذي يشاهد في وقت ما (عشوائي) يكون احتمال وجوده في أي مكان في الصندوق متساوياً.

[تلميحة: تصور ان الصندوق قُسم الى خلايا عديدة للملاحظة: كل منها ذو بعد صغير يختلف عن الصفر].

الجزء ٢٣: ١٢

س ٢٣: ٤٢ الطبيعة الموجية للمادة ليست ذات شأن في العالم الجاهري (المكروسكوبي)، ومع ذلك فالبنية الكاملة للعالم المكروسكوبي تعتمد على الطبيعة الموجية للمادة. اشرح هذه العبارة وناقشها بإيجاز.

س ٢٣: ٤٣ قد تكون قيمة الدوال الموجية في مناطق الطاقة السالبة الممنوعة كلاسيكياً (اي

المناطق التي تلي نقاط الانعطاف الكلاسيكية) لا تساوي صفراً. (١) أي الدالتين الموجبتين في الشكل ٢٣: ٢٣ لا تساوي صفراً في المنطقة الممنوعة كلاسيكياً؟ (٢) اقترح سبباً لكون الدالة الموجية الأخرى لا تخترق المنطقة الممنوعة كلاسيكياً.

الجزء ٢٣: ١٣

س ٢٣: ٤٤ اذا جعلت شدة الحزمة الالكترونية في الشكل ٢٣: ٢٤ متدنية جداً، بحيث ينتشر إلكترون واحد من الشقين إلى الستارة قبل وصول إلكترون آخر إليهما، فهل يظهر نمط التداخل نفسه بعد أن يتم الكشف عن مرور العديد من الالكترونات المنفردة فيهما؟

س ٢٣: ٤٥ في الشكل ٢٣: ٢٤، عند فتح شق واحد فقط تكون شدة الالكترونات التي تصل إلى النقطة ب كبيرة نسبياً. اشرح بلغتك كيف يمكن أن يؤدي فتح الشق ٢ (مع كون الشق ١ ما يزال مفتوحاً) إلى انخفاض حاد في الشدة عند النقطة ب.

س ٢٣: ٤٦ يحاول مجرب أن يحتال على مشوية الموجة - الجسم للالكترونات، فيضع صحيفة رقيقة من مادة وامضة على الشقين المبينين في الشكل ٢٣: ٢٤ من أجل تحديد الشق الذي يمر فيه كل إلكترون. وينجح في رسم (تمييز) كل إلكترون يعبر شقاً معيناً، غير أنه يجد بعد ذلك أن نمط التداخل يتهدم، إذ يظهر نمط عريض سلس من الشدة محل نمط النهايات العظمى والصغرى المتعاقبة. اشرح كيف تؤدي ملاحظة الالكترونات وهي تعبر الشقين إلى ترجاف الالكترونات perturbation، بحيث تلغي التداخل بينها.

الجزء ٢٣: ١٤

س ٢٣: ٤٧ اشرح الصلة بين مفهوم طاقة النقطة الصفرية ومبدأ الارتياب.
س ٢٣: ٤٨ يمكن القول إن مبدأ الارتياب يمنع تهدم (انهدام) الذرة. اشرح الصلة بين مبدأ الارتياب وحجم الذرات.

س ٢٣: ٤٩ تُعد أية كمية فيزيائية صغيرة أو كبيرة بمعنى نسبي (مقارن) فقط، أي بالنسبة إلى شيء آخر. (١) لماذا تُعد عادة سرعة الضوء كبيرة؟ (٢) لماذا يُعد عادة ثابت بلانك صغيراً؟

س ٢٣: ٥٠ وفق الحتمية الميكانيكية الصارمة التي اعتقدتها بعض العلماء والفلاسفة في

القرنين الثامن عشر والتاسع عشر، فإن معرفة موقع كل جسيم في الكون، وكذلك سرعته، في لحظة زمنية ما سوف تجعل (من حيث المبدأ) التنبؤ الدقيق بالمستقبل بجميع تفاصيله أمراً ممكناً. في إطار الميكانيك الكوانتية، هل مثل هذا الحساب للحوادث المستقبلية أمر ممكن من حيث المبدأ؟.

س ٥١:٢٣ بمعنى نظرياً أورياضي، يتحصّل على الفيزياء الكلاسيكية من الفيزياء الكوانتية بجعل ثابت بلانك h يقترب من الصفر. اخترأية معادلتين في هذا الفصل تحويان h ، وارشح كيف يؤدي وضع $h = 0$ صفر إلى سلوك متوقع كلاسيكياً بدلاً من السلوك الكوانتي.

التمارين:

الجزء: ٢:٢٣

ت ١:٢٣ (١) تقريباً، كم عدد فوتونات موجة الراديو المعدلة في سعتها (AM) والذي يلزم لتساوي طاقتها طاقة فوتون من الضوء المرئي؟ (٢) حول إلى فوتونات/ثانية قدرة وإط واحد من (أ) امواج راديوية تواترها ٨١٠ هز و(ب) اشعة غامية تواترها ٢٠١٠ هز.

ت ٢:٢٣ (١) ما زخم فوتون من الضوء المرئي طاقته ٢ إف؟ (٢) اذا نُقل هذا الزخم إلى رصاصة كتلتها ١ غ، فما السرعة التي سوف تكون لها؟.

ت ٣:٢٣ (١) ما أطول طول موجي يستطيع قذف الالكترونات الضوئية من سطح البريليوم (انظر الجدول ١:٢٣)؟ (٢) اذا أضاء ضوء له نصف الطول الموجي هذا سطح البريليوم، فما الطاقة الحركية العظمى (القصى) للإلكترونات المنطلقة؟.

ت ٤:٢٣ افترض أنّ دالة الشغل للسطح الحساس ضوئياً في الشكل ٢:٢٣ هي ٢ إف، وأنّ طاقة كل من فوتونات الضوء فوق البنفسجي هي ٤ إف. ارسّم رسمين بيانيين لسرعة الإلكترون بدلالة س/ف، حيث س هي المسافة المقاسة

في الاتجاهِ العلويِّ من اللوحةِ السفلى وف هي المسافةُ بين اللوحتين، وذلك بأخذِ جُهدَينِ موقَفينِ جِهَمَ مقدارُهما: (أ) ١ فولت و(ب) ٤ فولت. (افترض أنَّ المجالَ الكهربائيَّ بين اللوحتين مجالٌ منتظم).

ت ٢٣: ٥ عند تسريعه من حالة السكون عَبرَ فرقِ جهدٍ مقداره هـ، يكتسبُ الإلكترونُ طاقةً حركيةً مقدارها e هـ. (١) بين أنَّ السرعةَ النهائيةَ للإلكترونِ تُعطى (نسبياً) بالعلاقة التالية:

$$\frac{h\nu}{mc^2} = \gamma, \text{ حيث } \gamma = \frac{(c+x)\sqrt{c}}{x+1}$$

(لاحظ أنَّ شحنةَ الإلكترونِ وكتلته تظهران فقط في التوفيقه (٢)). بين أنَّ التعبيرَ اللانسبويَّ لسرعةِ الإلكترونِ هو $\gamma = \frac{c}{c+x}$ (٣) ما الخطأ النسبيُّ المثويُّ للتعبيرِ اللانسبويِّ عندما $x = 0.1$ [هـ ≈ 50 ك ف]؟.

ت ٢٣: ٦ في تجربةِ قطرةِ الزيتِ للمليكان، شوهدتُ قطيرةٌ تسقطُ بسرعةٍ نهائيةٍ سن = ١٤٤ م/ث عندما لم يؤثر فيها أيُّ مجالٍ كهربائيٍّ. ثم سُلِّطَ مجالٌ رأسيٌّ شدته ٤٩ × ١٠^٥ ف/م، وشوهدت القطيرةُ تستقرُّ في حركتها الساقطةِ بسرعةٍ نهائيةٍ جديدةٍ أقل: سن = ٢١ م/ث. كثافةُ الزيتِ هي ٧٥٠ ك/غ/م^٣، ولزوجَةُ الهواءِ هي ١٨١ × ١٠^{-٥} ك/غ/م. ث. (١) كيف ينبغي تعديلُ المعادلةِ ٢٣: ١٠ لتشملَ هذه الحالة؟ (٢) ما عددُ الوحداتِ الكوانتيةِ للشحنةِ التي تملكها القطيرة؟.

ت ٢٣: ٧ كرةٌ بلاستيكيةٌ صغيرةٌ جداً تحملُ شحنةً صافيةً مقدارها تماماً وحدةً كوانتيةً واحدةً، أوقفت من دونِ أيةِ حركةٍ بقوةٍ كهربيةٍ توازنُ وزنها. (١) فإذا كانَ المجالُ الكهربائيُّ يساوي ٨ × ١٠^٥ ف/م، فما كتلةُ الكرة؟ (٢) وإذا كانَ متوسطُ الوزنِ الجزيئيِّ لمادةِ الكرةِ ١٠٠٠، فما عددُ الجزيئاتِ الذي تحتوي عليه الكرة.

ت ٢٣: ٨ (١) برهن على انه إذا كانَ الفارقُ في الطولِ الموجيِّ لزوجين من الخطوطِ الطيفيةِ هو $\Delta\lambda$ ، فإنَّ الفارقَ في تواترهما يُعطى تقريباً بالمعادلةِ: $\Delta\nu = -\frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda$ ،

الجزء ٢٣: ٣

الجزء ٢٣: ٤

حيث λ متوسط الطول الموجي للزوجين. (٢) استخدم هذه الصيغة لايجاد فارق التواتر بالهرتزات، وبالتالي الفارق بالالكتران فولت بين طاقتي فوتوني خطي الصوديوم D الاصفرين اللذين طولاهما الموجيان: $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ، و $\lambda = 5896 \text{ \AA}$.

ت ٢٣: ٩ الطولان الموجيان لثنائي يشعه البوتاسيوم هما: $\lambda = 7665 \text{ \AA}$ ، و $\lambda = 7699 \text{ \AA}$. (١) في أي جزء من الطيف يقع هذا الثنائي؟ (٢) هل الفوتونات التي يشعها البوتاسيوم لعمل هذين الخطين ذات طاقة أكبر أم اصغر من طاقة الفوتونات التي يشعها الصوديوم لعمل الخطين D اللذين ذكر طولاهما الموجيان في التمرين السابق؟ (٣) هل الفارق بين طاقتي الفوتونين الخطي البوتاسيوم اكبر أم اصغر من الفارق بين طاقتي فوتوني الصوديوم، وبأي عامل هو اكبر أو اصغر؟

الجزء: ٢٣: ٥

ت ٢٣: ١٠ معامل انكسار الهواء للضوء الاحمر يساوي تقريباً 1.00028 . وتبعاً لذلك، ينتشر الضوء ببطء أشد في الهواء منه في الخلاء التام، ولكن من دون أي تغيير في تواتره. احسب فارق الطول الموجي للخط الاحمر من متسلسلة بالمر كما يشاهد في الهواء والخلاء التام.

ت ٢٣: ١١ من اجل الاطوال الموجية في طيف الهيدروجين، افترض بالمر الصيغة العامة التالية:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

حيث m و n هما عددان صحيحان موجبان ($m > n$)، وحيث b هو ثابت [ب = $3646 \text{ \AA}$ أو للهواء و $3647 \text{ \AA}$ أو للخلاء التام]. (١) بين أن هذه المعادلة صحيحة عندما $n = 2$ (متسلسلة بالمر) وغير صحيحة لقيم n الاخرى. (٢) يمكن حل صيغة بالمر هذه بكتابة العامل b بدلالة n . عبّر عن b بدلالة n وثابت ريدبيرج R . [يمكن العثور على نبذة مترجمة من مقالة بالمر الأولى في كتاب: و. ف. ماجي Magie: «مرجع اولي في الفيزياء» A Source Book in Physics (كامبردج، مساشوسيتس: مطبعة جامعة هارفارد، ١٩٣٥)، ص ٣٦٠ - ٣٦٥].

ت ٢٣: ١٢ (١) ما الطول الموجي لأطول خط (من حيث طوله الموجي) في متسلسلة ليمان؟ (يظهر هذا الحساب أن متسلسلة ليمان بكاملها تقع في منطقة فوق البنفسجي). (٢) ما طول أقصر خط (من حيث الطول الموجي) في متسلسلة باشين (نهاية المتسلسلة)؟ (يظهر هذا الحساب أن متسلسلة باشين بكاملها تقع في منطقة تحت الأحمر).

ت ٢٣: ١٣ الأطوال الموجية التالية هي من بين تلك المشاهدة في طيف الهيدروجين الذري: $\lambda = 1026 \text{ \AA}$ ، $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ ، $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ ، و $\lambda = 1875 \text{ \AA}$. تحقق من أن هذه الأشعاعات تفي بالمبدأ التوافقي لرتز. اكتب معادلة بسيطة تربط بين مقلوبات الأطوال الموجية الأربعة هذه.

ت ٢٣: ١٤ (١) تحقق من أن بعد التوليف: $4 \text{ ط} / \text{ك} = 2 \text{ ط} / \text{ك}$ (التي هي نصف قطر بور) هو الطول. (٢) من توليفات الثوابت الأخرى التي لها بعد الطول الكمية $\hbar / \text{ك} = \text{ك} / \text{ك}$ (طول كومتون الموجي المختزل). جد نسبة نصف قطر بور إلى طول كومتون الموجي المختزل جبرياً وعددياً.

الجزء ٢٣: ٦

ت ٢٣: ١٥ تبلغ طاقة التأين لذرة الهيدروجين في حالتها الأرضية ($n=1$) 13.6 eV . ما طاقة التأين لها في الحالة المهيجة الأولى ($n=2$)؟ في أي جزء من الطيف يقع فوتون له هذه الطاقة؟

الجزء ٢٣: ٧

ت ٢٣: ١٦ ما الطاقة التي تلزم لتهييج ذرة هيدروجين من الحالة ($n=3$) إلى الحالة ($n=4$)؟ هل هذه الطاقة أكبر أم أصغر من طاقة الحركة الحرارية energy of thermal motion لذرة غاز في درجة حرارة الغرفة؟

ت ٢٣: ١٧ مبتدئاً من حالته المستقرة العاشرة ($n=10$)، يعمل إلكترون في ذرة الهيدروجين تسع طفرات كوانتية متعاقبة، وهو يهبط تدريجاً عبر كل مستوى طاقي أخفض. كم من الفوتونات التسعة المنبعثة تقع في المنطقة المرئية؟ ميز الفوتون المرئي (الفوتونات) باللون.

ت ٢٣: ١٨ من الواضح عند النظر إلى الرسم الحدي للهيدروجين (الشكل ٢٣: ١٣) أن فوارق الطاقة الرابطة طر بين المستويات الطاقة المتعاقبة تصغر بازدياد العدد الكوانتي n . ومن غير الواضح أن التغير الكسري في الطاقة الرابطة $\Delta \text{طر} / \text{طر}$ يصغر أيضاً. برهن أن $\left| \frac{\Delta \text{طر}}{\text{طر}} \right| > 1$ ، عندما $n <$

١. أن هذا الشرط متطلب لصحة مبدأ التناظر. (تذكر أن Δ طر هو فارق الطاقة الرابطة بين مستويين طاقيين متجاورين).

ت ٢٣ : ١٩ باعتبار أن الطاقة الرابطة للالكترونات في حالتها الحركية الأوطى في ذرة الهيدروجين هي : طر = ١٣.٦ إف، استخدم المعادلة ٢٣ : ٢٨ لإيجاد التواتر المداري الكلاسيكي لهذه الحالة. قارن هذا التواتر بتواتر الضوء المرئي.

ت ٢٣ : ٢٠ من ناحية كلاسيكية، يتبع الالكترون المتحرك في مدار اهليلجي حول البروتون قانون كبلر الثالث : $d = 2$ ، حيث d هو زمن دورة الحركة، وأ هو نصف المحور الأساسي للاهليلج. (١) بين للمدارات الدائرية أن $\theta = 16$ ط ٣.٥ ك / ١٥. (تصح هذه النتيجة في الحقيقة على المدارات الاهليلجية كذلك). (٢) اشرح لِم تكافئ المعادلة ٢٣ : ٢٨ قانون كبلر الثالث.

ت ٢٣ : ٢١ (١) تحقق من أن ثابت ريديرج كما يُعبّر عنه بالمعادلة ٢٣ : ٣٥ هو مقلوب الطول. (٢) مقلوب ثابت ريديرج يساوي تقريباً ٩١١، ما دلالة هذا الطول؟

ت ٢٣ : ٢٢ فسّر بعناية لماذا تتناسب الطاقة الرابطة للكترون يتحرك في مجال نواة شحنتها e مع d (انظر المعادلة ٢٣ : ٣٧). ما التغييرات التي سوف تحدث في المعادلات ٢٣ : ٢٢ الى ٢٣ : ٣٦ اذا ما استبدل بالبروتون الذي شحنته e في مركز ذرة الهيدروجين نواة شحنتها Ze ؟

الجزء ٢٣ : ٨

ت ٢٣ : ٢٣ (١) يتحرك الكترون في ذرة هيدروجين في مدار دائري عدده الكوانتي ٥٠. أعط : (أ) سرعة الالكترون، (ب) نصف قطر المدار، و(ج) تواتر دورانه في هذا المدار.

(٢) ما تواتر الاشعاع الذي يبعثه الهيدروجين عند انتقاله من $n = 50$ الى $n = 49$. في أي جزء من الطيف يقع هذا الاشعاع؟

ت ٢٣ : ٢٤ في الفراغ ما بين المجرات، يدور الكترون في مدار حول بروتون، ونصف قطر الالكترون المداري ١ م. (١) جد العدد الكوانتي n لحالة الحركة هذه. (٢) ما سرعة الالكترون؟

ت ٢٣: ٢٥ اذا استبدل بالالكترون في ذرة الهيدروجين ميون سالب (ك = ٢٠٧ ل)، فما التغيرات التي تحدث في (أ) حجم الذرة، (ب) سرعة الجسيم السالب، و(ج) الطاقة الرابطة للذرة؟ (مثل هذه الذرة الميونية قد تم تعيينها ودراستها - انظر الجزء ٢٧: ٢).

ت ٢٣: ٢٦ (١) اذا استبدلت نواة شحنتها ذ e بنواة ذرة هيدروجين، فكيف يتأثر (أ) نصف قطر الالكترون المداري و(ب) سرعة الالكترون (المعادلة ٢٣: ٤٤)؟ (٢) رُبط الكترون منفرد بنواة الصوديوم (ذ=١١) فاحتل الحالة الاوطى من الحركة (ن=١). وفق تقريب مدار بور (أ) ما نصف القطر المداري للالكترون بوحدة ن (ب) وما سرعته بوحدة c ؟.

ت ٢٣: ٢٧ (١) باعتبار غاز افتراضي يتكون من ذرات الهيدروجين (لا من جزيئاته) تحت الشرطين المعيارين لدرجة الحرارة والضغط، ما متوسط المسافة التقريبي ل بين مراكز الذرات؟ (٢) الى اية حالة مهيجة ن ينبغي أن تُرفع اليها جميع الذرات لجعلها تتلامس (بحيث يكون ن $\equiv \frac{1}{p}$ ل)؟

ت ٢٣: ٢٨ جد تعبيراً جبرياً لحاصل الضرب اللابعدى α ن. (ثابت ريديبرج في نصف قطر بور). عبّر عن الجواب بدلالة ثابت البنية الدقيقة α .

ت ٢٣: ٢٩ يمكن كتابة الطاقة الرابطة للحالة الارضية لذرة هيدروجين كما يلي:

$$ط_r = \frac{1}{p} ك \alpha^2 c^2$$

(١) بين أن الكمية α الظاهرة في هذه المعادلة هي نفس ثابت البنية الدقيقة المعروف بالمعادلة ٢٣: ٤٦. (٢) ما الذي تتضمنه الحقيقة: $\alpha > 1$ بالنسبة الى البنية الذرية؟

ت ٢٣: ٣٠ (١) صخرة كتلتها ١ ك غ، أُديرَت في دائرة نصف قطرها ١ م بسرعة ٢١ م/ث. كم عدد الوحدات الكوانتية من وحدات الزخم الزاوي التي تملكها بالنسبة إلى مركز الدائرة؟ (٢) يخطيء بروتون سرعته ٦٣×١٠ م/ث نواة بمسافة ٣×١٠^{-١٣} م عندما ينطلق اليها. ما الزخم الزاوي للبروتون بالنسبة إلى النواة بوحدة $\hbar$ ؟

ت ٢٣: ٣١ (١) اكتب طول دوبروي الموجي لجسيم بدلالة طاقته الحركية ط ح وكتلته ك

الجزء ٢٣: ٩

(استخدم النظرية النسبية). (٢) اشتق العلاقاتين التقريبيتين التاليتين من جوابك عن الجزء الأول:

$$(أ) \lambda \cong \frac{h}{\sqrt{2} m v} \text{ إذا كانت طح } >> c \text{ ،}$$

$$(ب) \lambda = \frac{ch}{E} \text{ ، إذا كانت طح } << c \text{ .}$$

ت ٢٣: ٣٢ باستخدام المعادلتين التقريبيتين المعطيتين في التمرين السابق، احسب طول دوبروي الموجي لما يلي: (أ) بروتون كتلته مليون إلكترون فولت، و(ب) بروتون كتلته مئتا جيجا إلكترون فولت. عبر عن الاجابة بالوحدة فـ م.

ت ٢٣: ٣٣ (١) تبرّد النيوترونات بتمريرها في سائل الهيليوم في درجة حرارة ٣ ك. وإذا خرجت النيوترونات بطاقة حركية تساوي $\frac{3}{4} kT$ ، فما طولها الموجي؟ (٢) النيوترونات الحرارية العادية تملك طاقة حركية أكثر من ذلك بمئة مرة (د = ٣٠٠ ك)، فما طولها الموجي؟.

ت ٢٣: ٣٤ (١) احسب الطول الموجي لمركبة آليّة كتلتها 1.5×10^{-21} كـ غ: (أ) تسير بسرعة ٦٠ ميل / الساعة و(ب) تسير بسرعة ١ أنجستروم في القرن. (٢) ما الطول الموجي للمركبة عندما تكون سرعتها صفراً؟ قارن اجابتك بإجابة الجزء (ب) اعلاه، وناقش ذلك.

ت ٢٣: ٣٥ لديك نيوترون والكترن وفوتون ولها جميعاً طول موجي واحد $\lambda = 1.0 \times 10^{-10}$ م (١). (أ) جد سرعة النيوترون بالوحدة م / ث. هل هذه السرعة «سريعة» ام بطيئة؟ (٢) جد طاقة النيوترون بالوحدة إف. (٣) جد طاقة الالكترن بالوحدة إف. (٤) جد طاقة الفوتون بالوحدة إف. في أي جزء من الطيف الكهرومغناطيسي يقع هذا الفوتون؟ (تكفي لكلا النيوترون والالكترن الصيغ النسبوية).

ت ٢٣: ٣٦ رتب ما يلي بحسب تزايد الطول الموجي: (أ) الكترن طاقته الكلية ١٠ جيجا إلكترون فولت، (ب) بروتون طاقته الكلية ١٠ جيجا إلكترون فولت، و(ج) بروتون طاقته الحركية ١٠ جيجا إلكترون فولت. (ملاحظة: من غير

الضروري ان تُحسَب الاطوال الموجية الفردية من أجل تقرير مقاديرها النسبية).

ت ٢٣: ٣٧ طول دوبروي الموجي لجسيم ما يساوي طول كومتون الموجي له. (١) ما زخم الجسيم؟ (٢) ما نسبة سرعته الى سرعة الضوء؟.

ت ٢٣: ٣٨ الطول الموجي لموجة دوبروية هو h/λ ، ويمكن كتابة تواترها كما يلي: $v = h/\tau$. وكلا هاتين الصيغتين تصح للجسيمات المادية واللفوتونات. (١) اكتب طاقة الجسيم τ بدلالة تواتره الزاوي ω . (٢) اكتب زخم الجسيم بدلالة عدده الموجي k . لاحظ التماثل القوي بين هاتين الصيغتين.

ت ٢٣: ٣٩ وُجِّهت الكترونات عمودياً على سطح بلورة: المسافة البينية الذرية لها $= 2.0 \text{ \AA}$. وشوهدت ذروة الشدة المشتتة عنها على زاوية واحدة فقط هي: $\theta = 38^\circ$ درجة. بين أن الطاقة الحركية للالكترونات هي تقريباً ١٠٠ إلكترون فولت.

ت ٢٣: ٤٠ فيما يلي الاعداد الكوانتية والدوال الموجية لثلاث من الحالات الأوطى في ذرة الهيدروجين:

الجزء ٢٣: ١٠

$$\begin{aligned} n=1, \ell=0, m=0 & \quad \psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-r/a_0} \\ n=2, \ell=0, m=0 & \quad \psi_{200} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(2 - \frac{r}{a_0} \right) e^{-r/2a_0} \\ n=2, \ell=1, m=0 & \quad \psi_{210} = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{r}{a_0} e^{-r/2a_0} \cos\theta \end{aligned}$$

[العدد الكوانتي ℓ يعيّن الزخم الزاوي للحالة، والكمية m هي نصف قطربور: 53.0° . وللتبسيط حذفت ثوابت التناسب في صيغ ψ المعطاة]. وللحالة الأولى من هذه الحالات - أي الحالة الأرضية - يظهر رسم ψ بدلالة r في الشكل ٢٣: ١٥ (أ). أرسم للحالة الثانية رسماً بيانياً لما يلي: (١) ψ بدلالة r و (٢) ψ^2 بدلالة r . عيّن على كل رسم نصف قطربور المداري ℓ نق. الى أية درجة يُخصر الالكترون في نصف القطر هذا؟ (الدالة الموجية الثالثة ذكرت هنا لمجرد العلم أو للفت النظر إليها).

ت ٢٣: ٤١ يمكن تمثيل الدالة الموجية لحزمة من الالكترونات تتشر في الاتجاه السيني بالدالة الموجية: $\psi = e^{ikx}$ ، حيث k هما ثابتان. (١) كيف يعتمد

احتمالُ الموضوعِ للالكتروناتِ على س؟ (٢) ما الطولُ الموجيُّ المصاحبُ لهذه الحزمة؟ (ملحوظة: تعتمدُ الدالةُ الموجيةُ الكاملةُ أيضاً على الزمن، بيد أن الاعتمادَ على الزمنِ قد حُذِفَ هنا).

الجزء ٢٣: ١١

ت ٢٣: ٤٢ داخل صندوقٍ أحاديِّ البعد، يملكُ جسيمٌ ما طاقةً وضعٍ ثابتةً طو. اكتب صيغةً للطاقة الكلية ط (الطاقة الحركية + الطاقة الوضعية) بدلالة كتلة الجسيم ك وبعد الصندوق ف، والعدد الكوانتي ن.

ت ٢٣: ٤٣ احتجزَ بروتونٌ بينَ جدارين يبعدان عن بعضهما بعضاً مسافة ١٠-١٤ م (ومحاكي هذا البروتونُ نواةً من النوى). (١) ما طاقة النقطة الصفرية للبروتون بالمليون إلكترون فولت؟ (٢) باعتبار طفرة كوانتية من $N = 2$ إلى $N = 1$ ، ما طاقة فوتون الأشعة الغامية الذي يبعثه البروتون؟

ت ٢٣: ٤٤ بليّة كتلتها ك = ٠.٠١ ك غ تستقرُّ على قاعٍ قدحٍ زجاجيٍّ قطره ق = ٠.٥ م. ووفق الميكانيك الكوانتية لا تستطيع البليّة أن تكونَ في سُكونٍ تماماً، إذ أنها تملكُ طاقة النقطة الصفرية. (١) ما مقدارُ طاقة النقطة الصفرية للبليّة؟ (٢) بهذه الطاقة الحركية، كم تستغرقُ البليّة من الزمن لتقطع قاعَ القدح؟

ت ٢٣: ٤٥ (١) اكتب تعبيراً للدالة الموجية ψ (س) لجسيمٍ في حالته الحركية الأوطى موضوعٍ في صندوقٍ أحاديِّ البعد. (٢) ارسم الرسم البياني لكلٍّ من: (أ) ψ بدلالة س و (ب) ψ^2 بدلالة س لهذه الحالة. (٣): (أ) في هذه الحالة، عند أية نقطة يكون احتمالُ العثورِ على الجسيم أكبر ما يمكن؟ (ب) عند أية نقطة أو نقاط يكون احتمالُ العثورِ على الجسيم نصفَ الاحتمالِ الأعظم؟

ت ٢٣: ٤٦ افحص المعادلة ٢٣: ٥٩ لطاقة الجسيم الموضوع في صندوق. ابحث اعتماد الطاقة على الكميات الثلاث: h ، ك، وف (لاغراض هذا النقاش، تظاهر بأن مقدار ثابت بلانك h يمكن تغييره). فسّر لم تزدُ الطاقة بزيادة h ولا تنقص بزيادة ك أو ف.

ت ٤٧: ٢٣ يجب أن تساوي المساحة الكلية تحت المنحنى في الشكل ٢٢: ٢٣ (ب) الواحد الصحيح، ذلك لأنها تمثل الاحتمال الكلي للعثور على الجسيم في أي مكان. طبق الشرط $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = 1$ على الدالة الموجية المعطاة بالمعادلة ٢٣: ٦٠ من أجل إيجاد الثابت C . يقال للدالة الموجية بهذه القيمة المحسوبة للثابت C بأنها مُسوَّاة. (يُعَمَّم هذا التمرين في المسألة ٢٣: ١٩).

ت ٤٨: ٢٣ يتحرك الكترون في مجال نواة شحنتها Ze . الطاقة الوضعية هي:

الجزء ٢٣: ١٢

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$$

كَيْفَ المعالجة في الجزء ٢٣: ١٢ من أجل أن تبين أن:

(١) المقياس نصف القطري للحركة يتناسب مع Z^{-1} ، وأن

(٢) طاقة الحالة الأرضية تتناسب مع Z^2 .

ت ٤٩: ٢٣ يتحرك جسيم كتلته K في مجال القوة لهرز توافقي ثلاثي البعد. فإذا كانت طاقته الوضعية هي: $U(r) = \frac{1}{2}Kr^2$ ، استخدم الطريقة التقريبية المطورة في الجزء ٢٣: ١٢ - أي التصغير الاقصى minimization لطاقة الحالة الأرضية E_0 - لتبين أن: (١) الطاقة الحركية للجسيم وطاقته الوضعية متساويتان تقريباً، (٢) رتبة مقدار طاقة الحالة الأرضية هي $\hbar\omega$ ، و(٣) المقياس نصف القطري للحركة هو تقريباً $\sqrt{\hbar/K}$.

ت ٥٠: ٢٣ جُذِبَ جسيم نحو مركز ثابت بقوة ثابتة المقدار: $F = -p$:

(١) ما الطاقة الوضعية $U(r)$ عندما $U(0) = 0$ (صفر) = صفر؟

(٢) استخدم الطريقة التقريبية المطورة في الجزء ٢٣: ١٢ (انظر أيضاً التمرين السابق) لإيجاد تعبير لرتبة مقدار طاقة الحالة الكوانتية الأوطى.

ت ٥١: ٢٣ اعتبر النقطة المركزية على شاشة المشاهدة في الشكل ٢٣: ٢٤، حيث الاحتمال ان حتم المرتبطان بالشقين المنفردين متساويان. ما القيمة

الجزء ٢٣: ١٣

الممكنة العظمى للاحتمال المتضامَّ حت عند هذه النقطة عند فتح كلا الشقين؟.

الجزء ٢٣: ١٤

٥٢: ٢٣ ارتياب زخم الكترون يتحرك في بعد واحد هو $\Delta x = 10^{-10}$ ك.غ/ث. ما البعد (الطول أو العرض) التقريبي لأصغر وعاء يمكن حصر الكترون فيه؟.

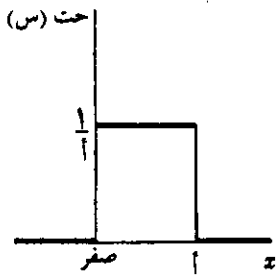
٥٣: ٢٣ (١) يملك الكترون سرعة تقريبية مقدارها 10^6 م/ث. ما طول الموجي التقريبي؟ (٢) ارتياب سرعته هو 3×10^6 م/ث، فما الارتياب التقريبي في موضعه؟.

٥٤: ٢٣ يُعرف بروتون بأنه يتموضع في منطقة كروية قطرها ١ م. قدّر السرعة الصغرى للبروتون التي تتوافق مع تموضعه في هذه المنطقة.

٥٥: ٢٣ يُعيّن زخم رصاصة كتلتها ١ غ بارتياب $\Delta x = 10^{-11}$ ك.غ. م/ث. الى أية درجة من الدقة يمكن من حيث المبدأ تعيين الموضع؟ اعط تخميناً تقريبياً للدقة القصوى التي يمكن بها تعيين الموضع من ناحية عملية.

٥٦: ٢٣ الكترون في حالته الأوطى في ذرة الهيدروجين: ارتياب موضعه تقريباً 10^{-10} م (انظر الشكل ٢٣: ١٥). (١) ما الارتياب التقريبي في الزخم؟ (٢) ما الارتياب التقريبي في السرعة؟ قارن هذا الارتياب بسرعة الضوء.

٥٧: ٢٣ يتحدّد موضع الكترون في الفراغ بارتياب Δx مقداره 10^{-6} م، وتبلغ سرعته تقريباً 10^6 م/ث. يُرغّب في قياس زخمه الى دقة جزء من الف جزء (١ من ٢١٠)، فهل هذا ممكن؟ ولماذا؟.



٥٨: ٢٣ لجسيم احتمال متساو في أن يكون في أية نقطة في الفترة المكانية: صفر $\geq$ س $\geq$ أ، وله احتمال يساوي صفر خارج هذه الفترة. وتظهر في الشكل المجاور دالة احتماله حت (س). (١) ما القيمة المتوسطة لموضع الجسيم س؟ (٢) ما الارتياب في موضعه Δx س؟ [تلميح: لاحظ في الإشارة الهامشية على الصفحة ٢٩٨ أن حت (س) يقوم مقام $|\psi|^2$ (س، ن)].

ت ٢٣: ٥٩ ما المدى الكسري من الأطوال الموجية التي يجب تحميلها على بعضها بعضا لانتاج كل من الانماط الموجية المبينة في الشكل ادناه؟



(أ)



(ب)

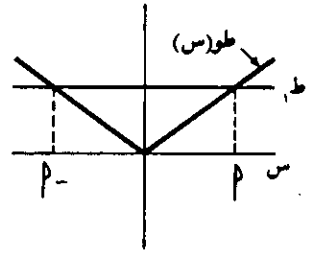


(ج)

ت ٢٣: ٦٠ عند نقطة معينة، يكون للدالة الموجية للالكترون الخصائص التالية: $\psi = 1$ ، $\frac{\psi}{\psi} = 0$ صفر، و $\frac{\psi^2}{\psi} = 2.0 \times 10^{-2}$ ما الطاقة الحركية للالكترون عند هذه النقطة بالالكترون فولت؟

الجزء ٢٣: ١٥

ت ٢٣: ٦١ يتحرك جسيم في «حوض» الطاقة الوضعية المبين في الشكل المجاور. طاقة حالته الأوطى هي ط. ارسم الدالة الموجية للحالة الحركية الأوطى، وأشر في رسمك إلى النقاط، ان وجدت، حيث $\psi = 0$ صفر، $\frac{\psi}{\psi} = 0$ صفر، و $\frac{\psi^2}{\psi} = 0$ صفر.



(ملحوظة: لا يتطلب هذا التمرين أي حساب او معالجة رياضية).

ت ٢٣: ٦٢ يتحرك الكترون في جهد مثلي كالجهد المبين في الشكل ٢٣: ٢٩. (١) افترض أن الحركة توصف بالميكانيك الكلاسيكية وأن موضع الجسيم يشاهد على نحو متكرر. (أ) اين سيوجد الجسيم في اغلب الاحوال؟ (ب) اين سيوجد على الاندر؟ (ج) اين لا يمكن العثور على الجسيم؟ تعرف هذه الاجابات مناطق الاحتمال العالي، الاحتمال المتدني، والاحتمال الصفرى من وجهة كلاسيكية. (٢) ابحث الارتباط بين الاحتمالات الكلاسيكية وتوزيع الاحتمال الكوانتي الذي تتضمنه الدالة الموجية المبينة في الشكل ٢٣: ٢٩.

ت ٢٣: ٦٣ الدالة الموجية للحالة الارضية لجسيم يتحرك في جهد هزاز توافقي تُعطى بالمعادلة ٢٣: ٨٧ (او بمكافئتها المعادلة ٢٣: ٨٥). برهن على أن هذه الدالة

الموجية لها نقطة انقلاب inflection point $(\frac{\psi}{\psi_s}) =$ صفس عند نقطة الانعطاف الكلاسيكية : $s = 1$.

ت ٢٣: ٦٤ (١) بين أن:

$$\psi = \psi_s \text{ و } -\psi_s / 2 = \psi_s \text{ و } -\psi_s / 2 = \psi_s$$

هو حل للمعادلة ٢٧ : ٨٠ : معادلة شرودنجر لجسيم في جهد هزاز توافقي .
[ب ثابت اعتباطي والرموز الاخرى مُعرّفة في متن الكتاب] . (٢) لأية حالة كوانتية للهزاز تكون هذه هي دالتها الموجية ؟

المسائل :

لا تحدث الظاهرة الكهروضوئية
للالكترونات الحرة

١ : ٢٣ (١) اذا استطاع الكترون حر في حالة السكون ان يمتص فوتوناً، فإن الالكترون سوف ينطلق في اتجاه مسار الفوتون . لماذا ؟ (٢) برهن على أن الالكترون الحر في حالة السكون لا يستطيع أن يمتص فوتوناً . (طريقة مقترحة : افترض أن حدث الامتصاص يحدث فعلاً، وبين أنه لا يتوافق مع حفظ الطاقة وحفظ الزخم) .
(٣) اذا لم استطع الكترون حر في حالة السكون أن يمتص فوتوناً، فإن الالكترون الحر في حالة الحركة لا يستطيع كذلك أن يمتص فوتوناً . (٤) ابحث صلة هذه النتائج بالظاهرة الكهروضوئية (المفعول الكهروضوئي) التي تُهيئ اثباتاً تجريبياً بأن الالكترونات تستطيع ان تمتص فوتونات .

تحليل البيانات الكهروضوئية

٢ : ٢٣ في تجربة كهروضوئية يحصل طالب على القيم التالية للجهد الموقف ϕ_m بدلالة الطول الموجي λ للاشعاع الساقط .

λ (م)	ϕ_m (ف)
3.60×10^{-7}	١.٤
3.00×10^{-7}	٢.٠
2.40×10^{-7}	٣.١

(١) ما القيمة التقريبية للكمية θ/h المستنبطة من هذه البيانات؟ هل القيمة دقيقة الى حدود ١٠٪؟ (٢) ما المقدار التقريبي لدالة الشغل ϕ ؟ (٣) ما الطول الموجي الحرج لاطلاق الالكترونات الضوئية؟

تحليل نسبي لتجربة e / ك

م ٢٣: ٣ في تجربة لقياس e / ك سُرعت الالكترونات من السكون عَبرَ فارق جهد معروف جه ، فوجدت أنها تعمل اقواساً نصف قطرها نق في مجال مغناطيسي معلوم ب. (١) بين أن نسبة الشحنة الى الكتلة للالكترونات تُعطى بالمعادلة:

$$\frac{e}{ك} = \frac{٢ جه}{ب٢ نق٢ - (\frac{جه}{c})^2}$$

[ملحوظة: الصيغة نق = خ / e ب التي تُعطي نصف قطر التقوس لالكترون يتحرك عرضانياً (عمودياً) على خطوط مجال مغناطيسي تصح نسبياً ولا نسبياً ايضاً]. (٢) بين أن نتيجة جعل c ← ∞ في التعبير المعطى للكمية e / ك اعلاه هي النتيجة نفسها التي يُحصل عليها من تحليل غير نسبي لهذه التجربة.

دور اللزوجة في تعيين e

م ٢٣: ٤ (١) بين أنه إذا غُيرت اللزوجة المفترضة للهواء بعامل مقداره ١ + ε ، حيث ε >> ١ ، فإن شحنة الالكترون المعينة بتجربة قطرة الزيت تتغير بالعامل ١ + ٣/٤ ε . (ارجع الى المعادلة ٢٣: ١٠ والمعادلات التي سبقتها.) (٢) باستخدام القيمة μ = ١.٨٢٣ × ١٠^{-١٠} ك غ / م ث للزوجة الهواء في درجة ٢٣ °س ، حصل مليكان على القيمة: e = ١.٥٩١ × ١٠^{-١٠} كولم لشحنة الالكترون. فإذا عُلِمَ أن القيمة المحسنة للزوجة الهواء في درجة الحرارة نفسها هي μ = ١.٨٣٣ × ١٠^{-١٠} ك غ / م ث ، فما القيمة المعدلة للكمية e التي تتبّع من بيانات مليكان؟ .

م ٢٣: ٥ باستخدام فكرتي قوة الطفو ومبدأ ارخيدس ، اشرح لم ينبغي ان يُستبدل العامل ρ في المعادلة ٢٣: ٩ للحصول على دقة اكبر العامل (ρ زيت - ρ ماء).

الطفو في تجربة قطرة الزيت

م ٢٣: ٦ من دون أن يلاحظ ذلك مجربٌ يعيد تجربة قطرة الزيت للمليكان ، تتغير درجة الحرارة في المختبر في أثناء سير التجربة. (١) اقترح طرقاً عدة يمكن لدرجة الحرارة أن تؤثر بها في النتائج. (٢) لواحد على الأقل من المؤثرات المذكورة في البند السابق ، قم بتحليل شبه كمي من أجل تقدير تأثير هذا المؤثر في قيمة e ، وذلك عند حدوث تغير في درجة الحرارة مقداره بضعة درجات قليلة من درجات كلفن.

تأثير تغير درجة الحرارة في نتيجة تجربة قطرة الزيت

م ٢٣: ٧ إذا استطعت الحصول على محزوز حيود صغير ، استخدمه لفحص الاضواء المختلفة التي تستطيع العثور عليها في حيك السكاني : اضواء الشوارع ، اضواء

طبوف المدينة

الاعلانات، الاضواء الوامضة، الاضواء اللاصقة (المتفلورة)، والاضواء المتوهجة. اي هذه الاضواء تُظهر طيفاً خطية؟ أيها يُظهر طيفاً متصل؟ أيها يُظهر طيفاً خطية ومتصلة معاً؟ هل تستطيع تعيين مصادر أي من الخطوط الطيفية هذه؟.

الصيغة الطيفية الامبريقية

م ٢٣: ٨. لتسلسلة طيفية تُشاهد في الاشعاع الصادر من الهيدروجين الذري مقلوبات أطوال موجية تساوي $0.823 \times 10^{-7} \text{ م}$ ، $0.975 \times 10^{-7} \text{ م}$ ، $1.094 \times 10^{-7} \text{ م}$ ، $1.028 \times 10^{-7} \text{ م}$. الخ. (١) اكتب صيغة مماثلة لصيغة بالمر توائم هذه البيانات. (٢) ما اسم هذه التسلسلة؟ (٣) العناصر الأعلى في هذه التسلسلة تتقارب أكثر نحو نهاية التسلسلة. ما الطول الموجي لنهاية التسلسلة؟ في أي جزء من الطيف تقع نهاية التسلسلة؟.

التسلسلة الطيفية في الصوديوم

م ٢٣: ٩. في الضوء المنبعث من ذرات الصوديوم، توصف التسلسلة الطيفية المماثلة لتسلسلة ليمان في الهيدروجين بالصيغة التالية:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (R = 1.097 \times 10^7 \text{ م}^{-1})$$

حيث R هو ثابت ريدبيرج، وم عدد صحيح. (تصح المعادلة فقط لقيم m الكبيرة). (١) بدلالة بنية الذرة، فسّر لِمَ يكون للحد الثاني على اليسار نفس الصيغة البسيطة كما في تسلسلة الهيدروجين. (٢) من هذه الصيغة، احسب طاقة التأين للصوديوم وعبر عن الجواب بالالكترون فولت.

توليفات من الثوابت الاساسية

م ٢٣: ١٠. عَرَفَ بور أن هنالك حاجة إلى مقياس للطول الذري من أجل ان يوفر تفسيراً لحجم الذرات، وعرف أنه لا توجد أية توليفة من الثابتين $4\pi\epsilon_0$ و e . وك يمكن أن توفر مثل هذا المقياس. ولهذا السبب اعتقد أن الثابت h وجب أن يمثل دوراً في الميكانيك الذرية. (١) برهن لغرض اقتناعك الشخصي إما بالتجربة والخطأ او بطريقة أكثر صرامة على أنه لا توجد توليفة من $4\pi\epsilon_0$ و e و h تستطيع أن توفر كمية لها بعد الطول. (٢) (أ) جد توليفة من $4\pi\epsilon_0$ و e و h ، و c لها بعد الطول. (ب) ما مقدار هذه الكمية؟ (ج) يمكن رفض هذه التوليفة كمقياس نظري لطول الذرات لأنها ليست قريبة من حجم الذرة.

تطبيق مبدأ التناظر على ذرة الهيدروجين

م ٢٣: ١١ تقدم هذه المسألة طريقةً بديلةً لتطبيق مبدأ التناظر على ذرة الهيدروجين. (١)

لنعبّر عن الطاقة الرابطة للذرة بدلالة العدد الصحيح n الذي يسمّ الحالات الكوانتية: $ط_r = هـ (n)$ ، ولنجعل Δ طر فارق الطاقة بين الحالات المتعاقبة، وهو نفس الطاقة المُشعّة في انتقال من النوع المشار إليه تخطيطياً في الشكل ٢٣: ١٤. اشرح لماذا $\Delta ط_r \equiv -\frac{هـ}{n}$ ، عندما $n < ١$. (٢) تعبّر المعادلة

٢٣: ٢٩ عن التواتر الميكانيكيّ للالكترون v بدلالة الطاقة الرابطة طر. باستخدام الحقيقتين التاليتين: $\Delta ط_r = h v_r$ ، و $v_r \equiv e v$ ، عبّر عن $\Delta ط_r$ بدلالة طر (وهي نتيجة صحيحة أيضاً عندما $n < ١$). (٣) وبمساواة صيغتي $\Delta ط_r$ اللتين حُصِلَ عليهما من الجزأين ١ و٢ اعلاه نحصل على معادلة تفاضلية للدالة $هـ (n)$. يبيّن أنّ الحل لهذه المعادلة هو: $هـ = ب / (n + ن.٢)$ ، حيث $ن.٢$ هو ثابت اعتباطي. ما هو ب؟ (٤) وأخيراً لنجعل $هـ = ط_r = ch / n$ (المعادلة ٢٣: ٢١). يبيّن أنّ التعبير الناتج للثابت

h يتفق مع المعادلة ٢٣: ٣٤. [لهذا المنحنى ملمح هام، وهو انه يبيّن أنّ طر للحالات المهيجة تهيجاً عالياً يجب أن تتناسب مع مقلوب مربع عدد صحيح].

البوزيترونيوم

م ٢٣: ١٢ تتألف ذرة البوزيترونيوم القصيرة العمر من الكترون وبوزيترون. ابحث الرسم الحديّ للبوزيترونيوم وطيفه بالتفصيل. هل يملك طيفه أية خطوط تقع في منطقة الضوء المرئي؟

طيف الهيليوم المتأين

م ٢٣: ١٣ اعط مناقشة وافية لطيف الهيليوم المتأين (الالكترون واحد مربوط بنواة شحنتها ٢ e). هل يشتمل الطيف على كلا الاشعاعين: فوق البنفسجيّ وتحت الاحمر؟ ما مظهر الجزء المرئي من الطيف ما بين ٤٠٠٠ Å و ٧٠٠٠ Å؟ هل هنالك أية خطوط طيفية للهيليوم المتأين تماثل خطوط طيف الهيدروجين عند عدم اعتبار تصحيحات مركز الكتلة؟

«صورة نظرية بور» كما تقدّمها الكتب

م ٢٣: ١٤ في اعادة بناء نظرية بور لذرة الهيدروجين، تتخذ العديد من الكتب تكميم الزخم الزاوي كفرض اساسي. اعتبر المدارات الدورية للالكترون يتحرك

حَوْلَ بروتونٍ، وافترض أن المدارات المسموح بها فقط هي تلك التي يكون الزخم الزاوي للالكترون فيها مضاعفاً صحيحاً للثابت $\hbar$: $\chi = n \hbar$. بين أن هذا الافتراض يقود الى المعادلات $23: 40$ ، $23: 44$ ، و $23: 37$ لنصف قطر المدار وسرعة الالكترون وطاقته الرابطة بالترتيب. عامل البروتون كما لو كانت كتلته غير متناهية.

السرعتان الطورية والزمرية
(الجمعية) لامواج دوبروي

م 23: 15 تربط المعادلتان: $\chi = h / \lambda$ و $\nu h =$ خواص الجسيم الميكانيكية (الزخم χ والطاقة الكلية ν) بخواصه الموجية (الطول الموجي λ والتواتر ν). (1) جد السرعة الطورية phase سر $\nu \lambda = k / \omega =$ موجة دوبروي. بين أن سر $c =$ لجسيم بلا كتلة، وأن سر $c <$ لجسيم بكتلة. (2) جد السرعة الزمرية سر $= \frac{\nu}{\lambda} = \frac{\omega}{k}$ لموجة دوبروي. بين أن سر $=$ سر، حيث سر هي سرعة الجسيم المحسوبة وفق الميكانيك النسبوية. (في الرزمة الموجية الدوبروية لا ينتقل الزخم والطاقة بالسرعة الطورية بل بالسرعة الزمرية. وتطور مفهوم السرعة الزمرية في المسألة 18: 3).

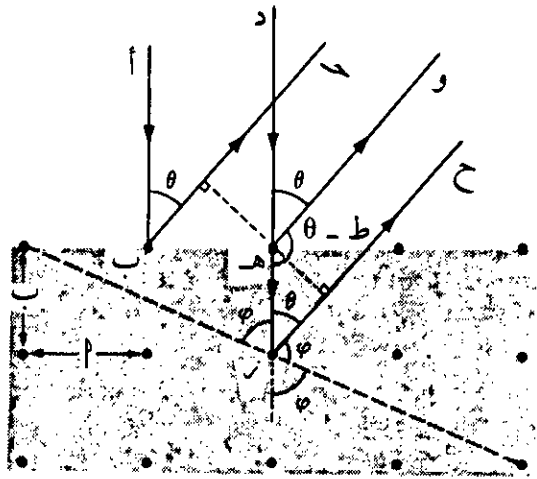
حيود الالكترونات بالبلورة

م 23: 16 تمثل النقاط السوداء في الشكل المجاور مراكز الذرات في بلورة. المسافة البينية الافقية بين الذرات هي أ، والمسافة البينية الرأسية هي ب. توجه حزمة الكترونية رأسياً إلى اسفل وعمودياً على سطح (وجه) البلورة. (1) بين أن شرط التداخل البناء لامواج الالكترونات المشتتة بالذرتين المتجاورتين أفقياً (ج و هـ) على الزاوية (ط - θ) هو: $n \lambda = أ \sin \theta$ (أي نفس المعادلة 23: 50 التي اشتقت بطريقة مختلفة). (2) بين أن شرط التداخل لامواج الالكترونات المشتتة على الزاوية (ط - θ) بالذرتين المتجاورتين رأسياً (هـ و ح في الشكل) هو: $n \lambda = ب (\sin \theta + 1)$ ، حيث ن مثل ن عدد صحيح. (3) اذا تحقق شرط التداخل البناء هذان فإن الزاوية ϕ المبينة في الشكل تفي بالشرط التالي:

$$\frac{\phi}{\theta} = \frac{أ}{ب}$$

اشتق هذه النتيجة، وبين لِمَ تكون شرطاً يحدد مستويات براغ في البلورة (أي

أنها تتسبب في جعل هذا الخط المتقطع المارّ بالنقطة ح يَمُرُّ عِبْرَ مراكز ذرات أخرى).



الحركة الدائرية تحت تأثير جهد
هرّازٍ توافقِي

٢٣: ١٧ جسيمٌ كتلته K يتحرك في مدارٍ دائريٍّ في جهدٍ هزازٍ توافقياً ثلاثيٍّ البعدٍ .
الطاقة الوضعية للجسيم هي $\frac{1}{2} k r^2$ ، ومقدار القوة هو $k = r$. بيِّن أنه إذا
كَانَ الزخمُ الزاويُّ للجسيم مكمماً وَفْقَ القاعدةِ $L = n \hbar$ فَإِنَّ: (١)
طيفَ الطاقاتِ المسموحِ بها هو ط = $\hbar \omega$ حيث $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ ، (٢)
أنصافَ الأقطارِ المداريةِ تعطى بالمعادلة: $r = r_n = \sqrt{\frac{n \hbar^2}{m k}}$ ، و(٣) السرعةُ
المداريةُ هي $v_n = \sqrt{\frac{k n \hbar^2}{m}}$. اعطِ تعبيرين لكلٍّ من r_n و v_n : (٤) ما التواترُ
المداريُّ للجسيمِ في الحالةِ الكوانتيةِ النونيةِ؟ (٥) ما تواتراتُ الاشعاعِ
المُبْتَعَثَةِ إذا هبطَ الجسيمُ بسلسلةٍ من الطفراتِ الكوانتيةِ إلى الحالاتِ
الكوانتيةِ المتعاقبةِ؟ .

[ملحوظة: المعالجة الكوانتية الدقيقة لهذه المسألة تعطي: $\omega \propto (n + \frac{1}{4})$ ط للطاقات المسموح بها.]

٢٣: ١٨ م تُعْطَى الدالَّةُ الموجيةُ للحالةِ ن = ٢ لجسيمٍ موضوعٍ في صندوقٍ بالمعادلةِ
 ٢٣: ٦٠. عَمَّمْ هذه الصيغةَ، واكتبِ الدالَّةَ الموجيةَ ψ_n (س) التي تَصِحُّ لأيةِ
 قيمةٍ من قيمِ العددِ الكوانتيِّ ن. [مثلُ المعادلةِ ٢٣: ٦٠، قد تُحَوِّي صيغَتَكَ
 ثابتاً اعتباطياً.] يَبَيِّنُ أَنَّ هُنَاكَ عِلَاقَةً بَسِيْطَةً بَيْنَ عِدَدِ عُقَدِ الدالَّةِ الموجيةِ
 nodes والعَدَدِ الكوانتيِّ ن. (العقدةُ هِيَ نَقْطَةٌ تَكُونُ عِنْدَهَا $\psi = 0$ صفر.)

م ٢٣: ١٩ (تعتمد هذه المسألة على نتيجة المسألة السابقة). لحركة في بعد واحد تكون الكمية $|\psi|^2$ هي الاحتمال لوحدة المسافة. (١) ما دلالة Δ س عندما تكون Δ س مسافة متناهية الصغر؟ (٢) ما دلالة التكامل $\int |\psi|^2 dx$ وس.؟ (٣) يقال للدالة الموجية إنها مُساواة إذا كان تكاملها على مجال الحركة كله يساوي ١، جذ الدوال الموجية المُساواة normalized لجسيم موضوع في صندوق، بفرض الشرط: $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx = 1$ على الدوال الموجية المحسوبة في المسألة السابقة.

م ٢٣: ٢٠ لحركة في الأبعاد الثلاثة، الكمية $|\psi|^2$ هي الاحتمال لوحدة الحجم. وفي حالة اعتماد ψ على r فقط (أي عندما تكون ψ دالة موجية متماثلة كروياً)، يمكن كتابة شرط مساواة الاحتمال الكلي للواحد الصحيح كما يلي:

$$4\pi \int_0^\infty |\psi|^2 r^2 dr = 1 \quad (1)$$

ما الدلالة الهندسية للكمية: $4\pi r^2 \psi^2 dr$ ؟

(٢) سَوِّ الدالة الموجية للحالة الأرضية لذرة الهيدروجين: $\psi = e^{-r/a_0}$ ، أي جذ تعبيراً جبرياً للثابت a_0 يتسبب في جعل ψ تحقق شرط مساواة الاحتمال الكلي للواحد الصحيح.

م ٢٣: ٢١ (١) جذ تعبيراً نسبياً للطاقت المكتملة لجسيم موضوع في صندوق أحادي البعد (اجعل K كتلة الجسيم وف المسافة بين الجدارين). (١) بين أن المعادلة ٢٣: ٥٩ ترتب على إجابتك عند اعتبار النهاية اللانسبوية. (٣) احصل على تعبير تقريبي للطاقة في النهاية فوق النسبوية (ط < < c). (٤) جذ قيمة طاقة النقطة الصفريّة لالكترون محصور في بعد مقداره ١٠-١٤ م مماثل لقطر النواة. عبّر عن جوابك بالالكترون فولت. هل هذا الالكترون لا نسبي؟ هل هو فوق نسبي؟

م ٢٣: ٢٢ يُظهر الشكل شقين ضيقين جداً: المسافة الفاصلة بينهما ٢٠ ، وتبعد شاشة الملاحظة مسافة L عن الشقين. تسقط على الشقين من اليسار حزمة الكترونية زخمها $k = k_0$. وعندما يكون أحد الشقين مفتوحاً فقط، تكون سعة الموجة على نقاط الشاشة كما يلي:

$$\psi = e^{ik_0 x} \quad (x=0)$$

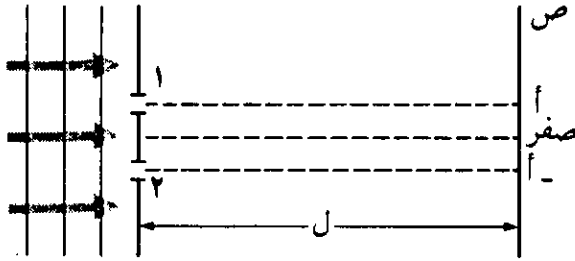
حيث ϵ هو ثابت تقريباً في الجزء المركزي من الشاشة، وحيث ψ تقيس المسافة الرأسية على الشاشة. وعندما يكون الشق الثاني مفتوحاً لوحده فقط، فإن سعة الموجة على النقاط قرب مركز الشاشة تكون كما يلي:

$$\psi = \psi_0 = k \sqrt{\frac{L}{\lambda}}$$

(١) ما الدالة الاحتمالية ψ عندما يكون الشق ١ مفتوحاً فقط؟ (٢) ما الدالة الاحتمالية ψ عندما يكون الشق ٢ مفتوحاً فقط؟ (٣) بين في حالة فتح كلا الشقين أن الدالة الاحتمالية على الشاشة ψ هي:

$$\psi = \psi_0 \cos \left(\frac{\pi}{L} k y \right)$$

ما المسافة الفاصلة Δ ψ بين النهايتين العظميين المتجاورتين في نمط التداخل؟.



٢٣: ٢٣ م الدالة الموجية لجسيم موضوع في صندوق هي:

مبدأ الارتباب لجسيم في صندوق

$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \left(\frac{n\pi x}{L} \right)$ ، $\frac{p}{\hbar} \geq \frac{p_0}{\hbar}$ ، $\psi(x) = 0$ صفر ما عدا ذلك. (١) ارسم منحنى هذه الدالة الموجية. (٢) ما العدد الكوانتي للجسيم الموضوع في الصندوق؟. بين أن ترتيب موضع الجسيم هو:

$$\Delta x = \frac{L}{n} \sqrt{1 - \frac{p_0^2}{p^2}}$$

(استخدم التعريف في الإشارة المرجعية في الصفحة ٢٩٨. من المحتمل أنك ستحتاج إلى أن تعود إلى جداول التكاملات).

٢٣: ٢٤ م لجسيم موضوع في صندوق يحتل حالة كوانتية معينة من الحركة، يكون ترتيب الزخم $\Delta x = \frac{h}{\lambda}$ ، حيث λ مقدار زخم الجسيم و λ طول موجته. (١) اشرح وصفاً على الأقل لِمَ يوجد ترتيب في الزخم Δx على الرغم من أن المقدار λ ثابت، ولم يكن Δx من نفس مقدار λ . (٢) للحالة المعروفة في المسألة السابقة، عبّر عن Δx بدلالة L في المسألة ٢٣: ٢٣.

(٣) ما حاصل الضرب الارتياضي Δ س Δ خ س للحالة المعرفة في المسألة السابقة؟ قارن حاصل الضرب هذا بحاصل الضرب الارتياضي الأصغر $\frac{1}{h}$ (المعادلة ٢٣ : ٦٨).

الترابك والنموض

م ٢٣ : ٢٥ (١) ارسم المظهر التقريبي لموجة تتكوّن من تراكب امواج عديدة تمتد إلى مدى ٢٠٪ من الطول الموجي : $\Delta \approx 8.02$ متوسط . (٢) إذا كان ما قد رسمته هو الدالة الموجية لجسيم مادي، وكان 8 متوسط $= 10-11$ م، فما قيمة كل من Δ س و Δ خ س (ارتيابا موضعه وزخه). [المطلوب اجابات تقريبية فقط].

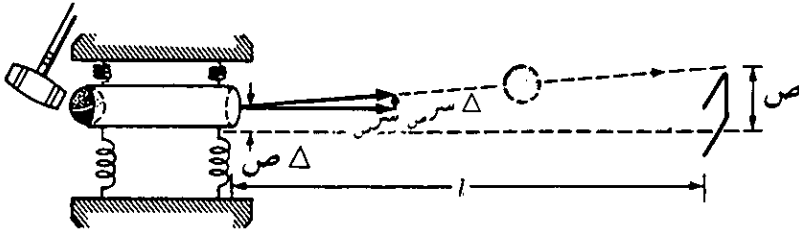
م ٢٣ : ٢٦ يستطيع تحميل أطوال موجية مختلفة على بعضها بعضاً أن يُوضَع الموجة. وبالعكس فالموجة المتموضعة يجب أن تحوي مكونات من اطوال موجية مختلفة. اعتبر الموجة الصوتية الصادرة من احد الانابيب الطويلة لأرغن. فاذا كانت نغمتها ذات تواتر مقداره ٣٠ هز تقريباً واستمرت تُسمع لفترة ٣٣.٠ ثانية، (١) فما طول الرتل الصادر عنها (سر = ٣٤٠ م/ث)؟ (٢) ما متوسط الطول الموجي؟ (٣) ما مدى الاطوال الموجية التي يجب خلطها لتشكّل الموجة؟ (٤) ما مدى التواترات؟ اختياري: ناقش المضامين الموسيقية المترتبة على إجاباتك. لماذا لا يستعين المؤلفون الموسيقيون قط بنغمات قصيرة المدى ذات تواتر متدن جداً؟

لعبة الكروكي الكوانتية

م ٢٣ : ٢٧ في عالم تكون فيه h كبيرة، يجعل مبدأ الارتياح من الصعب على لاعب الكروكي ان يضرب الكرة عبر بؤب. وليساعد في تذليل هذه المشكلة، يصمم مخترع ما الجهاز الممين في الشكل، حيث تمر الكرة في أسطوانة يُسمح لها بالتأرجح في موضعها في مدى مسافة عرضانية مقدارها Δ ص، وتكتسب الكرة بذلك ارتياباً عرضانياً في السرعة مقداره Δ سر. وبسبب تأثيرها بالارتياحين Δ سر و Δ ص تخطي الكرة مركز البؤب بمسافة تساوي ص في المتوسط. (١) بين أن التصميم الأنسب (أي التصميم الذي يصغر ص إلى

أكبر قدر ممكن) هو ذلك التصميم الذي يُعطى فيه تقريباً التارجح المسموح به في موقع الاسطوانة بالمعادلة:

$$\frac{h}{\lambda_{\text{سر}}}\sqrt{} \equiv \Delta \text{ ص}$$



(حيث سرروف يُعرّفان كما في الشكل). (٢) باستخدام مقادير معقولة للكميات ف، ك، و سرر في لعبة الكروكي، جد قيمة Δ ص: (أ) في عالم فيه $\hbar = 0.1$ ج ث و (ب) في عالمنا هذا.

م ٢٨: ٢٣ في الشكل ٢٣: ٢٧ (ج)، اجعل الانقطاعية discontinuity في الطاقة
الوضعية تُحْدِث عند س = صفر، واجعل طح_١ = ٤ طح_٢ . ولقيم س ≤
صفر، اعتبر أن الدالة الموجية هي:

انتقاعية طاقة الوضع

$$\psi, (s) = \text{جا} (k \text{ س} + \frac{1}{4} \text{ ط})$$

(حيثُ المقداران المختاران لوحدةِ السعةِ ولثابتِ الطور (ط/٤) هما اعتباريان). أما لقيمِ $s \geq 0$ ، فاعتبرْ أنَّ الدالةَ الموجيةَ هي: ψ_1 (س) $= e^{i(kx + \omega t)}$. ومن متطلباتِ الميكانيكِ الكوانتيةِ أن مقدارَ الدالةِ الموجيةِ وكذلك مِثْلُهَا يجبُ أن يكونا متصلين عند $s=0$. طبقْ شرطَي الاتصالِ هذين لاجتادِ السعةِ ω والطورِ k للدالةِ الموجيةِ ψ_1 . هل تتوافقُ إجابَتُكَ مَعَ الدليلِ الذي يُظهرُهُ الشكلُ ٢٣: ٢٧ (ج)؟.

م ٢٣: ٢٩ حُلُّ معادلة شرودنجر (المعادلة ٢٣: ٧٦) في منطقة في المكان، حيث الطاقة
الوضعية طو ثابتة واكبر من الطاقة الكلية ط (ومن ثم طح = ط - طو >
صفر). بَيَّنَّ أَنَّهُ يُمْكِنُ كِتَابَةُ الْحُلِّ كَمَا يَلِي:

طاقة حركية سالبة

$$\psi = \psi_{\text{ع}} + \psi_{\text{و}} - \psi_{\text{ث}}$$

عبر عن ψ بدلالة $\psi_{\text{ط}}$.

قواعد التكميم لسَمَرْفِلْد
وَوِلْسُون

م ٢٣: ٣٠ في عام ١٩١٥، اقترح أرنولد سَمَرْفِلْد Sommerfeld ووليم ولسن Wilson المعادلتين التاليتين كَشَرَطَيَّ تكميمٍ لتعيين المدارات المسموح بها للجسيم يتحرك حركةً دوريةً في مستويٍّ ما:

$$h\ell = \theta \cdot L\phi$$

[حيث L هو الزخم الزاوي للجسيم، θ هو احداثيّة الزاوي، و ℓ هو عدد صحيح]. و ϕ خ r و $n = h$ ، حيث خ r هي المكونة القطرية للزخم الجسيم، r هو احداثيّة القطري، ون هو عدد صحيح آخر. والتكاملان هما تكاملان خطيان يؤخذان على دَوْرَةٍ كاملةٍ من حركة الجسيم. (١) بَيَّنْ أن أولى هاتين المعادلتين تكافئ معادلة تكميم الزخم الزاوي: $L = h\ell$. (٢) طَبِّقْ المعادلة الثانية على الحالة الخاصة من الحركة المستقيمة (في بعد واحد) تَحْتَ تأثير جهد هزازٍ توافقيٍّ، وبَيِّنْ أنها تُفْضِي إلى المعادلة ط = $n\hbar$. وهذه المعادلة تختلف بحدٍّ ثابتٍ مقداره $\frac{1}{2}\hbar\omega$ عن المعادلة الصحيحة ٢٣: ٨٨. (وحتى في بعدٍ واحدٍ، فإن تكاملي سَمَرْفِلْد وَوِلْسُون هو تكاملي خطي يتبع دورة واحدة كاملة من الحركة.)

نظرة اجمالية وصفية للعالم
الكوانتي

م ٢٣: ٣١ كما أدخلت النسبية إلى وصفنا للطبيعة مزيداً من النسبية واللامتغيرية، أدخلت الميكانيك الكوانتية مزيداً من الانفصال والضبابية. (١) سَمِّ موضحاً بمثالٍ مناسب كميةً اعتقد يوماً ما أنها متغير متصل ثم ثبت أنها منفصلة او حبيبية. (٢) سَمِّ موضحاً بمثالٍ ايضاً كميةً اعتقد سابقاً أنها معرفة تماماً ثم ثبت أنها ضبابية. (٣) كيف يَدْخُلُ الثابت h في المثالين اللذين أعطيتهما.

الفصل الرابع والعشرون

البنية الذرية Atomic Structure

تكمُن جذورُ بعضِ النظرياتِ الفيزيائيةِ في أنواعٍ معينةٍ من الظواهر، كالظواهرِ الكهربائية مثلاً، وليسَ في منظوماتٍ طبيعيةٍ مخصوصةٍ. والكهرومغناطيسيةُ والديناميكيةُ الحراريةُ هما نظريتان من هذا القبيل، فكلُّ منهما وَحَدَتِ البياناتِ المُجمَّعةُ عن تشكيلةٍ واسعةٍ من الظواهر. وثمةُ نظرياتٍ أخرى تكمنُ أصولُها في منظوماتٍ طبيعيةٍ محدَّدةٍ ذاتِ أهميةٍ خاصةٍ، مع أنها قد تُطبَّقُ في نهايةِ الأمرِ أيضاً على العديدِ من المنظومات. والميكانيكُ النيوتونيُّ هي من هذه النظريات، فقد جلبت النظامَ والوضوحَ للمنظومة الشمسية، والميكانيكُ الكوانتيُّ مثالٌ آخرٌ عليها، إذ أنها طُوِّرتُ خصيصاً لتفسِّرَ صفاتِ الذرات، وهنالكَ كانَ نجاحُها الأعظم. وفي السنواتِ القليلةِ من تطوُّرها الأساسي (١٩٢٥ - ١٩٢٨) وفُرتِ الميكانيكُ الكوانتيُّ نظريةً شاملةً للبنيةِ الذرية، وفُسرَتِ الانتظاماتُ في الجدولِ الدوريِّ. ومن الواضحِ أنَّ بنيةَ الذرةِ تستحقُّ عنايتنا الحريصة، لأنها، فضلاً عن دورها التاريخيِّ في اختبارِ الميكانيكِ الكوانتيِّ وتدعيمِها، تُعَيِّنُ معظمَ الصفاتِ الجرميةِ (الجسميةِ) للمادة، وتقعُ في قلبِ كلِّ الكيمياءِ والاحياءِ الجزيئيةِ molecular biology.

١: ٢٤ تكميمُ الزخمِ الزاوي : The quantization of angular momentum

في بحثه عام ١٩١٣، اقترحَ نيلز بورُ أنَّ الزخمَ الزاويَّ للالكتروناتِ يتكَّمَّم (يكونُ مكَّمَّمًا) في المداراتِ الدائرية (انظر المعادلة ٤٧: ٢٣). وبعدَ عامين من ذلك، قدَّمَ وليمُ وولسون وأرنولد سَمَرْفِلْد: كُلُّ على حدةِ الحججِ لدعمِ قاعدةٍ عامةٍ لتكميمِ الزخمِ الزاويِّ (L):

$$\hbar \ell = \frac{h}{2\pi} \ell = L$$

(١: ٢٤)

قاعدة التكميم لِسَمَرْفِلْد
وولسون (التي أبطلت فيما بعد).

حيث L يرمز إلى الزخم الزاوي و ℓ هو عدد صحيح (بما في ذلك الصفر). ولن نراجع هنا طريقة تفكيرهما، لأنها استبدلت فيما بعد. ولما طُورت الميكانيك الكوانتية تماماً، عُرف بأن قاعدة سمرفلد - ولسون تُعطي بشكل صحيح المركبة العظمى للزخم الزاوي المداري L في أي اتجاه، إلا أن مقدار L هو أكبر منها بعض الشيء. فهذا المقدار يُساوي:

$$\hbar \sqrt{(1+\ell)\ell} = L \quad (2:24) \dots\dots\dots$$

قاعدة التكميم الحديثة للزخم الزاوي L .

حيث ℓ هو عدد صحيح أيضاً. واختصاراً، نتكلم عادة عن الزخم الزاوي المداري (ℓ) قاصدين بذلك المقدار المُعطى بالمعادلة ٢: ٢٤. ومثل عدد بورن، تُسمى الكمية ℓ عدداً كوانتياً.

وقد أُدخل اكتشاف جورج أُهلبِنِك Uhlenbeck وصموئيل جوذ سميث Goudsmit عام ١٩٢٥ الذي يفيد بأن الإلكترون يملك زخماً زاوياً غزلياً spin angular momentum بمركبة عظمى مقدارها $\frac{1}{2} \hbar$ فقط أُدخل إلى الميكانيك الكوانتية من دون أية صعوبة. ونحن ندرك الآن أن الأعداد الكوانتية لغزل الجسم s قد تكون إما صحيحة أو نصف أعداد صحيحة فردية، على الرغم من أن العدد الكوانتي المداري ℓ يقتصر على القيم الصحيحة. وتُعطي القيم المسموح بها لمقدار الغزل $\vec{S}$ بالمعادلة:

$$\hbar \sqrt{(1+s)s} = S \quad (3:24) \dots\dots\dots$$

وثمة قاعدة مماثلة تنطبق على الزخم الزاوي الكلي $\vec{J}$:

$$\vec{S} + \vec{L} = \vec{J} \quad (4:24) \dots\dots\dots$$

مقدار الزخم الزاويين الغزلي $\vec{S}$ والكلي $\vec{J}$.

• ربما يكون جون نيكولسون Nicholson أول من تقدّم باقتراح حول قاعدة عامة لتكميم الزخم الزاوي في عام ١٩١٢، وذلك في ضوء أنماط التفكير والأدلة التي كانت في ذلك الوقت مهزوزة في أحسن الأحوال. وتُنسب المعادلة الهامة ١: ٢٤ إلى بور غالباً، إلا أنها في الحقيقة تعود إلى ولسون وسمرفلد. وفي وقت متأخر من عام ١٩١٥، كتب بور في رده على أفكار ولسون يقول: «يجب التأكيد أنه في حالة المدارات الدائرية فقط يكون للزخم الزاوي صلة بمبادئ النظرية الكوانتية. ولذلك، فإذا لم يُقدّر تطبيق الميكانيك العادية على الحالات المستقرة للنظام إلى مدارات دائرية تماماً، فإنه لا يمكننا تطبيق الافتراض: $L = \hbar n$ ». [المجلة الفلسفية، *The phil. mag.*، السلسلة ٦، ٣٠، ٣٩٤ (١٩١٥)]. الاقتباس مأخوذ عن ص ٣٩٨.

+ قد يُستخدم أيضاً لفظ اللاب كمرادف للغزل.

ويعبر عن تكميم مقداره بالعلاقة التالية :

$$\hbar \sqrt{j(j+1)} = J \quad \dots\dots\dots (٥:٢٤)$$

وقد يكون العدد الكوانتي j عدداً صحيحاً او نصف عدد صحيح فردي. وتصح المعادلات ٢: ٢٤-٥ أيضاً على منظومات الجسيمات، وعندها يكون L الزخم الزاوي الكلي للمنظومة، ويكون S و L الزخمين الزاويين: الغزلي والمداري للجسيمات في المنظومة بالترتيب.

مثال: ما مقدار الخطأ في التقريب $\hbar \ell = L$ عندما $\ell = ١$ وعندما $\ell > ١$ ؟ عندما $\ell = ١$ تعطي المعادلة ٢: ٢٤ $\hbar \sqrt{١(١+1)} = L$ ، وهي اكبر من قيمة سمرفلد-ولسون: $\hbar = L$ بمقدار ٤١٪. وعندما تكون ℓ كبيرة، نكتب:

$$\ell \sqrt{\ell^2 + 1} \approx \ell \sqrt{1 + \frac{1}{\ell^2}} \approx \ell (1 + \frac{1}{2\ell^2})$$

ان قيمة L باستخدام هذا التقريب هي:

$$\hbar (\frac{1}{\ell^2} + 1) \ell \approx L \quad (1 < \ell) \quad \dots\dots\dots (٦:٢٤)$$

ويعني هذا أن المقدار $\hbar \ell$ ينقص عن هذه القيمة بمقدار $\frac{1}{\ell^2} \hbar$ ، أي بفارق كسري مقداره $\frac{1}{\ell^2}$. ولذا، فللقمية $\ell = ١٠$ ، تعتبر الصيغة: $\hbar \ell = L$ جيدة إلى حد ٥٪، وللقمية $\ell = ٥٠$ ، تكون الصيغة جيدة إلى حد ١٪. أما التقريب الأفضل منه بكثير فهو $L \approx \hbar (\frac{1}{\ell^2} + \ell)$



* تجربة شترن - غرلاخ: تكميم الوجهة*:

The Stern - Gerlach Experiment: quantization of orientation:

في عام ١٩٢٢ نشر أولتر غرلاخ وأوتو شترن نتائج تجربة أظهرت جانباً من أكثر جوانب حبيبة الطبيعة إثارة، وهو تكميم الوجهة. فليس مقدار الزخم الزاوي مكمماً

* نستخدم أحياناً كلمة الاتجاه بدلاً من الوجهة.

فحسب، وإنما أيضاً وجهته في الفراغ. وفي التجربة الفذة التي كشفت عن هذه الحقيقة لأول مرة، أرسل شترن وغرلاخ حزمة من ذرات الفضة المعتدلة (غير المشحونة) عبر مكان مفرغ، أحدث فيه وجهان قطبيان ذوا تصميم غير عادي مجالاً مغناطيسياً قوياً غير منتظم (الشكل ١: ٢٤). وفي هذا المجال، تعاني الذرة قوةً تتناسب مع مركبة عزمها المغناطيسي magnetic moment في اتجاه المجال. ولتبيين ذلك، دعنا نعتبر ثنائياً قطبياً مغناطيسياً مثالياً idealized magnetic dipole يتألف من قطبين: شدتها (هـ) و (هـ-)، والمسافة بينهما ف، موضوعاً في مجال مغناطيسي منتظم (الشكل ٢: ٢٤). إن القوة الصافية (محصلة القوة) على الثنائي القطبي هي:

$$\vec{Q} = \vec{H}_2 - \vec{H}_1 \quad \dots \dots \dots (٧: ٢٤)$$

وللتبسيط، نفترض أن المجال عند الثنائي القطبي (ثنائي الأقطاب) يتجه تقريباً في الاتجاه العيني (ب ≡ ب ع)، وأن لا تجانس المجال inhomogeneity تتجه أيضاً في الاتجاه العيني، [ويعني هذا أن 6/ب س و 6/ب ص يمكن إهمالهما بالنسبة إلى 6/ب ع]. ومن ثم، فإن المجال ب_١ على القطب العلوي يمكن ربطه بالمجال ب_١ على القطب السفلي بوساطة مفكوك متسلسلة تيلر Taylor series المعمول إلى الرتبة الأولى:

$$\vec{B}_2 = \vec{B}_1 + \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial x} \right) \Delta x$$

وبوضع هذه القيمة للمجال ب_١ في المعادلة ٧: ٢٤، نحصل للقوة الصافية (ق = ق ع) على:

$$Q = H - H \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right) \Delta x$$

لكن المسافة Δ ع ترتبط بالمسافة ف بالعلاقة: Δ ع = ف جتا θ، حيث θ هي الزاوية بين ثنائي الأقطاب والمجال. ولذلك، يمكن كتابة القوة كما يلي:

محصلة القوة على ثنائي الأقطاب

$$Q = H F \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right) \cos \theta$$

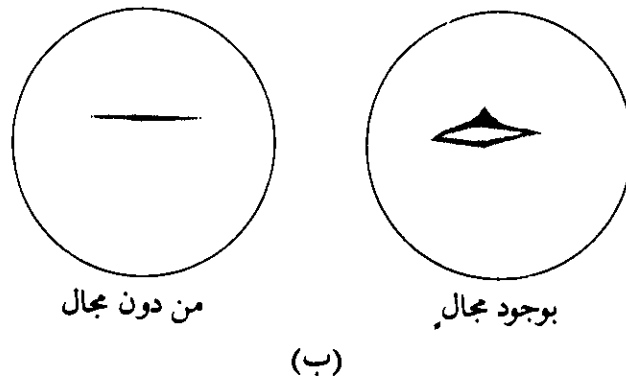
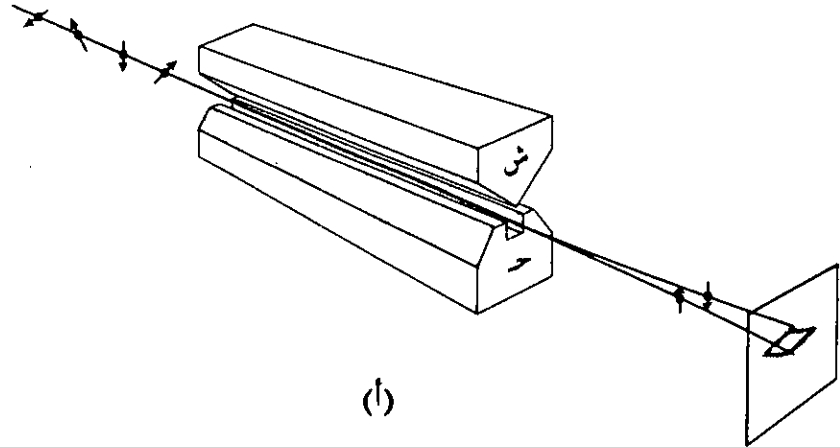
وأخيراً، يمكننا أن نستخدم حقيقة أن عزم ثنائي الأقطاب لهذين القطبين هو: μ = هـ ف،

ولذا يمكن أن نعبر عن القوة بالشكل التالي:

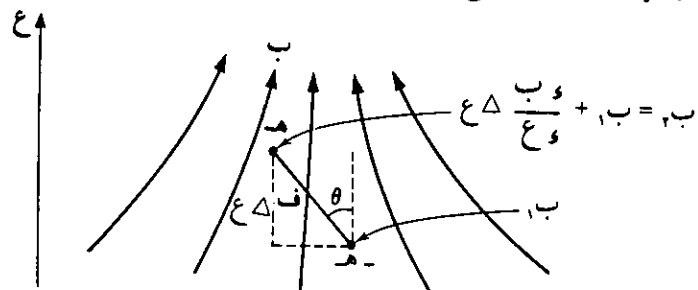
محصلة القوة (القوة الصافية) على
ثنائي اقطاب

(A: 28)

$$ق = \mu \left(\frac{ب}{ع} \right) \text{ جتا } \theta$$



الشكل ٢٤: ١: (أ) جهاز غرلاخ وشرن: تُخرج ذرات الفضة من المجال المغناطيسي غير المنتظم في حُرْمَتَيْن، وتشير الاسهم الصغرى إلى اتجاه الزخم الزاوي للذرة الذي يعاكس اتجاه العزم المغناطيسي. (ب) عينة من النتائج التجريبية التي حصل عليها غرلاخ وشرن [Zeitschrift für Physik 9,349 (1922)].



الشكل ٢٤: ٢: ثنائي أقطاب مثالي في مجال مغناطيسي غير منتظم. بالاصافة الى عزم التدوير في اتجاه عقارب الساعة، يعاني هذا الثنائي قوة صافية علوية (في الاتجاه العلوي).

لو حظ وجود وجهتين فقط

وكما يبين الشكل ٢٤: ١ (أ)، فمن المتوقع أن يكون للذرات الداخلة إلى المجال أزخام زاوية متجهة عشوائياً، وتبعاً لذلك عزوم مغناطيسية متجهة عشوائياً أيضاً. ووفقاً للمعادلة ٢٤: ٨، يجب أن تُحَرَف الذرات المختلفة بمقادير مختلفة، تبعاً للزاوية بين عزومها المغناطيسية واتجاه المجال. وبمقتضى التفكير الكلاسيكي يجب أن تُظهِر اللوحة التي تُستخدَم ككاشف توزيعاً متصلاً من الانحرافات محصوراً بين حَدَّين (نهايتين). ولكن بدلاً من ذلك شاهد غِزَلاخ وشرن خطين محددين تماماً على اللوحة، مما دَلَّ على أن الذرات كانت تخرجُ من المجال بعزمين مغناطيسيين موازيين للمجال: في اتجاهه وفي عكس اتجاهه، من دون أي اتجاهات أخرى تتوسط بينهما.

ولم يَعْرِف شترن وَغِزَلاخ الزخم الزاوي لذرة الفضة، وافترضاً على الأرجح أنه يساوي $j = 1$. وفيما بعد، هيات الميكانيك الكوانتية القاعدة لتكميم الوجهة التي أظهرت أن ذرة الفضة يجب أن يكون لها زخم زاوي مقداره $j = \frac{1}{2}$. وهذه القاعدة العامة هي: مركبة الزخم الزاوي في أي اتجاه يُختار في الفراغ تُحَدِّد قيمها بحيث تختلف المركبتان المتجاورتان المسموح بهما بالمقدار $\hbar$ بالضبط. وفي حالة الزخم الزاوي المداري فإن المركبات المسموح بها هي:

$$\hbar m_\ell = \epsilon L \quad (9:24) \dots\dots\dots$$

تكميم L : هنالك $(1+\ell^2)$ من القيم الممكنة

حيث m_ℓ هو عدد موجب أو سالب أو صفر:

$$\ell + , \dots , \ell_- = m_\ell \quad (10:24) \dots\dots\dots$$

ويمكن أن يأخذ العدد الكوانتي m_ℓ القيم المختلفة التي عددها $2\ell + 1$. إن جعل المحور العيني لنظام الاحداثيات يقع في الاتجاه المختار في الفراغ هو اصطلاح متفق عليه؛ ولذا يظهر الرمز السفلي ϵ في المعادلة ٢٤: ٩. ويوضح الشكل ٢٤: ٣ الوجهات المدارية الممكنة الثلاث عندما $\ell = 1$.

أما الزخم الزاوي الغزلي والزخم الزاوي الكلي، فتتحكم بهما معادلات مماثلة جداً للمعادلة ٢٤: ٩، وتكون مركبتاهما في اتجاه أي محور يُختار كما يلي:

$$\hbar m_s = \epsilon S \quad (11:24) \dots\dots\dots$$

تكميم S و L

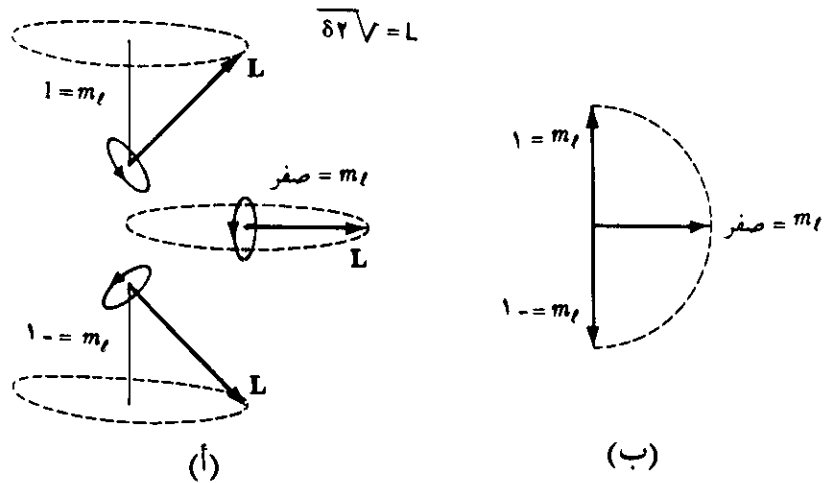
$$\hbar m_j = \epsilon J \quad (12:24) \dots\dots\dots$$

وهذان العدداً الكوانتيَّان للوجهة: m_s و m_l قد يكونان إما عددين صحيحين او نصف اعداد صحيحة فردية. وفي كلا الحالتين، فإن القيم المتعاقبة المسموح بها تختلف بمقدار واحد صحيح:

$$(13:24) \dots\dots\dots S, 1-S, \dots, 1+S, S = m_s$$

$$(14:24) \dots\dots\dots j, 1-j, \dots, 1+j, j = m_l$$

ولكل من الالكترون والبروتون الذي مقدار غزله $s = \frac{1}{2}$ وجهتان ممكنتان فقط [الشكل ٤: ٢٤ (أ)]. ويظهر الشكل ٤: ٢٤ (ب) مثلاً على ذلك، حيث $z = \frac{3}{2}$.



الشكل ٣: ٢٤ : تكميم الوجهة :

(أ) ثلاث وجهات ممكنة للزخم $\vec{L}$ عندما $l = 1$.

(ب) عرض مبسط للوجهات بدلالة العدد الكوانتي m_l .

من المظاهر الهامة لتكميم الوجهة انه يُقَيَّد عدد الطرق المختلفة التي يستطيع أن يتحرك بها جسيم او نظام، اي بلغة فنية عدد حالاته. فالذرة التي زخمها الزاوي $\sqrt{j(j+1)}\hbar$ تستطيع ان توجه نفسها بعدد من الطرق المختلفة يساوي فقط $(2j+1)$. ولأن عدد وجهات ذرات الفضة الملاحظة في تجربة شترن وغرلاخ هو ٢، فإن قيمة z تتعين رأساً بالشرط: $2 = j + \frac{1}{2}$.

إن معظم النتائج المذكورة في هذا الجزء تتخذ شكل قواعد اعتباطية في الظاهر، إذ أن اشتقاقها الميكانيكي - الكوانتي هو فوق مستوى معالجتنا. وعلى أية حال، فعندما نفكر

يجب أن يكون مقدار z للذرة الفضة $\frac{1}{2}$.

بدلالة الشروط الحدية الموجية wave boundary conditions ، فان وجود مثل هذه الحبيبية امر لا يثير الدهش . فالصورة البسيطة لموجة دوبروي التي تتبع مداراً كلاسيكياً اقترحت لنا تكميم الزخم الزاوي المداري (الشكل ٢٣: ١٧) . ومن أجل توسيع هذه الصورة، فلنفكر الآن بموجة ثلاثية الابعاد تتمركز في نقطة ما مثل نواة ذرة . فمثل هذه الموجة قد يتذبذب مقدارها على امتداد أي مدار مغلق . وإذا حدث ذلك ، فلا بد لها من ان تطبق على نفسها بسلسلة بعد رحلة واحدة على المسار . اما متطلب أن لا يكون للموجة أية انقطاعات ، أو أية مناطق ذات احتمال غير متناه ، فيقود الى الشروط الكوانتية المفروضة على كل من مقدار الزخم الزاوي ومركباته .

الشروط الحدية الموجية تستطيع تفسير تكميم كل من L و θ

وهنا قد يستفسر القارئ اليقظ عن سؤال قد تجنبناه عمداً : كيف يمكن أن تكون وجهة الزخم الزاوي مكممة بالنسبة الى محور ما ، في الوقت الذي تكون فيه مكممة بالنسبة الى محور آخر يميل بزاوية ما على المحور الأول؟ وهذا السؤال سنتناوله في الجزء ٢٤: ٢ .

** العزم المغناطيسي للالكترون : The Magnetic Moment of the electron

تتعين القوة على ذرة الفضة في تجربة شترن - غرلاخ بالعزم المغناطيسي للذرة (المعادلة ٢٤: ٨) . ولذلك ، ومن دون معرفة الزخم الزاوي للذرة ، استطاع هذان العالمان أن يجدوا العزم المغناطيسي أو بشكل أدق المركبة العظمى للعزم المغناطيسي في اتجاه المجال . وبارتياب (بخطأ) مقداره تقريباً ١٠٪ ، وجدا أن :

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} \quad (٢٤: ١٥) \dots\dots\dots$$

وبمصادفة غريبة ، فهذه القيمة هي بالضبط القيمة التي يتوقعها المرء من ناحية كلاسيكية لجسيم لا غزل له وشحنته e ويدور بزخم زاوي $L = \hbar$. ومن المعادلة ١٦: ٥٤ :

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} \vec{L}$$

ويستخدم الافتراضين المعمول بهما حينذاك ، وهما أن العزم المغناطيسي للالكترون ينشأ فقط عن حركته المدارية ، وأن $L = \hbar$ ، نحصل (عندما $\theta = 0$) على :

العزم المغناطيسي المتوقع لجسيم
لا غزل له يدور في مدار ما

(١٦: ٢٤)

$$\mu = -\frac{e\hbar}{2m_e} \quad (16:24)$$

وتُعرف الوَحْدَةُ الكوانتية للعزم المغناطيسي في هذه المعادلة اي الكمية $\frac{e\hbar}{2m_e}$
بمغنيطون بور Bohr magneton الذي له الرمز الدارج μ_B (μ_B):

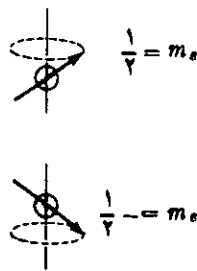
(١٧: ٢٤)

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

مغنيطون بور: وحدة ملائمة

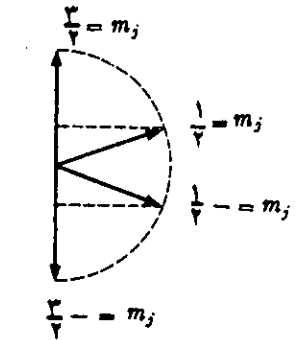
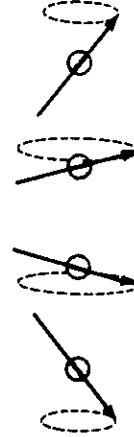
وبإيجادها بالتجربة أن $\mu = \mu_B$ لذرة الفضة، استطاع غولاخ وشرن ان يفترضوا على
نحو معقول بأن العزم المغناطيسي للذرة يُعزى إلى الكترون واحد زخمه الزاوي $\ell = 1$.

(أ)



$$\frac{1}{2} = s$$

(ب)



$$\frac{1}{2} = j$$

الشكل ٢٤: ٤: تكيم الوجهة في حالة: (أ) جسيم غزله $s = \frac{1}{2}$ ، و (ب) نظام زخمه الزاوي الكلي $j = \frac{3}{2}$.

ولم يتم اكتشاف ان العزم المغناطيسي الذاتي intrinsic magnetic moment أو
العزم المغناطيسي الغزلي للالكترون هو مثلاً القيمة المتوقعة كلاسيكياً الا بعد ذلك.
ويساوي العزم المغناطيسي الغزلي ما يلي:

العزم المغناطيسي للالكترون
(عندما يكون $L = 0$ صفر)

(١٨: ٢٤)

$$\mu_s = -\frac{e\hbar}{2m_e} S$$

وهذا العامل الاضافي 2 يُسمّى العامل g للالكترون (انظر المعادلة ١٦: ٥٥).
وبأخذ المركبة العينية للمعادلة ١٨: ٢٤ نحصل على:

$$\hbar m_s \frac{e}{2m_e} \frac{1}{\hbar} = S \frac{e}{2m_e} \frac{1}{\hbar} = \mu_s$$

(١٩:٢٤)

$$m_s \mu_B =$$

وفي حالة القيمة $m_s = \frac{1}{2}$ ، نحصل على $\mu_s = \mu_B$ ، وهي نفس القيمة المتنبأ بها بالمعادلة ١٦:٢٤ عندما $\ell = 1$. وبالفعل ، يسهم إلكترون واحد على نحو تام تقريباً بالعزم المغناطيسي لذرة الفضة ، إلا أن العزم المغناطيسي لها ينشأ عن غزل الإلكترون ولا ينشأ عن حركته المدارية . [تحتوي ذرة الفضة (٤٧) إلكترونات. ولـ ٤٦ منها ، يكون مجموع الزخم الزاوي المداري والغزلي صفرًا ، مما يتسبب أيضاً بجعل أعزائها المغناطيسية يلغي بعضها بعضاً ، أما الإلكترون السابع والاربعون الذي له $\ell = 0$ صفر $S = \frac{1}{2}$ ، فيفسر الصفة المغناطيسية الكلية للذرة ، عدا اسهام النواة الذي هو أقل من ذلك بكثير]. وستتناول المزيد من الخصائص المغناطيسية للذرات في الجزء ١٠:٢٤



الشكل ١٠:٢٤ : تجربة لبيان خصائص حالات الغزل : تنسقط الذرات ذات الوجهات العشوائية في غزلها من اليسار ، ويمر نصفها عبر مستقطبة الغزل الأولى ، وتخرج ككله مستقطباً تماماً في اتجاه واحد . ويمر نصف الخارج من المستقطبة الأولى بدوره في مستقطبة ثانية تعمل زاوية ٩٠° مع المستقطبة الأولى . الشرح : يمكن اعتبار حالة الذرة في المنطقة الوسطى ، حيث يتجه غزلها إلى أعلى بشكل محدد ، كتركيبتين : احدهما غزلها إلى اليمين والأخرى غزلها إلى اليسار .

★ ١٠:٢٤ : تركيب حالات الغزل : Superposition of spin states

لا يوجد شيء ما في الجهاز الذي استخدمه شترن - غرلاخ في تجربتهما المشهورة يوجب تغيير وجهة الزخم الزاوي ؛ وبالرغم من ذلك ، فالذرات على ما يظهر تدخل الجهاز بأي وجهة كانت وتخرج منه بوجهتين فقط لا غير (الشكل ١٠:٢٤) . إن التفسير الميكانيكي الكوانتي لسلوك الذرات هذا لا يتمثل في أن الذرة تغير وجهتها وهي تمر عبر المجال غير المنتظم ، وإنما يتمثل في أن المجال يتخير وجهات هي أصلاً موجودة ، وأن كل وجهة منها ، وهذه هي النقطة الأساسية ، يمكن اعتبارها كتوليفة (تركيبتين) من

مغناطيس شترن - غرلاخ يختار الوجهات الموجودة أصلاً ولا يغيرها

الوجهتين اللتين يختارهما المجال. ولذا تشبه الوجهات المكتملة شَبَهَا قوياً استقطاب
الأمواج المستعرضة (العرضانية). فعندما تتمرُّ الذرة في الجهازِ فإنَّ حالتها الحركية تُعدُّ
تراكباً معيناً من حالتين: حالة الغزلِ الى أعلى، وحالة الغزلِ الى اسفل، وينبغي
اعتبارها على أنها توجد في وقتٍ واحدٍ في هاتين الحالتين، وأنها ستخرجُ من الجهازِ، و«غزلها»
الى الاسفل»، ببعض الاحتمال.

وهذه الافكارُ يمكنُ توضيحها أيضاً من طريقِ اعتبارِ فعلِ مستقطباتِ الغزلِ
الافتراضية في الحزمة الذرية. ان مستقطبة الغزلِ هي عبارة عن جهازٍ لا يَسْمَحُ إلا بمرورِ
الذراتِ التي لغزلها وجهةٌ محددةٌ واحدة. (وَيُتْرَكُ كمسألةٍ للطالبِ بيانُ كيفَ يمكنُ إنشاءُ
هذا الجهازِ بالفعلِ باستخدامِ مغناطيسِ شترن - غرلاخ). لنعتبرُ مستقطبتَي غزلِ
مترادفتينِ تعملُ إحداهما معَ الأخرى زاويةً ٩٠° (الشكل ٢٤: ٥). من المستقطبة الأولى
تُخْرَجُ الذراتُ وَغزلها الى الأعلى. ونتوقعُ من ناحيةٍ كلاسيكيةٍ أن لا تَمُرَّ أيُّ من هذه الذراتِ
في المستقطبة الثانية لأنها تَسْمَحُ فقط بمرورِ الذراتِ التي غزلها الى اليسار. وفي الحقيقةِ تظهرُ
نصفُ الذراتِ التي غزلها الى الاعلى بغزلِ الى اليسار. فالحالة: الغزلُ الى الاعلى هي
تراكبُ حالتين: الغزلُ الى اليسار والغزلُ الى اليمين. ومن ناحيةٍ رياضيةٍ، تكونُ العلاقةُ
بينَ ساعاتِ الأمواجِ هذه كما يلي:

تراكب حالات الغزل

$$\psi_{\text{اعلى}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{\text{يسار}} + \psi_{\text{يمين}}) \quad \dots \dots \dots (٢٤: ١٠)$$

الوجهة المحدودة في اتجاه خط ما
تمني وجهة محتملة ايضاً في اتجاه
خط آخر

ومع أن غزلَ أيِّ ذرةٍ قد يتجهُ بالتحديد، في وقتٍ ما، إلى الأعلى، إلا أن هنالك في
الوقتِ نفسه احتمالاً مقداره ٥٠٪ بأن يكونَ متجهاً الى اليسار. وعلى نحوٍ مماثلٍ، فالحالةُ
التي لها بالتحديد غزلُ الى اليسارِ هي خليطٌ متساوٍ من الحالتين: حالة الغزلِ الى الاعلى
وحالة الغزلِ الى الاسفل. وبوجهٍ أعم، ففي حالة القيمةِ $z = \frac{1}{2}$ ، فإنَّ أيَّ وجهةٍ مهما
كانت تكافئُ توليفةً من وجهتين تماماً كالوجهةِ الى الأعلى والوجهةِ الى الاسفل. ومع أنها
تبدو متناقضةً، إلا أن قواعدَ التراكبِ هذه تفسِّرُ لنا سببَ كونِ غزلِ الالكترُونِ يتجهُ في
اتجاهينِ فقط على امتدادِ خطٍّ معين، مَعَ أن الخطَّ قد يأخذُ أيّاً من الاتجاهات. وعندما
يكونُ $z < \frac{1}{2}$ ، تصبحُ قوانينُ التراكبِ أكثرَ تعقيداً نوعاً ما، مَعَ أن المبدأ واحد.

٣:٣٤ : ذرة الهيدروجين : الاعداد الكوانتية والدوال الموجية :

The hydrogen atom: quantum numbers and wave functions

في نظرية بور لذرة الهيدروجين، تتميز كل حالة مستقرة بعدد كوانتي واحد n .
ووجد أخيراً أن أربعة اعداد كوانتية تلزم لوصف حالة الالكترون الذري . وسنعتبر ثلاثة منها
في هذا الجزء، أما الرابع المرتبط بغزل الالكترون فسن تناوله في الجزء التالي :

١٠ العدد الكوانتي الرئيس (الأساسي) :

$n = 1, 2, 3, \dots$ (جميع الاعداد الصحيحة الموجبة).

العدد n يُعَيِّن الطاقة

وهذا العدد الكوانتي ومعادلة الطاقة لبور (المعادلة ٢٣ : ٣٦) حافظا على وجودهما في
النظرية الكاملة للميكانيك الكوانتية، مع أن الصورة الفيزيائية للذرة تغيرت بشكل
جذري . ويعيّن العدد الكوانتي الرئيس طاقة الذرة التي هي مكتملة لأن الالكترون محصور
في الاتجاه القطري على غرار ما يحدث عند حجز جسيم في صندوق).

٢٠ العدد الكوانتي للزخم الزاوي المداري :

$\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$ (n من القيم المختلفة)

وهذا العدد الكوانتي يعيّن الزخم الزاوي المداري وفق المعادلة ٢٤ : ٢ :

$$\hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} = L$$

لقيمة معطاة للعدد n ، يكون :

ℓ من $n-1$

وعند اعتبار الحالة الأرضية للذرة ($n = 1$)، يكون $\ell = 0$ صفرًا*. ولكننا عند اعتبار
الحالات المهيجة ($n > 1$)، نجد تعددية مثيرة فيها. فللطاقة المعروفة بالعدد $n = 2$ (الطاقة
النهائية لانتقالات بالمر)، يوجد بالفعل حالتان مستقرتان متميزتان⁺ : إحداهما ذات زخم
زاوي مقدار صفر، والثانية ذات زخم زاوي مقداره ١ . ويقال لهاتين الحالتين إنهما
مفسوختان degenerate ، بمعنى أنهما تملكان نفس الطاقة، ولذا، فهما لا تظهران في
الطيف منفصلتين . وللطاقة المعروفة بالعدد $n = 3$ ، توجد ثلاث حالات مفسوخة و بأعداد
كوانتية للزخم الزاوي ℓ تساوي صفر، ١، و٢ . وهذه الحالات تقابل المدارات الاهليلجية

الحالات التي لها قيم مختلفة من

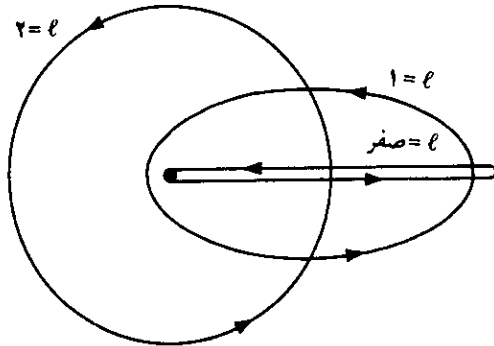
العدد الكوانتي ℓ هي حالات

مفسوخة في ذرة الهيدروجين

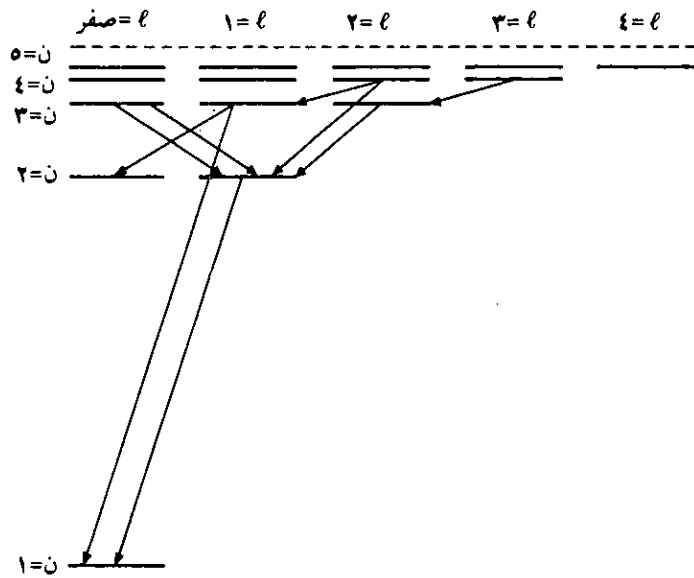
* لاحظ ان هذا يجعل المعادلة ٢٣ : ٤٧ غير صحيحة .

+ عندما تُؤخذ تعددية الوجهة بالاعتبار، فهناك أكثر من حالتين مستقرتين .

الكلاسيكية ذات الطاقات المتساوية والانحرافات المركزية eccentricities المختلفة (الشكل ٢٤: ٦).



الشكل ٢٤: ٦: ثلاثة مدارات كلاسيكية تقابل الحالات الحركية الثلاث المفسوخة في ذرة الهيدروجين عندما $n = 3$ ، و $l = \text{صفر}$ ، 1 ، 2 . المدارات الكلاسيكية ذات الطاقة المتساوية لها أنصاف محاور أساسية متساوية. وبالفعل بالطبع، فالدوال الموجية لهذه الحالات الحركية تكون منتشرة، وتقابل على نحو تقريبي فقط المدارات الكلاسيكية.



الشكل ٢٤: ٧: الرسم الحدي لذرة الهيدروجين: الطاقة الرابطة تُرسم رأسياً إلى الأسفل، في حين يُرسم الزخم الزاوي المداري أفقياً إلى اليمين. الأسهم تشير إلى طفرات كوانتية ممثلة.

ولعرض كلا العددين الكوانتيين n و l يُرسم رسم حدي حديث: تكون فيه الطاقة في الاتجاه الرأسي والزخم الزاوي في الاتجاه الأفقي. ويُظهر الشكل ٢٤: ٧ مثل هذا الرسم.

للإلكترونات ، وقد أُضيفت إليه أسهمٌ لتدلُّ على الطفرات الكوانتية المصاحبة لابتعاث الفوتون. وإلى حدٍّ ما لأنَّ الفوتونات لها وَحدةٌ واحدةٌ من الزخم الزاويِّ، فإنَّ معظم الانتقالات الذرية تحدثُ بين الحالات التي تختلفُ بوحدةٍ واحدةٍ في زخمها الزاويِّ المداري.

٣٠ العدد الكوانتي للوجهة المدارية : Orbital - orientation quantum number

$$m_l = \ell, \ell-1, \ell-2, \dots, -\ell, -(\ell-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (\ell-1), \ell \quad (\ell+1 \text{ من القيم المختلفة}).$$

وَيُعَيَّنُ هذا العدد الكوانتي مركبة الزخم الزاويِّ المداريِّ في اتجاه محورٍ عينيٍّ اعتباطيٍّ (المعادلة ٢٤: ٩):

$$\hbar m_l = L_z$$

وفي غياب المجالات المغناطيسية والمؤثرات الأخرى التي تحدُّ اتجاهها معيناً في الفراغ، تكون الحالات المختلفة في وجهتها مفسوخة. وهذا الأمر لا يشيرُ الاستغراب. ففي الخلاء التام، حيث تتكافأ جميع الجهات الممكنة، يجب أن لا تتأثر الذرة بالوجهة التي يأخذها زخمها الزاوي. وفي رسمٍ حديّ كالمبين في الشكل ٢٤: ٧، لا تُعرَضُ الحالات المختلفة في وجهتها منفصلةً عن بعضها بعضاً، إذ ينبغي تصوُّرُ كلِّ درجةٍ من الدرجات التي يشتملُ عليها الرسمُ على أنها تمثلُ (١+٢) من الحالات الحركية المتميزة التي تختلفُ في وجهتها فقط.

يمثل الخط الواحد في الرسم
الحدي (١+٢) وجهة مختلفة

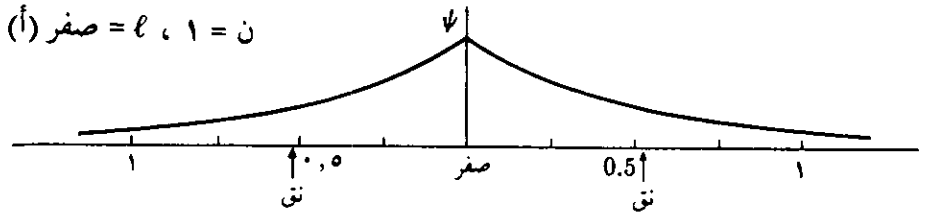
وبدلالة الأعداد الكوانتية، يُعدُّ الإلكترونُ في ذرة الهيدروجين مقيداً تماماً مثل سيارةٍ شحنيٍّ في ساحة تحويل. وفي الوقت نفسه، وبسبب طبيعته الموجية، ينتشرُ الإلكترونُ طليقاً كغيمة فوق حجم الذرة الكليِّ في كلِّ حالةٍ من حالاته المقيدة. ويُظهِرُ الشكل ٢٤: ٨ مقاطع عرضية من الأمواج الإلكترونية في الاتجاه النصفقطري لعدة حالات مستقرة لذرة الهيدروجين. وعلاوة على ذلك، تُظهِرُ الأمواج اهتزازاً في الاتجاه الزاوي. ويعطي الشكل ٢٤: ٩ تمثيلات مصورة للأمواج الثلاثية الأبعاد باستخدام التظليل التفاضلي differential shading، حيث تناظرُ شدة التظليل تقريباً الاحتمال لوحدة الحجم الواحدة أو مربع الدالة الموجية.

وتوضَّحُ الحالات الأربع المختارة للتمثيل المصور ملامح هامة للأمواج الكوانتية هي: (أ) أن أكثر الموجات التي لا ملمح لها هي موجة الحالة الأرضية (ن = ١، $\ell = 0$ صفى).

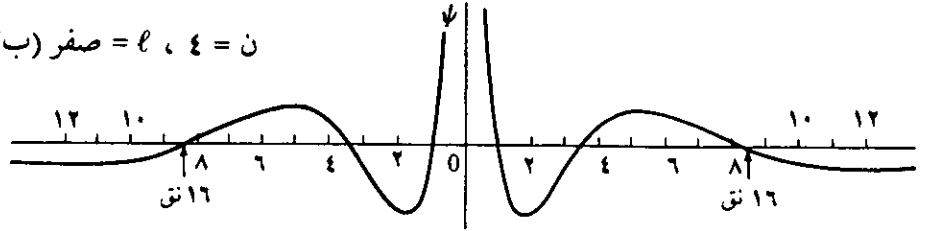
تُظهر الدوال الموجية الانتقال من
السلوك الكوانتي الى السلوك
الكلاسيكي

وبسبب عدم وجود زخم زاوي لها تفتقر هذه الحالة أيضاً الى اتجاه مفضل في الفراغ، وهي لذلك تبدو كموجة كروية متماثلة. وفي الاتجاه القطري (نصف القطري) تظهر الموجة بأبسط صورة ممكنة، إذ ترتفع الى نهاية عظمى عند مركز الذرة، ثم تهبط ثانية. (ب) وللحالة الطاقية الأعلى $n = 4$ ، $\ell = 0$ صفر، ينعكس غياب الزخم الزاوي ثانية في التماثل الكروي للموجة. أما المماثلة الكلاسيكية لهذه الحالة الحركية فهي مسار الخط المستقيم جيئةً وذهاباً عبر النواة (تصوّر اهليلجاً طويلاً ضيقاً حثيثاً بحيث أصبح خطاً مستقيماً). وأما في الموجة الكوانتية فتُظهر هذه الحركة الذاهبة الراجعة نفسها في اهتزاز نصف قطري. ولأن

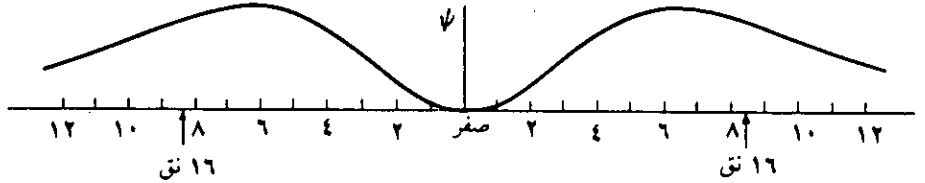
(أ) $n = 1$ ، $\ell = 0$ صفر



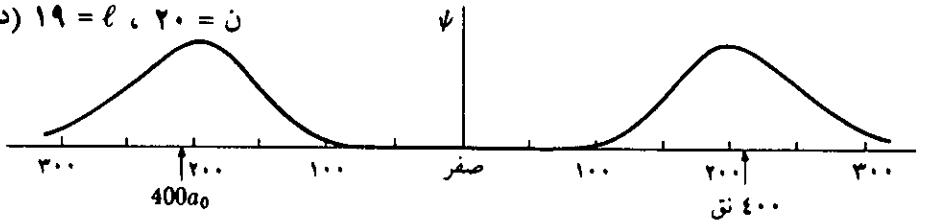
(ب) $n = 4$ ، $\ell = 0$ صفر



(ج) $n = 4$ ، $\ell = 3$ صفر



(د) $n = 20$ ، $\ell = 19$ صفر

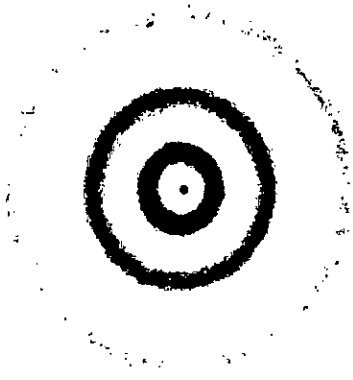


Distance in angstroms

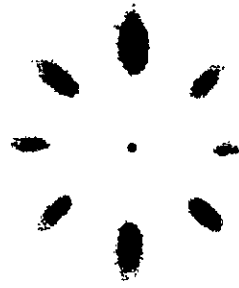
الشكل ٢٤:٨: مقاطع عرضية للأمواج الالكترونية في الاتجاه القطري لاربعة من الحالات في ذرة الهيدروجين: (أ) الحالة الأرضية $n = 1$ ، $\ell = 0$ صفر. (ب) الحالة $n = 4$ ، $\ell = 0$ صفر المناظرة لمسار الخط المستقيم الكلاسيكي المار في النواة. (ج) الحالة $n = 4$ ، $\ell = 3$ المناظرة لمدار دائري. (د) الحالة $n = 20$ ، $\ell = 19$ المناظرة لمدار دائري كبير. لاحظ ان المقاييس النصفقطرية غير متساوية في الرسومات البيانية المختلفة.



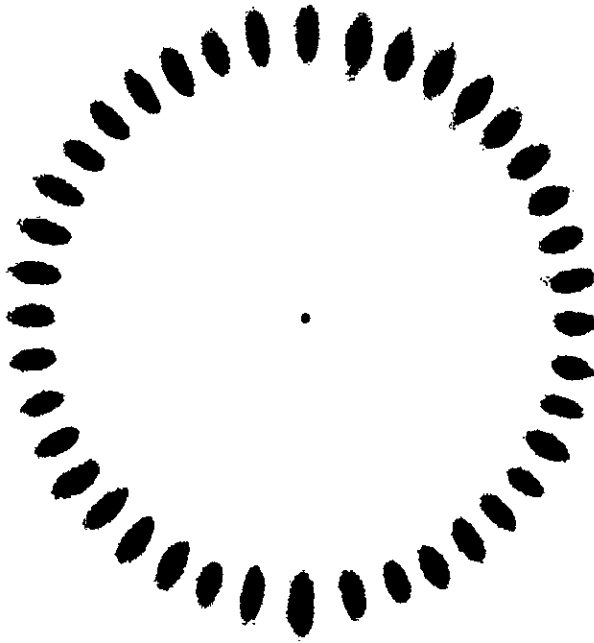
(أ)



(ب)



(جـ)



(د)

الشكل ٢٤ : ٩ : تمثيل مصور للكثافة الاحتمالية للأمواج الالكترونية في الحالات الأربع المبينة في الشكل ٢٤ : ٨ . لاحظ أن المقياس المنقط غير متساوية في الرسوم الأربعة .

عليها ان تقطع مسافة وهي في الحالة $n = 4$ اكبر من المسافة وهي في الحالة $n = 1$ ، فإن الموجة الالكترونية تهتز عدداً من الاهتزازات من أحد جانبي الذرة إلى الجانب الآخر. (ج) وعلى المستوى الطاقّي نفسه ($n = 4$)، تُظهر الدالة الموجية للحالة ذات الزخم الزاوي الأكبر ($l = 3$) ايضاً السلوك الاهتزازي، لكنها تتجه حول النواة في حركة مدارية بدل اتجاهها نحوها او بعيداً منها. وهذه الموجة التي تصف أحد مدارات بور الدائرية تتركز ككمعة حول النواة. (د) وعندما تزداد الاعداد الكوانتية في مقاديرها وتصبح الظواهر الحبيبية أقل أهمية، تبدأ الصورة الموجية بالاقتراب بشكل قوي من صورة المدار الكلاسيكي. ويلقي الشكلان ٨: ٢٤ (د) و ٩: ٢٤ (د) الضوء على مبدأ التناظر. فعندما تكون $n = 20$ ، $l = 19$ ، تضيق الموجة الكوانتية لتصبح مثل طوق له وسط أجوف كبير. وتهتز الموجة وهي تتبع مدار بور الدائري مطبقة على نفسها ومتداخلة تداخلاً بناءً بنفس الكيفية تقريباً التي تخيلها دوبروي (الشكل ٢٣: ١٧). وهذا الانتقال التدريجي من السلوك الكوانتي الى السلوك الكلاسيكي هو أحد المظاهر الجميلة للعالم دون المجهرّي.

٢٤: ٤ : غزل الالكترون : electron spin

هيأت ثلاثة اكتشافات كبيرة في العام ١٩٢٥ المفاتيح للكشف عن اسرار الذرات التي تحوي أكثر من إلكترون واحد. وأحد هذه الاكتشافات كان غزل الالكترون، وثانيها كان كشف ولفجانغ بولي Pauli لمبدأ رائع جداً هو مبدأ المنع (الاستثناء) exclusion principle ، الشكل ٧: ٢٤. أما الثالث فكان أول صياغة للميكانيك الكوانتية الجديدة قام بها ورنر هايزنبرج، (وظهرت معادلة شرودنجر في السنة التالية). وهذه التطورات معاً مكنت من إنشاء خطة بنوية رائعة لكل الذرات. وفجأة، انتظمت كل الحقائق والمعرفة في اماكنها الصحيحة عندما هيأت النظرية الميكانيكية الكوانتية للالكترونات الغازية (الآفة) أساساً بسيطاً لفهم جميع الذرات، وبالتالي جميع العالم الماديّ المكوّن من الذرات. وكان هذا بحق انتصاراً للعقل الانسانيّ يضاهي اكتشاف نيوتن للمنظومة الشمسية. ومشيراً إلى هذه الخطوة العملاقة، كتب بول ديراك Dirac عام ١٩٢٩، معتبراً هذا الواقع، يقول: «القوانين الفيزيائية التحتية اللازمة لصياغة النظرية الرياضية لجزء كبير من الفيزياء ولكلّ

عبارة ديراك الجريئة كانت
صحيحة

الكيمياء قد أصبحت بذلك معروفة تماماً*». وفي هذا الجزء والأجزاء القليلة التالية سنتناول
الملامح الأساسية لهذا الانجاز.

وبسبب غزل الإلكترون، يلزم عدد كوانتي رابع لتصنيف حالته الحركية:

٠٤ العدد الكوانتي لوجهة الغزل:

وجهتان للغزل

$$m_s = \pm \frac{1}{2} \text{ (اي قيمتان مختلفتان)}$$

ويعين هذا العدد الكوانتي مركبة الغزل S في اتجاه محور مختار (المعادلة ٢٤ : ١١):

$$\hbar m_s = S_z$$

وبالجملة، يمكن تمييز الحالة الحركية للإلكترون واحد في ذرة الهيدروجين بمجموعة

الاعداد الكوانتية التالية*:

اربعة اعداد كوانتية تحدد حالة
الإلكترون

$$n, \ell, m_\ell, m_s$$

ويكون للإلكترون في مستواه الطاقوي الأدنى حالتان مُمَيَّزتان من الحركة تختلفان فقط
في وجهة غزلها. فكلتا الحالتين يكون $n = 1$ ، $\ell = 0$ ، $m_\ell = 0$ ، $m_s = \pm \frac{1}{2}$. وتتألف أرضية
انتقالات بالمر ($n = 2$) بالفعل من ثمان حالات حركية مختلفة. وهذه الحالات مرتبة في
الجدول ١ : ٢٤ مع الحالات الحركية عندما $n = 1$. ويتوسع الجدول المشار اليه ليشمل
 $n = 3$ ، نحصل على ثمان عشرة (١٨) حالة حركية منفصلة لهذا المستوى الطاقوي. ويرافق
هذه الاعداد الكوانتية مخطط تصويري أو نموذج متجهي يبين وجهة الزخم الزاويين:
المداري والغزلي [الشكل ١٠ : ٢٤ (أ)]. ويستبق هذان الزخمان الزاويان، كل منهما على
حدة، المحور العيني المختار، ويكون لكل منهما مركبة افقية ثابتة في اتجاه المحور.

وثمة مجموعة بديلة من الاعداد الكوانتية للإلكترون تقابل على نحو وثيق الوضع
الفيزيائي الفعلي في ذرة الهيدروجين. فبدل أن تتصور الزخم الزاويين: المداري والغزلي

* محاضر الجمعية الملكية، لندن ١٩٢٣، ٧١٤ (١٩٢٩).

+ ان مقدار الغزل، عند اعتبار الدقة، هو عدد كوانتي أيضاً. ولأنه لا يتغير أبداً، فلا يوجد سبب يدعو إلى متابعته. وهو
واحد لجميع حالات كل الإلكترونات في كل الذرات.

كانها يتجهان في الفراغ بمعزلٍ عن بعضهما بعضاً، نستطيع أن نضمّهما معاً في زخمٍ زاويٍّ كليٍّ L (عدده الكوانتي l)، ثم نتصور أن هذا المجموع يتجه في الفراغ بعددٍ كوانتيٍّ m_l [الشكل ٢٤ : ١٠ (ب)]. ومن ثم فإن مجموعة الاعداد الكوانتية البديلة تكون:

مجموعة بديلة من الاعداد

الكوانتية: n, l, m_l

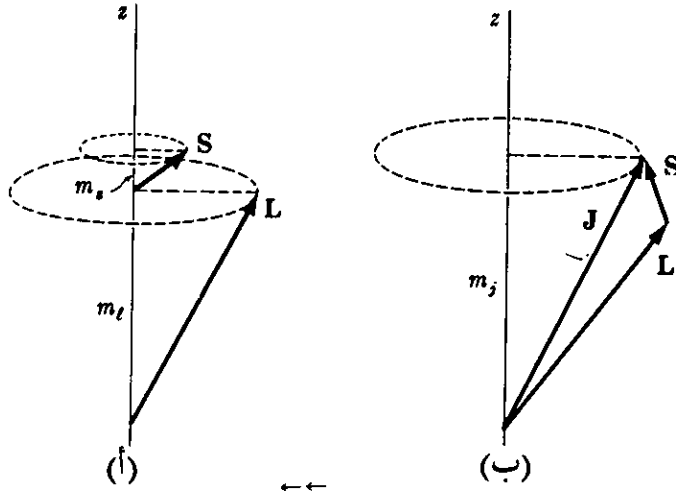
n, l, m_l

، مع تقييد قيمة l بحيث تساوي $l + \frac{1}{2}$ أو $l - \frac{1}{2}$ (ما لم تكن $l = 0$ صفراً، إذ في هذه الحالة تكون $l = \frac{1}{2}$ فقط، لأن الزخم الزاوي الكلي يساوي عندها الزخم الزاوي الغزلي). وأنها لغريبة من غرائب الميكانيك الكوانتية أن l و m_l لا يكونان معرفين بدقة إذا عُرف m_l و m_s بدقة، وأن m_s و m_l لا يُعرفان بدقة أيضاً إذا عُرف m_l بدقة. ان الحالة الحركية التي تُميّز بإحدى مجموعتي الاعداد الكوانتية هاتين هي خليط من (أو تراكب) حالات حركية تُميّز بمجموعة الاعداد الكوانتية الأخرى. وهذه افكارٌ صعبة على الرغم من أن قواعد تعيين الاعداد الكوانتية سهلة. وأياً كانت الامور، فثمة ملمح واحد يُبسّط لنا خطتي تصنيف حالات الالكترون، وهو ملمح ذو اهمية عظيمة لفهم بنية الذرات الثقيلة. ويفيد هذا الملمح بأن عدد حالات الحركة المتميزة على كل مستوى طاقي هو عدد واحد عند استخدام أي من مجموعتي الاعداد الكوانتية. وهذه النقطة يوضّحها الجدول ٢ : ٢٤ الذي يسرّد حالتين للعدد $n = 1$ وثنائي حالات للعدد $n = 2$ باستخدام الخطة التصنيفية: n, l, m_l .

الجدول ٢ : ٢٤ : القيم الممكنة للاعداد الكوانتية

الأربعة للمستويين الطاقين الأوطيين في ذرة الهيدروجين

n	l	m_l	m_s
١	صفر	صفر	$-\frac{1}{2}$
			$+\frac{1}{2}$
٢	صفر	صفر	$-\frac{1}{2}$
			$+\frac{1}{2}$
	١	١ -	$-\frac{1}{2}$
			$+\frac{1}{2}$
	١	صفر	$-\frac{1}{2}$
			$+\frac{1}{2}$
	١	١ +	$-\frac{1}{2}$
			$+\frac{1}{2}$



الشكل ٢٤: ١٠ : خطان لقران الزخم الزاوي : (أ) $\vec{L}$ و $\vec{S}$ يستبقان المحور العيني : كل منها على حدة . الاعداد الكوانتية هي : n, ℓ, m_ℓ, m_s . (ب) $\vec{L}$ و $\vec{S}$ يقتربان ليكونا $\vec{J}$ الذي يستبق المحور العيني . الاعداد الكوانتية هي : n, ℓ, j, m_j .

الجدول ٢٤: ٢ : تصنيف بديل للحالات الحركية الممكنة للمستويين الطاقين الأوطيين في ذرة الهيدروجين :

في هذه الخطة التصنيفية يضم $\vec{L}$ و $\vec{S}$ أولاً معاً ليُشكلا متجه الزخم الزاوي الكلي $\vec{J}$ الذي يأخذ بعد ذلك وجهات مختلفة في الفراغ .

m_j	j	ℓ	n
$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	صفر	١
$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	صفر	٢
$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}$	١	
$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	١	
$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}$	٢	
$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}$	٢	
$\frac{7}{2}^-$	$\frac{7}{2}$	٣	
$\frac{7}{2}^+$	$\frac{7}{2}$	٣	

٢٤: ٥ : تقريب المجال المركزي : The central field approximation

تقوم نظرية الذرات التي تحوي الكترونين او اكثر على تقريب المجال المركزي . وهذه الفكرة يمكن توضيحها بأفضل وجه بمثال . اعتبر نواة صوديوم ، تحوي ١١ بروتوناً ، وتوجد بمفردها في الفراغ منفصلة تماماً عن الالكترونات الاحد عشر (١١) التي تكملها عادة . فهذه النواة يحيط بها مجال كهربائي مقداره $\frac{e}{r^2}$ ط د . ر ، (حيث $z = 11$) ،

بناء خيالي للذرة

وشكله مماثل للمجال الكولمي الذي يحيط بالبروتون في ذرة الهيدروجين، إلا أنه يكبره بأحدى عشرة مرة. وعندما يقترب إلكترون واحد من ذرة الصوديوم، فانه يجذب مجموعة متاحة من الحالات الحركية المسموح بها مماثلة لمجموعة الحالات الكوانتية المسموح بها في ذرة الهيدروجين، عدا بعض التغيرات الناشئة عن الاختلاف في حجم الذرتين. فالحالة الارضية مثلاً ستكون أقرب الى نواة الصوديوم بأحدى عشرة مرة مما ستكون عليه بالنسبة الى نواة الهيدروجين، كما ستكون طاقته الرابطة اكبر من مثيلتها في الهيدروجين بمقدار ١٢١ مرة.

تقريب المجال المركزي

افترض الآن أن هذا الإلكترون المنفرد يشع سلسلة من الفوتونات، ويهبط باندفاع إلى الحالة الطاقية الممكنة الأوطى حول نواة الصوديوم. ولنفترض أيضاً أن الإلكترون آخر يقترب من النواة. فهذا الإلكترون الأخير، سينجذب بقوة الى النواة، وسيُرد بضعف بالالكترون الأول. ويكون لذلك متوسط القوة على الالكترون الثاني في اتجاه النواة، لأن الالكترون الأول يتحرك في منطقة كروية تتمركز حول النواة. إن تقريب المجال المركزي يتكون من اهمال الانحرافات عن المتوسط، اذ يُعد الالكترون الأول كغيمة من الشحنة السالبة المحيطة بالنواة، ولذا يُفترض بأن الالكترون الثاني يتحرك في مجال مركزي من القوة ناتج عن النواة والغيمة الالكترونية الداخلية. ومن ثم يجذب الالكترون الثاني مجموعة متاحة من الحالات الحركية المنفصلة تختلف قليلاً عن تلك المتاحة للالكترون الأول. وفي الحقيقة لا تختلف بتاتا الاعداد الكوانتية لكلا الالكترونين، بيد أن طاقات حالاتها الحركية تختلف بعض الشيء، كما تختلف كذلك احجام هذه الحالات. وبتركه لشأنه، فإن الالكترون الثاني سوف يهبط باندفاع إلى الحالة الحركية المتاحة الأوطى. وبإضافة تسعة الكترونات اخرى، يصبح نظام نواة الصوديوم والالكترونات الاحد عشر ذرة صوديوم عادية. ووفق تقريب المجال المركزي يحتل كل من الالكترونات حالة كوانتية مسموحاً بها في متوسط مجال مركزي من القوة تحدده النواة والالكترونات العشرة الأخرى.

مقارنة بين النظام الشمسي والذرة

ويمكن توضيح معنى تقريب المجال المركزي بالتأمل في المنظومة الشمسية. فإلى حد مقبول من التقريب، يدور كل كوكب في مدار حول الشمس كما لو لم تكن هنالك كواكب اخرى. وتتطلب التنبؤات الدقيقة جداً بالمدارات الكوكبية تصحيحات على تقريب المجال المركزي تنشأ عن القوى المباشرة الفاعلة بين أي زوجين من الكواكب. وفي المنظومة الشمسية، تقوم صحة تقريب المجال المركزي على الكتلة الكبيرة للشمس وعلى المسافات

الكبيرة نسبياً ما بين الكواكب. فالارض تنجذب الى الشمس بقوة أكبر من كواكب الزهرة، المريخ، والمشتري. ان العاملين نفسيهما يعملان في حالة الذرات. فالشحنة النووية أكبر من شحنة الإلكترون بمقدار ١٠٠ مرة في حالة الذرات الثقيلة، مما يجعل النواة مركز القوة الأقوى في الذرة. وأيضاً (لسبب سيوضح عما قريب) ترتب الإلكترونات نفسها في قشور (اغلفة) على مسافات من النواة تتزايد بالتعاقب، ويسعات موجية تتداخل مع بعضها بعضاً بشكل جزئي فقط.

أن أهم فارق بين متوسط المجال المركزي في ذرة ثقيلة ومتوسط المجال المركزي في المنظومة الشمسية ينشأ عن اختلاف الشحنة الالكترونية عن الشحنة النووية في إشارتها وعن الاعتدال (التعادل) الاجمالي للذرة. ففي المنظومة الشمسية يعاني أبعد الكواكب بلوتو القوة الكاملة للشمس (على تلك المسافة) من دون أي تعديل عليها نتيجة لوجود الكواكب الثمانية الأخرى بينه وبين الشمس. وبخلاف ذلك، تنقص القوة التي تؤثر بها نواة الصوديوم في أبعد الإلكترونات عنها كثيراً نتيجة لتوسط الإلكترونات العشرة، اذ تلغي هذه تقريباً ١١ من القوة النووية الجاذبة بسبب قوتها المنفرة. فالإلكترون الأبعد يرى شحنة صافية مقدارها +١ (بوحدة شحنة البروتون)، ويتاح له تبعاً لذلك مجموعة من الحالات الحركية الكوانتية تكاد تتطابق تماماً مع المجموعة المتاحة للإلكترون المهيّج في الهيدروجين. وفي الجهة المقابلة، يرى الإلكترون الأقرب الى نواة الصوديوم الشحنة النووية الكاملة +١١، ولذلك فانه يستقر في حالة حركية صغيرة مقيّدة بإحكام.

يُخجّب الإلكترون الأبعد عن
النواة

٦: ٢٤ : الجدول الدوري : The periodic table

في العلم، يأتي التفسير أحياناً في أعقاب الاكتشاف. وفي أحيان أخرى، فقد يسبق التفسير حتى الاكتشاف نفسه، ونسميه في هذه الحالة تنبؤاً. وفي بعض الأحيان يكون على الحقائق والانتظامات ان تنتظر عقوداً عديدة حتى يتم تفسيرها. وكان هذا الأخير هو مصير مجموعة من الانتظامات الفيزيائية والكيميائية التي يلخصها النظام الدوري للعناصر. فالجدول الدوري الذي هو الآن مظهر دائم في الكثير من الصفوف والمختبرات قدّمه لأول مرة في صورة مفيدة ديمتري مندليف Mendeleeff في عام ١٨٦٩. وقد تمّ قبل ذلك تعيين بعض المجموعات العائلية للعناصر، منها مثلاً الفلزات القلوية المتائلة كيميائياً: الصوديوم والبوتاسيوم والربيدوم، ومنها عائلة الهلوجينات: الفلور والكلور والبروم

تصنيف مندليف

والiod. وقد اقترح مندليف أن ترتب جميع العناصر بحسب وزنها الذري المتزايد سوف يكشف عن خصائص تتكرر بانتظام، وسوف يقود إلى تقسيم جميع العناصر إلى عائلات. وهيات العناصر الاثنان والستون (٦٢) المعروفة لمندليف دليلاً بالغاً يدعم هذا التكرار الدوري المنتظم في الصفات، الا أن ترتيبها لظهور دورية منظمة تماماً ومن دون أية فجوات لم يكن ممكناً. ومؤناً بالبساطة التي ألهمت الكثير من التقدم في العلم، تنبأ مندليف بأن العناصر الجديدة التي لم تُكشف بعد سوف تملأ هذه الفجوات. وزيادة على ذلك، وبسبب الانتظامات المتوقعة، استطاع أن يتنبأ ببعض التفاصيل بالخواص الكيماوية والفيزيائية لهذه المواد غير المعروفة. ومسترشدين بهذه التنبؤات، اكتشف الكيماويون خلال المدة ما بين ١٨٧٤ و ١٨٨٥ ثلاثة عناصر جديدة: السكانديوم الذي سدّ الفجوة بين الكالسيوم والتيتانيوم، والجرمانيوم والجاليوم اللذين سدّا فجوتين بين الحارصين والزرنيخ. وبسبب هذه الاكتشافات فلم يعد من الممكن وجود أي شك في الصحة العامة لنظام العناصر الدوري لمندليف.

ويعطي الجدول ٣:٢٤ صورة حديثة للجدول الدوري. ولا يوجد في جدول العناصر المئة والخمسة (١٠٥) المعروفة في الوقت الحاضر أية فجوات. ومن بين الكميات الذرية العديدة التي تظهر السلوك الدوري: التكافؤ (وسيحث فيما بعد) الذي يحكم انماط الاتحاد الكيماوي للعناصر، وحجم الذرة، والطور العادي للعنصر (جامد، أو سائل، أو غاز)، وخواص طيفه وطاقته تأيينه أي الطاقة اللازمة لفصل الكترول واحد من الذرة. وفي الحقيقة، فمن النادر العثور على صفة ذرية لا تتغير دورياً بزيادة العدد الذري ولا ترتب نفسها في المجموعات العائلية في الجدول الدوري.

وفي غياب نظرية للبنية الذرية، فلا يمكن أن يكون هنالك أي أمل في تفسير دوريات الصفات الذرية. وبين العامين ١٨٧٩ و ١٩١١ وسّع الجدول الدوري لمندليف، وصُحح، وعُزز نتيجة لاكتشاف عناصر جديدة (بما في ذلك عائلة جديدة بأكملها هي الغازات النادرة)، وأُتقن التحليل الطيفي، وحُسنت قياسات الوزن الذري. ومع ذلك ظل السبب الذي يشكل أساس النظام الدوري تقريباً سراً عميقاً كما كان. وبالكشف عن داخل الذرة مهّد رذرفورد أخيراً الطريق لتفسير الدورية الذرية. وحتى مع هذا الكشف، فلم يكن التفسير مباشراً. وفي بحثه الأول في الذرات عام ١٩١٣ قام بور بمحاولة تفسير

خواص دورية عديدة

فكرة الاغلفة (القشور)
الالكترونية

الجدول ٢٤ : ٣: الجدول الدوري للعناصر

Group → (المجموعة)		I																II																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																															
(الدورة) Period		1																2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																															
1	I	H 1.00797																2	He 4.0026																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
2	II	3 Li 6.941	4 Be 9.0122															9 F 18.9984	10 Ne 20.179																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
3	III	11 Na 22.9898	12 Mg 24.305															17 Cl 35.453	18 Ar 39.948																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
4	IV	19 K 39.098	20 Ca 40.08	21 Sc 44.956	22 Ti 47.90	23 V 50.941	24 Cr 51.996	25 Mn 54.9380	26 Fe 55.847	27 Co 58.9332	28 Ni 58.71	29 Cu 63.546	30 Zn 65.38	31 Ga 69.72	32 Ge 72.59	33 As 74.9216	34 Se 78.96	35 Br 79.904	36 Kr 83.80																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
5	V	37 Rb 85.468	38 Sr 87.62	39 Y 88.906	40 Zr 91.22	41 Nb 92.906	42 Mo 95.94	43 Tc (97)	44 Ru 101.07	45 Rh 102.905	46 Pd 106.4	47 Ag 107.868	48 Cd 112.40	49 In 114.82	50 Sn 118.69	51 Sb 121.75	52 Te 127.60	53 I 126.9045	54 Xe 131.30																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
6	VI	55 Cs 132.905	56 Ba 137.34	57-71 *	72 Hf 178.49	73 Ta 180.948	74 W 183.85	75 Re 186.2	76 Os 190.2	77 Ir 192.22	78 Pt 195.09	79 Au 196.967	80 Hg 200.59	81 Tl 204.37	82 Pb 207.2	83 Bi 208.980	84 Po (209)	85 At (210)	86 Rn (222)																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
7	VII	87 Fr (223)	88 Ra (226)	89-103 †	104 Rf (261)	105 Ha (262)															66 Dy 162.50	67 Ho 164.930	68 Er 167.26	69 Tm 168.934	70 Yb 173.04	71 Lu 174.97																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																							

العناصر الانتقالية

*Lanthanide rare-earth elements
*Actinide rare-earth elements

ملاحظة: يشير العدد بين قوسين الى عدد كتلة نظير العنصر الاطول عمراً.

بنية الذرات الاثقل من الهيدروجين بدلالة حلقات الالكترونات التي تدور حول النواة على مسافات مختلفة. وحتى قبل ذلك، اقترح ج. ج. طومسون نموذجاً للذرة تُرتَّب فيه الالكترونات في اغلفة (قشور) متعاقبة. ومع أنه لم يذم أي مظهر آخر من نموذج طومسون، إلا أن فكرته عن البنية الغلافية (القشرية) استمرت، نظراً لأن مقتضيات الحقيقة التجريبية فرضتها. وفي اوائل العشرينات من هذا القرن، قبل النموذج التالي للذرات الثقيلة، وأثبتت التطورات فيما بعد صحته إلى حد بعيد: تتاح للالكترونات مدارات ذات ابعاد مختلفة؛ وكل مدار يستطيع ان يستوعب عدداً محدوداً فقط من الالكترونات؛ وعندما يتجاوز هذا الحد، فإن الالكترونات الاضافية يجب ان تحتل مدارات اكبر؛ إن الدورية مرتبطة بسعة بعض المدارات؛ والذرات التي تحوي نفس العدد من الالكترونات في غلافها الخارجي تملك خصائص متشابهة، فمثلاً تملك الفلزات القلوية الكترونات واحداً في اغلفة ذراتها الخارجية، في حين أن الهالوجينات ينقصها إلكترون واحد حتى تمتلئ اغلفة ذراتها الخارجية، وأما الذرات ذات الاغلفة الممتلئة فهي الغازات النادرة التي هي مستقرة بشكل خاص وخاملة تقريباً.

٢٤: ٧: مبدأ المنع والبنية الذرية:

The exclusion principle and atomic structure

مبدأ المنع

على الرغم من نجاحه، فإن النموذج الغلافي للذرة الذي اقترح في اوائل العشرينات من هذا القرن كان مُربكاً. فلماذا كانت سعة المدارات محدودة؟ ولماذا تتسع بعض المدارات لعدد من الالكترونات اكبر مما يتسع له بعضها الآخر؟ وللإجابة عن هذين السؤالين، افترض ولفجانغ بولي عام ١٩٢٥ أن الالكترونات تخضع لمبدأ منع. ويمكن صياغة مبدأ المنع هذا على النحو التالي: «لا يستطيع أي الكترون أن يكونا في حالتين حركيتين متطابقتين في وقت واحد». ولأن الحالة الحركية للالكترون في الذرة تتميز بمجموعة من اربعة اعداد كوانتية، فمن الممكن صياغة هذا المبدأ ايضاً على النحو التالي: «لا يمكن أن يكون لأي الكترون مجموعتان متطابقتان من الاعداد الكوانتية». ولهذا المبدأ الغريب حقاً، والذي يعارض تماماً التفكير الكلاسيكي، أساس ميكانيكي كوانتي دقيق لا يمكن تفصيله هنا. ومع أن أساسه دقيق، إلا أن تأثيره في العالم لا يمكن أن يكون أبسط.

لا تخضع جميع الجسيمات لمبدأ
المنع

من ذلك . فالبنية الكاملة للعالم المادي يُملئها مبدأ المنع . ونحن نعرف الآن أن
الالكترونات والبروتونات والنيوترونات وجميع الجسيمات الأخرى التي غزلها نصف عدد
صحيح $(\frac{1}{2}h, \frac{3}{2}h, \dots)$ تخضع لمبدأ المنع ، في حين أن الفوتونات والميزونات التي
غزلها عدد صحيح (صفر ، $h, 2h, \dots$) لا تخضع له .

المزيد من بناء الذرات

ومن الطرق الجيدة لفهم تأثير مبدأ المنع في البنية الذرية الاضطلاع بالمهمة
الجوسترية في بناء الذرات . ونبدأ بمخزون النوى العادية الذي يحوي نواة واحدة من كل
شحنة اي بروتونا ونواة هيليوم ونواة لثيوم وهلم جرا ، وبحشد من الالكترونات . وترقم
النوى متسلسلة بالعدد الذري Z ، بحيث تكون الشحنة النووية تساوي Ze .
وللقيام بذلك بصورة منهجية (نظامية) نبدأ بذرة الهيدروجين ($Z = 1$) . ان الالكترون
الذي يُجَلَّب قريبا من البروتون سيهبط مندفعاً عبر حالات حركية متعاقبة ليستقر في حالة
الطاقة الأوطى أي الحالة الارضية او الحالة الاعتيادية للذرة . وهنا تكون الاعداد الكوانتية له
بحسب خطة التصنيف : n, ℓ, m, j ، كما يلي :

$n = 1, \ell = \text{صفر}, j = \frac{1}{2}$ ، و $m = -\frac{1}{2}$ أو $\frac{1}{2}$.

اعتبر بعد ذلك الهيليوم ($Z = 2$) . فالالكترون الأول سيهبط إلى الحالة الأوطى بأعداد
كوانتية مماثلة تماماً لتلك التي للحالة الارضية للهيدروجين . ووفق مبدأ المنع ، لا يستطيع
الالكترون آخر أن ينضم إلى الالكترون الأول بأعداد كوانتية مطابقة تماماً . وعلى أية حال ،
يتاح هنالك على مستوى الطاقة الأوطى حالة حركية أخرى تختلف عن الأولى في وجهتها ،
ولذا يتبع الالكترون الثاني الالكترون الأول إلى حالة فيها العدد الكوانتي الرئيس $n = 1$ ،
والعددان الكوانتيان للزخم الزاوي $\ell = \text{صفر}, j = \frac{1}{2}$ ولكن بعدد كوانتي للوجه مخالف
(العدد m) . ولأن هذين الالكترونين يستهلكان الحالتين الحركيتين المتاحتين ، فإن هذا
الوضع يوصف بغلاف مغلق . فالهيليوم هو الذرة الأولى التي لها غلاف مغلق ، وهو أول
عنصر في مجموعة الغازات النادرة . وثمة اشياء عديدة ينفرد بها الهيليوم ، وكلها تنشأ عن
بنية المقيدة جداً والمغلقة الغلاف . ومن قبيل التمثيل نذكر بعضها : فالهيليوم من ناحية
كيمياوية هو أكثر العناصر خمولاً ، وله أكبر طاقة تأيين ، وأقل درجة غليان (4.2°K) لأن ذراته
ذات ألفة قليلة جداً لبعضها بعضاً .

الهيليوم ذرة مغلقة الغلاف

إن الهيدروجين والهيليوم يكملان الدورة الأولى. أما الدورة الثانية التي تتكوّن من ثمانية عناصر، فتبدأ بالليثيوم ($ذ = 3$) وتنتهي بالغاز النادر الثاني: النيون ($ذ = 10$). وفي هذه الدورة، تمّلاًّ الإلكترونات بالتعاقب الحالات الحركية الثماني المتاحة للعدد الكوانتيّ الرئيس $ن = 2$ (انظر الجدول ٢: ٢٤). فالإلكترونات الأولان اللذان يضافان إلى نواة الليثيوم يستقرّان في الحالة $ن = 1$ بزخمين زاويتين متعارضتي الاتجاه، أما الإلكترون الثالث فيمنع من الانضمام إليهما. إن الحالة الحركية الأولى التي لم تحتل بعد هي في المستوى $ن = 2$. ولذا يستقرّ الإلكترون الثالث في هذا المستوى، ولا يستطيع تجاوزه إلى المستوى الأوطأ منه. إن قوة مبدأ المنع واضحة، وبسببها يملك الليثيوم إلكترونات واحداً مقيداً بشكل ضعيف نسبياً. ولذا، فخواص ذراته تختلف من كل ناحية اختلافاً واسعاً عن الخواص التي سوف تكون لها فيما لو لم يعمل مبدأ المنع على منع هذا الإلكترون من الانضمام إلى الإلكترونين الأولين في الحالة الحركية الأوطأ.

يُقصى الإلكترون الثالث في
الليثيوم عن المستوى $ن = 1$

وعندما تمّلاًّ تماماً الحالات الحركية الثماني في المستوى $ن = 2$ ، ينشأ غلاف مغلق آخر، وهذا الغلاف يتكوّن عندما تصبح $ذ = 10$ أي في ذرة النيون. ويبدأ الصوديوم ($ذ = 11$) الدورة الثالثة، وتحتلّ إلكتروناته العشرة الأولى الغلافين المغلقين. أما الإلكترون الحادي عشر الذي يُقصى عن الغلافين $ن = 1$ و $ن = 2$ فيجب أن يتوقّف في المستوى $ن = 3$. وهذا الإلكترون الحادي عشر الوحيد يمكن عدّه العامل الناشط في الصوديوم، وهو المسؤول عن معظم الخواص الكيميائية والفيزيائية للصوديوم بما في ذلك شبهه للليثيوم.

النيون ($ذ = 10$): جميع الحالات
في المستويين $ن = 1$ و $ن = 2$
مشغولة

ومع أنه من غير الضروري أن يتابع المرء هذا العرض ذرة ذرة إلى أكثر من ذلك، إلا أن هنالك ناحية هامة في بناء الذرات بقي علينا توضيحها، ألا وهي تشوّه نمط المستويات الطاقية المتاحة للإلكترون الواحد في ذرة ثقيلة بسبب فعل الإلكترونات الأخرى. اعتبر مرة أخرى الإلكترون الحادي عشر في الصوديوم. فهذا الإلكترون يعاني قوة مركزية تقريباً، لكن هذه القوة ليست قوة كولية. فعند مسافة كبيرة من النواة يعاني الإلكترون المنجذب بشحنة صافية $+e$ قوة مقدارها:

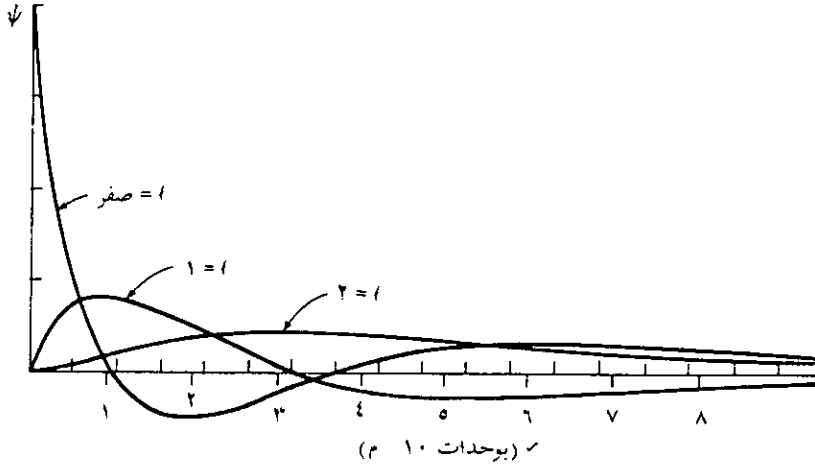
$$ق = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{r^2} \quad (r \text{ كبيرة}) \quad \dots\dots\dots (٢٤: ٢١)$$

وإذا ما اخترق الإلكترونُ الذرةَ بحيث يصبح قريباً من النواة فإنه يعاني القوةَ الكاملةَ للبروتوناتِ الواحدِ عشرَ:

$$ق = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \quad (r \text{ صغيرة}) \quad \dots\dots\dots (٢٢:٢٤)$$

وبين هذين الحدين المشاري إليهما ، يتغيرُ شكلُ قانونِ القوةِ تدريجياً . وبسببِ هذا التغيرِ، فإنَّ الحالاتِ الحركيةَ التي هي مفسوخةٌ في الهيدروجين تنفصلُ في طاقتها في حالة الذرات الثقيلة . فالإلكترونُ الأخيرُ، بصفتهِ يحتلُّ المستوى $n = 3$ في الصوديوم يمكنُ أن يكونَ زخمهُ الزاويُّ المداريُّ صفراً أو وحدةً واحدةً أو وحدتين . وتقابلُ حالةَ الزخمِ الزاويِّ الأكبرِ المدارَ الدائريَّ، في حينَ تقابلُ حالةَ الزخمِ الزاويِّ الأصغرِ اهليلجاً رفيعاً بخترقُ الذرةَ قريباً من النواة (انظر الشكل ١١:٢٤). ويظهرُ هذا الطابعُ المختلفُ لهذه المداراتِ الثلاثةِ في الدوالِ الموجيةِ المناظرةِ للزخمِ الزاويِّ $\ell = 0$ ، صفر، ١، ٢ (الشكل ١١:٢٤). فموجةُ الحالةِ $\ell = 0$ صفر تحترقُ الذرةَ قريباً من النواةِ إلى منطقةِ الجذبِ الأقوى،

حجب الإلكترون يعتمد على الزخم الزاوي المداري ℓ ، وينشأ عن ذلك تشوه المستويات الطاقة

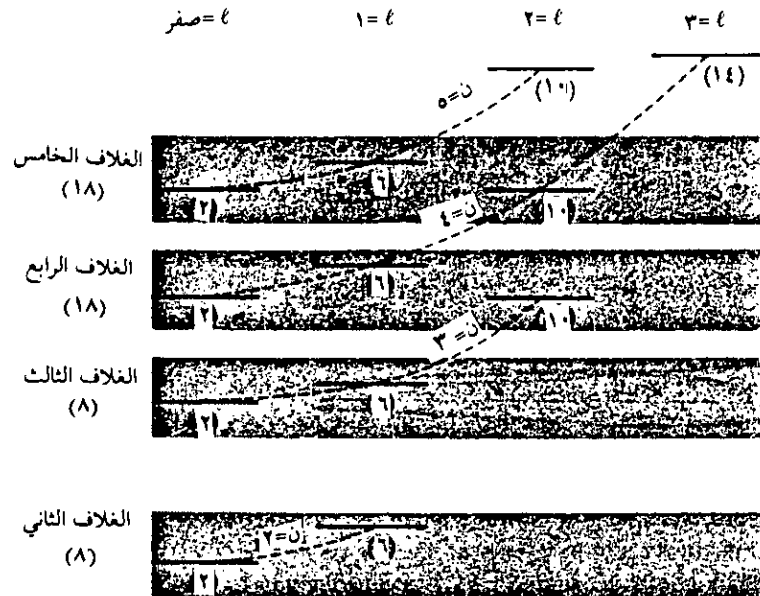


الشكل ١١:٢٤ : مقاطعٌ عرضيةٌ نصفُ قطريةٌ للدوالِ الموجيةِ المناظرةِ لثلاثةِ أزخمِ زاويةٍ مداريةٍ مختلفةٍ في المستوى الطاقِيَّ $n = 3$: كلما قلَّ الزخمُ الزاويُّ زادَ اختراقُ الإلكترونِ للفراغِ قربَ النواةِ . وهذه الحالاتُ الثلاثُ مفسوخةٌ في الهيدروجين، لكنَّ طاقتها في ذراتِ العناصرِ الثقيلةِ مختلفةٌ .

بينما تتركزُ الموجةُ $\ell = 2$ على مسافةٍ من النواةِ أكبرِ منها . وبناءً على ذلك، فإن الحالاتِ الثلاثِ، وهي جميعاً لها نفسُ العددِ الكوانتيِّ الرئيسِ، تنتشرُ في طاقتها: فالحالةُ $\ell = 0$ صفر تكونُ أقلَّ انتشاراً (لأنها أكثرُ الحالاتِ ربطاً)، في حينَ أنَّ الحالةَ $\ell = 2$ هي أكثرُها انتشاراً

(لأنها الأقل ربطاً). وهذا التشوه في الطاقة يصوّر تخطيطياً في الشكل ٢٤: ١٢. وفي المستوى $n = 3$ ، يكون التشوه كافياً إلى حدّ التأثير في البنية الغلافية بشكل هام. فالحالة الدائرية التي زخمها $\ell = 2$ مقيدة بضعف، حتى إنها تُدفع بالفعل إلى الأعلى إلى الغلاف الرابع. وبدلاً من توقع وجود ثمانية عشر عنصراً في الدورة الثالثة (استناداً إلى عدد الكلي للحالات الحركية المتاحة في المستوى $n=3$)، فلا نجد هنالك إلا ثمانية عناصر فقط: من الصوديوم ($z = 11$) وحتى الأروغون ($z = 18$). أما الدورة التي تتكوّن من ١٨ عنصراً فتُظهر نفسها لأول مرة في الصف الرابع من الجدول الدوري.

وفي الرسم الطاقوي المشوّه في الشكل ٢٤: ١٢، تُعَنَوّن المستويات الطاقية الفردانية بالعدد الأكبر من الإلكترونات التي تستطيع أن تستوعبه من دون نقض مبدأ المنع. وتفسّر هذه الأعداد مباشرة الأطوال الملاحظة لدورات العناصر الخمس الأولى (انظر الجدول ٢٤: ٤). أما بالنسبة إلى العناصر المتبقية من الجدول الدوري فإن تشوّه الطاقة يزيد من تعقيد نمط الدورية. وبالرغم من ذلك تستمرّ هنالك لكل العناصر المعروفة دورة مُعرّفة تماماً.



الجدول ٢٤: ١٢: رسم المستوى الطاقوي المشوّه الناتج عن قوة جاذبية أقوى تعانيتها الإلكترونات ذات الزخم الزاوي الصغير. يؤثر التشوّه في البنية الغلافية. وبسبب ذلك فإن المستوى $n = 3$ مثلاً، يظهر في الغلاف الرابع. (هذا الرسم تخطيطي فقط، ولم يُرسم بمقياس رسم مناسب).

إن أهمية غزل الإلكترون في تشكيل البنية الذرية تستحق التأكيد. ويحد ذاته، يُعدّ الغزل كشفاً مثيراً، لأنه صفةٌ لجسيمٍ أولي. ويقرنه مع مبدأ المنع، فهو أكثر من مجرد كشفٍ مثير، إنه كشفٌ هامٌ جداً. ولكونه يضاعفُ مرتين عددَ الحالات الحركية المتاحة للإلكترون، فإن حقيقةً غزل الإلكترون الحميدة على ما يبدو تُشكّل الجدول الدوري، وتبعاً لذلك العالم.

الجدول ٢٤: ٤: الدورات الخمس الأولى للعناصر

الدورة	عدد العناصر	لعنصر الأول	العنصر الآخر
١	٢	H (ذ = ١)	He (ذ = ٢)
٢	٨	Li (ذ = ٣)	Ne (ذ = ١٠)
٣	٨	Na (ذ = ١١)	Ar (ذ = ١٨)
٤	١٨	K (ذ = ١٩)	Kr (ذ = ٣٦)
٥	١٨	Rb (ذ = ٣٧)	Xe (ذ = ٥٤)

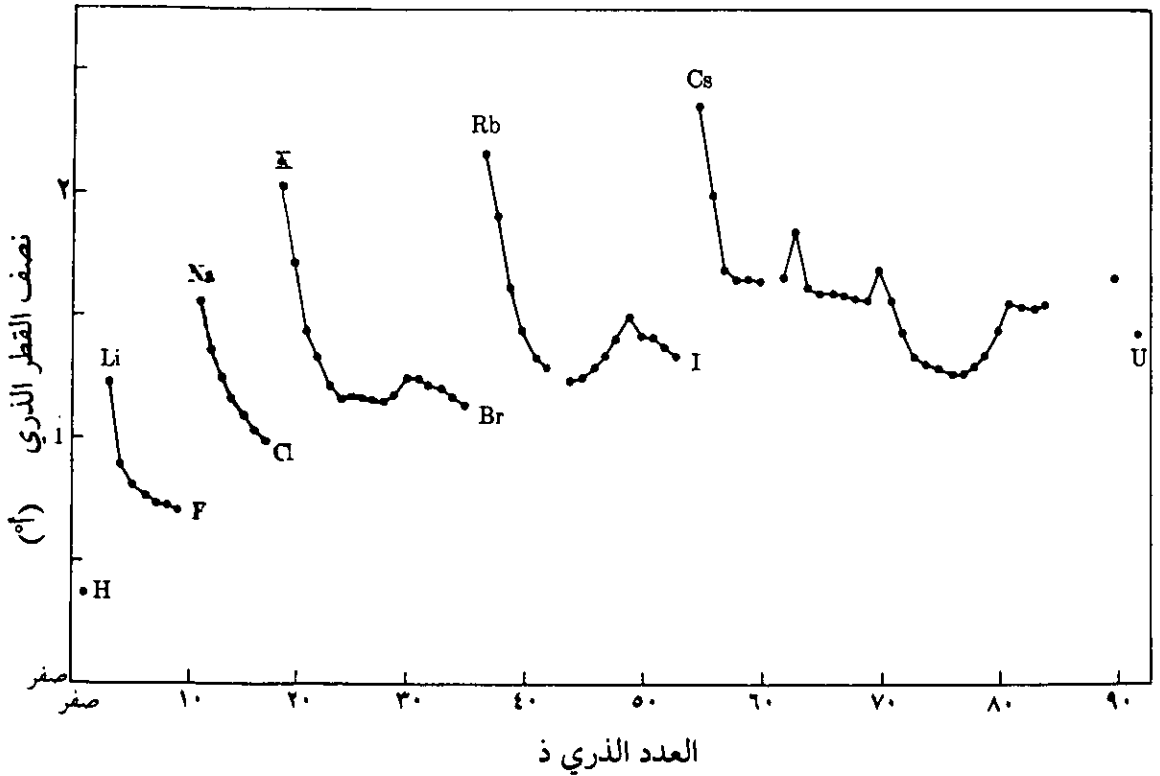
٢٤: ٨: الإلكترونات الداخلية والخارجية: Inner and outer electrons

تَحْيَلُ مجموعة بطاقاتٍ: على كلٍّ منها تُمثّل ذرّة مفردة تصويرياً برسم الدالة الموجية لكلٍّ من الكتروناتها الداخلية والخارجية. فإذا رُتبت هذه البطاقات بحسب عددها الذري، ثم نُقِرَت بسرعةٍ لاحداثٍ انطباعٍ بالحركة، فما الذي نراه؟ ولكونها مسحوبةً الى الداخل بسبب الشحنة النووية المتزايدة، تنقلص موجة الإلكترون الداخلي باطرادٍ من ١^٥ في (١٠-١^٥م) في الهيدروجين الى ١^٥ من ذلك الاتساع تقريباً فقط (١٠-١^٥م) في العناصر الثقيلة. ويتغيّر اتساع موجة الإلكترون الخارجي بطريقةٍ مختلفةٍ تماماً، فهو يهتزُّ اهتزازاً طفيفاً الى الداخل وإلى الخارج عند نقر البطاقات، بحيث لا يتجاوزُ أبداً (١)° تقريباً. إن موجة الإلكترون الخارجي هذه تُعَيّنُ حجمَ الذرة، وهذا الحجمُ كمعظم الصفات الذرية، يُظهِرُ تغيراً دورياً. وقد كانت هذه الدورية في الحجم الذري معروفةً في أيام مندليف، وقد استخدمها معاصره لوثر ماير Meyer كدليلٍ مدعّمٍ للنظام الدوري للعناصر. وفي

الإلكترونات الداخلية: تتغير
تغيراً سلساً بتغير ذ

الإلكترونات الخارجية: تتغير
تغيراً دورياً

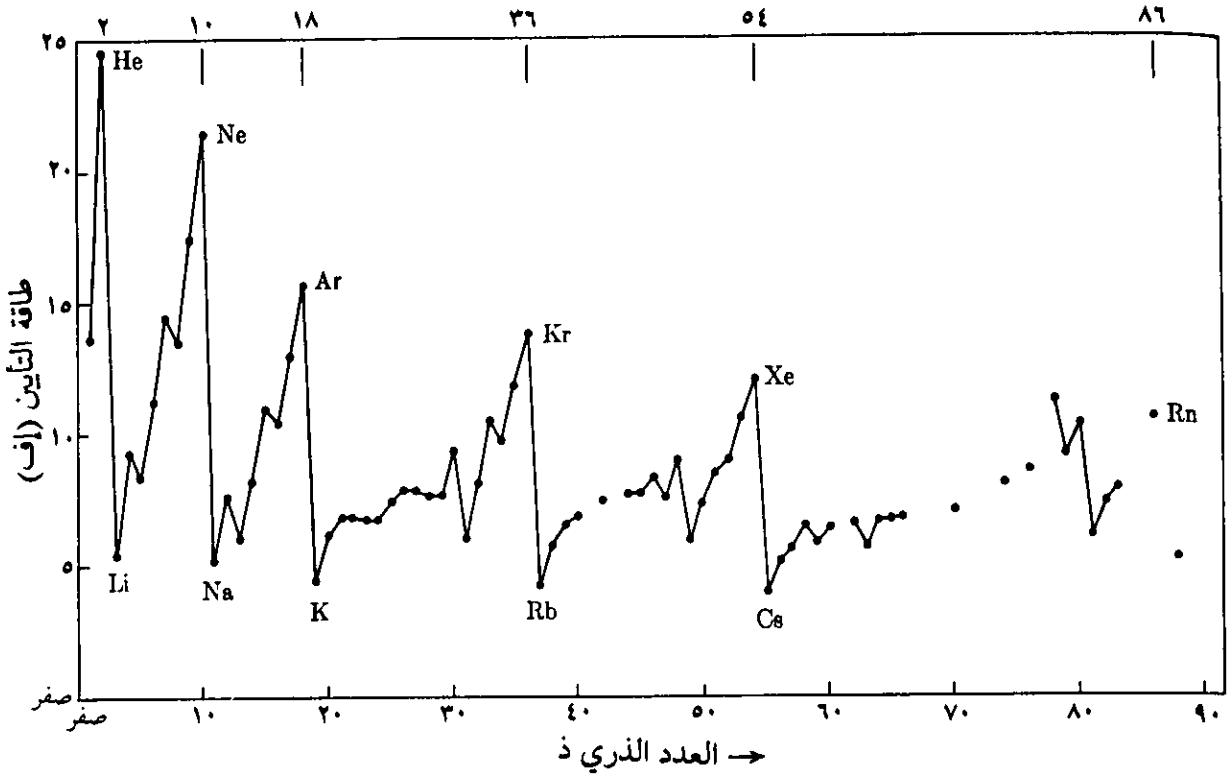
الشكل ١٣:٢٤، تُرسمُ أنصافُ الاقطارِ الذريةِ بدلالةِ العددِ الذري.



الشكل ١٣:٢٤ : أنصافُ الاقطارِ الذريةِ بدلالةِ العددِ الذريّ : لا يمكنُ تعريفُ أنصافِ الاقطارِ الذريةِ بالضبط، أمّا القيمُ المثبتةُ هنا فتشتقُّ من المسافاتِ بينَ الذراتِ في حالةِ الرّبطِ التساهميّ وفي الطورِ الجامدِ للعنصر. (البياناتُ الواردةُ هنا مأخوذةُ عن الشكلِ ١٩:٢ من كتاب: «الكيمياء: المبادئ والخواص» Chemistry: Principles and Properties لمؤلفيه م. سينكو Sienko ور. بليين Plane ، ١٩٦٦ ، شركة مجروهل . استخدم باذن من شركة مجروهل).

وكما تتغيرُ تماماً أنصافُ أقطارِ الحالاتِ الحركيةِ الداخليةِ بطريقةٍ مختلفةٍ عن أنصافِ أقطارِ الحالاتِ الخارجيةِ خلالَ الجدولِ الدوريّ، كذلك تتغيرُ الطاقاتُ المرتبطةُ بهاتينِ الحالتينِ الحركيتين. فطاقةُ تأيينِ الذرة، وهي الطاقةُ اللازمةُ لتشريدِ أقلِّ الإلكتروناتِ الخارجيةِ ربطاً، لا تختلفُ أبداً بأكثرَ من ١٠ إف عند الانتقالِ من إحدى طرقيّ الجدولِ الدوريّ إلى الطرفِ الآخر. فمثلاً تبلغُ طاقةُ التأيينِ للهيدروجينِ ١٣.٦٠ إف، وللراديومِ ٢٨.٥ إف. وتعدُّ ذرةُ السيزيوم (ذ = ٥٥) أسهلَ الذراتِ تأييناً، إذ تتطلبُ فقط ٣.٩٨ إف لفصلِ الكترونها الخارجيِّ. لاحظْ في الجدولِ الدوريّ أنَّ السيزيوم، وهو عنصرٌ في

عائلة الفلزات القلوية، له إلكترون واحد خارج الغلفة المغلقة. اما أكبر طاقة تأيين، ومقدارها ٢٤٤٨ إف، فهي للهيليوم. ويبيّن الشكل ٢٤: ١٤ دورية طاقة التأيين بين العناصر. وبخلاف ذلك، تتغير الطاقة الرابطة للإلكترونات الداخلية بسلسلة من دون أية دورية، إذ أنّ قيمها تزداد باطراد بزيادة العدد الذري.



الشكل ٢٤: ١٤: طاقة التأيين بدلالة العدد الذري.

• الأشعة السينية : X Rays

في الأيام الأولى للنظرية الذرية الحديثة، استُخدمت الانتظامية المرتبطة بالإلكترونات الداخلية المربوطة بأحكام في صالح دعم نموذج رذفورد - بور للذرة. وفي العادة، تشترك الإلكترونات الخارجية فقط في عمليتي امتصاص الذرة وابتعاثها. وعلى أية حال، فإن تهيج الإلكترونات الداخلية أو تشريدتها يتطلب إحداث اضطراب عنيف إلى حد كافٍ. وتنبؤ الفوتونات المنبعثة عقب حدوث مثل هذا الاضطراب، والذرة تسعى للاستقرار عائدة إلى حالتها الاعتيادية، طريقة للحصول على معلومات عن

الإلكترونات الداخلية تنبع
الأشعة السينية

الالكترونات الداخلية. فإذا أزيل إلكترونٌ بوسيلةٍ ما من حالته الحركية الأكثر ربطاً (أي حالة العدد الكوانتي الرئيس $n = 1$)، فإن الذرة تجذب نفسها في حالة حركية شاذة متاحة ذات طاقة متدنية. وعندها يكون أحد الالكترونات الجائمة في مستوى طاقي أعلى، والتي مُنعت سابقاً بمبدأ المنع من الهبوط إلى مستوى أوطأ، حرراً في ابتعاث فوتونٍ والقفز إلى مستوى الطاقة الأقل.

وهذا الفوتون المنبعث، عندما يفعل الإلكترون ذلك، يُسمى شعاعاً سينيماً من نوع K_α . أن أبسط الانتقالات من ذلك النوع هو الانتقال الذي يهبط فيه إلكترون من المستوى $n = 2$ إلى المستوى $n = 1$. وهذا الانتقال يسمى انتقال K_α . (وعقب هذا الانتقال، سيهبط إلكترون آخر إلى الحالة الحركية الخالية الآن والمتركة في المستوى $n = 2$ ، وهلم جرا؛ غير أن هذه الانتقالات المتعاقبة لا تهتمنا الآن).

إن الالكترون الذي يعمل الانتقال K_α يتحرك في مجال قوة يوصف على نحو تقريبي بدالة الطاقة الوضعية التالية:

$$طو = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2(1-Z)}{r} \quad \dots\dots\dots (23: 24)$$

وهذا الالكترون «يرى» الشحنة الصافية $(1 - Z)$ على النواة والالكترون المفرد المتروك في الحالة $n = 1$. ووفق المعادلة 23: 24 تكون طاقة الانتقال تقريباً كما يلي:

$$\Delta ط \equiv \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{e^2(1-Z)}{r} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

ويمكن إعادة كتابة هذه المعادلة على النحو التالي:

$$\Delta ط \equiv \frac{3}{4} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{e^2}{r} (1-Z) \quad \dots\dots (24: 24) \quad \text{طاقة الشعاع السيني } K_\alpha$$

أي أن $\Delta ط$ تساوي ثابتاً (مقداره 10.2 إيف) مضروباً بالكمية $(1 - Z)$.

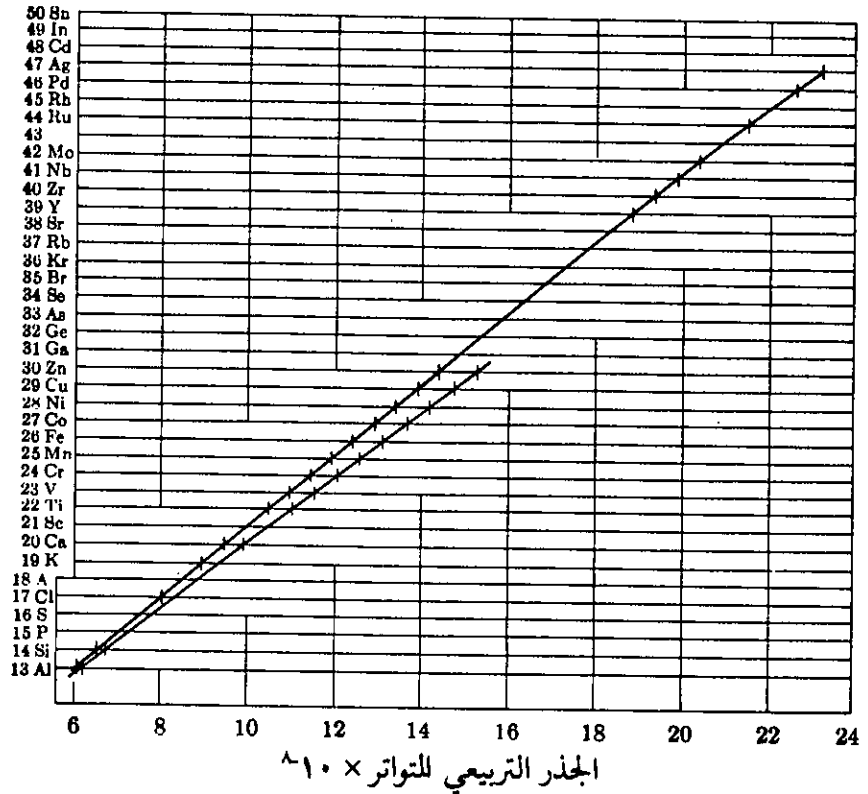
في عامي 1913 و 1914، قاس هنري موزلي Moseley في إنجلترا بدقة كبيرة

الاطوال الموجية للاشعة السينية K_α ، وذلك لعدد كبير من العناصر. ونجب ان نذكر هنا أن توليد هذه الاشعة ليس امراً صعباً جداً. إذ يتطلب ذلك فقط ان يُقذف العنصر قيد الاعتبار بسيل من الالكترونات ذات الطاقة الكافية لاطلاق الالكترونات الذرية من أغلفتها الداخلية، ومن ثم تنبعث الاشعة السينية والذرات تُعيد تكييف نفسها. ولأجل قياس الاطوال الموجية للاشعة السينية استخدم موزلي بلورات ذات مسافات بينية معروفة كمحزوزات حيود. وأيدت نتائجه بشكل جميل تنبؤ نظرية بور أي المعادلة ٢٤:٢٤. وبوجه خاص كان الرسم البياني للكمية $\frac{1}{\lambda^2}$ بدلالة Z (حيث Z هو تواتر الاشعة السينية) خطأ مستقيماً تقريباً (الشكل ١٥:٢٤).

تكشف قياسات موزلي عن
الشحنة النووية

والى جانب تهيئتها الدعم لنموذج بور الكوكبي للذرة، كان لقياسات موزلي قيمة عملية كبيرة؛ اذ مكنت من تقدير الشحنة النووية لكل عنصر معروف تقريباً، ومن ثم من تعيين موقع العناصر في الجدول الدوري تعييناً صحيحاً. وبينما استطاع رذرفورد أن يُخمن أن العدد الذري يبلغ تقريباً نصف الوزن الذري، استطاع موزلي ان يصرح بثقة بأن العدد الذري للذهب مثلاً (الذي وزنه الذري ١٩٧) يبلغ بالضبط ٧٩. وبسبب التغير المنتظم في تواتر الاشعة السينية مع العدد الذري، استطاع موزلي أيضاً أن يُعَيِّن بدقة ثلاثة عناصر ناقصة عند $Z = 43$ ، $Z = 61$ ، و $Z = 75$. وهذه العناصر جميعها اكتشفت فيما بعد. وأخيراً، أيد موزلي ما كان يُشك فيه سابقاً من أن الترتيب التصاعدي للوزن الذري والترتيب التصاعدي للعدد الذري ليسا دائماً ترتيباً واحداً. وكان لا بد من انقضاء بعض السنين على ذلك قبل أن وضح اكتشاف النيوترون ونظرية البنية النووية السبب الكامن وراء ذلك.

ومع أن الالكترونات الداخلية لها بساطة مغرية وأسهمت بشكل هام في فهم الذرات، إلا أن الالكترونات الخارجية هي التي تُعطي بالمعنى الحرفي تماماً لعالمنا الحياة واللون. ومن بين صفات المادة التي يمكن عزوها الى الالكترونات الخارجية صفات اتحاد الذرات لتشكيل الجزيئات، درجتا حرارة الغليان والانجماد، المقاومة الكهربائية، الصفات المغناطيسية للمواد، طاقة التأين، الاطياف في المنطقتين المرئية وغير المرئية، والمواد: ملمسها ومظهرها ولونها. ولأن جميع هذه الصفات ترتبط بالالكترونات الخارجية فإنها جميعها تُظهر دورية بازدياد العدد الذري.



الشكل ٢٤:١٥ : قياسات تواترات الاشعة السينية التي قدّمها هنري موزلي عام ١٩١٤ [المجلة الفلسفية *phil. mag.* ٢٧، ٧٠٣]: رسم موزلي ذ بدلالة $\sqrt{\nu}$. الخط العلوي يصل بين النقاط المقيسة للاشعة السينية K (الانتقالات: ن = ٢ ← ن = ١)، أما الخط السفلي فهو للاشعة السينية K (الانتقالات: ن = ٣ ← ن = ١). لاحظ العنصر الناقص عند ذ = ٤٣.

٩:٢٤ : البنية الدقيقة : Fine structure

حتى في ذرة الهيدروجين، فإن الحالات الحركية المختلفة التي لها نفس العدد الكوانتي n لا تكون مفسوخة بالضبط. فمثلاً تنقسم الحالات الحركية الثمانية للمستوى $n = ٢$ إلى ثلاثة مستويات طاقة مختلفة فيما بينها إختلافاً طفيفاً، مسهمةً بذلك فيما يسمى بالبنية الدقيقة للطيف. وهذه المستويات الثلاثة تظهر في الشكل ٢٤:١٦ بمقياسٍ للطاقة كبير كثيراً بالنسبة إلى المقياس في الشكل ٧:٢٤. ويوضح الشكل أيضاً مجموعة الرموز التي تُستخدم عادةً لتخصيص حالات الإلكترون الحركية. ويستخدم نظام الحروف التالي لتحديد الزخم الزاوي المداري:

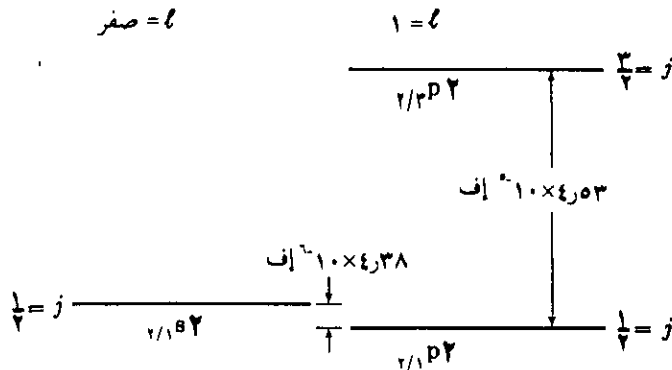
l	صفر	١	٢	٣	٤	...
الرمز	s	p	d	f	g	h

المجموعة الرمزية المطيافية

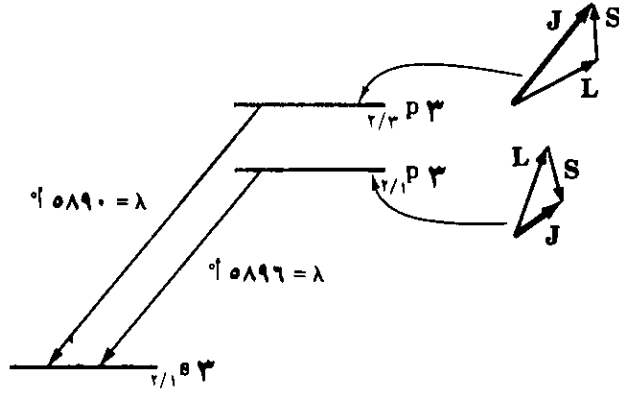
والحروف s, p, d و f ترجع في أصلها الى التصنيفات الأولى للمتسلسلات الطيفية كحادة (sharp)، رئيسية (principle)، منتشرة (diffuse)، وأساسية (fundamental).
وبدءاً من الحرف f يسير نظام الحروف بحسب الترتيب الأبجدي، ويسبق الحرف القيمة n وتتبعه القيمة l كرمز سفلي. وهكذا يُشير الرمز $1p_{1/2}$ الى حالة $n=1, l=0, j=1/2$ ، والرمز $3d_{5/2}$ الى حالة $n=3, l=2, j=5/2$. ولأن الطاقة لا تعتمد عادةً على الوجهة فإن العدد الكوانتي m_l لا يُشمل في هذا الاختزال.

الثوابت: مظهر للغزل

ويشار الى المستويين $1p_{1/2}$ و $3p_{3/2}$ في الشكل ١٦:٢٤ على أنهما ثنائيي. وتظهر البنية الثنائية في اطياف الهيدروجين، الليثيوم، الصوديوم، وعناصر عديدة أخرى. وهي واحدة من أبسط تجليات غزل الإلكترون وأكثرها مباشرة، ذلك لأنها تنشأ عن وجهتين نسبيتين ممكنتين للزخم الزاوي المداري والغزل ($j = l \pm 1/2$). وتنشأ أكثر الثنائيات شهرة أي خطأ D الاصفران للصوديوم من زوجين من الطفرات الكوانتية، أي من الثنائي $3p_{3/2} - 3p_{1/2}$ الى الحالة $3s_{1/2}$ (الشكل ١٧:٢٤). والحالة $3s_{1/2}$ هي الحالة الأرضية للإلكترون الخارجي، أما الحالتان $3p_{3/2}$ فهما حالتان مهيجتان. ورغم تشويه الذرة الثقيلة heavy-atom distortion لنمط المستوى الطاقوي الذي يفصل الحالتين $3s_{1/2}$ ($l=0$) و $3p_{3/2}$ ($l=1$) عن بعضهما بعضاً فإن حالي الثنائي $3p_{3/2}$ تظان قريبتين من بعضهما بعضاً. ويبلغ فارق الطاقة الكسري بين خطي D ١.٠٪ فقط، وهذا الفارق مثال على البنية الدقيقة.



الشكل ١٦:٢٤: البنية الدقيقة لمستويات $n=2$ في الهيدروجين: الفارق بين المستويين $2s_{1/2}$ و $2p_{1/2}$ الذي يُسمى بازاحة لامب Lamb shift يُنسب الى الوجود العابر للجسيمات التقديرية في الذرة: الفوتونات، الإلكترونات، والبوزيترونات التي تُغير قليلاً من المجال الكولمبي.



الشكل ١٧: ٢٤: الانتقال من الحالتين $3p$ إلى الحالة $3s$ في الصوديوم يولّدان خطّي الصوديوم D الأصفرين أي ثنائياً طيفياً. [يبلغ كثيراً بانفلاق (تجزئ) البنية الدقيقة في الرسم.]

* * اقتران الغزل - المدار : Spin-orbit coupling

يُنشأ الفارق الصغير في الطاقة بين الحالات الثنائية، كتلك المبينة في الشكلين ١٦: ٢٤ و ١٧: ٢٤، عَمَّا يُسَمَّى باقتران الغزل - المدار. فالإلكترون بسبب حركته في مجال كهربائي «يرى» مجالاً مغناطيسياً. ولذا تعتمد طاقة الإلكترون على وجهة عزمه المغناطيسي بالنسبة إلى هذا المجال المغناطيسي. ولأنّ غزل الإلكترون يستطيع أن يُوجّه نفسه بطريقتين مختلفتين فقط بالنسبة إلى المحور الذي يُعرّفه $\vec{L}$ فإنه ينتج عن ذلك حالتان مختلفتان من الطاقة.

وتنطوي النظرية الدقيقة لاقتران الغزل - المدار على مزيج من النسبية والميكانيك الكوانتية فوق مستوى هذا الكتاب. وعلى أية حال، فإننا نستطيع أن نطوّر نظرية تقريبية لتزودنا ببصيرة في آلية اقتران الغزل - المدار ولتنبأ لنا بالمقدار التقريبي لانفلاق الثنائي **splitting**. أن طاقة العزم المغناطيسي للإلكترون ($\vec{\mu}$) في مجال مغناطيسي ($\vec{B}$) هي (المعادلة ١٦: ١٦):

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad \text{طو} = \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (١٥: ٢٤) \dots \dots \dots$$

ومن ثمّ فالسؤال الذي يعنينا هو: ما المجال المغناطيسي $\vec{B}$ الذي يعانيه الإلكترون في إطاره السكوني (القصوربي)؟ ثمّة طرق عدّة للإجابة عن هذا السؤال. واحدى هذه

الحركة المدارية للإلكترون في مجال كهربائي تولد مجالاً مغناطيسياً

الطرق تتمثل في استخدام قانون الحث (التحريض) الكهرومغناطيسي induction لجسيم يتحرك في مجال كهربائي. ومن الطرق الأخرى اعتبار النواة كأنها تدور حول إلكترون وتولّد مجالاً مغناطيسياً عند موضع الإلكترون. وهاتان الطريقتان تُتركان كمسألتين للقارئ. وهنا نستخدم طريقةً ثالثة. تصوّر جسيماً يحمل قطباً مغناطيسياً شدته هـ ويتحرك بسرعة سر في مجال كهربائي مـ. فوفق المعادلة ١٦: ٨٢ تكون القوة الواقعة على هذا الجسيم:

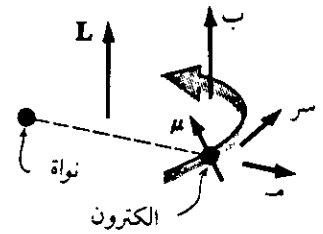
القوة على قطب افتراضي

$$\vec{F} = -\mu \cdot \vec{H} \text{ سر} \times \vec{M}$$

وفي الاطار السكوني للجسيم، يجب ان تُنسب القوة إلى مجال مغناطيسي، لأن المجال المغناطيسي يمكن تعريفه كقوة لوحدة شدة القطب الواحدة واقعة على قطب مستقر stationary. ولذلك يكون المجال المغناطيسي في الاطار السكوني للجسيم: $\vec{B} = \frac{\vec{F}}{q}$ أو:

$$\vec{B} = -\mu \cdot \vec{H} \text{ سر} \times \vec{M} \quad (٢٦: ٢٤) \dots\dots\dots$$

ويمكن الآن اسقاط القطب الافتراضي من الصورة. وتصح النتيجة المعبر عنها بالمعادلة ٢٦: ٢٤ - التي لا تظهر فيها هـ - على أي جسيم، وهي تعطي المجال المغناطيسي الذي يراه الجسيم بمقتضى حركته في المجال الكهربائي.



وباستخدام المعادلة ٢٦: ٢٤ للتعويض عن ب في المعادلة ٢٥: ٢٤ نحصل على:

$$\text{طو} = \mu \cdot \vec{H} \text{ سر} \times \vec{M} \quad (٢٧: ٢٤) \dots\dots\dots$$

طاقة التفاعل المغناطيسي

ويمكن التعبير عن المجال الكهربائي مـ، اذا كان مجالاً مركزياً، بدلالة الجهد جه على النحو التالي:

$$\vec{M} = -\frac{d\text{جه}}{d\vec{r}} = -\frac{d\text{جه}}{d\vec{r}}$$

ونضع في المعادلة ٢٧: ٢٤ هذا التعبير للمجال مـ. كذلك نستبدل $\frac{1}{C}$ بالمقدار μ .

لنحصل على:

$$\text{طو} = -\frac{1}{C} \frac{d\text{جه}}{d\vec{r}} \cdot \mu \text{ سر} \times \vec{M} \quad (٢٨: ٢٤) \dots\dots\dots$$

وبقي علينا أن نعبر عن هذه الطاقة بدلالة الزخم الزاوي للالكترون L و S .
ويرتبط العزم المغناطيسي للالكترون مع زخمه الزاوي الغزلي (انظر المعادلتين ١٦ : ٥٥ و ٢٤ : ٨) كما يلي :

$$\vec{\mu} = -g_s \frac{e}{2m} \vec{S} \quad \text{..... (٢٤ : ٢٩)}$$

$\vec{\mu}$ متناسب مع $\vec{S}$

ان العامل g لغزل الالكترون والذي تنبأت به أيضاً نظرية ديراك للالكترون يبلغ تجريبياً مثلي القيمة المتوقعة كلاسيكياً* :

$$g_s = 2 \quad \text{..... (٢٤ : ٣٠)}$$

ويتبع من تعريف الزخم الزاوي المداري $L = \vec{r} \times \vec{p}$ أن :

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad \text{..... (٢٤ : ٣١)}$$

$\vec{L} \sim \vec{r} \times \vec{p} \sim \vec{L}$

وبوضع الكميات المناسبة من المعادلات ٢٤ : ٢٩ الى ٣٤ : ٣١ في المعادلة ٢٤ : ٢٨ نحصل على :

$$U = - \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad \text{(النظرية التقريبية) (٢٤ : ٣٢)}$$

تناسب طاقة التفاعل مع $\vec{L} \cdot \vec{S}$

ان تناسب هذه الطاقة مع التوليفة $\vec{L} \cdot \vec{S}$ يُحدث ما يُسمى باقتران الغزل - المدار. وفي النظرية الدقيقة، يرتبط تأثير إضافي دقيق وهامٌ بحقيقة كون الاطار السكوني (القصوربي) للالكترون الدائر اطاراً متسارعاً لا اطاراً قصورياً. وتنتج النظرية الدقيقة الى المرتبة $1/c^2$ طاقة غزل - مدار تختلف عن المعادلة ٢٤ : ٣٢ بعامل مداره 2 . وهذه الطاقة هي :

$$U = - \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad \text{(النظرية الدقيقة) (٢٤ : ٣٣)}$$

لاحظ أن U تعتمد فقط على الوجهة النسبية بين $\vec{S}$ و $\vec{L}$ ، لا على وجهة $\vec{S}$ أو $\vec{L}$ بالنسبة إلى محور ما في الفراغ.

ونتناول الآن المجال الكولمي الذي يتميز بالجهد جه التالي :

* تعطي التجارب الحديثة الدقيقة للعامل g القيمة 2.0023192 . إن أخذ انتصارات الكهروديناميك الكوانتية هو قدرتها على إعطاء تفسير لهذا العدد بدلالة تأثير غيمة الجسيمات التقديرية (الفوتونات، الالكترونات، والبوزيترونات) التي تحيط بالالكترون المنفرد. وسوف تُبحث في الجزء ٢٧ : ١١ الصورة الفيزيائية للطبيعة التي تتضمنها هذه النظرية الجديدة.

$$\frac{e \hbar}{4 \pi m} = \text{جـم}$$

وباعتبار هذا الجهد، تأخذ المعادلة ٢٤: ٣٣ الشكل التالي:

$$\text{طو} = \frac{1}{4 \pi m} \frac{e \hbar}{r} \frac{1}{L \cdot S} \quad (٣٤: ٢٤) \dots\dots\dots$$

وطاقة الوضع هذه تعتمد أيضاً على نصف القطر. وباعتبار حالة حركية معينة تتعين بالاعداد الكوانتية n, ℓ, m ، و z يمكننا أن نكتب ما يلي:

$$\text{طو} = \frac{1}{4 \pi m} \frac{e \hbar}{r} \frac{1}{L \cdot S} \left(\frac{1}{r} \right) \quad (٣٥: ٢٤) \dots\dots\dots$$

طاقة المدار - الغزل في مجال كولبي

حيث $\left(\frac{1}{r} \right)$ هو المتوسط الموزون للكمية $\frac{1}{r}$ على حجم الذرة كله. أمّا عامل التوزين فهو احتمال الموضع للإلكترون أي $|\psi|^2$.

ومما يُعْطَى باهتمام خاص الفارق في طاقة المدار - الغزل بين حالتَيْ ثنائيّ زخمهما الكليّ: $j = \ell + \frac{1}{2}$ و $j = \ell - \frac{1}{2}$. ويُترك كمسألة للقارئ ليبيّن في حالة الكترون واحد أن:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} + \ell = j, \quad \frac{1}{2} \hbar \ell \frac{1}{r} \\ \frac{1}{2} + \ell = j, \quad \frac{1}{2} \hbar (1 + \ell) \frac{1}{r} \end{aligned} \right\} = L \cdot S \quad (٣٦: ٢٤) \dots\dots\dots$$

وهكذا بيّن ما يُسمّى التوجّه الموازي والتوجّه عكس الموازي parallel and antiparallel

للمتجهين $\vec{L}$ و $\vec{S}$ (تذكر أن هذين المتجهين لا ينتظمان أبداً في خطّ مستقيم تماماً - انظر الشكل ١٧: ٢٤)، يكون الفارق في $\vec{L} \cdot \vec{S}$ مساوياً لما يلي:

$$\Delta (\vec{L} \cdot \vec{S}) = \frac{1}{2} \hbar (1 + \ell)$$

ويكونُ الفارقُ الطاقة:

$$\Delta \text{طو} = \frac{1}{4 \pi m} \frac{e \hbar}{r} \frac{1}{r} \frac{1}{2} \hbar (1 + \ell) \left(\frac{1}{r} \right) \quad (٣٧: ٢٤) \dots\dots\dots$$

انفلاق الثنائي

وكطريقة تقريبية لتقدير $\overline{\left(\frac{1}{r}\right)}$ يمكننا ان نستخدم نموذج مدار بور واضعين $r =$
نق $n^2/ذ$. وهذا التقريب غير الدقيق نوعاً ما يعطي :

$$\overline{\left(\frac{1}{r}\right)} = \frac{ذ^2}{n^2 \text{ نق}} \quad (\text{تقريب مدار بور الدائري}) \quad \dots\dots\dots (٣٨:٢٤)$$

أما النتيجة الدقيقة في المجال الكولمي التي لا نستطيع إلا أن نُضمَّنها هنا من
دون أي برهان فهي :

$$\overline{\left(\frac{1}{r}\right)} = \frac{ذ^2}{n^2 \ell^2 \left(\frac{1}{\ell} + \ell\right) (1 + \ell)} \quad [\text{نتيجة دقيقة}] \quad \dots\dots\dots (٣٩:٢٤)$$

لاحظ أن هذين التعبيرين للكمية $\overline{\left(\frac{1}{r}\right)}$ متكافئان عند حدّ التناظر للمدارات
الدائرية، أي عندما $\ell = n - 1 << 1$. ويتضمن المعادلة ٣٩:٢٤ في المعادلة ٣٧:٢٤
نحصل على :

$$\Delta \text{ طو} = \frac{1}{\ell^2 \text{ ط} ٤} \frac{ذ^2}{n^2 \ell^2 (1 + \ell)} \frac{h^2 e}{2 \text{ ك}^2 \text{ نق}} \quad \dots\dots\dots (٤٠:٢٤)$$

ويمكن الحصول على صيغة مختصرة لهذه النتيجة بالتعبير عن نصف قطر بور بدلالة
الثابت الأساسية :

$$\text{نق} = \frac{h^2 \text{ ط} ٤}{2 e \text{ ك}} \quad \dots\dots\dots (٤١:٢٤)$$

ويمكن للمقارىء أن يتحقق من أن هذا التعويض لنصف قطر بور نق يقود إلى :

$$\Delta \text{ طو} = \frac{h^2 (\alpha \text{ ذ})}{2 \text{ ك} (1 + \ell) \ell^2 n^2} \quad \dots\dots\dots (٤٢:٢٤)$$

أبسط تعبير لانفلاق الثاني (في
المجال الكولمي)

حيث α هو ثابت البنية الدقيقة (المعادلة ٢٣: ٤٦). إن البنية غير الدقيقة لطيف طاقة الإلكترون الواحد هي من رتبة المقدار α^2 ك $٢٤: ٤٢$ ، في حين أن البنية الدقيقة كما تُشير إليها المعادلة ٢٤: ٤٢ هي من رتبة المقدار α^4 ك $٢٤: ٢٤$.

■ مثال:

ما طاقة انفلاق الحالات p_2 في ذرة الهيدروجين؟ والحالات p_3 في ذرة الصوديوم؟ (انظر الشكلين ٢٤: ١٦ و ٢٤: ١٧). نُضْمَنُ في المعادلة ٢٤: ٤٢ ما يلي: $\alpha = \frac{1}{137}$ ، ذ ١ ، ك $٢٤: ١١ = ٥١١$ ر. مليون إلكترون فولت، $n = ٢$ ، و $\ell = ١$ لنحصل للحالة p_2 في الهيدروجين على:

$$\Delta \text{ طو} = \frac{١٠ \times ٥١١^٢ \text{ إف}}{٣٢ (١٠ \times ١٣٧)^٢}$$

انفلاق المستوى p_2 في
الهيدروجين

$$= ٤٥٣ \times ١٠^{-١٠} \text{ إف.}$$

وهذه نتيجة دقيقة. ومن جهة أخرى، فإن انفلاق الخطّ الشائني في الصوديوم يمكن تقديره في أحسن الأحوال بصورة غير دقيقة فقط من المعادلة ٢٤: ٤٢، لأن الإلكترون الخارجيّ في ذرة الصوديوم يُجَبِّجُ جزئياً عن النواة ولا يعاني المجال الكولمي. وبدل إجراء مثل هذا التقدير، دعنا نعمل في اتجاه عكسي للحصول على شحنة فعالة ذ. ان الانفلاق في الحالة p_3 الملاحظ في الصوديوم هو:

$$\Delta \text{ طو} = ٢١ \times ١٠^{-٢٠} \text{ إف}$$

، وهو تقريباً أكبر بخمسين مرة من الانفلاق p_2 في الهيدروجين. ان قيمة ذ اللازمة في المعادلة ٢٤: ٤٢ لاعطاء هذه القيمة هي (عندما $n = ٣$ و $\ell = ١$):

$$ذ = ٣٥.$$

* البنية فوق الدقيقة: Hyperfine structure

عند فحصها بدقة كافية بمطياف ميكلسون مثلاً، تبدو الخطوط الطيفية الكثيرة كمجموعة من الخطوط المتقاربة بمسافات بينها أقل حتى من المسافات بين الخطوط في البنية الدقيقة. وهذه البنية فوق الدقيقة كما تُسمّى يمكن تفسيرها بتأثيرات النواة الذرية. فالكثير

التأثيرات النووية تنتج البنية فوق
الدقيقة

من النوى تملك عزوماً مغناطيسية أقل، في العادة، من العزوم الذرية بعامل يبلغ تقريباً 10^{-3} (تأمل اعتماد μ العكسي على الكتلة في المعادلة ٢٤ : ٢٩). وبسبب هذه المغناطيسية النووية تعتمد طاقات الحالات الذرية قليلاً على الوجهة النسبية للازحام الزاوية للنواة والالكترون. وما يسهم أيضاً في البنية فوق الدقيقة الشكل غير الكروي لبعض النوى. فالمجال الكهربائي الذي يحيط بنواة مشوهة ليس بالضبط مجالاً مركزياً (تماماً كما أن المجال الجاذبي للأرض المشوهة قليلاً ليس بالضبط مجالاً مركزياً). وتعتمد طاقة الالكترون (أو القمى) في مثل هذا المجال على وجهة متجه زخمه الزاوي بالنسبة إلى محور التشويه axis of deformation. ولذا فإن عزل النوى وعزم ثنائي الاقطاب المغناطيسي لها وعزم رباعي الاقطاب الكهربائي quadrupole moment يمكن جميعها قياسها من خلال ملاحظة الانفلاقات فوق الدقيقة.

وتشاهد أيضاً التأثيرات فوق الدقيقة الأخرى في الضوء المنبعث من أخلطة نظائر (متماكنات) العنصر نفسه. فكتلة الالكترون المختزلة والمختلفة في النظائر المختلفة تفصل الخطوط الطيفية عن بعضها بعضاً. (وكما ألمح إلى ذلك من قبل، فهذا الفصل أظهر لأول مرة أن الهيدروجين يتألف من أكثر من نظير). وفي العناصر الثقيلة، يتسبب الحجم المحدود للنواة بشكل أساسي في الازاحة النظرية isotope shift (أي الفصل الخطي للنظائر المختلفة). وعندما يزيد نصف قطر الشحنة النووية، تزداد طاقات الالكترونات الذرية إلى الأعلى. ولأن نصف قطر الشحنة النووية الفعال يزداد إما بتمدد النواة أو بتشوهها، فإن الازاحة النظرية تُعطي معلومات عن كلا حجم النوى وشكلها.

التغيرات في الكتلة النووية
والحجم النووي تسبب
في الازاحات النظرية

٢٤ : ١٠ : تأثير المجال المغناطيسي في مستويات الطاقة الذرية :

Influence of a magnetic field on atomic energy levels

في عام ١٨٩٦، اكتشف بيترزيان Zeeman أن الخطوط الطيفية تُعرض عند وضع الذرات المشعة في مجال مغناطيسي. وظاهرة زيeman هذه، كما صارت تُسمى، سرعان ما كُشفت على أنها عبارة عن انفلاق كل خط طيفي إلى خطوط عدة بدلاً من كونها تعريضاً فعلياً للخط. ومن السهل الآن فهم ذلك بدلالة المعادلة ٢٤ : ٢٥. فإذا كان للذرة عزم مغناطيسي فإن طاقتها تعتمد على وجهة عزمها المغناطيسي ذاك بالنسبة إلى المجال.

في مجال خارجي تعتمد الطاقة
(س. ب) على وجهة العزم
المغناطيسي بالنسبة الى المجال

المغناطيسي (الذي هو الآن مجال خارجي). ولأن العزم الذي يوازي الزخم الزاوي له مجموعة منفصلة من الوجهات الممكنة، فإن طاقة المستوى الذري تنفلق الى مجموعة محدودة من الطاقات. وفي غياب مجال مغناطيسي تتكافأ جميع الاتجاهات في الفراغ، ويكون للحالات التي لا تختلف إلا في وجهتها فقط الطاقة نفسها. وبهيء المجال المغناطيسي اتجاهاً في الفراغ ذا معنى من ناحية فيزيائية، إذ يُصير الفراغ بالنسبة الى الذرة فراغاً غير متكافئ الاتجاهات، مزيلاً بذلك انفساخ الطاقة للوجهات المختلفة.

وبتعميم المعادلة ١٦: ٥٥ (أو ٢٤: ٢٩) يمكن ان نكتب للعزم المغناطيسي للالكترون ما يلي:

(٤٣: ٢٤)

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} (\vec{L} + \vec{S}) g_s$$

العزم المغناطيسي الكامل
للالكترون

وكما تلمح اليه المعادلة ٢٤: ٣٠، فإن قيمة $g_s = 2$. أما العامل g_L المداري فهو القيمة المتوقعة كلاسيكياً:

(٤٤: ٢٤)

$$g_L = 1$$

وفي مجال مغناطيسي خارجي B تكون طاقة التفاعل بين الكترون منفرد والمجال كما يلي:

$$\text{طو} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\frac{e}{2m} (\vec{L} + \vec{S}) \cdot \vec{B}$$

(٤٥: ٢٤)

وبشكل عام، يجب أن تُجمع معاً للذرة الواحدة العديد من مثل هذه الحدود. غير أننا، على كل حال، سنتناول بعناية حالة الالكترون المنفرد فقط. وهذا التناول لا يُقيدنا كثيراً كما قد يظهر للوهلة الأولى. ففي العديد من الذرات ذات العدد الذري الفردي، يكون مجموع الازخام الزاوية لجميع الالكترونات عدا الكترون واحد منها صفراً، مما يترك بذلك الفرصة لهذا الالكترون الواحد ليسهم بكامل الزخم الزاوي والعزم المغناطيسي للذرة. وحتى في الذرات التي يسهم بكامل زخمها الزاوي وعزمها المغناطيسي اكثر من الكترون واحد، فإن المعادلة ٢٤: ٤٥ قد تُستعمل أيضاً اذا ساد الذرة ما يُسمى باقتران رسل - سوندرز Russell-Saunders coupling؛ إذ عندها تُضم معاً (أو تُقرن معاً) أغزال جميع الالكترونات لتكون مجموعاً كلياً $\vec{S}$ ، كما تُضم معاً أيضاً الازخام الزاوية

اقتران رسل - سوندرز: للذرة
زخم زاوي مداري كلي $\vec{L}$ وأغزل
كلي $\vec{S}$

المدارية في مجموع كلي L . وإذن ففي تلك الذرات التي يصحُّ عليها اقتران رَسَل - سوندرز، لا يلزمنا إلا أن نعيد تفسير L و S في المعادلة ٢٤ : ٤٥ لِنُعْطِيَ الزخمين الزاويين: المداري والغزلي الكليين (لكلِّ الذرة) بدل اعتبارهما لالكترون واحد فقط .

أما أن المعادلة ٢٤ : ٤٥ يمكن تفسيرها مباشرة كازاحة في طاقة الحالة ، فامرٌ يتوقفُ على ما اذا كان S ، L ، $S+L$ ، $S-L$ ثابتي حركة أم لا . فاذا لم يكونا ثابتي حركة، فإن الازاحة في الطاقة يجب استنتاجها على أنها قيمة متوسطة لطاقة التفاعل (طو) . وثمة حالتان حَدَّيتان تهماًننا بشكل خاص : حدُّ المجال القوي حيث تفوق طاقة تفاعل الذرة مع المجال الخارجي كثيراً تفاعل المدار - الغزل الداخلي، وحدُّ المجال الضعيف حيث تفاعل الذرة مع المجال الخارجي يقل بكثير عن تفاعل المدار - الغزل .

* ظاهرة باشن - باك : The Paschen - Back effect

لنختَرِ المحورَ العيني بحيث يقع في اتجاهِ المجالِ الخارجي ($S+L$ = ب.ع) . واذا كان S كبيراً الى حدِّ كافٍ، فإن الطاقة المغناطيسية التي تربط كلًّا من L و S بالمحور العيني ستكون أكبر من طاقة الغزل - المدار التي تربط L و S بعضهما ببعض . ولذا ستكون حالة الالكترون كما هي موضحة في الشكل ٢٤ : ١٠ (أ)، وستتميّز بالاعداد الكوانتية m_s, m_l .

الاعداد الكوانتية في المجال
القوي : m_s, m_l

ويُسمَّى تأثير مثل هذا المجال القوي في نمط الخطوط الطيفية بظاهرة باشن - باك، نسبةً الى العالمين الالمانيين اللذين درسا هذا التأثير . وبخلاف ذلك، لا تكون طاقة التفاعل المغناطيسي في مجال ضعيف كافية لفلْكَ الاقتران الذي يربط بين L و S معاً لتكوين الزخم الزاوي الكلي L . ويوضِّح الشكل ٢٤ : ١٠ (ب) حالة الالكترون في مجال ضعيف والتي تتميز بالاعداد الكوانتية m_j, l ، ويسمَّى تأثير المجال الضعيف في الخطوط الطيفية بظاهرة زيمان Zeeman . وفيما سلف عرضنا الرُسمين في الشكل ٢٤ : ١٠ كطريقتين مختلفتين لِعَدِّ الحالات الحركية للالكترون وتصنيفها . وتبيِّن الآن أن هاتين الحُطَّتين التصنيفيتين تمثلان الحقيقة الفيزيائية الفعلية عند وضع الذرة في مجالين مغناطيسيين : قوي وضعيف .

الاعداد الكوانتية في المجال
الضعيف : m_j, l

ان معادلة الطاقة المغناطيسية في مجال قوي هي بوجه خاص بسيطة . فالمعادلة

٢٤: ٤٥ يمكن كتابتها كما يلي :

$$\text{طو} = \frac{\hbar^2 \theta}{2} (L + S_z)$$

إن حقيقة أن m_s و m_l هما عددا كوانتيان «جيدان» هي طريقة أخرى بدّل قولنا إن S و L هما ثابتا حركة. ولذلك يمكننا أن نكتب أن :

$$\hbar m_l = L \quad \hbar m_s = S$$

، حاصلين بذلك للطاقة المغناطيسية على المقدار التالي :

$$\text{طو} = \frac{\hbar^2 \theta}{2} (m_l + m_s) \quad \dots \dots (٢٤: ٤٦)$$

طاقة المجال القوي : ظاهرة باشن
- باك

وبين الشكل ٢٤: ١٨ تأثير المجال القوي في الحالتين $p \uparrow$ و $s \uparrow$ (مثلاً في الصوديوم). وكما يظهر من الشكل، فإن الانفساخ degenerate لا يزول كله تماماً، لأن التوليفة $(m_l + m_s)$ لها القيمة نفسها في الحالتين: $m_s = \frac{1}{2}$ ، $m_l = -1$ و $m_s = -\frac{1}{2}$ ، $m_l = 1$. ويشتمل الشكل أيضاً على ازاحات الطاقة الإضافية الصغيرة الناتجة عن اقتران الغزل - المدار. وتزاح الحالات التي يكون فيها L و S تقريباً متوازيين إلى طاقة أعلى قليلاً، في حين تزاح الحالات التي يكون فيها L و S تقريباً متضادتي الاتجاه إلى طاقة أقل بقليل.

ومقارنة الشكلين ٢٤: ١٨ و ٢٤: ١٧، نلاحظ أن المجال القوي يلغي تماماً البنية الشائبة $p \uparrow$.

● ظاهرة زيمان : The Zeeman effect

في المجال الضعيف، نجد أن الزخم الزاوي الكلي J هو الذي يقترن بالمجال الخارجي وليس الغزل S أو الزخم المداري L بمفرده. ويسلك الإلكترون في هذه الحالة ككينة منفردة ذات عزم مغناطيسي مقداره :

$$\mu = -g_J \frac{e}{2} \hbar$$

..... (٢٤: ٤٧)

وذا ت طاقة تفاعل مغناطيسي هي :

$$\text{طو} = \vec{\mu} \cdot \vec{B} = g_I \frac{e}{2} \vec{L} \cdot \vec{B} \quad (48:24) \dots\dots\dots$$

[قارن هاتين المعادلتين بالمعادلتين 43:24 ، 45:24] . ان العامل g الكلي أي g_I يعتمد على حالة الالكترين ، وسنشق له صيغة في جزء الفصل التالي .

وباعتبار أن $\vec{B}$ هو أيضاً في اتجاه المحور العميق ، نستطيع أن نكتب المعادلة 48:24 بالشكل التالي :

$$\text{طو} = g_I \frac{e}{2} L \cdot B$$

ولأن L ثابت حركة (في المجال الضعيف) يُعطى بالمعادلة :

$$L = m_I \hbar \quad (49:24) \dots\dots\dots$$

فإن الطاقة المغناطيسية في ظاهرة زيمان تأخذ الشكل التالي :

$$\text{طو} = g_I \frac{\hbar e}{2} m_I \quad (50:24) \dots\dots\dots$$

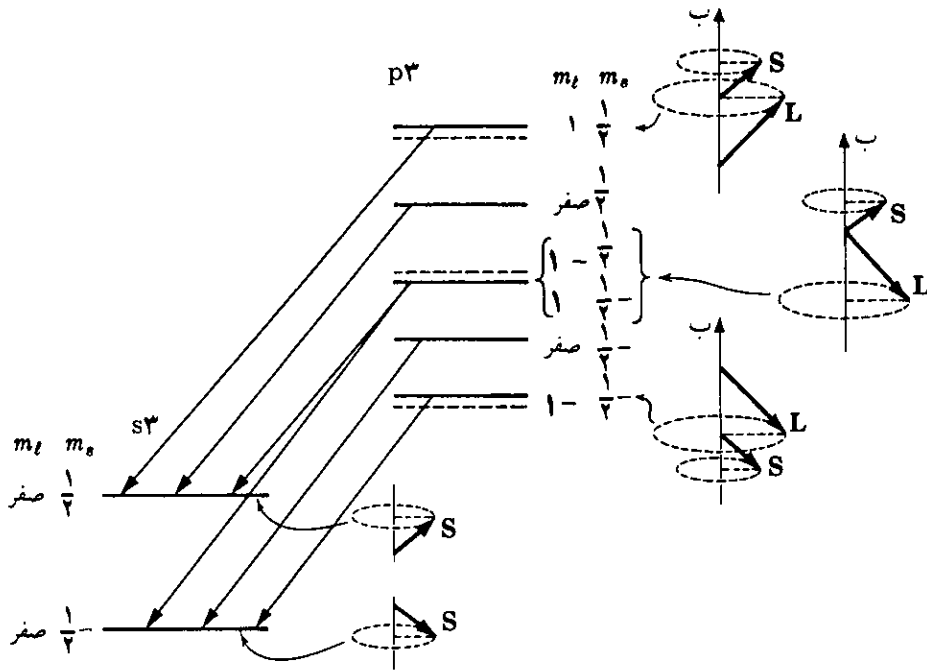
- طاقة المجال الضعيف ، ظاهرة زيمان

وبأخذ قيمة مخصصة للعدد I فإن هذه الطاقة تفلق أي مستوى إلى $2I+1$ من المستويات المتباعدة بالتساوي . ويوضح هذا الانفلاق للحالتين $s=3$ و $p=3$ في الصوديوم في الشكل 19:24 . ويظهر في الشكل أيضاً الانتقالات المسموح بها من الحالات العليا إلى الحالات الأوطى . أما قاعدة الاختيار selection rule المرتبطة بحقيقة أن مقدار غزل الفوتون وحدة واحدة فهي :

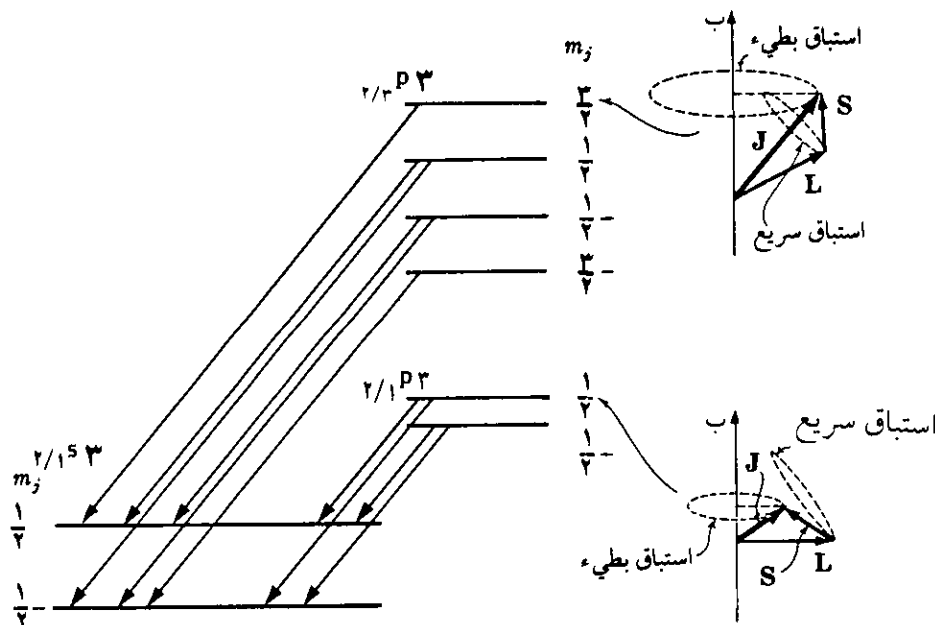
$$\Delta m_I = \pm 1 \text{ ، صفر}$$

وتمنع هذه القاعدة تلك الانتقالات من مثل $m_I = \frac{3}{2}$ إلى $m_I = -\frac{3}{2}$. ويقدم الشكل 20:24 مقارنة بين خطي الصوديوم D في مجال مقداره صفر ومجال ضعيف . أما حساب نمط الخط ورسمه في المجال القوي فثيترك كمسألة للقارئ . ونذكر هنا ان اهلبك وجود سميت اهتديا الى التنبؤ بغزل الالكترين ويعززه المغناطيسي من خلال تحليل أنماط زيمان .

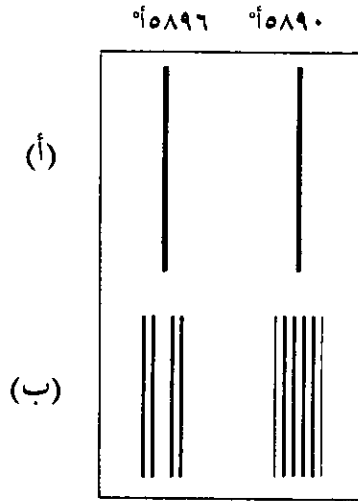
قاعدة اختيار لانتعاث الفوتون



الشكل ٢٤: ١٨: طاقات الحالتين p^3 و s^3 لـ إلكترون في مجال مغناطيسي قوي (ظاهرة باشن - باك) والانتقالات بينها. تتنبأ المعادلة ٤٦: ٢٤ بخمسة مستويات متباعدة بالتساوي للحالة p^3 . وكما يشار إليه بالفارق بين الخطوط المتقطعة والمتصلة المجاورة، تُزاح ثلاثة منها نتيجة لطاقة الغزل - المدار الإضافية. الرسم المتجه يُظهر وجهات ممثلة للازخام الزاوية. أما الطفرات الكوانتية المسموح بها فتخضع لقاعدتي الاختيار: $\Delta m_l = 0, \pm 1$ ، و $\Delta m_s = 0$



الشكل ٢٤: ١٩: طاقات الحالتين p^3 و s^3 لـ إلكترون منفرد في مجال ضعيف (ظاهرة زيمان) والانتقالات بينها. المسافة بين أي مستويين في كل خط "متعدد multiplet" تعطى بالمعادلة ٥٠: ٢٤، والرسم المتجه تبين وجهات ممثلة للازخام الزاوية.



الشكل ٢٤:٢٠: (أ) خطأ

الصوديوم D في غياب مجال

مغناطيسي. (ب) نمط زيمان لحظي

D في مجال ضعيف. الانتقال $p^3 \leftarrow s^3$

s^3 ينقل إلى ست مكونات، بينما

ينقل الانتقال $p^3 \leftarrow s^3$ إلى

أربع مكونات. [رسم عن صورة في

كتاب: إ. باك E. Back وأ. لاند

A. Lande : ظاهرة زيمان والبنية

المتعددة Zeeman effect and multiplet

structure (برلين: سيرنجر-فيراغ، ١٩٢٥).

* اشتقاق صيغة للعامل g_J Derivation of a formula for g_J

تُعطي الصيغة الأساسية للعزم المغناطيسي للالكترونات بالمعادلة ٢٤: ٤٣.

ولاستنتاج صيغة للعامل g_J ، فمن الضروري أن نفكر بالكيفية التي ينبغي استخدامها

لايجاد متوسط المعادلة ٢٤: ٤٣ من أجل الحصول على المعادلة ٢٤: ٤٧. لنكتب المعادلتين

معاً:

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} (\vec{L} + \vec{S})$$

العزم الحقيقي للالكترون

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} g_J \vec{J}$$

العزم الفعال في مجال ضعيف

لقد أضفنا إلى المعادلة الثانية الرمز السفلي μ للدلالة على أنه متوسط مناسب

للمعادلة الأولى. وبدلاً الرجوع إلى الشكل ٢٤: ١٠ (ب) على طريقة لحساب المتوسط.

وإذا لم يكن للزخم $\vec{L}$ و $\vec{S}$ نفسهما أي اتجاه ثابت في الفراغ، وكان مجموعهما $\vec{J}$ محددًا، فإن

مركبتي $\vec{\mu}$ و $\vec{J}$ في اتجاه $\vec{J}$ يجب أن تكونا متساويتين*. ولذا يمكننا مساواة حاصلَي ضربهما

المقدارين scalar products في $\vec{J}$ كما يلي: $\vec{\mu} \cdot \vec{J} = \mu_J \cdot \vec{J}$

يُعرف μ_J بمركبته في اتجاه $\vec{J}$

* من الصحيح كما يَدُلُّ على ذلك الشكل ٢٤: ١٠ (ب) أن $\vec{L}$ أيضاً لا تملك الاتجاه ثابتاً في الفراغ. ومع ذلك، ففي حالة

حد المجال الضعيف، يمكن إهمال الاستباق البطني للزخم $\vec{L}$ حول اتجاه المجال في التقريب الأول. ويمكننا أن نفكر

بالاقتران من ناحية كلاسيكية على أنه يتكوّن من مرحلتين: فاولاً، يتسبب اقتران الغزل - المدار الأكثر أهمية بجعل $\vec{L}$ و $\vec{S}$

يستبقان بسرعة حول مجموعهما $\vec{J}$ الثابت تقريباً. وثانياً يتسبب التفاعل المغناطيسي الأضعف بجعل $\vec{L}$ يستبق ببطء حول

المحور الثابت المُعرّف بالمجال $\vec{B}$.

ونحصلُ من هذه المساواة على ما يلي :

$$\overleftarrow{\overleftarrow{J}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{L}} + \overleftarrow{\overleftarrow{J}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{S}} = \overleftarrow{\overleftarrow{J}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{L}} + \overleftarrow{\overleftarrow{J}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{S}} \quad (51:24) \dots\dots\dots$$

وإذا كانت الأعداد الكوانتية المناسبة هي ℓ و m_j ، فإن كلاً من الحدود الثلاثة هذه يكون ثابتاً، ويمكن التعبير عنه بدلالة الأعداد الكوانتية . اعتبر أولاً الحد $\overleftarrow{\overleftarrow{S}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}}$. فإذا كونا المساواة التالية :

$$\overleftarrow{\overleftarrow{S}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}} = L$$

واخذنا حاصل ضرب المقداري بين الطرفين ونفسه :

$$(\overleftarrow{\overleftarrow{S}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}}) \cdot (\overleftarrow{\overleftarrow{S}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}}) = L \cdot L$$

فانه ينتج لدينا عن ذلك عبارة للمقدار $\overleftarrow{\overleftarrow{S}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}}$ على النحو التالي :

$$\overleftarrow{\overleftarrow{S}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}} = \frac{1}{2} (\overleftarrow{\overleftarrow{L}}^2 - \overleftarrow{\overleftarrow{S}}^2 + \overleftarrow{\overleftarrow{J}}^2) \quad (52:24) \dots\dots\dots$$

وتفضي عملية مماثلة تماماً، مبتدئين من المساواة $\overleftarrow{\overleftarrow{L}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}}$ ، إلى :

$$\overleftarrow{\overleftarrow{L}} \cdot \overleftarrow{\overleftarrow{J}} = \frac{1}{2} (\overleftarrow{\overleftarrow{S}}^2 - \overleftarrow{\overleftarrow{L}}^2 + \overleftarrow{\overleftarrow{J}}^2) \quad (53:24) \dots\dots\dots$$

ولذا نحصلُ من المعادلة 51:24 على :

$$\frac{\overleftarrow{\overleftarrow{L}}^2 - \overleftarrow{\overleftarrow{S}}^2 + \overleftarrow{\overleftarrow{J}}^2}{2} = g_J$$

وأخيراً نعبرُ عن القيم الكوانتية للمقادير $\overleftarrow{\overleftarrow{L}}$ ، $\overleftarrow{\overleftarrow{J}}$ ، و $\overleftarrow{\overleftarrow{L}}$ بدلالة الأعداد الكوانتية ℓ ، s ، و ℓ ، حاصلين بذلك على :

$$\frac{(1+\ell)\ell - (1+s)s + (1+j)j}{(1+j)j} = g_J \quad (54:24) \dots\dots\dots$$

العامل g للكترون في مجال ضعيف

■ ما قيمة العامل g للكترون في الحالات التالية : $\overleftarrow{\overleftarrow{p}}_{1/2}$ ، $\overleftarrow{\overleftarrow{p}}_{3/2}$ ، $\overleftarrow{\overleftarrow{s}}_{1/2}$

في كل حالة من هذه الحالات (وفي أية حالة أخرى للكترون منفرد) تكون $s = \frac{1}{2}$.

وبوضع القيم المناسبة للعدد l : صفر أو ١ ، وللعدد j : $\frac{1}{2}$ أو $\frac{3}{2}$ في المعادلة ٥٤: ٢٤ نحصل على :

$$٢ = g_l : \frac{1}{2} s \text{ الحالة}$$

$$\frac{٢}{3} = g_l : \frac{1}{2} p \text{ الحالة}$$

$$\frac{٤}{3} = g_l : \frac{3}{2} p \text{ الحالة}$$

وهذه القيم للعامل g تنعكس على المسافات بين المستويات المبينة في الشكل ١٩: ٢٤.



١١: ٢٤ : زمر الذرات : Groups of Atoms

قد يبدو تناول زمر الذرات في جزء واحد امراً جريئاً، لأن هذا الموضوع لا حدود له. فكل الكيمياء والبيولوجيا الجزيئية وفيزياء الجوامد والسوائل والبلازما من بين فروع أخرى للعلم تُعنى بزمر الذرات. ولا نستطيع هنا حتى أن نعطي فكرة سطحية عن هذه الفروع المعرفية. وانسجماً مع تأكيدنا للنظريات الأساسية في الفيزياء والظواهر التي تنير مباشرة هذه النظريات، يجب علينا أن نحصر انتباهنا في عدد قليل من الأساسات الفيزيائية التي يقوم عليها هذا التعقّد الغني من التجمّع الذري الذي يتكوّن منه عالمنا.

* التكافؤ: Valence

من التمييزات البسيطة والنافعة للالكترونات الخارجية في الذرة فكرة التكافؤ. ويساوي تكافؤ الذرة عدد الالكترونات في الغلاف الخارجي للذرة (تكافؤ موجب)، او عدد الفجوات في الغلاف الخارجي أي عدد الحالات الحركية الشاغرة (تكافؤ سالب). ويمكن تسمية هذا التعريف بالتعريف النظري للتكافؤ. وثمة أيضاً تعريف امبريقي للتكافؤ، وهو عدد الالكترونات التي تكسبها الذرة او تخسرها او تسهم بها عندما تتحد مع ذرات أخرى لتشكيل الجزيئات. والتكافؤ الامبريقي لا يعادل دائماً التكافؤ النظري، لأن المركبات قد تتكوّن من دون مشاركة الغلافات الخارجية لجميع الذرات مشاركة كاملة. فذرة الكربون مثلاً قد تتحد بذرة واحدة من الاوكسجين (مكونة أول أكسيد الكربون CO)، أو بذرتين منه (مكونة ثاني أكسيد الكربون CO₂). ويكون للاكسجين تكافؤ مقداره - ٢. وفي احد

مفهوم التكافؤ

المركبات يُظهرُ الكربونُ تكافؤاً مقداره ٢، بينما يُظهرُ في مركبٍ آخرٍ تكافؤاً مقداره ٤ .
وبأربعة إلكتروناتٍ في الغلافِ الخارجي يكونُ للكربون تكافؤٌ نظريٌّ مقداره ٤ .

وينفردُ الهيدروجين الذي له إلكترونٌ واحدٌ بأن له تكافؤاً مقداره +١ أو -١ . ويكونُ للهيليوم (ذ = ٢)، وهو ذرةٌ مغلقةُ الغلافِ الخارجي، تكافؤٌ مقداره صفر. اما العناصرُ الاربعةُ التي تلي الهيليوم في الجدولِ الدوري: الليثيوم، البريليوم، البورون، والكربون، والتي تحوي في الغلافِ ن = ٢ بالترتيبِ الكتروناتٍ واحداً، الكترونين، ثلاثة إلكتروناتٍ، واربعة إلكتروناتٍ، فلها تكافؤاتٌ تتزايدُ بالتعاقبِ ايضاً: +١، +٢، +٣، و+٤ . ويُعدُّ الليثيوم بالكترونهِ الخارجي الوحيدِ ناشطاً كيمياوياً بشكلٍ خاص، اذ يتحدُّ بسهولةٍ مع الذراتِ في الطرفِ الآخرِ من الجدولِ الدوري التي ينقصُها إلكترونٌ واحدٌ ليصبحَ غلافُها الخارجي مغلقاً. اما الكربون الذي يقعُ في وسطِ الدورةِ الثانية فهو حالةٌ خاصةٌ مثيرة. ولأن له اربعة إلكتروناتٍ في الغلافِ الخارجي، ولأنه تنقصُ هذا الغلافِ الخارجي أيضاً اربعة إلكتروناتٍ حتى يمتلئ، فان تكافؤَه يمكنُ اعتباره +٤ أو -٤ . وفي الحقيقة فان الكربون لا يكسبُ أو يخسرُ أبداً تماماً اربعة إلكتروناتٍ عندَ تكوينه مركباً ما، ولكنه بدلَ ذلك يشاركُ في الكتروناتِهِ الذراتِ الأخرى في نوعٍ من الاتحادِ يُعرفُ بالترابطِ التساهمي covalent bonding . وبسببِ موقعه في وسطِ الدورة، وميله الى الاسهامِ بالكتروناتِهِ، يستطيعُ الكربونُ أن يكونَ عدداً هائلاً من المركباتِ المختلفة . فذراتُ الكربون توفّرُ بالفعلِ العمودَ الفقريَّ لكلِّ جزيءٍ عضويٍّ في أيِّ كائنٍ حي .

وباستمرارِ التقدمِ عبرَ الدورةِ الثانية، نجدُ ذراتٍ ذاتَ تكافؤٍ سالب. فالنيتروجين (ذ = ٧) الذي تتركُ الكتروناتُهُ الخارجيةُ الخمسةُ ثلاثَ حالاتٍ حركيةٍ شاعرةٍ في الغلافِ الثاني له التكافؤ -٣ . ونجدُ هذا التكافؤَ في جزيءِ الامونيا NH_3 . وأما الاوكسجين (ذ = ٨) الذي ينقصُه الكترونان ليمتلئ غلافُه الخارجيُّ فله التكافؤ -٢ . (تذكر مركبَ الاكسجينِ الاكثرَ شيوعاً H_2O) . ثم يأتي الفلور (ذ = ٩) وله تكافؤٌ مقداره -١، ثم النيون (ذ = ١٠)، وذرتُه مغلقةُ الغلافِ الخارجي وذاتُ تكافؤٍ مقداره صفر. ثم نجدُ بعد ذلك الصوديوم (ذ = ١١) الذي يقعُ تحتَ الليثيوم في الجدولِ الدوري والذي له التكافؤ +١ ايضاً. ثم المغنيسيوم (ذ = ١٢) الذي يقعُ تحتَ البورون في الجدولِ الدوري وله التكافؤ +٢، وهلمَّ جرّاً. ومن الواضحِ أن التكافؤَ كالتفاصيلِ الأخرى المرتبطةُ بالالكتروناتِ الخارجية يَتَسَمُّ بالدورية .

التكافؤُ صفةٌ دورية ترتبط
بالالكتروناتِ الخارجية

* الربط الجزيئي : Molecular bonding

التكافؤ فكرة مبسطة نافعة لفهم المركبات. ومع ذلك فاتحاد الذرات لتكوين الجزيئات نادراً ما يكون بسيطاً. اعتبر اتحاد ذرتي هيدروجين لتكوين جزيء H_2 هيدروجين. فعندما تكون ذرتا الهيدروجين بعيدتين من بعضهما بعضاً، فإن تأثير أحدهما في الأخرى يكون ضعيفاً جداً، لأن كلا الذرتين معتدل كهربائياً. وبالرغم من ذلك، فثمة قوة صغيرة تسمى قوة فان دير والس Van der Waals تؤثر بينهما، وتنشأ هذه القوة الجاذبة الضعيفة عن ظاهرة الاستقطاب polarization. فالموجة الالكترونية، استجابة لمجال كهربائي خارجي يؤثر فيها، تنشأ أو تتزاح قليلاً، وهذا التشوه يتسبب في جعل الذرة بدورها تخلق مجالاً كهربائياً ثنائي القطب dipole field يمتد إلى الذرات الأخرى. وعندما تقترب ذرتا الهيدروجين جداً من بعضهما بعضاً تنشأ كل منهما كثيراً الموجة الالكترونية للذرة الأخرى، وتتسبب القوة الحاصلة resultant بتشيت الذرتين عن بعضهما بعضاً. لكن إذا استطاعت الذرة أن تتخلص من طاقتها الزائدة من خلال نقلها عادةً إلى ذرة أخرى أو جزيء آخر بالقرب منها، فإن هذه القوة الضعيفة تستطيع أن تمسك الذرتين معاً كجزيء هيدروجين (الشكل ٢٤: ٢١). ومع أن جزيء الهيدروجين يُشار إليه بالرمز H_2 فإنه بالفعل لا يشبه زوجين من ذرات الهيدروجين الموضوعين جنباً إلى جنب الا شبيهاً قليلاً. فالجزيء بنية جديدة كلية تتكون من بروتونين والكترونين. ويتمركز البروتونان على بعد $0.74 \text{ \AA}$ من بعضهما بعضاً، أما الالكتروناتان فيشغلان الحالات الحركية المنتشرة حول البروتونين وما بينهما. ولأن الحالة الحركية للكترون في جزيء تختلف تماماً عن الحالة الحركية للكترون في ذرة منفردة، فإن الطيف الجزيئي يختلف كثيراً عن الطيف الذري، ولذا فلا توجد متسلسلة بسيطة كمتسلسلة بالمر في الطيف الجزيئي للهيدروجين.

لكل ذرة، مهما كانت بنيتها الالكترونية معقدة، ملمحان بسيطان: فكل شحنتها الموجبة تتركز في مركزها، وكذلك معظم كتلتها. ومن الواضح أن أبسط الجزيئات تماماً لا يملك هذين الملمحين. ولأن الشحنة الموجبة تتوزع في نواتين منفصلتين بشكل كبير عن بعضهما بعضاً أو في أكثر من نواتين، فإن تقريب المجال المركزي لا يصح على الجزيئات.

• انظر أرنولد وال Arnold Wahl ، والكيمياء بالحاسب الالكتروني Chemistry by Computers ، الاميركية العلمية

Sc. Amer. ، نيسان، ١٩٧٠.

تفقد الذرات هويتها الفردية عند
تكوين جزيئات

ولأن الكتلة تتوزع على نحوٍ مشابه، فإن أنواعاً جديدةً من الحركة الجزيئية غير الموجودة في الذرات تظهر. وفي الجزيئات كما في الذرات تستطيع الإلكترونات أن تقفز من حالات حركية أعلى إلى حالات حركية أوطأ، مشعةً بذلك فوتوناتٍ يُنتج بعضها الضوء المرئي. وعلاوةً على هذا النوع من الانتقال، تستطيع الجزيئات أن تعاني نوعين آخرين من الانتقال ينشآن عن اهتزاز النوى ودورانها. فمثلاً في جزيء الهيدروجين يستطيع البروتونان أن يهتزاً في اتجاه الخطّ الواصل بينهما. وتعدُّ طاقات هذا النمط من الحركة طاقاتٍ مكممة، وينتج عن الانتقالات من الحالات الاهتزازية الأعلى إلى الحالات الاهتزازية الأدنى أطياف الأشعة تحت الحمراء. وكذلك فحتى فوتونات الطاقة الأقل الواقعة في منطقة تحت الأحمر البعيدة تنشأ عن الانتقالات الدورانية الجزيئية (انظر الجزء التالي).

ويقدم جزيء الهيدروجين بالكتروناته المشتركة تماماً مثلاً جيداً على الرّبط (التّرابط) التساهمي. ويتألف الهواء في معظمه من جزيئات الهيدروجين H_2 والنّروجين N_2 المقيّدة بهذا النوع من الرّبط. ويحدث نوع آخر من الرّبط أي الرّبط الأيوني عند انتقال الكترون (أو أكثر) إلى حدّ كبير من ذرة إلى أخرى بدلاً من كونه مشتركاً بينهما. ويحدث هذا مثلاً في جزيء فلوريد السيزيوم CsF الذي يمكن اعتباره تقريباً كزوجين من الأيونات F^- و Cs^+ مُقيّدين معاً بالجذب الكهربائي. ومع ذلك، فحتى في الرّبط الأيوني يتسبّب اقتراب الذرات من بعضها بعضاً بفقدانها لمعظم فرديّتها (كينونيتها) الذرية.

في الرّبط التساهمي، تتشارك الذرات في الإلكترونات

في الرّبط الأيوني: تنتقل الإلكترونات إلى حد كبير من ذرة إلى أخرى

* الدوران الجزيئي: Molecular Rotation

لأجل تناول الدوران الجزيئي من ناحية كمية، دعنا نقصّر اهتمامنا على جزيء ثنائي الذرة: لنواتيه الكتلتان m_1 و m_2 [الشكل ٢٤: ٢٢ (أ)]. وكما أسلفنا في الجزء ١٣: ١٤، لا يمكن ربط أي طاقة بدوران هذا الجزيء حول محور تماثله. إلا أن الجزيء يستطيع أن يدور حول محور عمودي على محور تماثله. ووفق المعادلة ١٠: ١٠٨، فإن الطاقة الدورانية لهذا الجزيء هي:

$$E_{\text{طح}} = \frac{1}{2} I \omega^2$$

حيث I هو عزم القصور بالنسبة إلى مركز كتلته، و ω هي سرعته الزاوية. وهذه المعادلة معادلة كلاسيكية. ولوضعها في صيغة تسمح بتطبيق الأفكار الكوانتية، يمكننا أن نستخدم حقيقة أن الزخم الزاوي للجزيء هو:

$$\omega I = L$$

وبعني هذا أن الطاقة الدورانية تُعطى بالمعادلة التالية:

الطاقة الدورانية:

$$(55: 24) \dots\dots\dots$$

$$\text{طح} = \frac{1}{2} \frac{L^2}{I}$$

معادلة كلاسيكية

وهذه المعادلة تشبه بصورة كبيرة جداً معادلة الطاقة الحركية الانتقالية: $\text{طح} = \frac{1}{2} \frac{v^2}{k}$.

ان عزم القصور للجزيء هو (من المعادلة ١٠ : ١٠٦):

$$I = k_1 r_1^2 + k_2 r_2^2$$

حيث r_1, r_2 هما المسافتان من مركز الكتلة إلى النواتين. ويُترك كمسألة للقارئ بيان أن I يمكن كتابتها على نحو أكثر اختزالاً كما يلي:

$$(56: 24) \dots\dots\dots$$

$$I = \mu r^2$$

حيث $r = r_1 + r_2$ هي المسافة البينوية، وحيث μ هي الكتلة المختزلة للجزيء:

$$(57: 24) \dots\dots\dots$$

$$\mu = \frac{k_1 k_2}{k_1 + k_2}$$

وتدخل الميكانيك الكوانتية في نقاشنا هذا بطريقة بسيطة، فهي تُقيّد مربع الزخم الزاوي الدوراني بمجموعة من القيم المنفصلة:

$$L = \ell \hbar (1 + \ell)$$

ولذا، فالطاقات المسموح بها هي كما يلي:

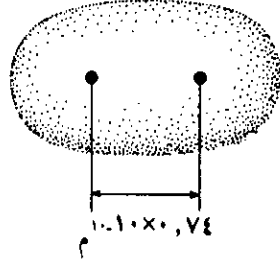
الطاقة الدورانية لجزيء ثنائي

الذرة: الصيغة الكوانتية

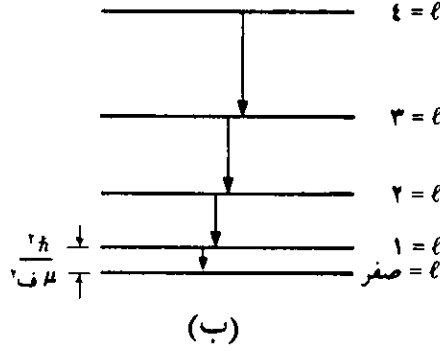
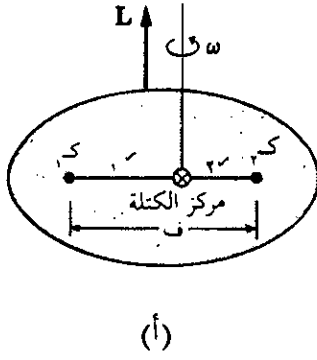
$$(58: 24) \dots\dots\dots$$

$$\text{ط} = \frac{\hbar^2}{2 \mu} \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2}$$

ويُظهِرُ الشكلُ ٢٤:٢٢ (ب) طيفَ الطاقةِ الدورانية، وهو يشبه طيفَ الطاقةِ لجسيمٍ موضوعٍ في صندوقٍ (الشكل ٢٣:٢١).



الشكل ٢٤:٢١: تمثيلٌ تخطيطيٌّ لجزءٍ الهيدروجين H_2 : يهتزُ البروتونان بحيث يكون متوسطُ المسافةِ الفاصلةِ بينهما ثابتاً، أما الإلكترونان فينتشران في المنطقةِ المظلمةِ بكاملها. ويشبهُ الجزيءُ قليلاً ذرتين متجاورتين من الهيدروجين.



الشكل ٢٤:٢٢: (أ) يستطيعُ الجزيءُ الثنائيُّ الذرة أن يدورَ حولَ محورٍ عموديٍّ على محور التماثل. (ب) ينشأ طيفُ المستوى الطاقِيِّ الدوراني عن تكميمِ الزخمِ الزاوي. وإذا كانت النواتان غَيرَ متماثلتين، فإن الانتقالاتِ المسموحَ بها تخضعُ لقاعدة الاختيار: $|\Delta l| = 1$.

■ مثال:

ما مقدارُ الطاقةِ الفاصلِ بين الحالتين الدورانيتين $l = 0$ و $l = 1$ في جزيء الهيدروجين؟ في أية درجة حرارة تقريباً يتم تسهيل درجات الحرية الدورانية لجزيء الهيدروجين؟ لجزيء الهيدروجين H_2 : الكتلة المختزلة $\mu = \frac{1}{4}k$ ، حيث k هي كتلة

• للجزيئات التي تُسمى متجانسة نووياً homonuclear (أي تلك التي لها نوى متماثلة مثل O_2 , N_2 , H_2) فثمة قاعدة

اختيار: $|\Delta l| = 2$ تكبح المعدل الذي يحدث به الطفرات الكوانتية الدورانية، وتتسبب يجعل هذه الطفرات ترتبط فقط

بين الحالات ذات العدد الكوانتي الزوجي l أو الحالات ذات العدد الكوانتي الفردي l .

البروتون. ولذا، فأقلُّ مقدارٍ فاصلٍ بين طاقتيهما هو:

$$\frac{\frac{1}{2}h\nu}{\frac{1}{2}h\nu} = \frac{\frac{1}{2}h\nu}{\frac{1}{2}h\nu} = \mu$$

وعديدياً يساوي هذا المقدار:

$$\mu = \frac{2 \times (1.05 \times 10^{-34} \text{ ج} \cdot \text{ث})}{2 \times (1.67 \times 10^{-27} \text{ ك} \cdot \text{غ}) \times (0.74 \times 10^{-10} \text{ م})}$$

$$= 2.43 \times 10^{-11} \text{ ج} = 0.15 \text{ إف}.$$

وهذا المقدار تقريباً أكبر بمئة مرة من طاقة فوتون مرئي. ولتقدير درجة الحرارة التي تصبح عندها الطاقة الدورانية هامة، نضع $\Delta E = kT$ ، ونحصل على:

$$T = \frac{\Delta E}{k} = \frac{2.43 \times 10^{-11} \text{ ج}}{1.38 \times 10^{-23} \text{ ج} / \text{ك}} = 180 \text{ ك}.$$

ولكن، هل يتوافق هذا التقدير مع الدليل التجريبي الذي يزودنا به الشكل ١٣: ٢٢؟ وهل تكون درجة الحرارة المميزة هذه أكبر للجزيئات الأثقل من H_2 أم أقل؟

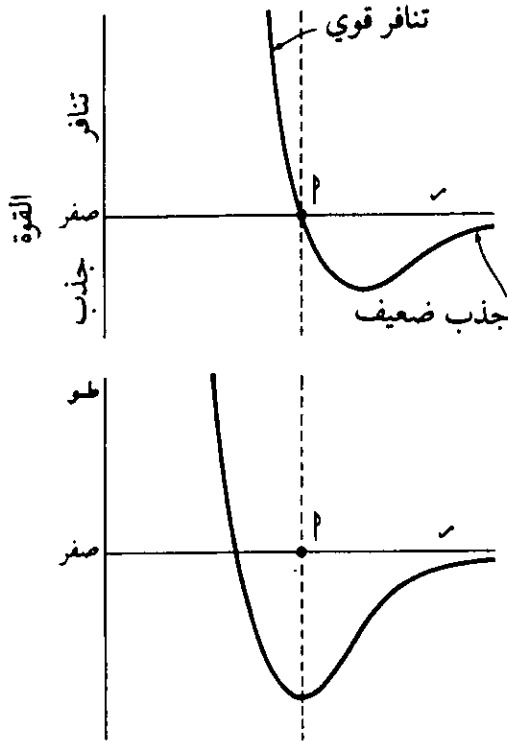


* القوة والطاقة : Force and energy

القوة اليّذرية: قوة جاذبة ضعيفة على المسافات الكبيرة (ر)، وقوة نافرة (منفرة) قوية على المسافات الصغيرة (ر).

مع أنّ التشكيلات الذرية والجزيئية توجد بتنوعٍ غير متناهٍ، إلّا أنّ القوى التي تعمل بين الذرات والجزيئات لها جميعها بعض الخصائص المشتركة. وعندما تكون هذه الانبئة (أي الذرات والجزيئات) متباعدة عن بعضها بعضاً تماماً، تعمل قوة جاذبة ضعيفة بين أي زوجين منها (أي من الذرات أو الجزيئات). وعندما تقترب هذه الانبئة من بعضها بعضاً تماماً، وتبدأ الموجات الالكترونية تتداخل معاً بشكل محسوس، تصبح القوة نافرة بشكل قوي. وهذا التنافر يتولّد الى حد كبير من مبدأ المنع الذي يمنع أكثر من إلكترون واحد من أن يحتلّ أية حالة حركية. ويبين الشكل ٢٤: ٢٣ الشكل العام لمنحنى قوة يّذرية أو بيّجزيئية، ومنحنى الطاقة الوضعية المرتبطة بها. وبالرغم من أنّ القوة والطاقة تتغيّران بهذه

الكيفية تقريباً لأي ذرتين من الذرات، إلا أن الفوارق التفصيلية بين زوجين منهما وزوجين يمكن أن يكون لها نتائج هامة بشكل هائل. فذرات الكربون تستطيع أن تتناسك معاً في الجرافيت حتى درجة حرارة ٣٩٠٠ ك، في حين أن القوة ما بين ذرتين من ذرات الهيليوم ضعيفة إلى حد أن الهيليوم لا يصير جامداً على الإطلاق إلا تحت ضغط عالٍ وقرب الصفر المطلق. والهيدروجين والأكسجين يشتعلان بسهولة، ويتفاعلان بسرعة، في حين ثمة ذرات أخرى تتحد ببطء حتى عند درجة الحرارة العالية. ومن ألهام أن يدرك المرء أن القوة بين الذرية (البذرية) أو البيجزيئية هي قوة معقدة تماماً، إذ لا تعتمد هذه القوة على القوى الكهربائية الفاعلة بين جميع الجسيمات المكونة للذرات أو الجزيئات فحسب، بل أيضاً على تفصيلات الابنية الكوانتية لهذه الذرات أو الجزيئات عند وجودها فرادى. ولهذا السبب، تطورت الكيمياء كفرع معرفي علمي منفصل، بتقنياتها وخُططها المفاهيمية التي قد أثبتت نفعها في تصنيف التنوع المثير من التفاعلات الذرية والجزيئية وإيجاد الترابطات فيه وضبطه.



الشكل ٢٤: ٢٣: الشكل التقريبي للقوة وطاقة الوضع بين ذرتين أو جزيئين: عند النقطة أ، حيث تتغير القوة من جاذبة إلى منفرة، يكون للطاقة الوضعية قيمة صغرى.

* الجوامد البلورية: Crystalline solids

لا تنضم الذرات الى بعضها بعضاً في الجزيئات فحسب، بل أيضاً في مجموعات منتظمة لا تنتهي كما في الجوامد البلورية. ان بعض الجوامد هي مجرد جزيئات متجمدة، أي جزيئات لا تتحرك بسبب القوة بينها ونتيجة لتراصها المحكم. ومع ذلك، ففي كثير من الأحيان يفقد جزيء هويته أما جزئياً أو كلياً في الحالة الجامدة، بسبب التأثير القوي للجزيئات المجاورة له، تماماً كما تفقد الذرة هويتها عندما ترص (ترزم) قريبة من الذرات الأخرى في الجزيء؛ ونتيجة لذلك، فانه يجب النظر إلى البلورة بكاملها كجزيء ضخم واحد. وبالطبع، فحجم هذا الجزيء لا يقيس تعقده، لأنه يتألف من تكرار متماثلة لنمط أساسي واحد.

البلورة جزيء ضخم

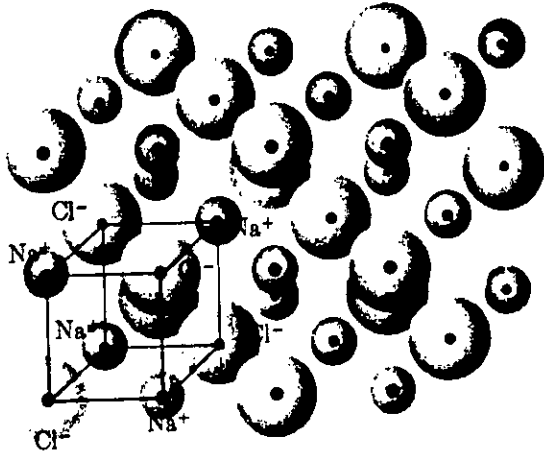
وتشبه أنواع الربط في بلورات الجوامد أنواع الربط في الجزيئات. ففي بلورة كلوريد الصوديوم، نجد تشاركاً قليلاً جداً في الإلكترونات؛ إذ أن الربط الأيوني هو الذي يسود بين أيونات الصوديوم والكلور Na^+ و Cl^- التي تقع في قرن متبادلة لشبكية مكعبة cubic lattice (الشكل ٢٤: ٢٤). أما الربط التساهمي فيوجد في العناصر الجامدة كالماس (الكربون)، السليكون، والجرمانيوم، وفي مواد أخرى عديدة أيضاً. وتمثل البلورة الفلزية نوعاً متطرفاً من الربط التساهمي؛ إذ أن الإلكترونات لا تشترك ذرتين متجاورتين فحسب، بل جميع الذرات. ففي بلورة نحاس مثلاً، يتجول بحر من إلكترونات التوصيل التي تسهم كل ذرة من ذراتها بواحد منها بحرية في شبكية أيونات النحاس (١١) بكاملها*. ومع أنها غير مقيدة في مواقعها داخل البلورة، إلا أن هذه الإلكترونات لا تتحرك برمتها من دون أية عاقبة. إذ يمكن للإلكترون منها، نتيجة لتفاعله مع شائبة أو عيب في الشبكية، أن يفقد بعض طاقته الحركية، ناقلًا إياه إلى طاقة اهتزازية للأيونات، وهذه عملية تسهم في المقاومة الكهربائية للفلز.

الفلز: ربط تساهمي مفرط

* لمزيد من النقاش المتقدم في هذا الامر، انظر م. أزبل Azbel، م. كازانوف Kazanov، و ١. ليفشيتز Lifshitz:

«الكثرونات التوصيل في الفلزات»، Conduction Electrons in Metals، الأمريكية العلمية Sci. American،

كانون الثاني، ١٩٧٣.

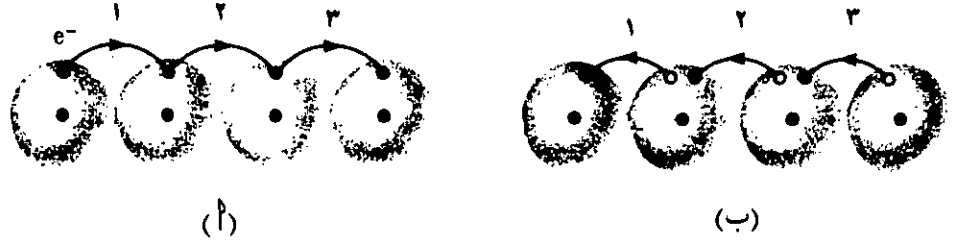


الشكل ٢٤: ٢٤: الربط الأيوني في بلورة كلوريد الصوديوم : الخطوط الواصلة بين النوى تُرسم لظهور بنية

الشبكة البلورية.

وتوجد بلورات المواد شبه الموصلة semiconductors كالسليكون والجرمانيوم في قلب الترانزستور وأجهزة دارات الحالة الجامدة الأخرى solid - state circuitry . وفي العادة، تُجعل هذه البلورات عمداً غير نقية، وذلك بخلطها بكمية قليلة من عنصر مختلف. وتُختار الذرات الشائبة إما لقدرتها على الاسهام بالالكترونات للبلورة المجاورة او لقدرتها على أسر الكترون من البلورة. وفي شبه الموصل، لا تكون الالكترونات حرة في التنقل من دون اي قيد داخل البلورة، كما لا تكون مُجمّدة في مواقع الايونات في حالة حركية ثابتة، إذ أنها تستطيع ان تقفز من موقع الى آخر، راقصة في البلورة بتأثير مجال كهربائي خارجي (الشكل ٢٤: ٢٥). وفي أشباه الموصلات من النوع السالب (n-type) ، تستطيع الالكترونات التي تسهم بها الذرات الشائبة أن تقفز من ذرة الى أخرى، حاملة معها الشحنة السالبة عبر البلورة [الشكل ٢٤: ٢٥ (أ)]. أما في أشباه (انصاف) الموصلات من النوع الموجب (p-type) فإن اكتساب الذرات الشائبة للالكترونات يترك نقصاً طفيفاً في الالكترونات في بقية البلورة. وفي أشباه الموصلات هذه، فإن «الفجوات» holes هي التي تتحرك عبر البلورة حاملة معها بصورة فاعلة الشحنات الموجبة [الشكل ٢٤: ٢٥ (ب)]. فعندما يقفز إلكترون إلى جهة اليسار ليملاً غلافاً فإنه يترك وراءه حالة حركية شاغرة، وهذه بدورها تُملأ بالكترون يقفز إليها من جهة اليمين، وهذا القفز بدوره ينقل الحالة الشاغرة الى مكان أبعد الى جهة اليمين، وبهذه الكيفية تنتقل الفجوة الى اليمين.

أشباه الموصلات من النوعين
السالب والموجب



الشكل ٢٤: ٢٥: تمثيل تخطيطي لأشباه الموصلات: (أ) في شبه الموصل من النوع السالب يقفز الكترون من أيون إلى آخر لنقل الشحنة السالبة عبر البلورة (الموجودة إلى جهة اليمين في الشكل). (ب) وفي شبه الموصل من النوع الموجب يترك الالكترون القافز من أيون إلى آخر وراءه فجوة لئلا يمتلأ بالكترون آخر. وفي الشكل، تنقل الفجوات جهة اليسار بصورة فاعلة الشحنة الموجبة (التي هي عبارة عن فجوة) إلى جهة اليمين.

المقرن الموجب - السالب صمام
ثنائي

إن أبسط عناصر الدارة شبه الموصلة هو الصمام الثنائي أو المقرن السالب - الموجب (p-n junction) الذي يتألف من قطعتين متلامستين من شبيهي موصلين من النوعين السالب والموجب. وكصمام أنبوب الفراغ vacuum tube diode توصّل هذه التشكيلة التيار على نحو مفضل في اتجاه واحد فقط. ويستطيع مجال كهربائي مؤثر أن يسحب بسهولة الالكترونات من شبه الموصل السالب إلى شبه الموصل الموجب، لكن مجالاً كهربائياً يؤثر في اتجاه معاكس لا يستطيع أن يسحب إلا عدداً قليلاً من الالكترونات من شبه الموصل الموجب إلى شبه الموصل السالب. وتتألف الترانزستورات التي تستخدم لضبط الاشارات الكهربائية وتضخيمها من تشكيلات (مجموعات) عدّة من أشباه الموصلات السالبة والموجبة.

١٢: ٢٤ : الليزرات والابتعاث المُستحث Lasers and stimulated emission

بافتراضه الطفرات الكوانتية، اوجد بور مسائل جديدة تتطلب حلاً. فكيف «يعرف» الكترون في حالة حركية مهيجة متى يقفز؟ وكيف يقرر أن يختار حالة أوطأ؟ وفي أية ظروف يعرف الالكترون كيف يمتص الطاقة، ويقفز إلى حالة ذات طاقة أعلى؟ وهذه الاسئلة أُجيب عنها أخيراً بدلالة احتمالات الانتقال transition probabilities التي يمكن حسابها من نظرية الميكانيك الكوانتية. وحتى قبل أن تم تطوير هذه النظرية لجعل حسابات الاحتمال هذه ممكنة، لفت آينشتاين (في عام ١٩١٧) الانتباه إلى بعض العلاقات بين احتمالات الانتقال. ويرتبط بأيّ مستويين من مستويات الطاقة ثلاثة احتمالات انتقال

ثلاثة احتمالات انتقال

(الشكل ٢٤: ٢٦). ويُسمى أحد هذه الاحتمالات باحتمال الابتعاث التلقائي spontaneous . وهذا الاحتمال عبارة عن الفرصة لوحدة الزمن الواحدة التي تملكها ذرة موجودة في المستوى الأعلى من الطاقة لابتعاث فوتون تلقائياً والقفز إلى المستوى الأوطأ من الطاقة. ويُعرف الثاني باحتمال الامتصاص absorption . وهذا الاحتمال هو الفرصة المتاحة لذرة موجودة في المستوى الأوطأ من الطاقة تنأر بفوتونات من التواتر الملائم والشدة المحددة لامتصاص أحد هذه الفوتونات وللقفز إلى المستوى الأعلى من الطاقة. إن وجود هذين الاحتمالين لا يثير الدهشة، فهما يفسران تهبج الذرات وابتعاث الاطيف. وبالإضافة إلى هذين النوعين، ثمة احتمال انتقال ثالث مرتبط بهذين المستويين من الطاقة ويبدو مثيراً للدهشة. فعندما تنأر ذرة في المستوى الأعلى من الطاقة بفوتونات من التواتر الملائم، فقد تبعث من جراء ذلك فوتوناً مماثلاً للفوتون الساقط عليها أصلاً، وتقفز لذلك هابطة إلى المستوى الأوطأ من الطاقة. ويُسمى احتمال قيام الذرة بهذا الابتعاث باحتمال الابتعاث المُستحث. وهذا الانتقال الهابط الذي سوف يحدث تلقائياً بمرور الزمن على كل حال، يمكن إحداثه في وقت أسرع عن طريق ضرب الذرة بفوتون مماثل للفوتون الذي ستبعثه.

ويجب التنبيه على أن الابتعاث المستحث ليس بظاهرة كوانتية بشكل كلي. فالجسيم المهتز كلاسيكياً قد يبعث طاقة أو يمتصها عند تسريعه بموجة كهرومغناطيسية، وهو، على أية حال، يبعث الطاقة ويمتصها بتواتر واحد - تواتر اهتزازه. وعلى وجه الاجمال، فإن امتصاص هذا الجسيم للطاقة هو أكثر احتمالاً من ابتعاثها له عندما يتعرض لاشعاع من نفس تواتر اهتزازه. وبخلاف ذلك، فإن النظام الكوانتي الذي يوجد في حالة حركية معينة يمتص ويبعث عادةً الاشعاع من تواتر مختلف عن تواتر اهتزازه؛ ولذا فقد يكون للفوتون التواتر الملائم لاستحثاث الابتعاث من النظام في حالة معينة من دون أن يتعرض لخطر الامتصاص من النظام في تلك الحالة. وبسبب هذا الفارق الهام تماماً، فإن للابتعاث المستحث في الحقل الكوانتي بعض النتائج المثيرة للغاية.

الابتعاث المستحث : فارق حاسم
بين المظهر الكلاسيكي والمظهر
الكوانتي

لنتأمل في ما قد يحدث من نتائج. لنفترض أن فوتوناً ذا تواتر ملائم يسقط على مادة تحوي ذرات عديدة مهيجة: كل منها في نفس الحالة المهيجة. فإذا استحث الفوتون ذرة

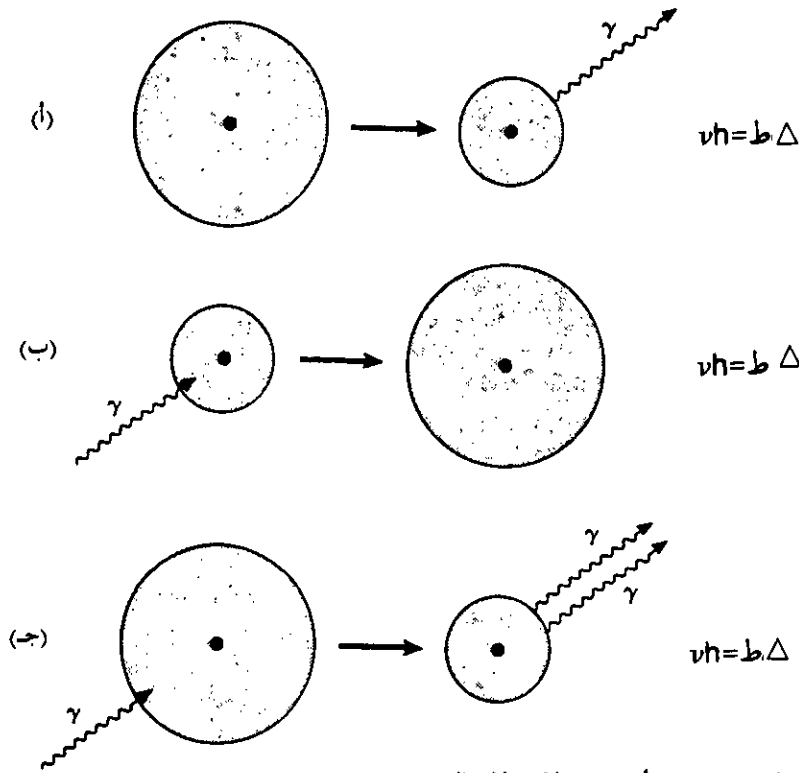
منها لتبعث فوتوناً، فإن عدد الفوتونات يزيد من فوتون واحد الى فوتونين . واذا استحث كل من هذين الفوتونين ابتعاث فوتون آخر، تكون النتيجة الحصول على اربعة فوتونات : جميعها متماثلة . وتستمر العملية على هذه الشاكلة، حيث أن الفوتون الواحد الذي يدخل المادة من احد طرفيها يُنتج دفقاً من الفوتونات المتماثلة الخارجة من الطرف الآخر . وقد يجادل المرء في أن الابتعاث المستحث قد سرّع فقط ابتعاث العديد من الفوتونات التي كانت ستُبثّث تلقائياً على أية حال، غير معطٍ للابتعاث المستحث ما يستحقه من اهتمام خاص . وفي الواقع ، فإن الفوتونات المستحثة تختلف تماماً عن الفوتونات التي تُبثّث تلقائياً . إن الفوتون المستحث يماثل الفوتون الحادث من جميع الجوانب، فهما لا يملكان نفس الطاقة ونفس التواتر فحسب، بل ايضاً نفس الاتجاه ونفس الاستقطاب . وفي حين يرسل مليون ذرة مهيجة في حالة ابتعاث تلقائي الفوتونات في مليون اتجاه مختلف، فإن نفس المليون من الذرات في حالة الابتعاث المستحث المتسلسل سوف يولّد حزمة شديدة من الاشعاع الموجّه أي مليون فوتون في اتجاه واحد* .

وقد تحقّق أول ابتعاث مستحث متسلسل، وهو تفاعل بسيط في مبدئه، صعب في تطبيقه، باستخدام الامواج الميكروية (الميكرويف) عام ١٩٥٥، وباستخدام امواج الضوء عام ١٩٦٠ . وتسمّى الاجهزة التي نجحت في تحقيق ذلك بالميزرات والليزرات masers and lasers ، وهما اسمان مختصران يشيران الى تضخيم الامواج الميكروية (امواج الضوء) بالابتعاث المستحث للاشعاع . وبين الشكل ٢٤ : ٢٧ (أ) ليزراً حديثاً من النوع الدارج ، وهو عبارة عن انبوب تفريغ (انفراغ) غازي يخرج من طرفه قلم ساطع من الاشعاع الأحادي الموجة . ولكي تُخرج أعجوبة الفيزياء التطبيقية هذه الى حيز الوجود، كان لا بد من الإجابة عن سؤال عملي : كيف يمكن الاحتفاظ بالذرات في حالة مهيجة تتقبّل فيها الابتعاث المستحث؟ وكما قد أكدنا من قبل، فعندما تكون جميع الذرات مهيجة في حالة واحدة، فإن الفوتون الواحد يستطيع ان يستحث العديد من الفوتونات التي

* ان ليزر الهيليوم - النيون المبحوث هنا هو واحد من انواع عديدة من الليزرات . ويمكن العثور على مناقشات للانواع الأخرى في المقالات التالية المنشورة في مجلة *Scien. Amer.* : ش . باتل *Patel* : «ليزرات ثاني اكسيد الكربون العالية القدرة» . آب ، ١٩٦٨ ؛ مورتون بانش *Panish* وإزيو هياشي *Hayashi* «فتة جديدة من ليزرات الصمامات الثنائية» ، تموز ١٩٧١ ؛ وليم سيلفاست *Silvast* : «ليزرات أبخرة المعادن» ، شباط ، ١٩٧٣ .

تستحث بدورها المزيد من الفوتونات، من دون أن تُعرض نفسها لخطر الامتصاص. لكن هنالك عاملين يعملان ضد هذه الحالة من الابتعاث المستحث المتسلسل. فأولاً، تهبط الذرة، كلما بعثت فوتوناً بالاستحثاث، إلى مستوى طاقي أوطأ، وتصير لذلك ممتصاً ممكناً absorber لنوع الفوتون الذي بعثته بالضبط. وثانياً، ففي حالة التوازن الحراري العادي، يكون عدد الذرات في المستوى الطاقي الأوطأ أكبر من عددها في المستوى الطاقي الأعلى، مما يجعل عدداً أكبر من الذرات مهيئاً لامتصاص الفوتونات بدل ابتعاثها. ولتجنب الفوتونات المستحثة الامتصاص حتى تستطيع بدورها ان تستحث المزيد من الفوتونات وتنتج التفاعل المتسلسل المرغوب فيه، يجب تصميم الليزر بحيث يُضخ من الممكن فوراً إعادة رفع الذرات في المستوى الطاقي الأوطأ الى المستوى الطاقي الأعلى بوسائل غير الامتصاص الفوتوني المباشر.

شرط لعمل الليزر: وجود عدد أكبر من الذرات في الحالة الطاقية الأعلى بالمقارنة مع الحالة الطاقية الأوطأ



الشكل ٢٤: ٢٦: أنواع احتمالات الانتقال:

(أ) الابتعاث التلقائي: تنفّر الذرات الى حالة حركية ذات طاقة أقل (يشار اليها بحجم اصغر) وتبعث فوتوناً.
 (ب) الامتصاص: تمتص الذرة فوتوناً وتنفّر الى حالة حركية ذات طاقة أعلى. (ج) الابتعاث المستحث: يتسبب الفوتون الساقط بجعل الذرة المهيجة تبعث فوتوناً آخر مماثلاً في خواصه للفوتون الساقط. وفي الحالات الثلاث جميعها، تساوي طاقة الفوتون hf التغير في طاقة الذرة E .

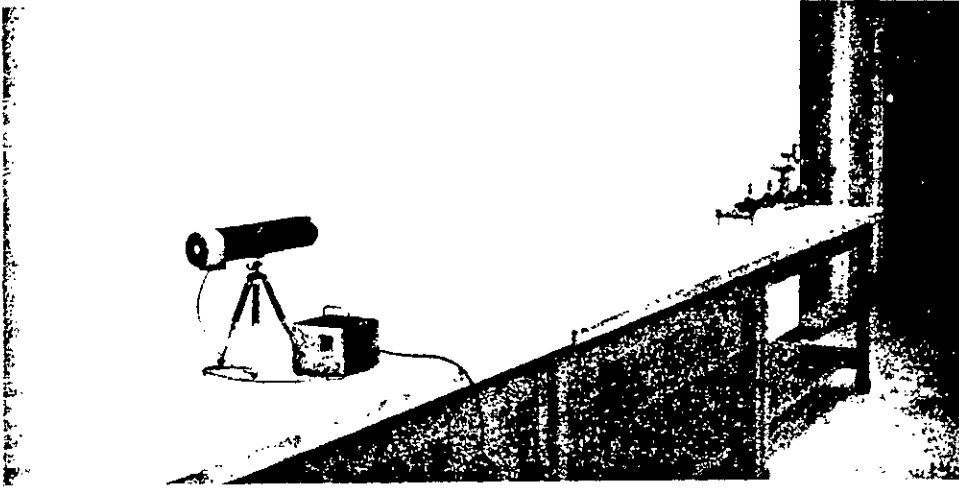
وفي ليزر الهيليوم - النيون، كالليزر المصوّر في الشكل ٢٤: ٢٧، يحدث الابتعاثُ المستحثُ في ذرات النيون، ويكونُ على ذرات الهيليوم ان تُهَيِّجَ ذرات النيون لتعيدها إلى المستوى الطاقِيّ الأعلى، حيث تستطيعُ أن تبعثَ الفوتونات مرةً أخرى. ويعملُ الليزرُ عندما يتمُّ الاحتفاظُ بعددٍ أكبر من ذرات النيون في المستوى الطاقِيّ الأعلى مقارنةً بعددها في المستوى الطاقِيّ الأوطأ.

ويبيّن الشكل ٢٤: ٢٨ طاقات الحالات الحركية ذات الصلة للذرتين. وتُهيِّجُ

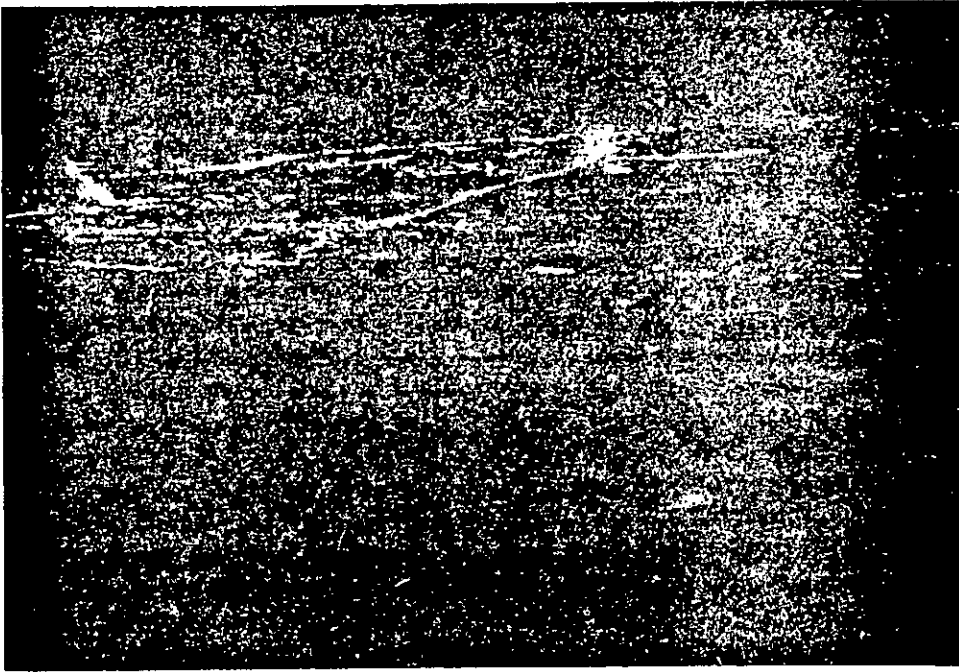
دور الهيليوم شبه المستقر

الالكترونات النشطة والتي يتسبب مصدرُ قدرةٍ خارجيٍّ بتدقيقها في الغاز، العديدُ من ذرات الهيليوم إلى حالةٍ شبه مستقرة (وذاتٍ عمرٍ طويلٍ) فوق الحالة الأرضية تبلغُ طاقتها ٢٠ر٦١ إف. وفي هذه الحالة، يكونُ أحدُ الالكترونات في الذرة في الحالة ٥١، ويكونُ الالكترونُ الآخرُ فيها في الحالة ٥٢. ويسببُ قاعدة الاختيار: $\Delta l = \pm 1$ للابتعاثِ الفوتونيّ السريع، لا تعملُ ذرة الهيليوم المهيَّجة طرفةً كوانتيةً إلى الحالة الأرضية، بل تتجوّلُ في الغازِ متهيئةً للتخليّ عن مخزونها من الطاقة الزائدة لأية ذرة نيون تجدها من دون طاقة. وفي أثناء التصادمِ بينَ ذرتي الهيليوم والنيون، يمكنُ نقلُ الطاقة من ذرة الهيليوم إلى ذرة النيون، مما يجعلُ ذرة النيون في مستوىٍ طاقيٍّ فوقَ حالتها الأرضية طاقته تبلغُ ٢٠ر٦٦ إف. وهذا الفارقُ الطفيفُ بين ٢٠, ٦٦ و ٢٠, ٦٦ إف يُعوّضُ من الطاقة الحركية الناشئة عن الحركة الحرارية، وذلك من أجلِ الابقاءِ على حفظِ الطاقة. وبالابتعاثِ المستحثِ تهبطُ ذرة النيون من حالتها مقدارَ ١٩٦ إف إلى حالةٍ: طاقةً تهيجُها ١٨٧٠ إف، ثم تتبدّدُ هذه الطاقةُ بوسائلٍ أخرى، منها بصورةُ أساسيةٍ التصادماتُ معَ جدرانِ الانبوب. ويتألّفُ اشعاعُ الليزرِ من حزمةٍ موجهةٍ بدقةٍ من الضوء الأحمر الذي يبلغُ طولُه الموجي ٦٣٢٨ أنغسترومًا وطاقةُ فوتوناته ١٩٦ إف. وتتسبّبُ المرأتان في طرفي الانبوبِ بجعلِ معظمِ هذا الاشعاعِ يَدْرَعُ الانبوبَ مراتٍ عديدة، مما يتيحُ لكلِّ فوتونٍ فرصاً عديدةً لاستحثاثِ ابتعاثِ فوتوناتٍ أخرى في الاتجاهِ نفسه. وبسببِ هاتين المرأتين فقط، يتعاظّمُ الابتعاثُ المستحثُ إلى شدةٍ عاليةٍ في اتجاهٍ واحدٍ مخصوص. أما الجزءُ النافعُ من حزمةِ الليزر فهو ذلك الجزءُ الصغيرُ (تقريباً ١٪). الذي يهربُ من المرآةِ الموضوعةِ في طرفِ الانبوب.

بسببِ المرأتين، يكونُ الابتعاثُ المستحثُ موجهاً بدقة



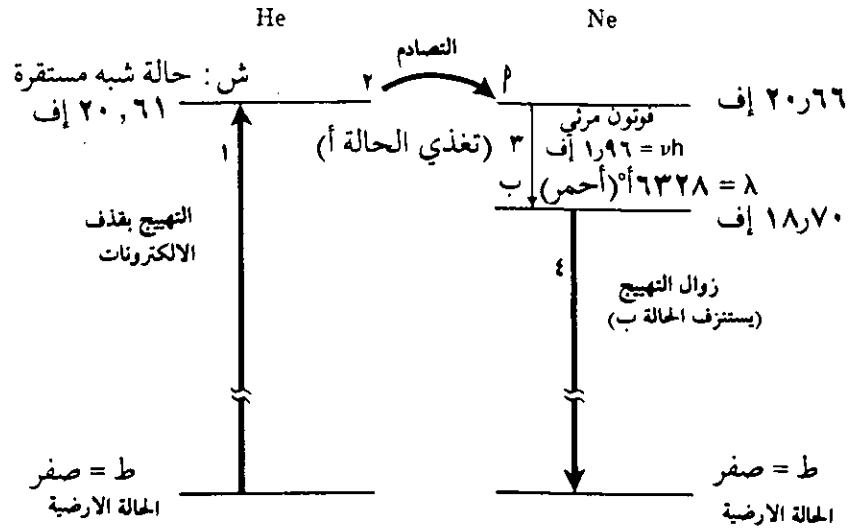
(أ)



(ب)

الشكل : ٢٤ : ٢٧ : (أ) ليزر حديث : تُرى الحزمة الدقيقة في هذه الصورة عن طريق تحميل أو تركيب صورة ملتقطة للحزمة الساقطة على غيوم بخارية في غرفة مخبرية معتمدة على لقطه فوتوغرافية لليزر والمرآة . [اعدت الصورة طوماس ستارك والمؤلف] . (ب) في هذا المظهر المأخوذ من قمة هاملتون في كاليفورنيا ، القدرة الناتجة لليزر على بعد ٢٥ ميلاً (مع أنها تبلغ ٠.٠٥ واطاً فقط) موجهة بدقة حتى أن الليزر يبرّد بوضوح من بين أضواء المدينة . [استنسخت الصورة باذن من شركة Spectra-Physics .]

ولا بد من التأكيد هنا أن الليزر ليس بأي معنى من المعاني مصدر طاقة، بل هو محوّل طاقة يَسْتَغِلُّ ظاهرة الابتعاثِ المستحثّ لتكثيف كسر معين من الطاقة في إشعاع ذي تواترٍ واحدٍ ويتحرك في اتجاهٍ واحد. وبسبب هذا التكثيف، تستطيع حزمة الليزر التي لها قدرةٌ كَلِيَّةٌ تَقِلُّ عن قدرة مصباح كهربائي عاديّ أن تُحدث بالحرق فجوة في لوحة معدنية أو أن تُرسل رسالة عبر مئات الأميال. كذلك من الممكن الكشف عن ضوء ليزر نابض أكثر قوة من ذلك بعد انعكاسه عن سطح القمر.



الشكل ٢٨:٢٤: رسمان جزئيان للمستويات الطاقية لذرتي الهيليوم والنيون لهما صلة بعمل الليزر: (١) تُهَيِّجُ الإلكترونات ذرات الهيليوم إلى حالة شبه مستقرة (ش). (٢) تنقل ذرة الهيليوم طاقتها إلى النيون متسببةً بتنهيجها إلى الحالة أ. (٣) يتسبب الابتعاث المستحث بجعل ذرة النيون تَقْفُزُ من الحالة أ إلى الحالة ب، باعثةً بذلك فوتوناً من الضوء الأحمر. (٤) ونتيجةً لتصادمها مع جدران الانبوب تَبْذُرُ ذرات النيون بقيةً طاقةً تَهَيِّجُها. وهذه الطريقة غير المباشرة، تجذ المزيد من ذرات النيون نفسها في الحالة أ بدل الحالة ب في أي وقت كان، مما يزيد من احتمال جعل الفوتون الذي طاقته ١٩٦٦ إف يستحث الابتعاث بدل أن يُمتَصَّ.

خلاصة الأفكار والتعاريف:

□ القاعدة الكوانتية الأولى لتكسيم الزخم الزاوي: $\hbar \ell = L$ أفسحت المجال للقواعد الحديثة التالية:

$$\begin{aligned} (٢: ٢٤) \dots\dots\dots \hbar \sqrt{(1+\ell)\ell} &= L \\ (٣: ٢٤) \dots\dots\dots \hbar \sqrt{(1+s)s} &= S \\ (٥: ٢٤) \dots\dots\dots \hbar \sqrt{(1+j)j} &= J \end{aligned}$$

- تجربة شترن - غرلاخ التي استخدمت مجالاً مغناطيسياً غير متجانسٍ لقسمَةِ الحزمة الذرية الى مكونتين متميزتين كانت أولَ تجربةٍ اظهرت بوضوحٍ تكميمَ الوجهة.
- مركباتُ الزخمِ الزاويِّ، سواءً أكانت اعداداً صحيحةً أم أنصافَ اعدادٍ صحيحةٍ فرديةٍ، تنفصلُ عن بعضها بعضاً بدرجاتٍ مقدار كلٍّ منها واحدٌ صحيحٌ ($m = 1$). وتعطى المركباتُ المسموحُ بها بما يلي:

$$\begin{aligned} \hbar m_l &= L_z & (9:24) \dots\dots\dots \\ \hbar m_s &= S_z & (11:24) \dots\dots\dots \\ \hbar m_j &= J_z & (12:24) \dots\dots\dots \end{aligned}$$

- تُعدُّ الحالة ذاتُ الوجهة المحدودة بالنسبة إلى محورٍ ما مركبةً من حالاتٍ ذاتِ وجهاتٍ مختلفةٍ بالنسبة إلى محورٍ آخر.
- يمكنُ تصنيفُ الحالاتِ الحركيةِ للإلكترونِ منفرداً بأعدادٍ كوانتيةٍ أربعة: إما n, m_l, m_s أو n, l, m_l ، وكلتا مجموعتي الاعداد الكوانتية هاتين يعطي نفس العدد من الحالات.
- الحالة الفيزيائية الفعلية للإلكترون في مجالٍ مغناطيسي قويٍّ تتميزُ بالاعداد n, m_l, m_s ، أما في المجال الضعيف فتتميزُ بالاعداد n, l, m_j .
- بمقتضى تقريب المجال المركزي، يعاني كلُّ إلكترون في الذرة تقريباً مجالاً مركزياً تُنتجُه النواة والالكترونات الأخرى. ولذا يُخصَّص لكلِّ حالة الكترونية أعداد كوانتية أربعة.
- مبدأ المنع: لا يمكنُ لأيِّ الكترونيين أن يكونا في وقتٍ واحدٍ في حالتين حركيتين متماثلتين.

صورة مكافئة لمبدأ المنع: لا يمكنُ أن يكونَ لأيِّ الكترونيين نفسُ المجموعة من الاعداد الكوانتية.

- يُفسَّرُ مبدأ المنعِ الاغلفة الالكترونية والجدول الدوري. ويُعدُّ غزلُ الالكترونِ بسببِ مضاعفته عددَ الحالات مرتين ذا أهمية حيوية.

- باعتبار قيمة محددة للعدد n ، وعندما يكون العدد $l < 1$ ، فإن الالكترونات ذات الزخم الزاوي القليل تعاني قوةً متوسطة أقوى من التي تعانيها الالكترونات ذات الزخم الزاوي الكبير. ونتيجة لذلك، يختلف نمطُ المستوى الطاقِي للعناصر الانقل عن نمط الهيدروجين.

□ بعضُ الاغلفة الذرية الأولى هي :

حالات الحركة	عدد الالكترونات
s ₁	٢
p _٢ ، s _٢	٨
p _٣ ، s _٣	٨
p _٤ ، s _٤ ، d _٣	١٨
p _٥ ، s _٥ ، d _٤	١٨

□ تُظهِرُ الالكتروناتُ الخارجيةُ (الابعدُ عن النواة) تغيراً دورياً في نصف القطر والطاقة . اما الالكتروناتُ الداخلية فتُظهِرُ نقصاناً متدرجاً في نصف القطر وزيادةً متدرجةً في الطاقة الرابطة عند ازدياد العدد الذري ذ .

□ ينشأ الشعاعُ السينيُّ K_α عن الانتقال الالكتروني : p_٢ ← s_١ في مجال كولمبي تقريباً شحنته المركزية (ذ-١) e ، وتعطى طاقة الالكترون بالمعادلة ٢٤ : ٢٤ .

□ اقتران الغزل - المدار هو التفاعل بين العزم المغناطيسي الغزلي للالكترون والمجال المغناطيسي المتولد من حركته المدارية ، ويعبرُ عن طاقة التفاعل بالمعادلات ٢٤ : ٣٢ - ٣٢ : ٢٤ .

□ تنشأ البنية الدقيقة الثنائية عن اقتران الغزل - المدار وعن الوجهتين النسبيتين الممكنتين للزخمين $\vec{S}$ و $\vec{L}$.

□ تنشأ البنية فوق الدقيقة عن العزم المغناطيسي النووي ، وعن التشوهات النووية (العزم الرباعية الاقطاب الكهربائية) ، وعن فوارق الكتلة وانصاف الاقطار النووية بين خليطات النظائر .

□ يُعرَفُ العزمُ المغناطيسيُّ للالكترون بالمعادلة :

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m} (\vec{L} g_L + \vec{S} g_s) \quad \dots \dots (٤٣ : ٢٤)$$

، أما عاملا g فهما : g_L = ١ و g_s = ٢ .

□ في مجال قوي (ظاهرة باشن - باك) يكون جزء طاقة الالكترون الذي يعتمد على وجهته

هو:

$$\text{طو} = \frac{\hbar e}{2\pi (m_e + m_s)} \quad (٤٦: ٢٤) \dots\dots\dots$$

□ في مجالٍ ضعيفٍ (ظاهرة زيمان)، الجزء من طاقة الإلكترون الذي يعتمد على وجهته

هو:

$$\text{طو} = g_J \frac{\hbar e}{2\pi m_J} \quad (٥٠: ٢٤) \dots\dots\dots$$

ويعطى العامل g_J بالمعادلة ٥٤: ٢٤.

□ التكافؤ النظري هو عدد الإلكترونات التي تملكها الذرة خارج الغلفة المغلفة (الممتلئة)

أو التي تلزمها ملء غلاف؛ أما التكافؤ المبرقي فهو عدد الإلكترونات التي تكسبها ذرة

أو تحسرها أو تسهم بها في تكوين جزيء.

□ في الربط التساهمي، تشارك الذرات في إلكترونات، أما في الربط الأيوني فتنتقل

الإلكترونات إلى حد بعيد من ذرة إلى أخرى.

□ يُظهر الجزيء الثنائي طيفاً بسيطاً للطاقة الدورانية على النحو التالي:

$$\text{ط}_J = \frac{\hbar^2}{2\mu} \ell(\ell+1) \quad (٥٨: ٢٤) \dots\dots\dots$$

□ بين كل زوجين من الذرات أو الجزيئات المعتدلة توجد قوة جاذبة ضعيفة على المسافات

البعيدة، وقوة منفرة (رادة) قوية على المسافات الصغيرة.

□ قد تكون البلورات عازلة (حيث تتركز الإلكترونات في مواقع ذرية ثابتة) أو شبه موصلة

(حيث تستطيع الإلكترونات أن تقفز من موقع إلى آخر) أو موصلة (حيث تنتشر

الإلكترونات على مسافة كبيرة).

□ في الابتعاث المستحث، يتسبب الفوتون الذي يضرب ذرة في حالة مهيجة بجعل الذرة

تبعث فوتوناً مماثلاً.

□ عندما يكون عدد الذرات في مستوى طاقي أعلى اكبر من عددها في مستوى طاقي

أوطأ، يُنتج الابتعاث المستحث الفعل الليزري.

الجزء: ١: ٢٤

س ١: ٢٤ : كيف يمكن تطبيق مبدأ التناظر على تجربة شترن - غرلاخ؟ ما المتغير الفيزيائي (او العدد الكوانتي) الذي ينبغي تغييره، وبأية كيفية، لجعل نمط الانحرافات المنقطعة للحزمة الذرية يقترب من النمط المتوقع كلاسيكياً أي مدى متصل من الانحرافات؟.

س ٢: ٢٤ : في تجارب الحزمة الذرية من النوع الذي رآه (ابتدعه) غرلاخ وشترن، تمر حزم الذرات المعتدلة في مجال مغناطيسي غير متجانس. هل يمكن إجراء تجارب من نفس النوع باستخدام ذرات مشحونة (ايونات)؟.

س ٣: ٢٤ : عندما يكون $z < 1$ ، هل تنفصل الوجهات الممكنة المختلفة للذرة عن بعضها بعضاً بزوايا متساوية تقريباً؟ ولماذا؟

الجزء: ٢: ٢٤

س ٤: ٢٤ : (١) في حالة الضوء المستقطب في اتجاه المحور العمودي لا يوجد أي تمييز ذي معنى بين الاستقطاب في اتجاه (+ع) والاستقطاب في اتجاه (-ع)، إذ يوصف الاستقطاب بخط وليس باتجاه على ذلك الخط. اعط الأسباب وراء هذه الحقيقة. (٢) كيف يكون الحال بالنسبة الى الذرات التي لها غزل؟ فهل يُحدّد استقطابها بخط فقط أم باتجاه على الخط؟.

س ٥: ٢٤ : (١) اذا حل محل الذرات في الشكل ٥: ٢٤ فوتونات ضوئية وحلت محل مستقطبات الغزل مستقطبات ضوئية، فهل يمر أي من الفوتونات في المستقطبة الثانية؟ واذا كان الامر كذلك، فما نسبة الضوء الساقط المستقطب عشوائياً التي سوف تمر منها؟ (٢) كيف ينبغي أن توجه مستقطبة الغزل الثانية في الشكل ٥: ٢٤، حتى يتم إيقاف جميع الذرات المستقطبة التي تدخل إليها؟.

الجزء: ٣: ٢٤

س ٦: ٢٤ : كيف يمكن التوفيق بين سلوك الخط المستقيم للمدار كلاسيكي حيث $l =$ صفر (انظر الشكل ٦: ٢٤) والتماثل الكروي للدالة الموجية الخاصة بـ $l =$ صفر [الشكل ٩: ٢٤ (أ) و(ب)]؟ [تلميح: هل استقامة المدار عندما $l =$ صفر كمية يمكن قياسها فيزيائياً؟].

س ٢٤: ٧: المدارات الثلاثة المبينة في الشكل ٢٤: ٦ لها نفس نصف المحور الاساسي .
ومن وجهة كلاسيكية يكون للجسيمات التي تتحرك في هذه المدارات طاقة
واحدة . ما الصفة الحركية الأخرى التي تشترك فيها هذه الجسيمات من وجهة
كلاسيكية ؟ .

س ٢٤: ٨: إن الانفساخ (تساوي الطاقة) الذي يوجد في ذرة الهيدروجين للحالات التي
لها نفس العدد الكوانتي n وقيم مختلفة من العدد الكوانتي l صفة خاصة
بالمجال الكولمبي . ولا يوجد هذا الانفساخ في الذرات عديدة الالكترونات .
ومن جهة أخرى ، فان الانفساخ للحالات المتساوية في العدد l والمختلفة في
العدد m_l صفة عامة لكل الذرات (والنوى) التي لا تتعرض لمجال خارجي .
أعط سبباً لعمومية الانفساخ الأخير .

س ٢٤: ٩: يمكن تفسير الدالة الموجية في الشكل ٢٤: ٨ (ب) على أنها موجة دوبروية
يزيد طولها الموجي بزيادة r . لماذا تملك هذه الدالة هذا السلوك ؟ .

س ٢٤: ١٠: (١) لو كانت كتلة الشمس من نفس مقدار كتلة الارض ، فهل يكون
تقريب المجال المركزي صحيحاً في المنظومة الشمسية ؟ لماذا ؟ (٢) لو
وجدت في مركز الارض فجوة فارغة ، فهل تكون قوة الجاذبية الصافية
المؤثرة في جسم متحرك داخل الفجوة قوة مركزية تقريباً ؟ هل تكون قوة
تربيع عكسي ؟ .

الجزء: ٢٤: ٥

س ٢٤: ١١: في حالة ذرة ذات الكترون واحد ، بدخل العددين الكوانتيان n و l في
الصيغتين التاليتين: $\tau = \tau_1 / n^2$ حيث τ_1 هي طاقة الحالة الارضية ، و $\tau_2 =$
 $\sqrt{l(l+1)} \hbar$. وعند اعتبار حالات الحركة لالكترون في ذرة عديدة
الالكترونات ، فان احدى هاتين الصيغتين تظل صحيحة في حين أن
الأخرى تبطل . (١) عين الصيغة التي تظل صحيحة ، وفسر لم تظل
صحيحة . (٢) عين الصيغة التي لا تظل صحيحة وفسر لم لا تظل
صحيحة . [في كلا الذرتين يقاسي الالكترون مجالاً مركزياً ، وفي
إحدهما فقط يقاسي الالكترون مجالاً كولمياً] .

س ١٢: ٢٤ : أي الصفات التالية للعناصر هي صفة دورية : (أ) درجة حرارة الانصهار
(ب) الموصلية الكهربائية (ج) الكتلة الذرية ؟ .
الجزء : ٦: ٢٤

س ١٣: ٢٤ : ناقش العوامل الافتراضية التي (أ) يعمل فيها مبدأ المنع وتكون الإلكترونات
فيها من دون غزل ، (ب) يعمل فيها مبدأ المنع وللالكترونات غزل يساوي $\frac{h}{2\pi}$ ، (ج) لا يعمل فيها مبدأ المنع .
الجزء : ٧: ٢٤

س ١٤: ٢٤ : في الصف الرابع من الجدول الدوري توجد عشرة عناصر انتقالية :
السكانديوم (ذ = ٢١) حتى الخارصين (ذ = ٣٠) . فسر أصل العدد ١٠
هذا بدلالة الأعداد الكوانتية للزخم الزاوي .

س ١٥: ٢٤ : انظر في مرجع خارجي (كتاب في الكيمياء التمهيدية) التخصيصات
المدارية الالكترونية للحالات الأرضية للعناصر الأربعة والخمسين الأولى
في الجدول الدوري . كيف تتوافق هذه التخصيصات مع نمط الحالات
المقترح في الشكل ١٢: ٢٤ ؟ .

س ١٦: ٢٤ : يتطلب مبدأ المنع أن الزخم الزاوي الكلي لذرة مغلقة الغلاف (مثل He ،
Ne ، و Ar) في حالتها الأرضية يجب أن يكون صفراً . فسر سبب هذه
القاعدة .

س ١٧: ٢٤ : يُظهر الشكلان ١٣: ٢٤ و ١٤: ٢٤ ارتباطاً بين نصف قطر الذرة و طاقة
تأيينها . لماذا ترتبط هاتان الصفتان ببعضهما بعضاً ؟ .
الجزء : ٨: ٢٤

س ١٨: ٢٤ : لا يظهر نصف قطر ذرة العنصر ^{238}Fr في الشكل ١٣: ٢٤ ، لأنه لم يُقَسَّ
بعد . تنبأ بنصف القطر هذا (أو تنبأ بمدى توقع أن يقع فيه) ، واعط سبباً
لتنبؤك .

س ١٩: ٢٤ : لماذا لا تكون حالات الإلكترون s ثنائية ؟ .
الجزء : ٩: ٢٤

س ٢٠: ٢٤ : يتسبب الحجم المحدود للنواة بجعل المجال الكهربائي والجهد الكهربائي
قرب مركز الذرة أقل في مقداره مما قد يكون عليه في حالة نواة نقطية . ولذا

فان ربطَ الالكترُونِ بالنواةِ ذاتِ الحجمِ المحدودِ سيكونُ أقلَّ مما قد يكونُ عليه لنواةٍ نقطية . (١) لماذا يكونُ تأثيرُ الحجمِ النوويِّ المحدودِ في مستوياتِ الطاقةِ الذرية ضئيلاً للغاية؟ . (ب) أيُّهما تتوقَّعُ أن يكونَ أكثرَ تأثيراً بالحجمِ المحدودِ للنواة: الالكتروناتُ في الحالاتِ s أم في الحالاتِ p ؟ (تلميحة: تفحص الشكل ٢٤: ١١).

س ٢١: ٢٤ : الشكلان ١٦: ٢٤ و ١٧: ٢٤ يوضَّحان البنيةَ الشَّائِئَةَ التي تميِّزُ الذراتِ التي لها الكترُونُ واحدٌ خارجَ الاغلفةِ المغلفة . اما الذراتُ التي لها الكترُونانِ خارجَ الاغلفةِ المغلفة (مثلاً Ca^{+2} ، Ng^{+10}) فتُظهِرُ بنيةً احاديةً وثلاثيةً . إنَّ الشَّائِئَاتِ تنشأُ عن وجودِ وجهتينِ ممكنتينِ لغزلِ الالكترُونِ ، فَعَنُ ماذا تنشأُ الاحادياتُ والثلاثياتُ ؟ .

س ٢٢: ٢٤ : تُظهِرُ المعادلةُ ٢٤: ٣٩ أنَّ إنقاصَ l عندَ أخذِ قيمةٍ محدَّدةٍ للعددِ (ن) تزيدُ القيمةَ المتوسطةَ للمقدارِ $\frac{1}{r^3}$. فسِّرْ هذا السلوكَ بدلالةِ التوزيعاتِ الاحتماليةِ للالكتروناتِ الذريةِ المختلفةِ في أَرْخَامِهَا الزاويةِ المداريةِ .

س ٢٣: ٢٤ : لماذا يكونُ غزلُ الالكترُونِ وعزمُهُ المغناطيسيُّ في اتجاهينِ متعاكسينِ (المعادلة ١٨: ٢٤) ؟

الجزء: ١٠: ٢٤

س ٢٤: ٢٤ : (١) هل هنالك انفساخٌ في الرسمِ الحديِّ الجزئيِّ في الشكلِ ١٧: ٢٤ - اي هل يُمثِّلُ الخطُّ الافقيُّ الواحدُ في الرسمِ أكثرَ من حالةٍ حركيةٍ واحدة؟ (٢) اجب عن السؤالِ نفسه للشكلِ ١٨: ٢٤ . (٣) اجب عن السؤالِ نفسه للشكلِ ١٩: ٢٤ . (تلميحة: تُعَيَّنُ الحالةُ الحركيةُ الواحدةُ بمجموعةٍ واحدةٍ من الاعدادِ الكوانتية .)

س ٢٥: ٢٤ : اشرح لماذا يكونُ مجالُ مغناطيسيٍّ قويٍّ الى حدِّ يكفي لانتاجِ نمطٍ باشِنْ - باك في إحدى مجموعاتِ الخطوطِ الطيفيةِ ضعيفاً في الوقتِ نفسه الى حدِّ انه لا يُنتِجُ نمطَ زيمان في مجموعةٍ اخرى من الخطوطِ الطيفية؟

س ٢٤: ٢٦ : يُعَدُّ الكربون العمود الفقري للجزئيات العضوية الضرورية للحياة. (١)
بدلالة بنية ذرة الكربون (ذ = ٦) ومفهوم التكافؤ، فسّر لماذا يكون الكربون
في موقع مفضل لتكوين العديد من الجزئيات المعقدة. (٢) لقد اقترح
أحياناً أن السليكون (ذ = ١٤) قد يكون عنصراً أساسياً للحياة في الكواكب
الآخري. لماذا يُعَدُّ السليكون مرشحاً لذلك؟

س ٢٤: ٢٧ : يقترب جسيم مشحون من نواة معتدلة. بدلالة فكرة الاستقطاب، اشرح
لماذا يجذب الجسيم المشحون دوماً إلى النواة ما دام خارج الذرة تماماً ولا
يتنافر معها أبداً. (تلميح: فكر بالاستقطاب من حيث أنه إزاحة في
مركزي كتلة الشحنة الموجبة والشحنة السالبة في الذرة.)

س ٢٤: ٢٨ : (١) ما الذي يعيق تطور المادة الحية (أ) في درجة حرارة عالية جداً و(ب)
في درجة حرارة منخفضة جداً؟ (٢) في أي مدى من درجات الحرارة
تقريباً تتوقع أن يكون تطور الكائنات العضوية المعقدة تماماً ممكناً؟

س ٢٤: ٢٩ : يمكن حفظ بعض الكائنات العضوية في درجة الحرارة المنخفضة لفترة
طويلة ثم إنعاشها بتدفئتها، هل تموت الكائنات العضوية عندما تكون في
مستودع بارد؟ ناقش هذا السؤال من وجهة نظر الفيزيائي.

س ٢٤: ٣٠ : في الصفحة ٤٣٧ قُدِّرَ أن التهيج الدوراني لجزيء الهيدروجين يصبح هاماً
في درجة حرارة تبلغ تقريباً ١٨٠ ك. باعتبار جزيئات أثقل من
الهيدروجين، هل يصبح التهيج الدوراني هاماً في درجات حرارة أكبر
من ١٨٠ ك أم أقل منها؟ اعط سبباً لاجابتك.

س ٢٤: ٣١ : ما الصفات التي تتميز بها أجهزة الحالة الجامدة وتجعلها تفضل على
الصمّامات المفرغة في معظم الدارات الالكترونية؟

س ٢٤: ٣٢ : مجموعة من الهزازات التوافقية توجد في نفس الحالة المهيجة. يقفز أحدها
إلى حالة أوطأ ويصدر فوتوناً، هل من المحتمل حدوث سلسلة من
الفوتونات بالابتعاث المستحث، ولماذا؟

س ٢٤: ٣٣: في ايون الهيليوم (نواة هيليوم + الكترون واحد) تَلْزَمُ طاقةً مقدارها تقريباً ٤١ إف لتَهْيِيجِ الكترون في الحالة s١ الى الحالة s٢ ، في حين يلزم في ذرة الهيليوم ٢١ إف فقط لتَهْيِيجِ الكترون في الحالة s١ الى الحالة s٢ (انظر الشكل ٢٤: ٢٨). لماذا تحتاجُ الذرةُ إلى طاقةٍ اقلَّ من الايون لاحداثِ هذا التَهْيِيجِ ؟.

س ٢٤: ٣٤: تُصَدِّرُ العديدُ من الليزرَاتِ حزماً تحوي اكثرَ من طولٍ موجيٍّ واحد . بالرجوعِ إلى الشكلِ ٢٤: ٢٨ ، اشرح لماذا يُتَوَقَّعُ من ليزرِ الهيليوم - النيون ان يصدرَ ضوءاً بعدةِ اطوالٍ موجيةٍ بالاضافةِ الى الطولِ الموجيِّ البارزِ ٦٣٢٨ أ° . (تذكر انَّ العديدَ من المستوياتِ الطاقيةِ للنيون لا تظهرُ في الشكلِ ٢٤: ٢٨) .

التمارين:

الجزء ٢٤: ١:

ت ٢٤: ١: تفتلُ امرأةٌ ببطءٍ خاتمَ زواجِها الذي كتلته ١ غ ونصف قطره ١ سم . بيِّنْ أنها اذا اعطت الخاتمَ ١٠ ابلاتين من الوحدات الكوانتية من الزخمِ الزاوي ($\ell = 10$) فانَّ الذراتِ في الخاتمِ سوفَ تحتاجُ الى سنواتٍ عديدةٍ لتتحركَ مسافةً تساوي المسافةَ بين ذرتين متجاورتين .

ت ٢٤: ٢: يقالُ عادةً للالكترُونِ إنه جسيمٌ نصفِي الغزل ، لأنَّ المركبةَ العظمى للغزلِ القابلةَ للقياسِ في اتجاهٍ ثابتٍ هي $\frac{1}{2} \hbar$. ما المقدارُ الفعليُّ لغزلِ الالكترُونِ s بوحداتِ $\hbar$ ؟

ت ٢٤: ٣: نظامٌ من الجسيماتِ له غزلٌ كُلِّيٌّ $\vec{S}$ وزخمٌ زاويٌّ مداريٌّ $\vec{L}$ ، والعددان الكوانتيان لهما على الترتيب s و ℓ . (١) باعتبار قيمتين ثابتتين للعددين s و ℓ ، ما القيمُ الممكنةُ (أ) العظمى (ب) والصغرى للعددِ الكوانتيِّ z ؟ (٢) بيِّنْ عندَ تثبيتِ s و ℓ أنَّ عددَ القيمِ الممكنةِ المختلفةِ للعددِ z هو اصغرُ المقدارين : $s+1$ ، و $\ell+1$.

ت ٢٤:٤ : لو كان عدد الزخم الزاوي الكوانتي للذرة الفضة فعلاً يساوي ١ ($j=1$) بدلاً من $\frac{1}{2}$ كما افترض ذلك على وجه الاحتمال شترن وغرلاخ، فماذا يكون عليه مظهر النمط على لوحة الكشف في تجربة شترن - جرلاخ [الشكل ٢٤: ١ (ب)]؟

ت ٢٤:٥ : (١) عبّر بوحدة النظام العالمي (SI) عن مغنيطون بور بدلالة الوحدات الأساسية: م، ك، غ، ث و°. (٢) تحقق من أن بعد حاصل الضرب μ_B (مغنيطون بور $\times$ المجال المغناطيسي) هو بعد الطاقة؟

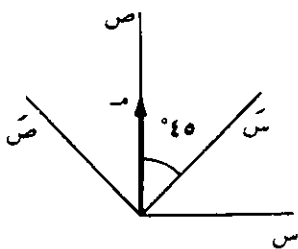
ت ٢٤:٦ : من الملائم أن يُعبّر عن المركبة العينية لعزم الذرة المغناطيسي بوحدة مغنيطون بور من خلال المعادلة: $\mu_B = m_j \mu_B$ حيث μ_B هو مغنيطون بور (المعادلة ٢٤: ١٧)، m_j هو عدد الوجهة الكوانتي للذرة و g هو ما يسمى بالنسبة المغناطيسية الجيروسكوبية gyromagnetic ratio أو بالعامل g (انظر المعادلة ٢٤: ٤٧). (١) اعد التعبير عن المعادلة ٢٤: ٨ التي تعطي القوة المؤثرة في ذرة في مجال غير متجانس بدلالة العدد الكوانتي m_j . (٢) فسّر باستخدام تقريب مقبول لماذا تنفصل الحزمتان المحروفتان في تجربة شترن - غرلاخ بزاويتين متساويتين.

ت ٢٤:٧ : في تجربة شترن - غرلاخ، تنقل الحزمة الذرية الى اربع حزم محروفة. (١) ما عدد الزخم الزاوي الكوانتي للذرة؟ (٢) ما الاعداد الكوانتية m_j للذرات في الحزم الاربعة المحروفة؟

الجزء: ٢٤: ٢

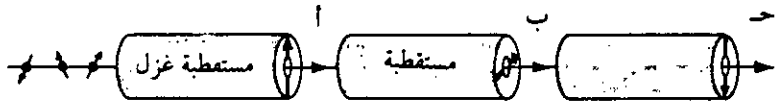
ت ٢٤:٨ : صمّم مستقطبة غزل، أي جهازاً يسمح فقط بمرور الذرات التي لها غزل في اتجاه محدد. (عيّن فقط الاساسيات لا التفاصيل).

ت ٢٤:٩ : يتجه مجال كهربائي م في اتجاه المحور الصادي (انظر الشكل). عبر عن ممر كتوليفة خطية من المركبتين م و ممر اذا كان كل من المحورين م و ممر يعمل زاوية ٤٥° مع المحور الصادي. من أية ناحية تُعد هذه المعادلة



نفس المعادلة ٢٤: ٢٠؟ من أية ناحية تختلف هذه المعادلة عن المعادلة ٢٤: ٢٠؟.

ت ١٠: ٢٤: في الشكل المرافق، تُوجَّه مستقطبتا الغزل الأولى والثانية بنفس الكيفية كما في الشكل ٢٤: ٥. اما المستقطبة الثالثة التي قد أُضيفت اليهما فتختار (تمرر) الذرات التي يتجه غزلها الى الاسفل. (١) فاذا كانت شدة الحزمة الساقطة (من جهة اليسار) من الذرات النصفية الغزل وحيدة واحدة، فما الشدة في المناطق أ، ب، وجد؟ (٢) اذا أزيلت المستقطبة الوسطى فما الذي يحدث للشدة في المنطقة ج؟



ت ١١: ٢٤: هنالك ٢ + ١ من القيم الممكنة المختلفة للعدد m_l عند تثبيت قيمة العدد l . وهنالك n من القيم الممكنة المختلفة للعدد l لكل قيمة ثابتة n . (١) كم عدد التشكيلات المختلفة من l و m_l لكل قيمة ثابتة n ؟ (ولانه يتجاهل غزل الالكترون، فهذا الحساب يُنتج نصف العدد الفعلي من الحالات الكوانتية المميزة للقيمة الثابتة n). (٢) بين إما بالتجربة او الخطأ او بطريقة اكثر صرامة أن عدد تشكيلات n ، l ، m_l حتى $n = n_{\text{عظمى}}$ يساوي $\frac{1}{4}n$ عظمى $(n + 1)(2n + 1)$.

الجزء: ٢٤: ٣

ت ١٢: ٢٤: متوسط الطاقة الحركية لالكترون في ذرة هيدروجين يساوي مقدار الطاقة الرابطة له:

$$\text{طح} = \frac{1}{2} \frac{e^2 k}{n^2 \hbar^2 (4\pi\epsilon_0)}$$

(١) عرّف متوسطاً تقريبياً للطول الموجي باستخدام معادلة ديبروي:

$$\sqrt{2} \frac{e^2 k}{h} = \lambda$$

وبين أن هذا الطول الموجي لالكترون في ذرة الهيدروجين هو: $\lambda = 2\pi n$ ، حيث n هو نصف قطر بور. (٢) كيف تتوافق «الاطوال الموجية» المقدرة تقريباً من الشكلين ٨: ٢٤ (أ) و(ب) مع نتيجة الجزء (١).

اختياري: لماذا لا يزدنا الجزءان (ج) و(د) من الشكل ٨:٢٤ بآية معلومات عن الطول الموجي للالكترون؟

الجزء: ٤:٢٤

ت ١٣:٢٤: وسّع الجدول ١:٢٤ لتصنيف وعدّ جميع حالات الحركة الممكنة لالكترون في المستوى الاساسي الطاقى الثالث ($n = 3$) في ذرة الهيدروجين باستخدام الاعداد الكوانتية n, ℓ, m_ℓ, m_s .

ت ١٤:٢٤: استخدم الاعداد الكوانتية n, ℓ, m_ℓ, m_s كما في الجدول ٢:٢٤ لتصنيف جميع الحالات الحركة الممكنة لالكترون في ذرة الهيدروجين عندما $n = 3$. بين أنّ هنالك ١٨ حالة أي نفس العدد الحاصل من عدّ الاعداد الكوانتية n, ℓ, m_ℓ, m_s .

ت ١٥:٢٤: (١) أي الحدود الموصوفة في الشكل ٧:٢٤ يُمثّل اكبر عدد من الحالات الكوانتية المميزة؟ كم عدد الحالات؟ (٢) أي حدّ (او مجموعة حدود) يمثّل العدد الأصغر من الحالات الكوانتية المميزة؟ كم عدد الحالات؟ (خذ بعين الاعتبار تأثير غزل الالكترون.)

الجزء: ٧:٢٤

ت ١٦:٢٤: (١) ما العددان الكوانتيان n و ℓ للالكترون الخارجى (الالكترون التكافؤ) في الليثيوم؟ إذا صُرِفَت طاقةً لتُهَيِّجَ هذا الالكترون إلى الحالة الحركية الأعلى الشاغرة، فما العددان الكوانتيان n و ℓ للالكترون في هذه الحالة (ارجع الى الشكل ١٢:٢٤)؟ (٢) اجب عن السؤال نفسه للصدويم.

ت ١٧:٢٤: (١) ما الحالات الحركية المشغولة للالكترونات الستة والثلاثين في ذرة الكريبتون Kr؟ (٢) لماذا يُعدّ الكريبتون ذرةً حاملةً كيميائياً ومستقرةً على نحوٍ غير عاديّ؟

ت ١٨:٢٤: الزخم الزاوي الكلي لذرة الالومنيوم ($Z = 13$) في حالتها الارضية هو: $\frac{1}{2} \hbar$ (١) ما الزخم الزاوي الصافي (المداري + الغزلي) للالكترونات العشرة الاكثر ربطاً في الذرة؟ (٢) ما الاعداد الكوانتية n, ℓ ، ولكلّ من الالكترونات الثلاثة الاقلّ ربطاً في الذرة؟

ت ٢٤: ١٩ : يعملُ الكترونٌ يتحركُ في بعدٍ واحدٍ بينِ جدارينِ صليبينِ (جاسئين) طفرةً كوانتيةً من حالتهِ الأولى المهيَّجةِ إلى حالتهِ الارضيةِ، ويُصدِرُ فوتوناً فوقَ بنفسجِيّ طاقتهِ ٦ إ.ف. ثُمَّ تضافُ إليه أربعةُ (٤) الكتروناتٍ يتحركُ كُلُّ منها في الحالةِ الحركيةِ الأوطأ المتاحةِ له وَفَقَ مبدأِ المنعِ . (١) ما الحالاتُ التي تشغلُها الالكتروناتُ الخمسةُ ؟ (ادخلُ غزلَ الالكترونِ في استدلالك). (٢) ما الطاقةُ الحركيةُ الكليةُ لمجموعةِ الالكتروناتِ الخمسةِ هذه ؟ .

الجزء : ٢٤ : ٨

ت ٢٤: ٢٠ : تبلغُ الطاقةُ اللازمةُ لازالةِ أحدِ الالكترونينِ من ذرةِ الهيليومِ ٢٤.٥ إ.ف. ما الطاقةُ الكليةُ اللازمةُ لازالةِ كلا الالكترونينِ ؟ (تلميحة : تخيّلْ أَنَّ كلاً من الالكترونينِ يُزالُ من الذرةِ على حدة).

ت ٢٤: ٢١ : قارنِ بينِ السرعةِ التقريبيةِ للالكترونِ في الغلافِ K في ذرةِ اليورانيومِ وسرعةِ الالكترونِ في مدارِ بورِّ الاولِ في ذرةِ الهيدروجينِ . هل النسبةُ هامةٌ لأحدٍ هذينِ الالكترونينِ أم لكليهما ؟ .

ت ٢٤: ٢٢ : تبلغُ طاقةُ الشعاعِ السينيِّ K_α لعنصرٍ معينٍ ١٤٩ ك إ.ف. فإذا كانت الشحنةُ الفعّالةُ التي يتأثرُ بها الالكترونُ الذي يعملُ هذا الانتقالَ تساوي تقريباً ذ - ١ ، فما العنصرُ ؟ .

ت ٢٤: ٢٣ : تُلقَبُ الاشعةُ السينيةُ وَفَقَ الطفرةِ الكوانتيةِ التي تُنتجُها . وفيما يلي قائمةٌ جزئيةٌ بالتسميات :

$$K_\alpha : n = 2 \text{ الى } n = 1$$

$$K_\beta : n = 3 \text{ الى } n = 1$$

$$L : \text{الانتقالات الى } n = 2$$

$$M : \text{الانتقالات الى } n = 3$$

(١) ما الاشعةُ السينيةُ التي تقابلُ متسلسلةَ ليمان في الهيدروجينِ ؟ أيها يقابلُ متسلسلةَ بالمر ؟ (٢) (أ) أيُّ الاشعةِ السينيةِ التاليةِ لها أعلى تواتر ؟ (ب) أيُّها لها أقلُّ تواتر ؟

ت ٢٤: ٢٤ : ما تواتر الاشعاع المُنبعث عندما يعمل إلكترون في ذرة هيدروجين انتقالاً من الحالة $2s_{1/2}$ الى الحالة $2p_{1/2}$ (انظر الشكل ٢٤: ١٦)؟ في أي جزء من الطيف يقع هذا الاشعاع؟ [ملحوظة: الفارق الطاقي الصغير بين الحالتين $2s_{1/2}$ و $2p_{1/2}$ والذي يُسمى بازاحة لامب (نسبة إلى الفيزيائي الأمريكي وِلِس لامب) ينتج عن تأثيرات دقيقة للالكترونات والبوزيترونات والفوتونات التقديرية داخل الذرة.]

ت ٢٤: ٢٥ : عندما يزيد العددان n و l تنقص انفلاقات الثنائيات بسرعة. ما نسبة انفلاق الثنائي $2p$ الى انفلاق الثنائي $3d$ في الهيدروجين؟

ت ٢٤: ٢٦ : وفق المعادلة ٢٤: ٢٦، المجال المغناطيسي $\vec{B}$ الذي «يراه» الجسم المتحرك بالسرعة $\vec{v}$ في المجال الكهربائي $\vec{E}$ هو: $\vec{E} - \vec{v} \times \vec{B}$.
(١) بين أن هذه الصيغة، في حالة الكترون في مدار بور الدائري في ذرة الهيدروجين، تنبأ بأن قيمة هذا المجال المغناطيسي هو:

$$B = \frac{e \hbar \alpha}{2 m_e c}$$

، حيث α هو ثابت البنية الدقيقة، n هو العدد الكوانتي الاساسي، والرموز الأخرى لها المعاني الاعتيادية المعروفة. (٢) بين أن $B \approx 4.0 \times 10^{-5}$ تسلا عندما $n = 2$. قارن هذه الكمية من حيث مقدارها بالمجالات المغناطيسية المخبرية المألوفة.

ت ٢٤: ٢٧ : (١) بين في حالة إهمال تأثيرات الحجب shielding effects أن الطاقة الرابطة للحالة $2p$ في الذرة يمكن كتابتها على النحو التالي:

$$E_p = \frac{1}{n} \alpha^2 (Z) m_e c^2$$

حيث k هي كتلة الالكترون و α هو ثابت البنية الدقيقة. (٢) المعادلة ٢٤: ٢٧ تظهر أن انفلاق البنية الدقيقة الذي يتناسب مع Z^4 يزداد مع العدد الذري Z أسرع مما يزداد مع الطاقة الرابطة. عند أية قيمة للعدد الذري Z تقريباً يصير انفلاق البنية الدقيقة $2p$ المحسوب «بنية غير دقيقة» مماثلة في مقدارها للطاقة الرابطة للحالة $2p$.

ت ٢٤: ٢٨: لا تملك الحالة الارضية لذرة الهيدروجين أية بنية دقيقة، إذ لها بنية فوق دقيقة. (١) ما الذي يتسبب بينيتها فوق الدقيقة؟ (ملحوظة: البروتون كالالكترون جسيم غزله $\frac{1}{p}$). (٢) عند الانتقال بين مستويين من مستويات البنية فوق الدقيقة للحالة الارضية، تُصدر ذرة الهيدروجين إشعاعاً تواتره ١٤٢ جيجا هرتز (وهذا هو الاشعاع ذو الطول الموجي ٢١ سم الذي يؤلف مكونة هامة من مكونات الابتعاث الراديوي في الكون). قارن انفلاق البنية فوق الدقيقة للحالة الارضية بانفلاق البنية الدقيقة عندما $n = 2$.

الجزء: ١٠: ٢٤

ت ٢٩: ٢٤: كما يبين الشكل ١٩: ٢٤، الوجهة المفضلة (وجهة الطاقة الاقل) لزخم الالكترون الزاوي في مجال مغناطيسي هي الوجهة التي يكون فيها $\vec{L}$ عكس اتجاه $\vec{B}$ الى حد كبير تقريباً. فسّر بعناية سبب هذه القاعدة، وجدّ علاقتها بعزم التدوير (الدوران) المؤثر في مغناطيس موضوع في مجال مغناطيسي.

ت ٣٠: ٢٤: بالاستعانة بالمعادلة ٤٦: ٢٤، اجب عن الاسئلة التالية عن انفلاقات المجال القوي لباشن - باك المبينة في الشكل ١٨: ٢٤. (اهمل التأثير البسيط لاقتران الغزل - المدار). (١) ما المسافة الفاصلة بين الحالتين s_3 و p_3 ؟ (٢) ما الانتشار النسبي $relative\ spread$ في الطاقة الكلية للحالتين s_3 و p_3 ؟

ت ٣١: ٢٤: (١) الى كم مستوى تنفلق الحالة d في مجال مغناطيسي قوي جداً؟ هل هنالك أي انفساخ مُتَبَقِّ؟ (٢) قارن بين مسافات المستويات d والمستويات p في مجال قوي جداً؟

ت ٣٢: ٢٤: يستنتج مجرب من ملاحظة خطّي الصوديوم D في طيف نجم معين أن المستويات s_3 في الذرات (انظر الشكل ١٩: ٢٤) تنفصل عن بعضها بعضاً بطاقة مقدارها $طو = 2 \times 10^{-10}$ إف. ما المجال المغناطيسي الذي يحسب أنه يوجد على سطح النجم؟

ت ٢٤: ٣٣: توضع عينة من الهيدروجين في مجال مغناطيسي مقداره ١٠٠ جاوس (١٠^{-٢} تس). هل تظهر الانتقالات من الحالات p_٢ ظاهرة باشن - بك أم ظاهرة زيمان؟ برّر اجابتك بحساب مناسب. (ملحوظة: يُعَيَّن الجواب بطاقة التفاعل المغناطيسية: فهل هي أكبر من طاقة انفلاق البنية الدقيقة أم أقل؟ وتبلغ الأخيرة وفق الشكل ٢٤: ١٦ المقدار ٤٥ × ١٠^{-١٠} إف).

ت ٢٤: ٣٤: ذرة موضوعة في مجال مغناطيسي ضعيف. (١) ما عاملا g لالكترون في الحالتين d_{٢/٢} ، d_{١/٢} ؟ (٢) هل الفوارق الطاقية بين مستويات d_{١/٢} أكبر من الفوارق الطاقية بين مستويات p_{٢/٢} أم أقل منها؟ (٣) هل الانتشار الكلي للطاقة في مستويات d_{١/٢} أكبر أم أقل من الانتشار الكلي للطاقة في مستويات p_{٢/٢} ؟

ت ٢٤: ٣٥: من خلال تغيير شدة المجال المغناطيسي ببطء، يُحوّل مجرب نمط زيمان للانتقال p_٣ ← s_٣ (الشكل ٢٤: ١٩) إلى نمط باشن - باك (الشكل ٢٤: ١٨). وعندما يحدث هذا تظهر الحالات الذرية صفتين بسيطتين: (١) مركبة الزخم الزاوي ل_ع لكل حالة تظل ثابتة (علماً بأن المجال يكون في اتجاه المحور العيني). (٢) لا تتقاطع أية حالتين لهما نفس قيمة ل_ع. ويعني هذا أن إحدى الحالتين، إذا كانت أعلى في طاقتها من الحالة الأخرى التي تساويها في قيمة ل_ع، فإنها تظل أعلى في طاقتها من الحالة الأخرى مهما كانت قيمة المجال المغناطيسي. باستخدام هاتين الحقيقتين، بين بالرسم كيف تُغيّر المستويات p_٣ في الرسم الحدي موافقها النسبية عندما يتغير المجال المغناطيسي المؤثر من مجال ضعيف جداً إلى مجال قوي جداً.

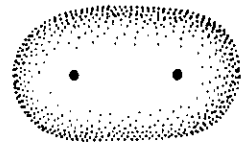
الجزء: ٢٤: ١١

ت ٢٤: ٣٦: ما تكافؤ: (أ) البوتاسيوم (ذ = ١٩) ؟ (ب) الكالسيوم (ذ = ٢٠) ؟ (ج) الألومنيوم (ذ = ١٣) ؟ و(د) الكلور (ذ = ١٧) ؟.

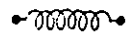
ت ٢٤: ٣٧: الشق radical مجموعة من الذرات التي تعمل كوحدة واحدة في تفاعلها مع الذرات الأخرى أو الشقوق الأخرى لتكوين جزيئات. (١) شق

الهيدروكسيل OH يحتوي على ذرة أكسجين واحدة وذرة هيدروجين واحدة .
فسر لماذا يكون تكافؤه - ١ ، ما المركب الشائع الذي يكونه؟ (٢) شق
الامونيا NH_3 يحوي ذرة نيتروجين واحدة وأربع ذرات هيدروجين . فسر
لماذا يكون تكافؤه + ١ .

ت ٣٨: ٢٤ : تستطيع النواتان في جزيء ثنائي الذرة أن تهتز كما لو كانتا مربوطتين بزنبك
(انظر الشكل). في حالة جزيء أول أكسيد الكربون (CO) تبلغ طاقة
التهيج الكوانتية المقيسة $(\omega \hbar)$ ٢٦٩.٠ ر.إف . (١) جد «ثابت الزنبرك»
k للجزيء بوحدة إف / 10^4 (٢) ما طاقة النقطة الصفيرية للحركة الاهتزازية
بالإلكترون فولت؟ (٣) ما السعة التقريبية لاهتزاز النقطة الصفيرية
بالأنجستروم؟ (ملحوظة: يمكن تطبيق معادلة الهزاز الكوانتي (الجزء
١٥: ٢٣) على هذا المثال عند أخذ ك لتعني الكتلة المختزلة لنظام
النواتين).



جزيء



نموذج

ت ٣٩: ٢٤ : في أية درجة حرارة تقريباً تتوقع أن تهيج حرارياً الحركة الاهتزازية في
جزيء أول أكسيد الكربون؟ (الطاقة ذات الصلة تُعطى في التمرين
السابق.) هل درجة الحرارة هذه أكبر أم أقل من تلك اللازمة للتهيج
الدوراني؟

ت ٤٠: ٢٤ : نواتا جزيء ثنائي الذرة لهما كتلتان m_1 و m_2 ، وتقعان على المسافتين r_1 و r_2
بالترتيب من مركز كتلتها [انظر الشكل ٢٤: ٢٢ (أ)]. بين أن عزم القصور
للنواتين حول مركز الكتلة هو: $I = \mu r^2$ ، حيث μ هي الكتلة المختزلة
(المعادلة ٢٤: ٢٧)، وحيث $r = r_1 + r_2$.

ت ٤١: ٢٤ : كما يدل على ذلك الشكل ٢٤: ٢٢ (ب)، ينتج الخط الطيفي تحت الأحمر
عن الطفرات الكوانتية بين الحالات الدورانية المتجاورة في جزيء ثنائي
الذرة. كيف يبدو هذا الطيف على لوحة فوتوغرافية إذا تناسبت المسافة على
اللوحة مع: (أ) التواتر (ب) الطول الموجي؟

الجزء: ٢٤ : ١٢

محصلة القوة على ثنائي اقطاب

- ۴۳۵ -

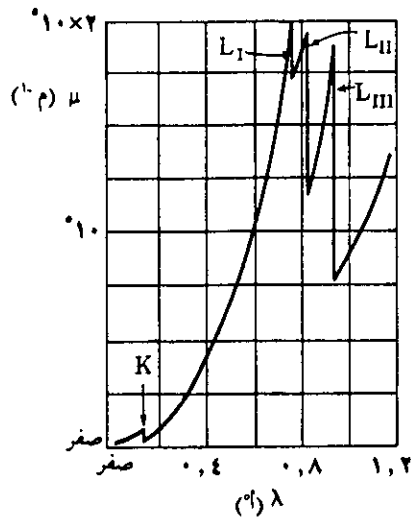
حيث L هو طول المغناطيس، وطح : هي الطاقة الحركية للذرة. (٢) عين
معلومات تصميم معقول، لانتاج انحراف مقداره ٠.٠٠٥ ر. زاوية نصف
قطرية.

تركيب الحالات

م ٢٤ : ٣ : تأمل الكترونات في الحالة p_2 (الالكترونات بعددين كوانتيين $n = 2, \ell = 1$). لاية
حالتين في الخطة التصنيفية $n = 2, \ell = 1$ m_ℓ m_s تُعدُّ الحالة المخصصة بالعدد $j = 1$
 $\frac{3}{2}$ و $m_\ell = 1$ توليفة خطية؟ (٢) لاية حالتين في الخطة التصنيفية $n = 2, \ell = 1$ m_ℓ m_s
تُعدُّ الحالة المخصصة بالعدد $j = 1$ $m_\ell = 1$ $m_s = 0$ ، $\frac{1}{2}$ توليفة خطية؟ (٣)
الحالة المخصصة بالعدد $j = 1$ $m_\ell = 1$ $m_s = 0$ ، $\frac{1}{2}$ تكافئ حالة واحدة في الخطة
التصنيفية $n = 2, \ell = 1$ m_ℓ m_s . اعط العدد الكوانتيين m_ℓ و m_s للحالة المكافئة،
وفسر عدم إمكان حصول أي خليط من الحالات المختلفة. (تلميح:
المعادلة: $L = L_z + S_z$ توفر حلقة وصل بين الخطتين التصنيفيتين).

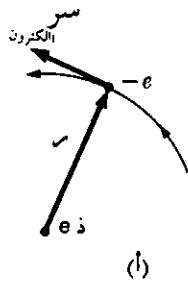
م ٢٤ : ٤ : عندما تمر أشعة سينية ذات طول موجي معين في المادة، تنقص شدتها (شد)
أسيًا مع المسافة s : شد = شد. و μ . وتقيس الكمية μ التي تسمى معامل
الامتصاص احتمال امتصاص فوتون الأشعة السينية لوحدة المسافة الواحدة.
ويظهر الشكل المرافق اعتماد μ على الطول الموجي λ في عنصر الرصاص (ذ
= ٨٢). (١) ناقش سبب الانقطاعات في الدالة μ (٢). كيف ترتبط هذه
الانقطاعات بتكميم الطاقة في الذرة؟ لماذا توجد هنالك ثلاثة انقطاعات من

امتصاص الأشعة السينية



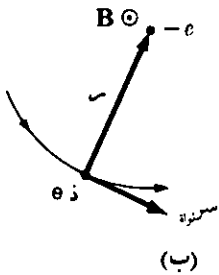
نوع «الحافة L» وانقطاع واحد من نوع «الحافة K»؟ (٢) تسقط على الرصاص اشعة سينية طولها الموجي قريب من قيمة الحافة L_{111} البالغة ٠.٩٥١ ر.أ. ما سمك الرصاص اللازم لحدوث نقصان في شدة الاشعة السينية بمئة مرة، اذا كان الطول الموجي: (أ) اكبر بقليل من ٠.٩٥١ ر.أ.، و(ب) أقل بقليل من ٠.٩٥١ ر.أ.؟

اقتران الغزل - المدار



(أ)

الاطار السكوني للنواة



(ب)

الاطار السكوني للالكترون

م ٥: ٢٤: في الاطار السكوني لنواة (الرسم أ)، يدور الكترون في مجال كهربائي. وفي الاطار السكوني للالكترون (الرسم ب) تدور النواة، وتخلق مجالاً مغناطيسياً $\vec{B}$ في موضع الالكترون. ويمكن تقدير طاقة الغزل - المدار بحساب العزم المغناطيسي للالكترون في هذا المجال المغناطيسي. (١) احصل على صيغة للمجال $\vec{B}$ ، وبين انه يمكن كتابتها كما يلي:

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e\hbar}{m_e r^3} \vec{L}$$

، حيث $\hbar$ هي كتلة الالكترون و $\vec{L}$ هو الزخم الزاوي المداري. (لاحظ ان السرعتين المبتين في الرسمين أ وب ترتبطان ببساطة بالعلاقة: سر نواة = سر الكترون). (٢) بوضع النتيجة السابقة للمجال $\vec{B}$ في المعادلة ٢٥: ٢٤ اشتق الصيغة التالية لطاقة الغزل - المدار:

$$E_{\text{طو}} = -\frac{\mu}{4\pi} \frac{e\hbar}{m_e r^3} \cdot \vec{L} \cdot \vec{S}$$

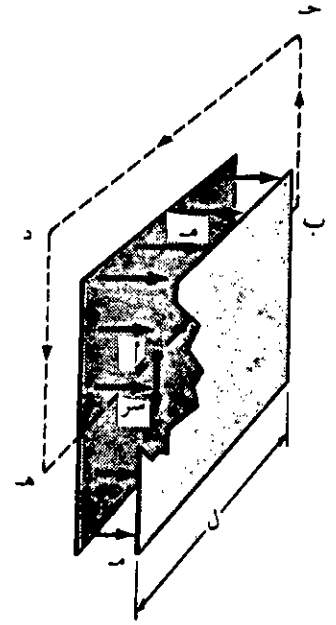
وبين أن هذه الصيغة مكافئة للمعادلة ٣٢: ٢٤.

م ٦: ٢٤: المعادلة الهامة ٢٦: ٢٤ التي تعطي المجال المغناطيسي الذي «يراه» الجسم المتحرك في مجال كهربائي اشتقت في المتن باعتبار جسم افتراضي له شدة قطب مغناطيسي ما. وتوفر هذه المسألة اشتقاقاً آخر باستخدام قانون الحث الكهرومغناطيسي:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{B}}{dt}$$

وكما يبين الشكل، الجسم P يتحرك بالسرعة $\vec{v}$ في مجال كهربائي منتظم.

م. ويرتبط بالجسيم الخط الكونتوري أ ب ج د ه الذي يُحسب عليه التكامل الخطي في المعادلة اعلاه. والكمية ϕ هي الفيض الكهربائي عبر المساحة المعروفة بهذا الخط الكونتوري. (١) فسر لماذا لا تساوي قيمة المجال المغناطيسي في اطار الاسناد الذي يتحرك مع الجسيم صفرا، الا حيث يكون م لا يساوي صفرا. (٢) بافترض أن ب يتجه على الخط الكونتوري (اذ يمكن تبرير هذا الافتراض بحجة التماثل)، اشتق المعادلة: $b = \mu m$ سر. (٣) بين، عند اخذ اتجاهات الكميات المتجهة في هذا المثال بعين الاعتبار، أن نتيجة الجزء (٢) اعلاه تكافئ المعادلة ٢٤: ٢٦.



الصيغة الكوانتية للمقدار $\vec{S} \cdot \vec{L}$

٢٤م: ٧: نظام ذري له غزل كلي $\vec{S}$ وزخم زاوي مداري كلي $\vec{L}$ ، ويتحد هذان لتكوين زخم زاوي كلي $\vec{J}$. (١) احصل على تعبير لحاصل الضرب المقداري $\vec{S} \cdot \vec{L}$ بدلالة الاعداد الكوانتية s, ℓ, j ، و $\hbar$. (طريقة: ابدأ بالمعادلة $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$. واستفد من الصفات المعروفة للكميات $\vec{L}^2, \vec{J}^2, \vec{S}^2$ و $\vec{L} \cdot \vec{J}$ و $\vec{S} \cdot \vec{J}$ بين عندما $s = \frac{1}{2}$ أن القيمتين الممكنتين للكمية $\vec{S} \cdot \vec{L}$ هما $\frac{1}{2} \hbar \ell$ و $-\frac{1}{2} \hbar (\ell + 1)$. لاي من هاتين القيمتين يكون $\vec{S} \cdot \vec{L}$ متوازيين على نحو تام تقريباً؟ لاي من هاتين القيمتين يكونان متعاكسي الاتجاه على نحو تام تقريباً؟

٢٤م: ٨: يمكن تعريف ما يسمى بجيب التمام الميكانيكي الكوانتي للزاوية بين $\vec{S}$ و $\vec{L}$ بالصيغة: $\cos \theta = \frac{\vec{S} \cdot \vec{L}}{SL}$ جتا θ . (١) باستخدام نتيجة المسألة السابقة، بين أن:

جيب التمام الميكانيكي الكوانتي

$$\cos \theta = \frac{j(j+1) - s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2s\ell} \quad \text{جتا } \theta = \frac{j(j+1) - s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2s\ell}$$

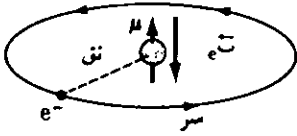
(٢) برهن أن $|\cos \theta| \geq 1$. (اقتراح: اعتبر القيمتين العظمى والصغرى الممكنة للعدد j عند تثبيت s و ℓ). (٣) برهن على أن الكمية جتا θ لا تستطيع بالفعل ان تبلغ القيمة $+1$ (مما يعني أن $\vec{S}$ و $\vec{L}$ لا يمكن أن يكونا متوازيين تماماً)، ولكنها تستطيع ان تبلغ القيمة -1 (مما يعني أن $\vec{S}$ و $\vec{L}$ يمكن أن يكونا في ظروف خاصة متعاكسي الاتجاه تماماً).

م ٢٤: ٩: مما يسهم في انفلاقات طاقة البنية الدقيقة طاقة التفاعل $\mu = \hbar e \cdot \vec{B}$ بين العزم المغناطيسي النووي والمجال المغناطيسي $\vec{B}$ الذي يتخلق من حركة الالكترونات الذرية. ويظهر الشكل نموذجاً ذرياً مبسطاً يمكن استخدامه لتقدير مقدار هذا التأثير. يتحرك الكترون بسرعة سر في دائرة نصف قطرها نق، ويولد مجالاً مغناطيسياً $\vec{B}$ عند موقع النواة. ويمكن كتابة العزم المغناطيسي النووي على النحو التالي:

$$\frac{\hbar e}{2 m_p} g = \mu$$

حيث m_p هي كتلة البرتون و g هو العامل (الذي لا بعد له) او النسبة المغناطيسية الجيروسكوبية للنواة. (١) بين أن الطاقة اللازمة لعكس العزم المغناطيسي النووي هي (من وجهة كلاسيكية):

$$\Delta \text{طو} = \frac{\hbar^2 e^2}{4 m_p} \frac{\mu}{\text{ك.سر}}$$



(٢) ترتبط سرعة الالكترون تقريباً بعدد الزخم الزاوي المداري الكوانتي على النحو: $\hbar l = \text{سر نق}$ ، استخدم هذه العلاقة وحقيقة أن العامل النووي لا يختلف كثيراً عن ١، وبين أن الطاقة المغناطيسية النووية المتغيرة هنا اصغر من طاقة الغزل - المدار (المعادلة ٢٤: ٣٧) بعامل مقداره ١٠ عندما $l = 1$.

م ٢٤: ١٠: في لحظة ما، يكون أحد الالكترونات في ذرة الهيليوم في الحالة p_2 (ن) = $2, l=1$ ، والالكترون الآخر في الحالة d_3 (ن = ٣، $l=2$). (١) بين أن الوجهات المدارية والغزلية المختلفة تسمح بستين توليفة مختلفة من الاعداد الكوانتية لهذين الالكترونين. (٢) يقترن الغزلان ليشكلا غزلاً كلياً S بعدد كوانتي M ، والزخمان الزاويان المداريان ليكونا الزخم الزاوي الكلي L بعدد كوانتي M . (يسمى هذا الاقتران باقتران رسل - سوندرز، وهو يميز العناصر الخفيفة والمتوسطة في وزنها). (أ) ما القيم الممكنة للعدد M ؟ (ب) ما القيم الممكنة للعدد M ؟ (ج) بين أن هنالك ستين توليفة مختلفة ممكنة من وجهة الغزل الكلي S والزخم المداري L . (ملحوظة: M عدد صحيح أيّاً كان عدد الالكترونات؛ أما M فهو عدد

صحيح عندما يكون عدد الالكترونات زوجياً).

م ١١: ٢٤ : الزحان الزاويان L و S المعروفان في المسألة السابقة يتحدان ليشكلا زحاً زاوياً كلياً ل بعدد كوانتي l . بين أن هنالك اثنتي عشرة توليفة مختلفة من l, m ، و l ، وأن السماح للزخم l بأخذ جميع الوجوه الممكنة يزودنا بستين حالة حركية متميزة .

م ١٢: ٢٤ : يبين الشكل ٢٤: ٢٠ مظهر خطي D للصوديوم الموضوع في مجال مغناطيسي ضعيف (نمط زيمان) . اعمل رسومات متتالية بنسبة مقياسية مناسبة لنمط باشن - باك للخطين D . أولاً يبين النمط لمجال قوي الى حد يمكن معه اهمال اقتران الغزل - المدار ، ثم بين النمط لمجال تكون فيه ازاحات الغزل - المدار تقريباً من حيث مقدارها واتجاهها كما في الشكل ١٨: ٢٤ .

نمط باشن - باك

م ١٣: ٢٤ : للالكترونات في الكوكب الخيالي هبستارك $Habstark$ العامل g الذي مقداره ١ بدلاً من القيمة ٢ . ومحتاج فنأ إلى ارشادات حول كيفية تعديل الشكل ١٨: ٢٤ من أجل استخدامه من قبل طلبة هبستارك . (١) اذا أهمل اقتران الغزل - المدار واعتبر فقط تفاعل الالكترون مع المجال المغناطيسي الخارجي القوي ، فكيف ينبغي ، إن لم يكن من ذلك بدء ، أن يغير الفنان : (أ) عدد المستويات s ٣ (ب) المسافات بين المستويات s ٣ ، (ح) عدد المستويات p ٣ ، و (د) المسافات بين المستويات p ٣ ؟ (٢) زود الفنان بإرشادات اضافية ليأخذ في اعتباره التأثير الإضافي الصغير لاقتران الغزل - المدار .

ظاهرة باشن - باك في عالم آخر

م ١٤: ٢٤ : (١) اعط مناقشة كمية دقيقة لظاهرة زيمان لالكترونات افتراضية بلا غزل . (٢) قارن نمط زيمان للانتقال $s^3 \leftarrow p^3$ لالكترون بلا غزل بنمط زيمان للانتقال نفسه لالكترون بغزل (يظهر الأخير في الشكل ٢٤: ٢٠) . (٣) كيف يختلف نمط زيمان وباشن - باك عن بعضهما بعضاً لالكترون بلا غزل ، إن كان ثمة اختلاف .

ظاهرة زيمان لجسيمات بلا غزل

م ٢٤: ١٥ : تتحرك ذرة معتدلة في مجال ايون شحنته الصافية $\theta +$. قدّر ان الذرة قابلة للاستقطاب . ويعني هذا ان الذرة، في مجال كهربائي خارجي (كالذي يهيئه الايون)، تكتسب عزماً ثنائي الاقطاب كهربائياً عزاً يعطى بالمعادلة:

$$\vec{\alpha} = \vec{\epsilon}$$

حيث α هو ثابت موجب يسمّى استقطابية الذرة polarizability . (١) بين ان الذرة تنجذب الى الايون بقوة تساوي :

$$Q = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q\alpha}{r^3}$$

حيث r هي مسافة الذرة من مركز الايون باتجاه نصف القطر . (٢) ما طاقة الوضع التي تميز تفاعل الذرة والايون ؟ (٣) اعط تعبيراً لنسبة هذه القوة إلى القوة بين أيون وايون او بين إلكترون وإيون (القوة الكولومية المعتادة)، وقدّر قيمة هذه النسبة لمسافات تمتد من ٢ Å إلى ١٠ Å عندما تكون $\alpha = 2 \times 10^{-40}$ كل م^٣/ن .

(ملحوظة : القوة بين الذرات المعتدلة والجزئيات اضعف من القوة المعتبرة هنا، وتتناقص بسرعة أكبر مع المسافة).

م ٢٤: ١٦ : اقرأ في مرجع خارجي عن تركيب الترانزستورات البسيطة وخواصها . فسّر عمل الترانزستور الذي يتألف من عناصر ثلاثة، ولا سيما عمله كمضخم بدلالة صفات اشباه (انصاف) الموصلات من النوعين السالب والموجب التي يتكوّن منها.

الفصل الخامس والعشرون

البنية النووية Nuclear structure

فرضت النواة الذرية نفسها على اهتمام الانسان مرتين في التاريخ . ففي عام ١٨٩٦ اعترت الدهشة هنري بكريل Becquerel في باريس ، عندما اكتشف ان ملحاً يحوي اليورانيوم أصدر نوعاً جديداً من الاشعاع وقوياً الى حدّ تعتيم لوحة فوتوغرافية (تصويرية) ، مع أنها كانت مغطاة بغطاء لا ينفذ الضوء منه . وفي عام ١٩٤٥ ، عرفت الانسانية كلها النواة، وخافت منها، عندما دمر انشطار كيلوغرام واحد من اليورانيوم هيروشيما .

وبين هذين الحداث المختلفين بعض التشابه . ففي كليهما أطلقت الطاقة النووية ، وهي طاقة مقدارها للذرة الواحدة اكبر بشكل هائل من الطاقة الميكانيكية لاكثر الانهيارات الثلجية رعباً ، ومن الطاقة الكيميائية لاعنف احتراق ، والطاقة الكهربائية لاكثر العواصف الرعدية رهبة . وقد تمكن عالم العلم المستعدّ دوماً للجديد غير المتوقع ، ان يفيد بسرعة من كشف بكريل التصادفي هذا ؛ اذ أدى هذا الكشف الى البحث ، وعلى نطاق عالمي ، عن طبيعة المادة ، وفتح بذلك طريقاً أمام اكتشاف ذرة رذرفورد النووية وما تلا ذلك من كشف . إلا أن عالم العلم كان إجمالاً أقل استعداداً لاستغلال الانشطار النووي . فقد أحدثت سيطرة الانسان على الطاقة النووية بشكل واسع حالة من التوتر الشخصي والعالمي عرفت بالعصر الذري (وينبغي تسميتها بشكل أصح بالعصر النووي) . وليس هنالك من بين المشكلات العديدة التي تواجه الجنس البشري في الثلث الاخير من القرن العشرين مشكلة أكثر إلحاحاً من ضبط الطاقة النووية . ومع أن هنالك قوى عديدة أخرى

في المجتمع الحديث تمتلك الامكان لتغيير طبيعة الحياة الانسانية بشكل جذري، إلا أن الطاقة النووية، وبكمية لا تزيد على الكمية التي تحتوي عليها أصلاً الترسانات النووية في العالم، هي الطاقة الوحيدة التي تملك بشكل جلي القدرة على تحطيم الحياة الانسانية.

ومن المستحيل ان يدرس المرء النوى، من دون أن يكون له اهتمام بالتضمنات العملية الخطيرة للطاقة النووية. ومع ذلك، فقد يبدو من غير المناسب في هذا الكتاب أن نتابع سياسيات العصر النووي واجتماعياته وحتى تقنيته. وفي معظم هذا الفصل والفصل الذي يليه، سيكون التركيز على مبادئ الميكانيك الكوانتية التي تصدق أيضاً على المظاهر الطبيعية الأخرى دون المجهرية. أما الانشطار والاندماج، وهما الموضوعان النوويان اللذان يعنيان المجتمع أكثر من غيرهما، فسيتناولان في الفصل السادس والعشرين.

١:٢٥ : التركيب النووي : Nuclear composition

لما اكتُشف النيوترون عام ١٩٣٢، كان عالم الفيزياء متهيباً لاكثر من ذلك. ففي خلال أشهر قليلة من اكتشافه قدم ورنر هيزنبرج Heisenberg نظرية للتركيب النووي، تتألف كل نواة بمقتضاها من نيوترونات وبروتونات فقط، ثم تابع فكرته تلك مُحَمَّناً أن هذين الجُسيمين المتساويين في الكتلة تقريباً والمتفاعلين مع بعضهما بعضاً بقوة قد يكونان، بمعنى من المعاني، صورتين لجسيم واحد، تختلفان في الشحنة فقط. ومنذ ذلك الحين، لم يُعْثَر على ما يوجب تصحيح نظرية هيزنبرج في التركيب النووي، غير ما تم التوصل اليه فيما بعد من أن النواة يوجد فيها ايضاً بيونات وميزونات أخرى بشكل مؤقت غير دائم. وفضلاً عن ذلك، فان اقتراح هيزنبرج بتمثيل النيوترون والبروتون قد أثمر ثمرات غير متوقعة، إذ قد وُجِدَ أن العديد من الجسيمات المختلفة تأتي في مجموعات: جسيمات كل مجموعة منها تتساوى تقريباً في كتلتها وتشابه في صفاتها الأخرى عدا شحنتها. وتبلغ الكتلة لكل من النيوترون والبروتون بوحدة الكتلة الذرية (و. ك. ذ) كما يلي:

$$m_p = 1.007277 \text{ و. ك. ذ}$$

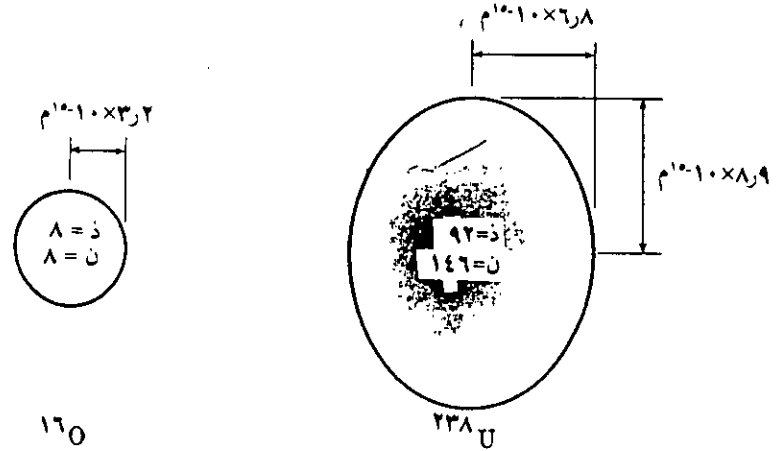
$$m_n = 1.008665 \text{ و. ك. ذ}$$

وبصورة إجمالية تُعرف هاتان المكونتان للنوى بالنيوكلونات (Nucleons).

النيوترون والبروتون متماثلان تقريباً في الكتلة والصفات الأخرى

* سوف يُبحث التفاعل النووي الذي أدى الى هذا الاكتشاف في الفصل التالي.

وتحتوي النوى الخفيفة عدداً واحداً تقريباً من البروتونات والنيوترونات. أما النوى الثقيلة فيزيد عدد النيوترونات فيها على عدد البروتونات (الشكل ٢٥ : ١). وتتفاوت النوى المعروفة من نواة تحوي بروتوناً واحداً (نواة الهيدروجين) إلى نواة تحوي حشداً من البروتونات والنيوترونات يزيد على ١٠٠ بروتون و ١٥٠ نيوترون في الطرف الآخر من الجدول الدوري. وتنتمي القوة النووية التي تربط النيوكليونات معاً إلى فئة التفاعلات القوية التي يتأثر بها العديد من الجسيمات الأولية الأخرى باستثناء الإلكترون. ذلك أن الإلكترونات تحس فقط بالقوة الكهربائية للنواة وإلى حد أقل بقوتها المغناطيسية، وهي على أية حال تمتنع على القوة النووية التي تؤثر بقوة في النيوكليونات.



الشكل ٢٥ : ١ : نواة خفيفة ونواة ثقيلة مرسومتان تقريباً بنفس مقياس الرسم. نواة الأكسجين كروية، أما نواة اليورانيوم فغير كروية.

* شحنات النوى وكتلتها : Charge and mass of nuclei

- تتعيّن الشحنة ذ e لنواة ما بعدد البروتونات :
- ذ = عدد البروتونات في النواة .
- ذ = عدد الإلكترونات في الذرة المتعادلة .
- ذ = العدد الذري .

ويعيّن العدد الذري أيضاً اسمَ العنصر، كما يحدّد موقعه في الجدول الدوري. وعلاوة على العدد الذري ذ، يمكن تعيين النواة بعدد النيوترونات N وعدد الكتلة عد (A) :

ن = عدد النيوترونات في النواة.

عد = ذ + ن

عد = عدد النيوكليونات في النواة

عد = عدد الكتلة.

وتتبع جميع الذرات التي لها نفس العدد الذري (نفس الشحنة النووية) إلى عنصر واحد. وتسمى الذرات المتساوية في عددها الذري والمختلفة في عدد كتلتها بنظائر (متماكنات) العنصر. ومن الواضح أن النظائر المختلفة للعنصر الواحد تختلف فقط في عدد النيوترونات في نواها. وتستخدم لفظة النظير بشكل غير دقيق بعض الشيء لتعني نواة معينة أو ذرة تحتوي على تلك النواة أو مجموعة من الذرات المتماثلة تماماً. ويرمز إلى النظائر بطريقة معينة، وكمثال على ذلك يشار إلى نظيري الكربون ١٢ والكربون ١٤ بالرمزين $^{12}_6\text{C}$ و $^{14}_6\text{C}$ (أو أحياناً بالرمزين ^{12}C و ^{14}C). وكلا نواتي هذين النظيرين تحوي ستة (٦) بروتونات، وتحوي إحدى النواتين ٦ نيوترونات في حين تحوي الأخرى ثمانية (٨) نيوترونات. أما عددا الكتلة لهما فهما ١٢ و ١٤.

النظائر: لها نفس العدد الذري (ذ)، ولكن عدد النيوترونات (ن) لها مختلف

ويأخذ الطاقة الرابطة النووية بعين الاعتبار، يمكن أن نعين كتلة الذرة كما يلي:

$$K = Z \cdot K_p + N \cdot K_n - Z \cdot K_e - \frac{E_b}{c^2} \quad (1:25) \dots \dots \dots$$

الطاقة الرابطة تؤثر في الكتلة النووية

حيث طر هو مقدار الطاقة الرابطة النووية. (لماذا تحمل الطاقة الرابطة الذرية للالكترونات؟) وتقاس القيم الدقيقة للكتل الذرية بجهاز يسمى كاشف طيف الكتلة mass spectrocope (الشكل ٢: ٢٥). وفي هذا الجهاز تُسرّع الذرات المؤينة (وعادة الذرات الأحادية التأين) كهربائياً عبر فرق جهد معلوم، ثم تُحرف في قوس دائري بمجال مغناطيسي معلوم أيضاً. ويحدد نصف قطر التقوس في المجال المغناطيسي النسبة e/m لنفس الكيفية تماماً كما في تجربة طومسون لقياس النسبة e/m للالكترونات (انظر المعادلة ٣: ١٦). ولأن e معروفة فيمكن تعيين كتلة الايون K ، كذلك يمكن بسهولة تصحيحها للحصول على الكتلة K للذرة المعتدلة. وتوفر مثل هذه القياسات قيماً للطاقة الرابطة (انظر الشكل ١٧: ٢٥). وتبلغ القيمة المتوسطة لهذه الطاقة الرابطة والتي تصحح على معظم النوى ضمن خطأ مقداره ١٠٪ ما يلي:

أو ٨ مليون إف للنوكليون الواحد. وتساوي هذه القيمة بدلالة الكتلة:

$$\text{طر} \equiv (٨٠٠٠٨ \text{ و ك ذ}) \text{ عد}$$

وهي تمثل تأثيراً للطاقة الرابطة في الكتلة يبلغ ٨٪. وإذا وضعنا في المعادلة ١: ٢٥ : كم $\equiv$ ك = ٨٠٠٨ و ك ذ، وأهملنا تأثير كتلة الإلكترون، فإننا نحصل على:

$$\text{ك} \equiv (\text{ذ} + \text{ن}) (٨٠٠٨ \text{ و ك ذ}) - (٨٠٠٨ \text{ و ك ذ}) \text{ عد}$$

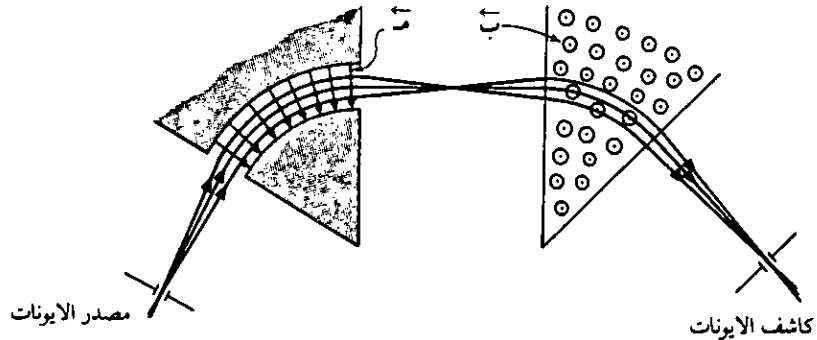
الكتلة النظرية

$$\text{ك} \equiv \text{عد و ك ذ}$$

وهكذا، تبلغ كتلة الذرة بوحدات الكتلة الذرية (والتي تساوي في هذا التقريب كتلة النواة) عدد الكتلة عد تقريباً. وتصح المعادلة ٣: ٢٥ تماماً بالتعريف على الكربون ١٢ (^{12}C)، [الذي يعرف وحدة الكتلة الذرية]. ومن الأمثلة الأخرى على الكتل الذرية:

$$\text{ك} (^{16}\text{O}) = ١٥٩٩٤٩، \text{ك} (^{56}\text{Fe}) = ٥٥٩٩٣٥، \text{ك} (^{238}\text{U}) = ٢٣٨٠٥١.$$

وهذه القيم هي الكتل الذرية (أو الأوزان الذرية) لنظائر معينة. ويعرف الوزن الذري لعنصر (في مقابل النظير) على أنه الوزن الذري المتوسط لخليط اعتيادي (نظامي) من نظائر ذلك العنصر*.



الشكل ٢: ٢٥: صورة لكاشف طيف التقوس في المجال المغناطيسي نسبة تركيز مزدوج، وتركز الايونات التي الكتلة: تُسرّع الايونات عبر فرق الشحنة الى الكتلة للايون. ويقوم تختلف قليلاً في زاويتها وطاقاتها في بؤرة جهد معلوم، ويُعَيَّن نصف قطر الحرف الكهربائي بجعل الاداة ذات على الكاشف الايوني.

• ما عدا استثناءات نادرة، لا يعتمد خليط النظائر لعنصر ما على مصدر العنصر. (ويعتمد الرصاص الذي نظائره المختلفة نواتج سلاسل الانحلال الاشعاعي المختلفة استثناء). أما بالنسبة الى العناصر التي لا توجد في الطبيعة بتاتا، فليس هنالك أي معنى بالطبع للوزن الذري للخليط الاعتيادي.

■ مثال: جد الطاقة الرابطة للنواة $^{12}_6\text{C}$ ؟

عند التعبير عن الكتلة بوحدة الكتلة الذرية، تعطي المعادلة ١:٢٥ ما يلي:

$$\frac{m}{c} = m_p + m_n + m_e - K$$

$$= (1.007277) + (1.008665) + (0.000549) - 12.000000$$

$$= 0.009846 \text{ و ك ذ}$$

ونستخدم بعد ذلك حقيقة أن:

$$1 \text{ و ك ذ} = 931.48 \text{ مليون إف،}$$

ونحصل على:

$$\text{طو} = 9.217 \text{ مليون إف أو } 7.68 \text{ مليون إف لكل نيوكليون.}$$

* هل هنالك الكترونات في النواة؟ Electrons in the nucleus?

لو أردنا بأي حال من الاحوال، قبل اكتشاف النيوترون، وصف النوى بدلالة الجسيمات المعروفة، فلا بُد أن يكون وصفنا بدلالة البروتونات والالكترونات، اذ لم تكن معروفة حينذاك أية وحدة بناء أخرى. فمثلاً، أمكن وصف جسيم ألفا كبنية مترابطة من أربعة بروتونات وكترونين، فبالبروتونات الاربعة امكن وصف كتلة جسيم ألفا اللازمة، وبالاكترونين امكن الغاء الشحنة الزائدة عليه. وعلى نحو مماثل، أمكن الافتراض بأن نواة الذهب ١٩٧ تحوي ١٩٧ بروتوناً و١١٨ الكترونات. بيد أن الميكانيك الكوانتية أثارت اعتراضين خطيرين على هذه النظرة الى التركيب النووي. فأولاً، يتطلب حجز الالكترون داخل حدود الحجم النووي طاقة اكبر من تلك اللازمة بالفعل للربط النووي. فمثلاً عند حجز الالكترون داخل «صندوق» نواة الهيليوم، فإن دالته الموجية يجب أن تعمل على الأقل نصف اهتزازة في مسافة تبلغ تقريباً 5×10^{-14} م، أي قطر النواة، ولذا، فلا يمكن لطورها الموجي أن يزيد على 10^{-14} م. وباستخدام معادلة دوبروي نستطيع بعد ذلك ان نكشف عن أقل قيمة ممكنة لزوجته:

الفكرة القديمة عن التركيب
النوي: البروتونات والالكترونات

$$E = \frac{h^2}{8ma^2} = \frac{(6.63 \times 10^{-34})^2}{8 \times 9.1 \times 10^{-31} \times (5 \times 10^{-14})^2} = 2.0 \times 10^{-12} \text{ ك غ م}^2/\text{ث}^2$$

فهل هذا الزخم يقع في مجال الميكانيك النسبوية أو الميكانيك الكلاسيكية؟ وإذا
خمنّا أنه يقع في مجال الميكانيك الكلاسيكية فإننا نستطيع ان نحسب سرعة الالكترون على
أنها:

$$\text{سرعة كلاسيكية} = \frac{\text{خ}}{\text{ك}} = \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 6.3 \times 10^6 \text{ ك غ م / ث}}{9.1 \times 10^{-31} \text{ ك غ}} = 7.3 \times 10^6 \text{ م / ث}$$

، ونكون بذلك قد خمنّا تخميناً خاطئاً. فهذه السرعة أكبر بمئتي مرة من سرعة الضوء، وهي
لذلك استحالة فيزيائية. ولذا لا بد لنا من التوجه الى معادلة نسبوية. إن الذي يهمنا هو
طاقة الالكترون التي تدخل في علاقة مع الزخم كما في المعادلة ٢١ : ٤٠ :

$$ط^2 = (ع ك)^2 + (ع خ)^2 \dots\dots\dots (٢٥ : ٤)$$

ان طاقة السكون للالكترون ك ٥٠ تبلغ ٥١١ مليون إف. ومن الممكن حساب الكمية
خ ٥ لهذا المثال (باستخدام عامل تحويل مناسب) كما يلي :

$$ع خ = \frac{(1.6 \times 10^{-19} \times 6.3 \times 10^6 \text{ ك غ م / ث})^2}{(9.1 \times 10^{-31} \text{ ك غ م / ث})^2} = 1.24 \times 10^6 \text{ إف} = 124 \text{ مليون إف.}$$

ولأن خ ٥ أكبر بكثير من ك ٥٠، فإننا في الحقيقة نتناول الكترونات فوق نسبوي، أي
الكترونات تتخذ مع المعادلة ٢٥ : ٤ الصيغة التقريبية : ط = خ ٥. وبأرقام تقريبية، سوف
يكون إذاً للالكترون داخل نواة الهيليوم طاقة حركية تزيد على ١٠٠ مليون إف. وهذا بدوره
سوف يتطلب أن تكون طاقة وضعه سالبة، وأكبر من طاقة حركته (حتى تظل الطاقة الكلية
سالبة). ومثل طاقة الوضع الكبيرة هذه يخلق صعوبة نظرية شديدة، ويقود الى التنبؤ بأن
أزواج الالكترون - البوزيترون يجب ان تتخلق تلقائياً في جوار النواة.

الاعتراض الاول: الطاقة الحركية
للالكترون كبيرة جدا

أما الصعوبة الأخرى فتخص غزل النواة. فوق نموذج التركيب النووي : البروتون
- الالكترون، تحتوي النواة ^{14}N على ٢١ جسيماً: ١٤ بروتونا وسبعة (٧) الكترونات.
وبمقتضى نموذج البروتون - النيوترون، تحوي النواة نفسها على ١٤ جسيماً فقط: ٧

الاعتراض الثاني: عدد خاطيء
من الجسيمات ذات الغزل $\frac{1}{2}$ في
النواة

بروتونات و ٧ نيوترونات. ولأن جميع الجسيمات موضوع التساؤل لها نصف وحدة من الغزل، فكون النواة تحوي عدداً زوجياً او فردياً من الجسيمات يُحدث فرقاً هاماً. فاذا كان العدد فردياً وجب أن يساوي العدد الكوانتي للغزل النووي الكلي عدداً صحيحاً مضافاً إليه $\frac{1}{2}$ ، واذا كان زوجياً وجب ان يكون عدداً صحيحاً. وكان الدليل الأول على أن نواة النيتروجين لها غزل صحيح دليلاً لا يؤيد وجود الالكترونات في النواة. ومنذ ذلك الحين، تم تعيين غزل عدة مئات من النوى (من خلال القيام بملاحظات للبنية فوق الدقيقة وغير ذلك من الطرق). وكل هذه الأغزال تتوافق مع نظرية هيزنبرج في التركيب البروتوني - النيوتروني.

* استقلال الخصائص الذرية والنوية :

The independence of atomic and nuclear properties

من أهم النقاط التي علينا ان نتذكرها في دراسة المادة استقلال الخصائص الذرية عن الخصائص النووية. ان الشحنة الكهربائية للنواة هي العامل الوحيد المحدد للبنية الذرية. أما الخصائص الأخرى للنواة فتكاد تكون غير ذات شأن في سلوك الالكترونات. فمثلاً تتماثل تقريباً الخصائص الذرية للكربون ١٢ والكربون ١٤، ومع ذلك فنواتهما تختلفان اختلافاً تاماً في بنيتيهما، فالأولى مستقرة، في حين أن الثانية ناشطة اشعاعياً. والالكترونات بدورها لا تملك تقريباً أي تأثير في النواة. والوضع هنا يشابه كثيراً مع وضع الأرض وتوابعها الصناعية (أقمارها)؛ فالتوابع تبقى في مدارها بسبب قوة الجاذبية للأرض، ولكنها لا تتأثر بالعدد الهائل من الصفات الأخرى المثيرة للأرض. والأرض من ناحيتها لا تتأثر بوجود التوابع.

وبسبب تفكيك الترابط على النحو المشار اليه سابقاً بين النوى والالكترونات، فمن الممكن تقريباً تعيين جميع خصائص المادة على انها إما ذرية من ناحية اساسية (بمعنى انها تنسب الى الالكترونات الذرية) وإما نووية من ناحية اساسية وليس على انها الاثنان معاً. فآلنواة هي مصدر كتلة الذرة، وهي التي تحدد موقعها في الجدول الدوري ونشاطها الاشعاعي ان كان لها مثل هذا النشاط. أما الالكترونات فتفسر جميع الخصائص الطبيعية والكيمائية للعناصر كما تفسر أطيفها المميزة أيضاً.

الصفات النووية والذرية مستقلة
عن بعضها بعضاً الى درجة كبيرة

* ٢٥:٢: تجارب تشتت : Scattering experiments

ان الكثير مما نعرفه عن النوى مصدره تجارب التشتت، أي التجارب التي تتفاعل فيها حزم من الجسيمات ذات طاقة عالية مع النوى وتُحَرَف (أو تشتت) عنها. وتُستخدَم كلمة التشتت أيضاً للدلالة على التجارب التي تُمتَصُّ فيها الجسيمات الساقطة أو تُحوَّل والتي تظهر فيها بدلاً منها جسيمات أخرى. وسوف يُبحثُ القليل من هذه التفاعلات النووية في الفصل اللاحق. أما هنا فنتناول فقط الامثلة التي تكون فيها الجسيمات المشتتة هي الجسيمات الساقطة.

وفي تجربة منها، تُضْرَبُ حزمة ذات شدة معلومة هدفاً، ويكون الفيض الساقط كما يلي:

$$F_{\text{م}} = \frac{\text{عدد الجسيمات الساقطة}}{\text{م}^2 \text{ ث}}$$

وعند الزاوية θ المقيسة من اتجاه الحزمة الساقطة وعلى بعد r من الهدف، يقاس الفيض الخارج كما يلي :-

$$F_{\text{م}} = \frac{\text{عدد الجسيمات الخارجة}}{\text{م}^2 \text{ ث}}$$

ولأن الجسيمات المشتتة تنتشر عن الهدف كالمروحة، فإن شدتها تتناقص مع المسافة في تناسب مع $\frac{1}{r^2}$. ولذا، فعند زاوية معينة θ ، فإن حاصل الضرب $F_{\text{م}} r^2$ لا يعتمد على r .

ومن المفيد لوصف توزيع الجسيمات الخارجة أن نُدْخِلَ مفهوم الزاوية المجسمة. إن إحدى الطرق لتعريف الزاوية المستوية العادية يتم من خلال المعادلة التالية:

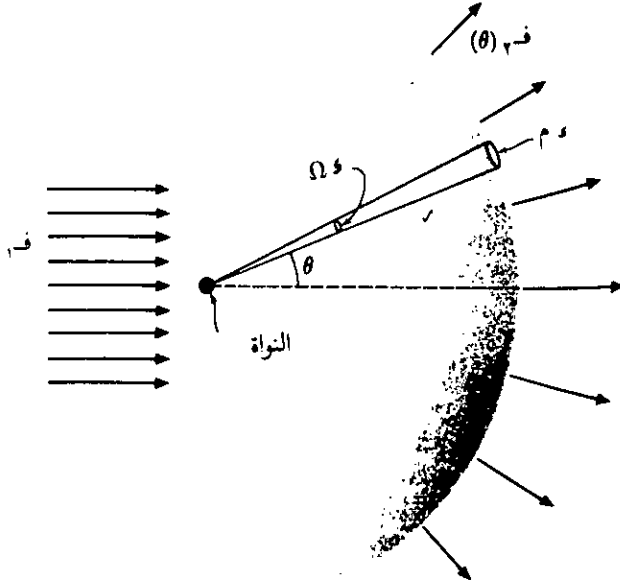
$$\frac{L}{r^2} = \theta$$

حيث L هو قوس الدائرة الذي يقابل الزاوية، و r هو نصف قطر الدائرة (الشكل ٥: ٦). وبطريقة مماثلة، فإن الفتحة المخروطية يمكن قياسها بالزاوية المجسمة Ω المعرفة على النحو التالي:

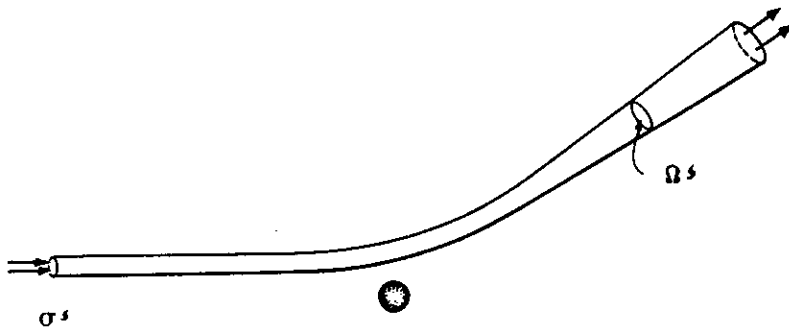
$$\Omega = \frac{F_{\text{م}}}{F_{\text{م}}^0} \quad (٥: ٢٥) \dots\dots\dots$$

تعريف الزاوية المجسمة

إنَّ الزاويةَ المجسمةَ إذاً هي المساحةُ (م) التي يقطعها مخروطٌ من سطحِ كرةٍ مقسومةً على مربعِ نصفِ قطرِ الكرة (ر^٢). ويبيِّن الشكلُ ٣: ٢٥ زاويةَ مجسمةً متناهيةً الصغر: $d\Omega = \frac{r^2}{r^2}$. وحولَ نقطةٍ ما تكونُ الزاويةُ المستويةُ الكليةُ ٢ ط، أما الزاويةُ المجسمةُ الكليةُ فتبلغُ ٤ ط. وتسمَّى وحدةُ الزاويةِ المجسمةِ إستيراديان.



الشكل ٣: ٢٥: هندسةُ تجريةِ التشتت: الفيضُ الساقطُ هوف، والفيضُ الخارجُ هوف (ويعتمدُ على θ). ويعرَّفُ المقطعُ العرضيُّ التفاضليُّ للتشتتِ differential scattering cross section بالمعادلة: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r^2}{r^2}$.



الشكل ٤: ٢٥: الأهمية الكلاسيكية للمقطع العرضي التفاضلي للتشتت: الجسيمات التي تقطع (تعبّر) المساحة $d\sigma$ تخرجُ بزاويةٍ مجسمةٍ Ω.

في الشكل ٢٥: ٣، يُمثَّل حاصلُ الضربِ σ_s و Ω عددُ الجسيماتِ في الثانيةِ الواحدةِ التي تعبرُ جزءَ المساحةِ σ_s . ولأنَّ $\sigma_s = \sigma_s \cdot \Omega$ ، فيمكننا الاستنتاجُ بأنَّ:

$$\sigma_s = \frac{\text{عدد الجسيمات الخارجة}}{\text{إستيراديان ثانية}}$$

وكما نُبِّه إلى ذلك من قبل، فهذه الكمية لا تعتمدُ على σ_s . ومن الطرقِ النافعةِ لتقديمِ النتائجِ التجريبيةِ عرضُها بدلالةِ النسبةِ σ_s / Ω . وهذه الكمية التي لها بعدُ المساحةِ تُسمَّى المقطعَ العرضيَّ التفاضليَّ للتشتت، الذي يُرمزُ إليه بالرمزِ $\frac{\sigma_s}{\Omega}$:

$$\frac{\sigma_s}{\Omega} = \frac{\sigma_s}{\Omega} = \frac{\text{الجسيمات الخارجة لكل إستيراديان لكل ثانية}}{\text{الجسيمات الداخلة لكل م² لكل ثانية}} \quad (٦: ٢٥)$$

تعريف المقطع العرضي
التفاضلي للتشتت

ويمكن، بدلالةِ المساراتِ الكلاسيكية، تقديمُ تفسيرٍ بسيطٍ للمقطعِ العرضيِّ التفاضليِّ للتشتت (الشكل ٢٥: ٤)، فهو الجزءُ من المساحةِ σ_s العموديُّ على الحزمةِ الساقطةِ، بحيثُ أنَّ الجسيماتِ التي تقطعُ هذا الجزءَ تشتتُ في مخروطٍ زاويتهُ الجسميَّةُ Ω .

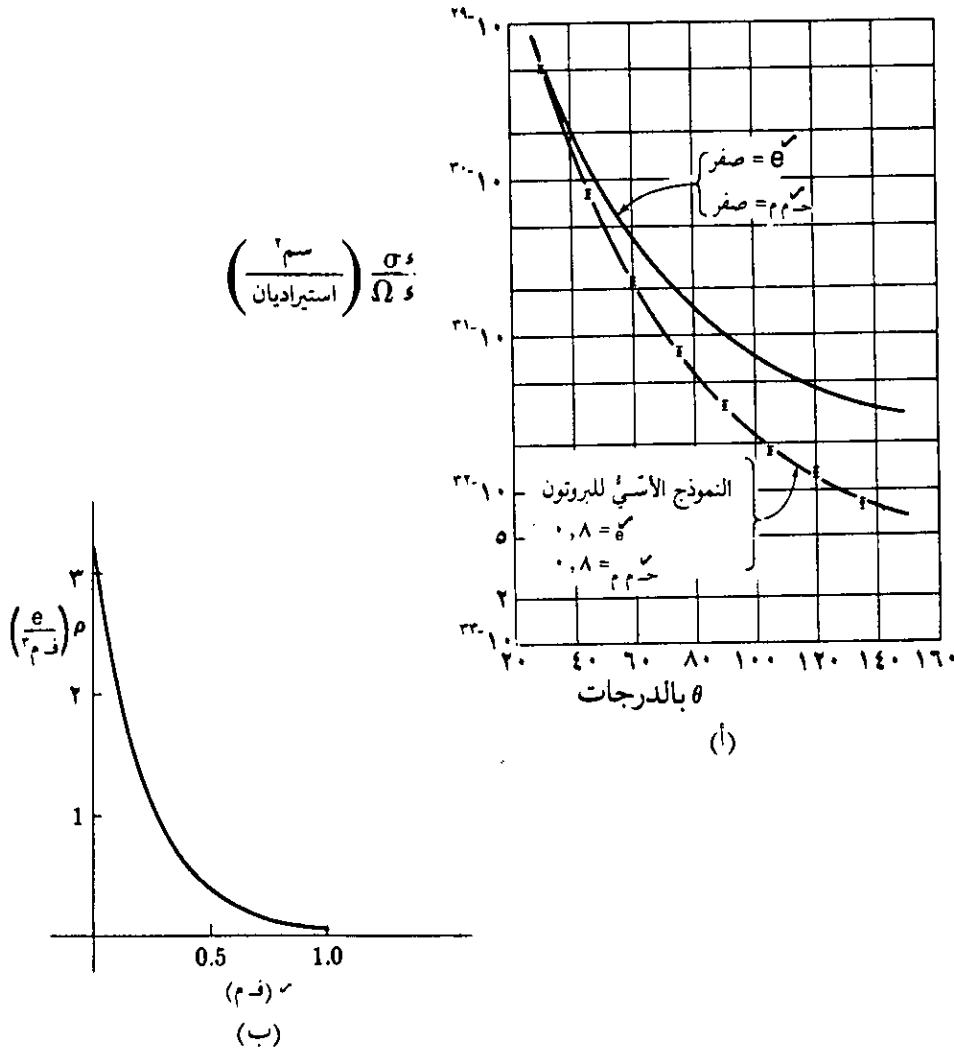
* حجم البروتون : Size of the proton

عندما تصدُّمُ الكترونات ذاتُ طاقةٍ عاليةٍ هدفًا من الهيدروجين، فإنها تمرُّ بينَ الكتروناتِ الذريةِ من دونِ أنْ تنحرفَ بصورةٍ أساسيةٍ. ولا تنحرفُ هذه الجسيماتُ المقذوفةُ بشكلٍ محسوسٍ إلَّا عندَ التصادمِ عن قربٍ معَ النوى الأكثرِ كتلةً كالبروتوناتِ وبعضِ الديوترونات. ولذا فإنَّ تعيينَ المقطعِ العرضيِّ التفاضليِّ للتشتتِ differential cross section في مثلِ هذه التجربةِ يوفرُ معلوماتٍ عن البروتون. ويبيِّنُ الشكلُ ٢٥: ٥ (أ) مثالاً على المقطعِ العرضيِّ التفاضليِّ لتشتتِ الالكترُون - البروتون الذي حصلَ عليه روبرت هوفشتاتر Hofstadter في جامعةِ ستانفورد. ويلاحظُ من الشكلِ أنَّ التشتتَ الفعليَّ يقلُّ بكثيرٍ عن التشتتِ المتنبأ به لشحنةٍ نقطيةٍ، ولا سيَّما عندَ الزوايا الكبيرة. ويدلُّ هذا على أنَّ البروتونَ «ليس»، إذ أنَّ شحنته بدلًا أنْ تتركزَ في نقطةٍ فإنها تنتشرُ في منطقةٍ اتساعها ١٠-١٠ م. وفي الشكلِ ٢٥: ٥ (ب) تُرسمُ كثافةُ شحنةِ البروتونِ ρ بدلالةِ r . وبسببِ

$$\frac{\sigma_s}{\Omega} = \frac{\sigma_s}{\Omega} \quad \text{ملاحظ}$$

ولذا تنتشرُ شحنةُ البروتون

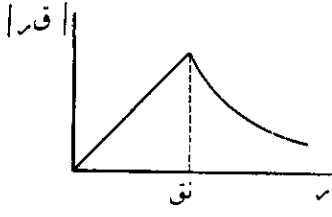
توفيره هذه الصورة لداخل البروتون (مع معلومات مماثلة عن النيوترون مشتقة من تشتت الإلكترون - الديوترون) مُنح هوفستاتر جائزة نوبل عام ١٩٦١.



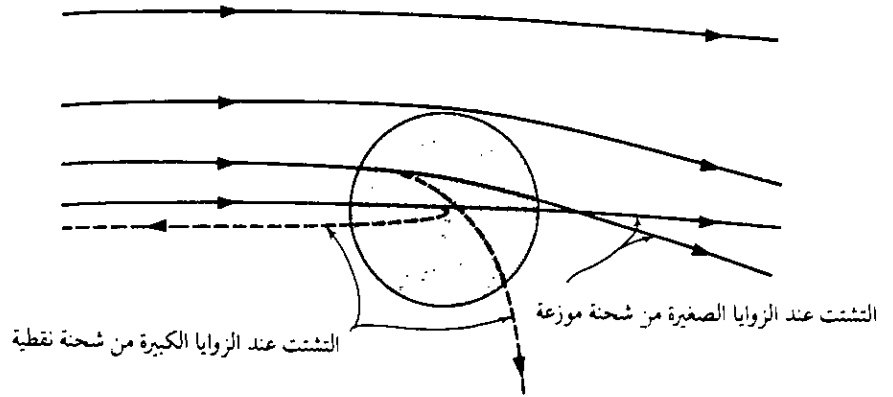
الشكل ٥: ٢٥: (أ) المقطع العرضي التفاضلي لتشتت الإلكترونات طاقتها ٤٠٠ مليون إف عن البروتونات [E. E. chambers and R. Hofstadter, physical Review 103, 1454 (1956)]. المنحنى العلوي هو المقطع العرضي النظري للتشتت الحاصل من شحنة نقطية، أما المنحنى السفلي الذي يمر بالنقاط التجريبية فهو المقطع العرضي النظري للتشتت الحاصل من بروتون تنتشر شحنته وكذلك عزمه المغناطيسي بنصف قطر جذر متوسط مربعه يبلغ ٠.٨ ف م. (ب) كثافة الشحنة للبروتون (التي تقاس بوحدات كوانتية للشحنة لكل ف م) كما تُستنتج من تجارب تشتت الإلكترون - البروتون.

• أظهرت التجارب اللاحقة، باستخدام طاقات أعلى، «حبيبية» داخل البروتون.

انظر: Henry Kendall and Wolfgang Panofsky, "The structure of the proton and the neutron," Scientific American, June, 1971.



أما السبب الذي من أجله يحدث تشتت أقل عند الزوايا الكبيرة من شحنة موزعة بالمقارنة مع شحنة نقطية فيظهر بصيغة تقريب كلاسيكي في الشكل ٦: ٢٥. فالمسارات التي تمر قريبة من الشحنة النقطية وتعاني انحرافاً كبيراً تحترق، بدلاً من ذلك، منطقة الشحنة الموزعة، حيث يحس الجسم قوة أضعف، ولذا فإنها تحترق حرقاً أقل. وبسبب ذلك فسوف يكون هنالك من وجهة كلاسيكية زاوية معينة عظمى لا تشتت، على زاوية أكبر منها، أية جسيمات بتاتاً. إن مثل هذا الانقطاع الحاد غير معروف في الظواهر الكوانتية، فالطبيعة الموجية للجسيمات تسمح فقط لبعض الجسيمات بالتشتت عبر زوايا كبيرة، من خلال ظاهرة الحيود.



الشكل ٦: ٢٥: تأثير الشحنة الموزعة في تشتت الإلكترونات عن نواة، باستخدام تقريب كلاسيكي. [المسارات الميئة تخطيطية وليست مرسومة وفق مقياس رسم.]

٣: ٢٥: حجم النوى وشكلها : The size and shape of nuclei

ان معظم النوى أجساماً كروانية (شبيهة بالكرة) متطاولة في اتجاه القطبين أي مشوهة قليلاً عن الشكل الكروي باتجاه شكل السيجار أو كرة القدم*. ويكفي لأغراض عديدة النظر إليها ككرات ذات حدود محددة بوضوح. (إذ أن الطبيعة الموجية للمادة تمنع وجود حدود دقيقة.) وتتردد أنصاف الأقطار النووية في قيمتها ما بين 10^{-10} و 10^{-14} م، وهي

* انظر ميكيل برانجر M. Baranger وريموند سرنسون Sorenson : «حجم النوى الذرية وشكلها»، scientific, American

تقريباً أقل من حجم الذرة بمقدار 10^4 الى 10^6 مرة، كما أنها تتبع على نحو تقريبي الصيغة التالية:

$$R = (1.2 \times 10^{-15} \text{ م}) A^{1/3} \quad \text{نق (٧: ٢٥) } \dots\dots\dots$$

إن وحدة الطول الشائعة في المجال النووي هي الفمتومتر، التي تُسمّى على الاغلب الفيرمي:

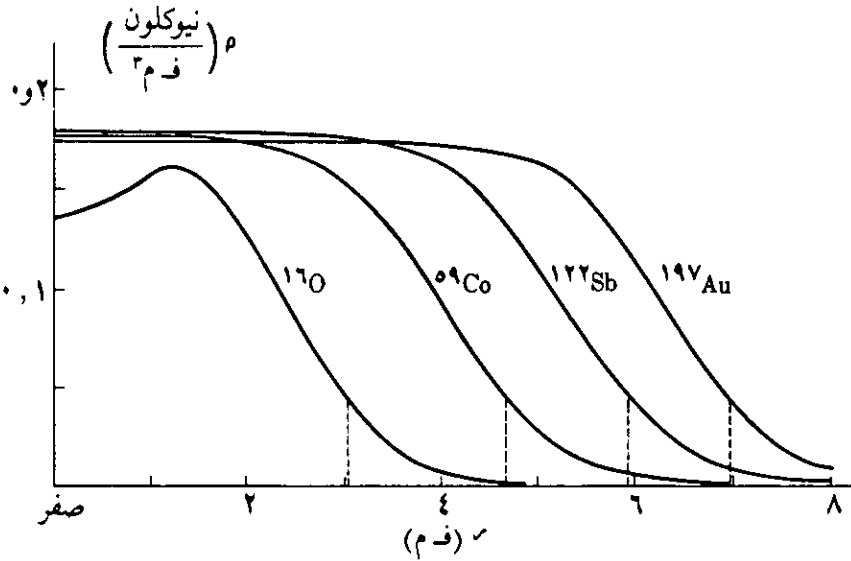
$$1 \text{ فم} = 10^{-15} \text{ م}$$

وباستخدام هذه الوحدة، تقع أنصاف الاقطار النووية بين ١ و ١٠، وتصبح لذلك معادلة نصف القطر كما يلي:

$$R = 1.2 \text{ فم} A^{1/3} \quad \text{نق (٨: ٢٥) } \dots\dots\dots$$

نصف القطر النووي

ويبلغ السمك السطحي لنواة أي المسافة التي تهبط فيها كثافتها بسرعة من قيمة عالية الى قيمة متدنية ٢ فم تقريباً.



الشكل ٧: ٢٥: كثافة المادة النووية في أربع نوى مختارة: تُظهر الخطوط المنقطعة انصاف الاقطار المعطاة بالمعادلة ٨: ٢٥.

وُحُصِّلَ على المعلومات عن نصف قطر النواة من عدة مصادر. وأحد هذه المصادر هو الذرات الميونية (الجزء ٢: ٢٧). ومنها أيضاً تشتت الالكترون ذي الطاقة العالية الذي يكشف عن توزيع الشحنة الموجبة في النواة. وإذا افترض أن كثافة النيوترون داخل النواة

الكثافة النووية المركزية ثابتة تقريباً

تناسب تقريباً مع كثافة البروتون (وئمة بعض الأدلة التي تدعّم هذه العلاقة)، فإننا نحصل على توزيعات للمادة النووية شبيهة بتلك المبينة في الشكل ٢٥: ٧. ومن الواضح أن الكثافة في الجزء المركزي من النواة تعتمد قليلاً على عدد الكتلة. وهذا الثبات التقريبي للكثافة يتوافق مع المعادلة ٢٥: ٨ التي تتضمن أن الحجم النووي ($\frac{4}{3}\pi R^3$) يتناسب مع عدد الكتلة عد. والامر تقريباً كأن كل نيوكليون يمثل لبنة أخرى في البنية [انظر أيضاً الجزء (٨: ٢٥)]. وهذا السلوك لحجم النواة يختلف تماماً عن سلوك الحجم الذري الذي يظل، باستثناء بعض التغيرات الدورية، تقريباً ثابتاً بقطع النظر عن عدد الإلكترونات.

المثال ١ : كيف تكون كثافة المادة النووية بالمقارنة مع كثافة المادة الجامدة الاعتيادية؟ الكثافة النووية تساوي :

$$\rho_n = \frac{\text{الكتلة}}{\text{الحجم}} = \frac{1.67 \times 10^{-27} \text{ كغ}}{\frac{4}{3}\pi (1.2 \times 10^{-15})^3 \text{ م}^3}$$

$$= 1.67 \times 10^{17} \text{ كغ/م}^3 = 1.67 \times 10^{14} \text{ غ/سم}^3$$

وهذه الكثافة هي تقريباً أكبر بمقدار 10^{14} مرة من كثافة جامد عادي، مما يعكس حقيقة أن معظم المادة الاعتيادية هي فراغ خالٍ، فوزن كتلة من المادة النووية بحجم طابّة تنس الطاولة يبلغ ٢ بليونّي طن.



إن التجارب التاريخية التي قام بها رذفورد ومعاونوه ما بين ١٩٠٩ و ١٩١١ كانت تجارب تشتت استخدمت جسيمات ألفا بطاقة تصل الى ٩ مليون إف. وجسيمات الفا هذه لم يكن لها الطاقة الكافية لتصل إلى طرف نواة الذهب حتى في حالة التصادم المباشر. ولذا، فإن التشتت الملاحظ، الذي كان متسقاً مع التشتت من شحنة نقطية، أظهر فقط أن نصف القطر النووي هو أقل من حدّ علويّ معين. وقد أظهرت التجارب اللاحقة باستخدام أهداف ذات عدد ذريّ أقل انحرافات عن تشتت الشحنة النقطية، وأعطت لذلك معلومات عن نصف القطر النووي [الشكل ٢٥: ٨(أ)]. إن مثل هذه التجارب

يُعدّ تشتت جسيم الفا احد مصادر المعلومات عن الحجم النووي

تظل موضع اهتمام. ويُظهر الشكل ٢٥: ٨ (ب) مثلاً على بياناتٍ تجريبيةٍ أكثرَ جِدَّةً. لاحظْ أنَّ المقطع العرضي التفاضلي يتناقصُ بسرعةٍ كبيرةٍ عندَ الزوايا الكبيرةِ أيَّ حيث لا يُتَوَقَّعُ من وجهةٍ كلاسيكيةٍ وجودُ أيِّ جسيماتٍ مُسْتَتَّةٍ. ولأنَّ جسيم ألفا يتفاعل بقوةٍ مع النواة، فإنَّ تشتته يتأثرُ بشكلٍ بارزٍ حتى «بذيلِ» السطحِ النوويِّ عندَ نصفِ قطرٍ يبلغُ تقريباً ١٤ ر٢/١

■ المثال ٢: جسيم ألفا طاقته ٩ مليون إف يقتربُ من نواةٍ ذهبٍ (ذ = ٧٩) بشكلٍ مباشرٍ. على أيةِ مسافةٍ من مركزِ النواةِ يرتدُّ الجسيمُ في مساره؟

عند نقطةِ الانعطافِ، تكونُ الطاقةُ الحركيةُ للجسيمِ صفراً، ولذا فإنَّ: ط = طو. وإذا كانت نقطةُ الانعطافِ هذه خارجَ النواة، فإنَّ طاقةَ الوضعِ تكونُ:

$$\text{طو} = \frac{1}{4\text{طد}} \frac{2\text{ذ}e^2}{r}$$

ومن ثَمَّ تكونُ نقطةُ الاقترابِ الأقربِ لجسيم ألفا كما يلي:

$$r_{\text{مقرى}} = \frac{1}{4\text{طد}} \frac{2\text{ذ}e^2}{\text{ط}} \dots\dots\dots (٩:٢٥)$$

ويمكنُ تسهيلُ حسابِ هذه الكميةِ عددياً بكتابتها على النحوِ التالي:

التلاعب الجبري يسهل التقدير العددي

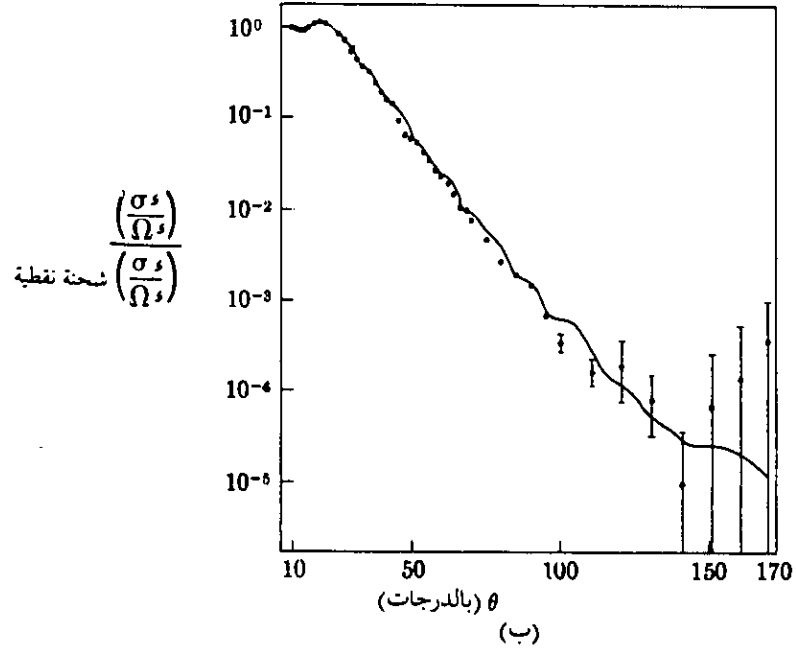
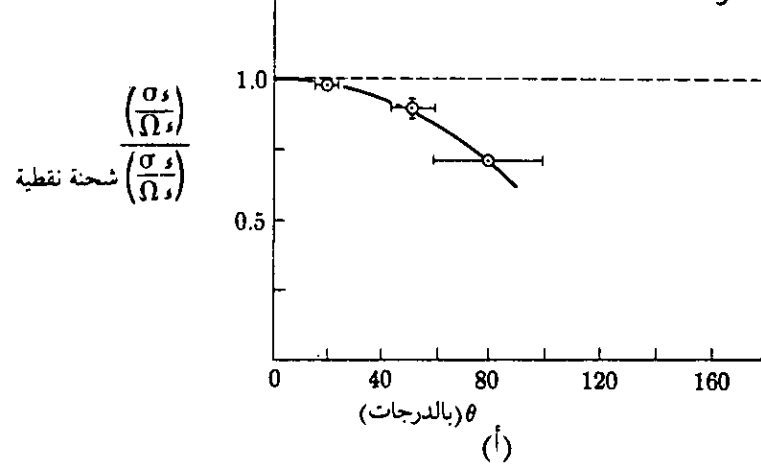
$$r_{\text{مقرى}} = 2\text{ذ} \left(\frac{e}{c\hbar} \right) \left(\frac{\hbar}{c\text{ك}} \right) \frac{1}{4\text{طد}} \left(\frac{\text{ك}}{\text{ط}} \right)$$

حيث ك هي كتلةُ الإلكترون (المدخلة هنا اعتباراً). انَّ الحدَّ الأولَ بين القوسين هو ثابتُ البنية الدقيقة، والثاني هو طولُ كومتون الموجي المختزلُ للإلكترون، والثالث هو نسبةُ طاقتين ولا بعد له. ولذا فإنَّ:

$$r_{\text{مقرى}} = \frac{2\text{ذ}\alpha\text{ك}}{\text{ط}}$$

$$= \frac{2(137/79)(386\text{ فم})(0.511\text{ مليون إف})}{9\text{ مليون إف}} = 253\text{ فم}.$$

ومن أجل المقارنة، يبلغ نصف القطر النووي نق = ١٢ (١٩٧) $^{3/1}$ فم = ٧٠ فم،
وتبلغ الحافة الأبعد للنواة تقريباً ١٤ (١٩٧) $^{3/1}$ فم = ٨١ فم؛ ولذا لا يستطيع جسيم
ألفا ان يصل الى النواة.



الشكل ٢٥: ٨: المقاطع العرضية التفاضلية لتشتت جسيمات ألفا عن النوى معبراً عنها بنسبتها الى المقطع العرضي المتوقع لنواة نقطية: (أ) قياس قديم للانحراف عن التشتت الكولي لجسيمات ألفا الصادرة عن كريد الراديوم RaC بطاقة تبلغ ٥.٧ مليون إلكترون فولت على التوالي والساقطة على هدف من المغنسيوم

[E. S. Bieler, *Proceedings of the Royal Society, London*, A105, 434 (1924)].

(ب) بيانات أكثر جدة عن جسيمات ألفا التي طاقتها ٤.٨ بليون إف والمشتتة عن الرصاص تُظهر أن المقطع العرضي عند الزوايا الكبيرة أقل بعشرة آلاف مرة من قيمته بافتراض نواة نقطية

[R. Ellis and L. Schecter, *Physical Review* 101, 636 (1956)].

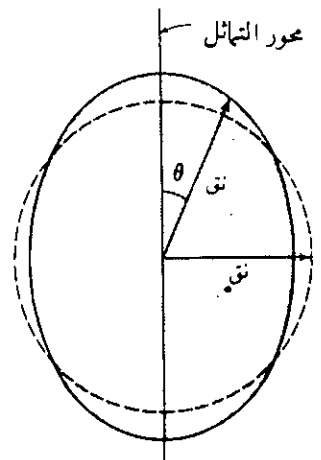
* التشوه النووي: Nuclear deformation

نعرف من مصادر عدة كالبنية الذرية فوق الدقيقة، وتشتت الإلكترون، والذرات الميونية، وغير ذلك، أن العديد من النوى غير كروي. وتُسمَّى النواة غير الكروية على نحو ملائم ببارامتر تشوه α يُعرف بالصيغة التالية (انظر الشكل ٢٥: ٩):

$$نق = نق_0 [1 + \frac{2}{5} (\frac{1}{2} - \theta^2) \alpha + \dots] \quad (١٠: ٢٥)$$

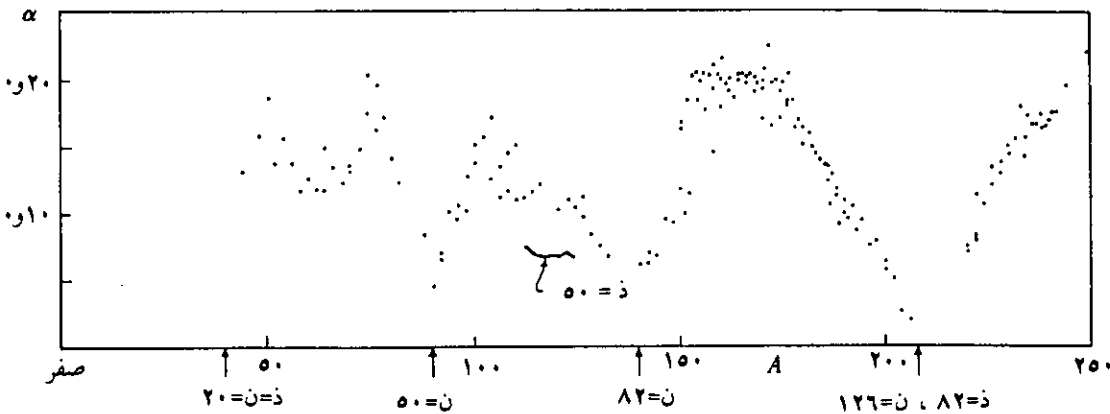
ويمثل نق هنا نصف قطر النواة معبراً عنه كدالة في الزاوية θ المعرفة في الشكل، أما نق فهو نصف قطر الكرة المرجعية (الاسنادية). وعند قطبيتها تَمَطُّ النواة إلى $نق = نق_0 (1 + \alpha)$ ، أما عند خط استوائها فتقلص إلى $نق = نق_0 (1 - \frac{1}{2} \alpha)$. وتختار الصيغة الخاصة بالدالة الزاوية بحيث يكون حجم النواة المشوهة والكرة المرجعية، عند قيم α الصغيرة، متساويين*.

يعتمد نصف قطر شبه الكرة على الزاوية والبارامتر α



الشكل ٢٥: ٩: نواة كروانية يمكن وصفها بنصف قطر يعتمد على الزاوية (المعادلة ١٠: ٢٥)

ويقدِّم الشكل ١٠: ٢٥ نمط تغير التشوهات النووية بدلالة عدد الكتلة. وعندما يكون $\alpha = 0$ ، تكون النواة كروية. وعندما يكون $\alpha < 0$ ، تكون النواة شبه كروية ومفلطحة عند القطبين. وسوف يُذكر سبب انتظام التشوهات النووية ودوريتها في الجزء ٢٥: ٨.



يُظهر بارامتر التشوه α تغيراً دورياً

الشكل ١٠: ٢٥: التشوه النووي بدلالة عدد الكتلة: يُعرف البارامتر α بالمعادلة ١٠: ٢٥.

* تسمى الدالة الزاوية: $(\frac{2}{5} (\frac{1}{2} - \theta^2) \alpha + \dots)$ كثير حدود لجندري Legendre polynomial. أما الرمز النظامي لهذه الدالة

فهو $P_2(\cos \theta)$.

٢٥ : ٤ : مستويات الطاقة والانتقالات : Energy Levels and transitions

* مقياس الطاقة النووية : Nuclear energy scale

الطاقة الرابطة للنواة $\approx ١٠^6$
الطاقة الرابطة للذرة

للنواة، كالنظم الكوانتية الأخرى، مجموعة من حالات الحركة المستقرة ذات المستويات الطاقة المنفصلة التي تحدث بينها الطفرات الكوانتية. وفي المتوسط، تكون الطاقات الرابطة النووية تقريباً أكبر بمليون مرة من الطاقات الرابطة الذرية، كذلك تكون تغيرات الطاقة الحاصلة في الانتقالات الكوانتية النووية أكبر عادةً بمليون مرة من تغيرات الطاقة الحاصلة في الانتقالات الذرية المسؤولة عن ابتعاث الفوتونات المرئية. وينشأ فارق المليون مثل هذا بين مقياسي الطاقة النووية والذرية عن الفارق في كتلة النيوكليونات والالكترونات والفارق في حجم النظامين. ومن المفيد في هذا الصدد أن نطبق مبدأ الارتياب.

اختر خطاً ما يمر في مركز الذرة أو النواة، وسمه المحور السيني. فبالنسبة إلى هذا الخط، يفيد مبدأ الارتياب لجسيم في النظام بما يلي:

$$\Delta x \approx \hbar \quad (١١: ٢٥) \dots\dots\dots$$

ومن الممكن أخذ تق، نصف قطر النظام، قيمة تقريبية مناسبة للمقدار Δx ، ولذا يمكننا أن نكتب أن:

$$\Delta x \approx \frac{\hbar}{p} \quad (١٢: ٢٥) \dots\dots\dots$$

ويعرف الارتياب $(\Delta x)_r$ بالمعادلة التالية:

$$(\Delta x)_r = \sqrt{(\overline{x^2} - \overline{x}^2)} \quad (١٣: ٢٥) \dots\dots\dots$$

ولأن الجسيم المقيد (غير الحر) في النظام يكون محصوراً في الفراغ، فإن متوسط مركبة زخمه في أي اتجاه تساوي صفراً: $x_r = 0$. ولذا، فإن ارتياب الزخم يرتبط ببساطة بزخم متوسط المرتفع على النحو التالي:

$$(\Delta x)_r = \sqrt{\overline{x^2}}$$

الجسيم مقيد يكون $x_r = 0$

وللجسيم الذي يتحرك في الفراغ ذي الأبعاد الثلاثة، نجد أن: (خ^٢س) متوسط = $\frac{1}{3}$
(خ^٢متوسط) وهي نتيجة استخدمناها في الجزء ١٣ : ٧)، ولذا تأخذ المعادلة ٢٥ : ١٢ الصيغة التالية :

$$\frac{1}{3} (خ^2)_{\text{متوسط}} \equiv \frac{h^2}{2mq}$$

وأخيراً، فبدلالة متوسط الطاقة الحركية طح : طح = (خ^٢متوسط)/٢ك، يُعطي مبدأ الارتباب للجسيم المقيّد ما يلي :

$$\text{طح} \equiv \frac{3}{2} \frac{h^2}{mq^2} \quad (١٤:٢٥) \dots\dots\dots$$

الطاقة الحركية التقريبية وفق مبدأ الارتباب

ان التوليفة h^2/mq^2 التي لها بعد الطاقة توليفة مألوفة من معالجتنا السابقة لجسيم في صندوق (انظر المعادلة ٢٣ : ٥٩). ولايجاد المقياس الطاقوي للذرة نجعل ك كتلة الالكترون، ونضع نق = ١ أ° في المعادلة ٢٥ : ١٤، ونحصل بذلك على النتيجة: طح $\equiv$ ١١ إف، وهي المرتبة المقدارية الصحيحة. ان اهتمامنا الخاص هنا ينحصر في تحديد النسبة بين مقياس الطاقة النووية ومقياس الطاقة الذرية، وهذه النسبة من المعادلة ٢٥ : ١٤ هي :

$$\frac{\text{طح نووية}}{\text{طح ذرية}} = \left(\frac{ك_0}{ك_m} \right) \left(\frac{\text{نق ذرة}}{\text{نق نواة}} \right)^2 \quad (١٥:٢٥) \dots\dots\dots$$

مبدأ: الارتباب يفسر مقياسي الطاقتين الذرية والنووية

حيث الرمان السفليان e و p يشيران الى الالكترون والبروتون. واذا اخترنا نق ذرة = ١ أ° = ١٠ فـ م، ونق نواة = ٧ فـ م كنصفي قطرين ممثلين، فاننا نحصل على النسبة التالية :

$$\frac{\text{طح نووية}}{\text{طح ذرية}} = \left(\frac{1}{1836} \right) \left(\frac{١٠ \text{ فـ م}}{٣ \text{ فـ م}} \right)^2 = ١٠ \times ٠,٦$$

، وهي نسبة تتوافق مع فارق المليون مثل الذي وُجد بالتجربة. ومن السهل ان نتذكر أن الطاقات المرتبطة بالالكترونات الخارجية تقاس بوحدة الالكترون فولت، في حين تقاس الطاقة المرتبطة بالنوكلونات في النواة بوحدة المليون إف.

* الانتقالات النووية (الطفرات الكوانتية):

Nuclear transitions (quantum jumps)

هناك ستة انماط من فقدان
الطاقة للطاقة

يمكن رسم المستويات الطاقة للحالات النووية تماماً كما رسمناها للحالات الذرية (الشكل ٢٥: ١١). بيد أن الانتقالات بين الحالات الحركية هذه تحدث بتنوع في النوى أكثر مما هو في الذرات. فالذرة المعزولة تفقد الطاقة تلقائياً بطريقة واحدة فقط، وهي طريقة الابتعاث الفوتوني؛ أما النواة المعزولة فلها أربع صيغ ممكنة ومختلفة تماماً من فقدان الطاقة:

- (١) اذ يمكن أن تبعث النواة فوتوناً كالذرة، ويسمى هذا بانحلال غاما Gamma decay.
- (٢) ويمكن أن تبعث إلكترونات أو بوزيترونات مع صديد نيوتريون أو نيوتريون. وفي هذه العملية التي تسمى بانحلال بيتا تزيد شحنة النواة أو تنقص بوحدة واحدة، أي أنها تصير باختصار نواة مختلفة تنتمي إلى عنصر آخر. ويسمى الإلكترون أو البوزيترون المنبعث بجسيم بيتا. (٣) ويمكن أن تبعث جسيم ألفا، وهو نفس نواة الهيليوم He^4 ؛ حيث يرتبط معاً بروتونان ونيوترونان. وفي انحلال ألفا تبعث النواة بالمعنى الحرفي قطعة من نفسها خاسرة بذلك أربع وحدات من الكتلة ووحدين من الشحنة. (٤) ويمكن أن تنفلق النواة بشكل جذري منقسمة إلى جزئين متساويين تقريباً، وهذا هو الانشطار النووي، وهي عملية لا تحدث تلقائياً إلا في العناصر الثقيلة.

وفي العادة، لا تكون النوى معزولة تماماً، إذ تحيط بها الإلكترونات المدارية. وهناك صيغتان أخريان لفقدان الطاقة النووية تشملان هذه الإلكترونات:

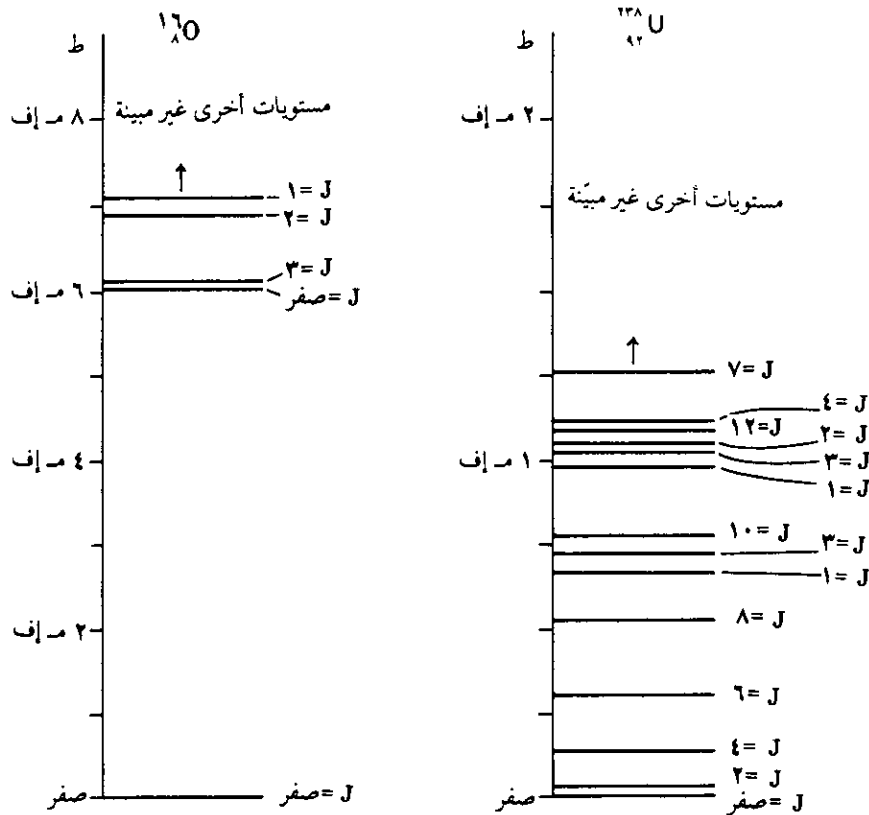
- (٥) اذ يمكن للنواة أن تنقل طاقتها الزائدة إلى إلكترون ذري، متسببة بذلك في انطلاقه بعيداً عن الذرة. وهذه العملية التي تسمى التحويل الداخلي internal conversion ترتبط ارتباطاً وثيقاً بانحلال غاما. (٦) ويمكن أن تعتقل النواة (أو تأسر) إلكترونات capture إلكترونات مدارياً وتُفنيه في نفس الوقت الذي يتخلق فيه نيوتريون وبيتا. وتنشأ عملية الاعتقال (الأسر) المداري هذه عن نفس التفاعل المسؤول عن انحلال بيتا.

إن القليل من الحالات النووية المهيجة تتأخ له ثلاث صيغ بديلة أو أكثر من فقدان الطاقة؛ أما الأكثرية فلها صيغة أو صيغتان. ويوضح الشكل ٢٥: ١٢ مثلاً على حالة نووية

مهيبة واحدة تستطيع ان تختار بين انحلال بيتا وانحلال غاما والأسر الإلكتروني، وهو اختيار عمله بمقتضى قوانين الاحتمال الكوانتية.

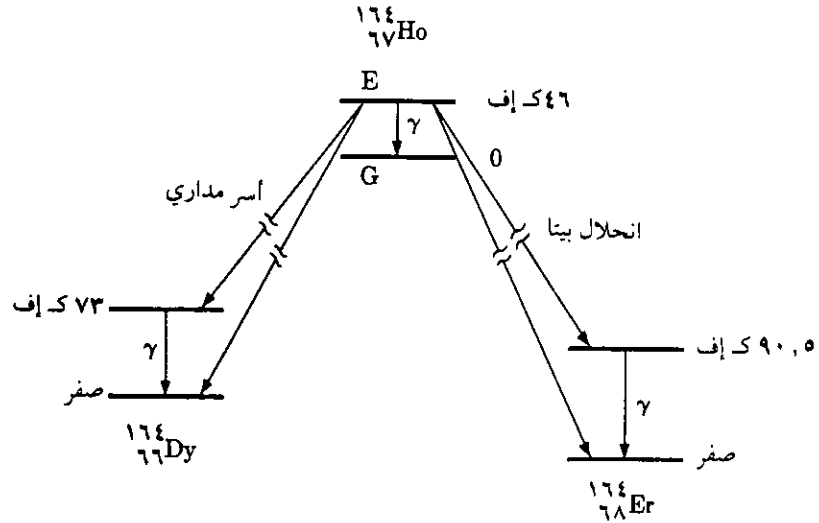
ويعرف النشاط الإشعاعي أو الإشعاعية Radioactivity بانبعاث الطاقة التلقائي في الانتقالات النووية - أي بالطفرات الكوانتية بين الحالات المستقرة، وهو يشمل العمليات الست المذكورة سابقاً. وإلى جانب كونها أكبر في طاقتها من الانتقالات الذرية وأكثر تنوعاً، فإن الانتقالات النووية أبطأ عادةً، أي أنها تتميز بأنصاف أعمار أطول. وتختلف الانتقالات النووية أيضاً عن الانتقالات الذرية في أنها تستطيع تحويل عنصر إلى آخر. ففي حين أن الحالة الأرضية للذرة مستقرة وتستمر إلى الأبد إن لم تتعرض لأي اضطراب، فإن الحالة الأرضية للنواة قد تكون غير مستقرة. ومع أنها هي الحالة الطاقة الأقل في نواة ما، إلا أن انحلال ألفا أو انحلال بيتا أو الأسر المداري أو الانشطار التلقائي قد يمكنها من

النشاط الإشعاعي لفظ يطلق على
التغير النووي التلقائي



الشكل ١١: ٢٥: ريسان جزئيان للمستويات الطاقة للنواتين المصورتين في الشكل ١: ٢٥. لاحظ أن مقياسي الطاقة ليسا متماثلين. الرمز J هو العدد الكوانتي للزخم الزاوي الكلي.

عمل طفرة كوانتية الى حالة طاقةٍ أوطأ منها في نواةٍ أخرى. وهذه الكيفية يمكنُ لسلاسل الانحلال الإشعاعي أن تحدث في متسلسلةٍ من نوى عديدة. فمثلاً، تنحلُّ النواة ^{238}U أخيراً الى النواة ^{206}Pb أي نظير الرصاص الذي يحوي عدداً من البروتونات يقلُّ بعشرة وعدداً من النيوترونات يقلُّ باثنين وعشرين عن أصله نظير اليورانيوم ^{238}U .



الشكل ١٢:٢٥: حالة نووية مهيجة يتأخ لها ثلاثة أنماط من الانحلال: تستطيع النواة ^{164}Ho في حالتها الطاقةية المهيجة E أن: (أ) تأسر الكترونًا وتبعث نيوترينو محولةً نفسها بذلك الى النواة ^{164}Dy ، (ب) تبعث الكترونًا وضديد نيوترينو محولةً نفسها الى النواة ^{164}Er ، (ج) تبعث فوتوناً هابطاً بذلك الى حالتها الارضية G .

* الحالات الدورانية : Rotational states

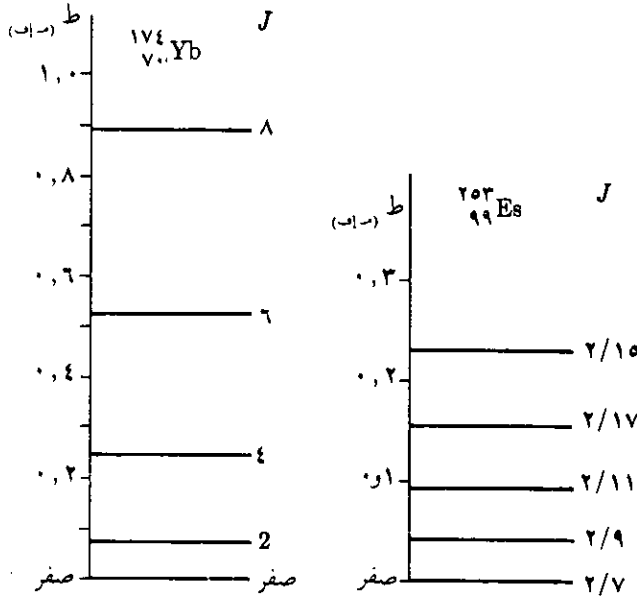
النواة، كالجزيء، لا تستطيع ان تدور حول محور تماثل، وبصورةٍ ادق لا تستطيع ان تكتسب أية طاقةٍ في مثل هذا النمط من الحركة. ويمكنُ تشبيه النواة الكروية بذرةٍ متماثلةٍ كروياً: كلُّ محورٍ فيها هو محور تماثل، ولذا فليس لها أية حالاتٍ دورانية. أما النواة المشوهة فهي أشبه بالجزيء الشائتي الذرة، فلها محور تماثل واحد، وتستطيع أن تدور حول محور عموديٍّ على محور تماثلها. وتُظهر معظم النوى ذات التشوه البارز اطيافاً طاقةً دورانيةً تعطى طاقاتها بالمعادلة التالية (قارن ذلك بالمعادلة ٢٤: ٥٨):

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) \quad (١٦: ٢٥) \dots\dots\dots$$

حيث J هو عدد الزخم الزاوي الكوانتي للحالة الدورانية المهيجة، J هو عدد الزخم

تعني القيمة الأكبر للبارامتر α
عزم قصور (ا) أكبر وطاقة أقل

الزاوي الكوانتي للحالة الأرضية، وإلا هو عزم القصور. إن عزم القصور لنواة مشوهة مفهوم غير بسيط، لأنه يعتمد على تفاصيل حركة النيوكليونات داخل النواة. ونكتفي هنا بالقول إن I تزيد كلما زاد بارامتر التشوه α (المعادلة ٢٥: ١٠)، ولذا يكون للحالات الطاقية الدورانية المقدار الأقل من الطاقة في حالة النوى الأكثر تشوهاً. ويظهر في الشكل ٢٥: ١٣ مثالان على أطيف طاقة دورانية نووية. وهنا يجب التنبيه إلى أن طاقات التهييج صغيرة نسبياً.



الشكل ٢٥: ١٣ : مثالان على أطيف طاقة دورانية : كلتا النواتين : ^{174}Yb و ^{253}Es مشوهة بشدة. (انظر أيضاً طيف ^{238}U في الشكل ٢٥: ١١).

٢٥: ٥ : جدولة النوى : Charting nuclei

باستثناء الفوارق الدقيقة جداً بين النظائر، فإن الخصائص الذرية لا تعتمد إلا على عدد وحيد هو العدد الذري. أما الخصائص النووية فتعتمد بخلاف ذلك وبشكل هام على عددين مختلفين: العدد البروتوني والعدد النيوتروني. وتتميز نوى النظائر المختلفة للعنصر الواحد من كل النواحي عن بعضها بعضاً كتميز نوى العناصر المختلفة. ولأن النوى تُبنى من جسيمين أساسيين، فإن إعداد جدول لها يتطلب ترتيباً في بعدين. وفي العادة، يُرسم العدد البروتوني في هذا الجدول رأسياً، في حين يُرسم العدد النيوتروني أفقياً. ويحوي الجدول النووي الحديث أمكنة أكثر من ١٥٠٠ نواة معروفة.

* النوى الخفيفة: Light nuclei

يُبيِّن الجدول ٢٥: ١٤ الركن الايسر السفلي من جدول النوى بدءاً من البروتون المنفرد (ذ = ١، ن = صفر) والنيوترون المنفرد (ذ = صفر، ن = ١). وتشير الخلايا المظلمة إلى نوى مستقرة؛ أما الخلايا الأخرى فتشير إلى نوى مشعة. وتدُل الأعداد في الخلايا المظلمة على الوفرة النسبية لذلك النظير في الطبيعة. وفي الخلايا غير المظلمة، يُظهرُ نصفُ عمرِ النواة نمطَ انحلالها. وبالطبع، يُعرَف العديدُ من الصفاتِ النووية الأخرى، بيد أنه لم تُبدَل أية محاولة لتلخيصها في هذا الجدول.

تنوع غني حتى في النوى الخفيفة

وبدءاً بالهيدروجين، نلحظ ثلاثة نظائر: ^1H ، ^2H ، ^3H تحوي بالترتيب صفر، ١، و٢ نيوترونًا. وبالطبع، فإن نواة النظير ^1H هي البروتون. أما نواة ^2H فهي الديوترون، في حين أن النواة ^3H تسمى التريوتون. وتُعتبر الديوترونات التي تكوّن ٠.٠١٥٪ من نوى الهيدروجين نوى مستقرة؛ أما التريوتون الذي يبلغ نصف عمره ١٢.٣٦ سنة فيعاني انحلال بيتا، محولاً نفسه بذلك إلى ^3He ، وهي نواة بروتونين ونيوترون واحد. ونستخدم للدلالة على انحلال بيتا في هذا المثال وغيره من الأمثلة والذي يصحبه ابتعاث إلكترون اسهاماً قصيرة تؤثر إلى اليسار وإلى الأعلى لتُبيّن اتجاه التحويل. أما انحلال بيتا الذي يصحبه ابتعاث بوزيترون، فيشار إليه بسهم قصير إلى اليمين وإلى الأسفل كما في المثال $^{10}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{B}$. كذلك يشار بسهم متجه إلى اليمين وإلى الأسفل إلى عملية وثيقة الصلة بانحلال بيتا، وهي عملية أسر الإلكترونات المدارية. فمثلاً النواة ^7Be تحوّل نفسها إلى النواة ^7Li بواسطة الأسر المداري، وذلك بنصف عمر يبلغ ٥٣ يوماً. ويظهر أيضاً في هذا الجزء الصغير من جدول النوى مثالان على انحلال ألفا: أحدهما، وهو نمط انحلال ^8Be ، حالة خاصة جداً؛ فعندما يبعث ^8Be الجسيم ألفا فإن ما يبقى منه هو جسيم ألفا أيضاً. وبالفعل يُعدُّ انحلال ألفا في نواة البريليوم ^8Be مكافئاً للانشطار التلقائي، ذلك لأن النواة تنقسم إلى جزأين متساويين يتطايران بعيداً عن بعضهما بعضاً بسرعة واحدة. ويمكن كتابة هذا التحوّل كما يلي:

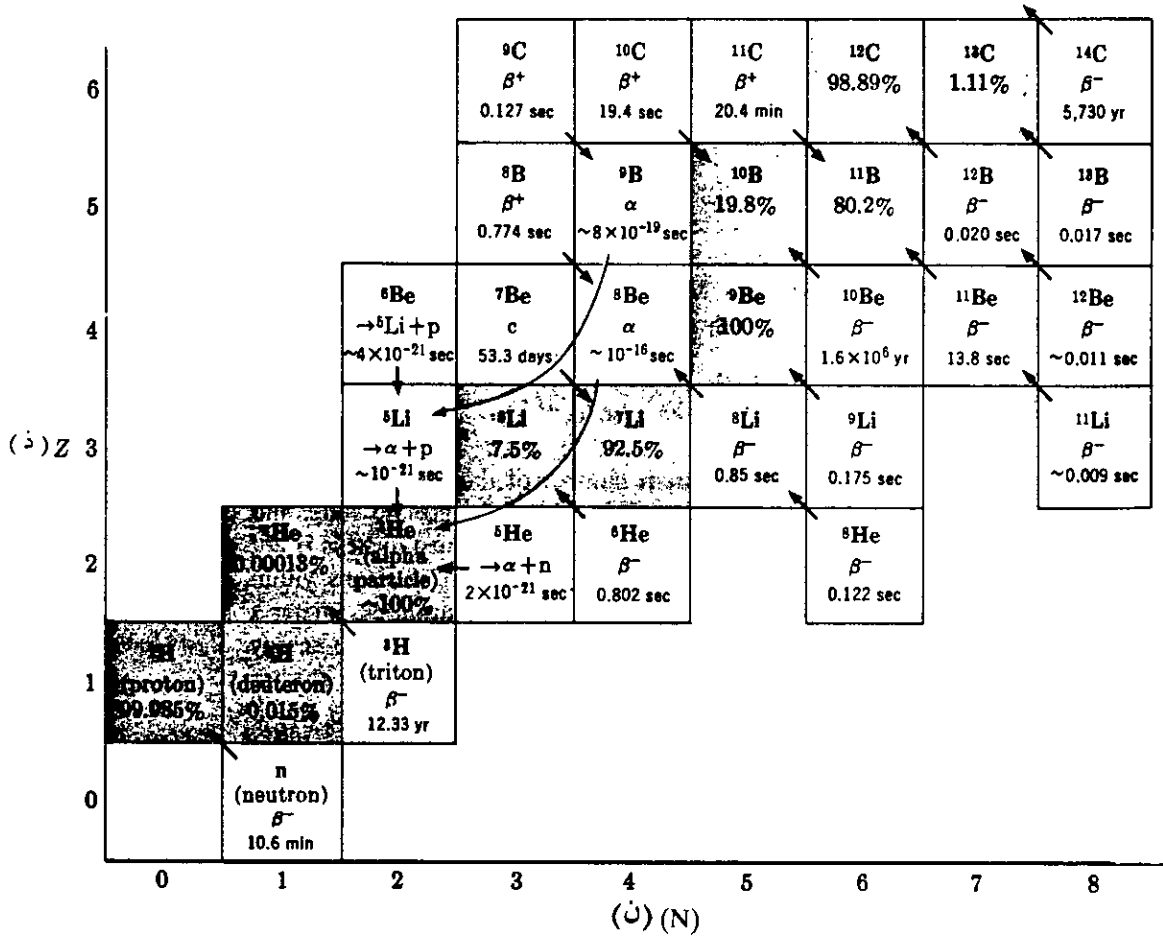


وكما يبيّن الشكل ٢٥: ١٤، فإن نصف عمر هذا الانحلال يُساوي تقريباً

^{10}Be ثمانية. وبخلاف ذلك، فالنواة التي تحوي نيوترونين زيادةً على ذلك أي النواة ^{10}Be لها نصف عمر يبلغ ٢,٧ مليون سنة. وبين هاتين النواتين تقع النواة ^9Be ، وهي نواة مستقرة.

وتسمى جميع النوى غير المستقرة في الشكل ٢٥ : ٤ بالنوى الناشطة إشعاعياً أو المشعة على نحو مُصنَّع، ويعني هذا انه قد تمَّ خلقها ودراستها في المختبر، وهي غير موجودة في الطبيعة وعلى الأقل إلى حدٍّ يمكن تقديره*. أما النوى الناشطة إشعاعياً على نحو طبيعي

النشاط الإشعاعي الصناعي والطبيعي



الشكل ٢٥ : ١٤ : جزء صغير من جدول النوى : العدد البروتوني (أو العدد الذري) يُرسم رأسيًا، في حين يُرسم العدد النيوتروني أفقياً. الخلايا المظلمة تمثل نوى مستقرة، أما الخلايا غير المظلمة فتُمثل نوى غير مستقرة. ويشار إلى انحلال ألفا، انحلال بيتا، والامير المداري بالاحرف α ، β ، و γ . أما الخصائص الأخرى للجدول فتبحث في المتن.

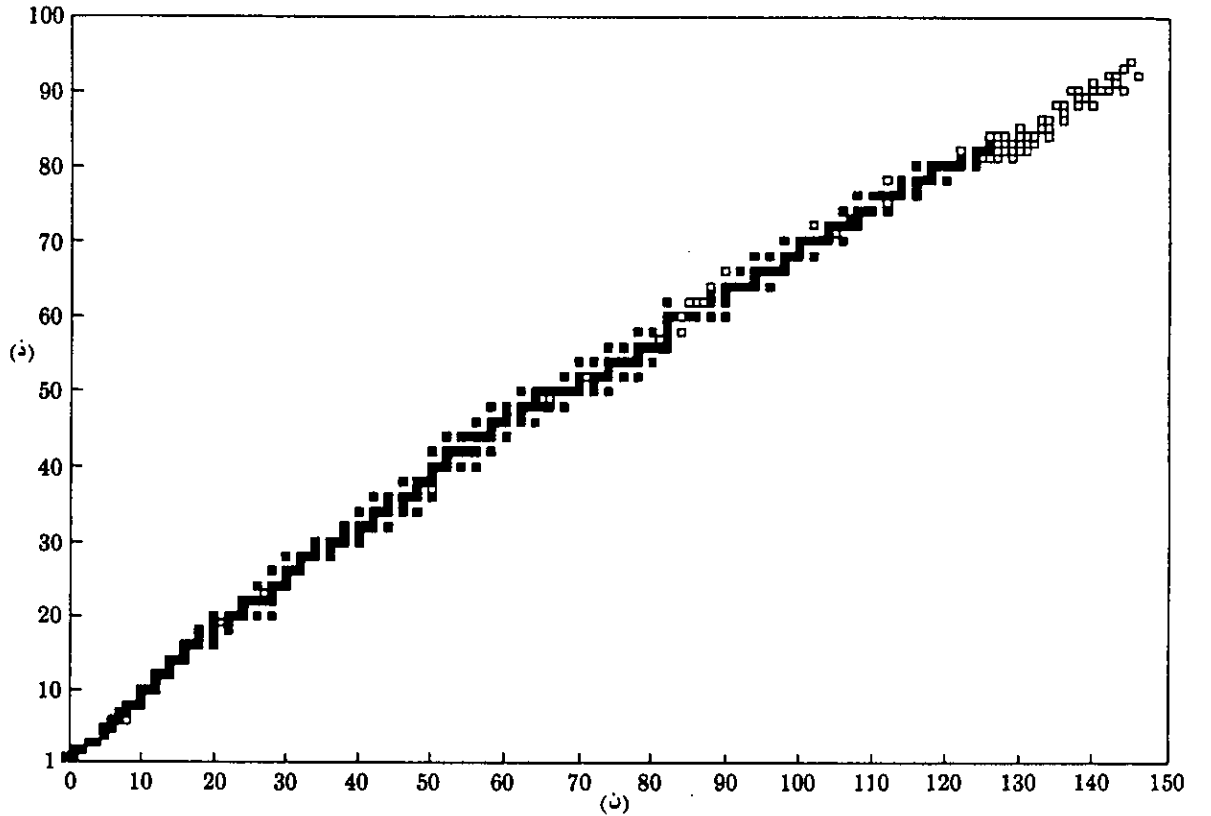
* يُعدُّ الكربون ١٤، مع انه نادر جداً في الطبيعة، ذا أهمية بسبب دوره في تأريخ الآثار.

فهي تلك الموجودة في الطبيعة. ان التمييز بين النشاط الإشعاعي الصناعي والطبيعي هو بحد ذاته تمييز صناعي بعض الشيء، وبخاصة لأن الإنسان قد اهتمدى الى كيفية احداث تفاعلات نووية على نطاق واسع. فالعديد من النظائر التي لم يُعثر عليها في الطبيعة قبل عام ١٩٥٢ صار يُعثر عليها في الوقت الحاضر في الطبيعة.

* خط الاستقرار : The line of stability

يتضح من الشكل ٢٥ : ١٤ أن النوى المستقرة ذات الكتلة المتدنية تتجمع تقريباً على الخط الذي يكون عليه العدد البروتوني مساوياً للعدد النيوتروني. وكما يبين الشكل ٢٥ : ١٥، فالمسار الذي ترسمه النوى المستقرة في الجدول النووي يبدأ بهذه الكيفية، ثم يميل على نحو متزايد الى جهة فائض النيوترونات. وفي حالة النوى الاثقل، يكون لخط

ملفذا ينحني خط الاستقرار ويستهي؟



الشكل ٢٥ : ١٥ : الجدول النووي : المربعات القائمة تشير الى نوى مستقرة، أما المربعات الفاتحة فتشير الى نوى غير مستقرة او ناشطة اشعاعياً وموجودة في الطبيعة. هذا، ولم يشتمل هذا الجدول على اية نوى ذات نشاط اشعاعي صناعي.

الاستقرار، كما يسمّى هذا المسار، ميلٌ يساوي ٢، إذ لكلّ زيادةٍ في عددِ البروتوناتٍ مقدارها واحدٌ نحصلُ على زيادةٍ في عددِ النيوتروناتٍ مقدارها ٢، ولا يكونُ له الميلُ ١ الذي يسمُّ النوى الخفيفة. كذلك، وكما يوضحُ الشكلُ ١٥:٢٥، فلخطُّ الاستقرارِ نهايةٌ ما. فبعدَ نقطةٍ معينةٍ، لا توجدُ هنالك أية نوى مستقرة، حتى ولا أية نوى طويلةً في عمرها. ويمكنُ تفسيرُ كلا مظهري خطِّ الاستقرار: شكله وانتهائه ببساطةٍ نوعاً ما بدلالةِ تأثيرين: فعلٌ مبدأ المنع لبولي وفعلُ القوة الكهربائية النافرة بينَ البروتونات.

* مبدأ المنع : Exclusion principle

تخضعُ البروتوناتُ والنيوتروناتُ كالألكتروناتٍ لمبدأ المنع. وبسببِ هذا الخضوع، فهنالك ميلٌ قويٌّ إلى تساوي عددِ البروتوناتِ وعددِ النيوترونات. فإذا احتلَّ بروتونٌ ما حالةً حركيةً معينةً داخلَ النواة، فإنَّ أيَّ بروتونٍ يضافُ إليه يجبُ أن يذهبَ إلى حالةٍ حركيةٍ مختلفةٍ وبطاقةٍ أكبرَ غالباً. أمّا النيوترونُ المضافُ إليه، فيمكنُ له أن يهبطَ الى نفسِ الحالةِ الحركيةِ التي للبروتون، لأنَّ مبدأ المنع لا يعملُ بينَ البروتوناتِ والنيوترونات. وفضلاً عن ذلك، يكونُ البروتونُ والنيوترونُ عندَ وجودهما في حالةٍ حركيةٍ واحدةٍ في أفضلِ موقعٍ لهما ليتأثرا بأكبرِ قوةٍ جذبٍ بينهما وليُسهما بأكبرِ قدرٍ ممكنٍ في الطاقةِ الرابطة.

مبدأ المنع يُفضلُ ن = ذ

* الطاقة الكولمبية : Coulomb Energy

لولا وجودُ القوى الكهربائية في النواة، لظلَّ خطُّ الاستقرارِ يتبعُ بشكلٍ غيرِ متناهٍ تساوي العددين: البروتوني والنيوتروني، ولكانَ لنا بدلاً من مئةٍ عنصرٍ آلافُ العناصر. ويعملُ التنافرُ الكهربائي المتبادلُ بينَ البروتوناتِ على حثي خطِّ الاستقرار، ويضعُ له بذلك نهاية. وبسببِ ما للقوى النووية من شدةٍ كبيرةٍ فقط تتماسكُ البروتوناتُ داخلَ النواة. ولكنَّ كلما زادَ عددُ البروتوناتِ زادَ ميلُها لتفجيرِ النواة. ويرتبطُ بكلُّ بروتونين من البروتوناتِ في النواة طاقةٌ وضعيةٌ مقدارها $\frac{1}{2}e^2/r$. ولأنَّ العددَ الكليَّ لأزواجِ البروتوناتِ في النواة يساوي $\frac{1}{2}Z(Z-1)$ ، فإنَّ طاقةَ الوضعِ الكهربائية الكليةَ للنواة تبلغُ كما يلي:

$$\text{طو كولمبية} = \frac{1}{2} Z(Z-1) \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (17:25)$$

حيث $(\frac{1}{r})$ متوسط هو متوسط مقلوب المسافة بين أيّ بروتونين باعتبار أزواج البروتونات كلها. ونجد للبروتونات التي تنتشر بانتظام على كرة نصف قطرها نق أن $(\frac{1}{r})$ متوسط $= \frac{6}{5\pi}$ ، ولذا فإننا نحصل بوضع هذه القيمة في المعادلة ٢٥: ١٧ على ما يلي:

$$\text{طوكيلية} = \frac{3}{5} \frac{1}{\pi} \frac{10(1 - \frac{1}{r})}{\text{نق}} \dots\dots (٢٥: ١٨)$$

ولأغراض النقاش الحالي، فإن الحقيقة الهامة عن طاقة الوضع الكولمبية (طوبلية) تتمثل في أنها تتناسب مع $z(1 - \frac{1}{r})$. فطاقة الوضع الموجبة هذه التي تعمل ضد طاقة الوضع السالبة النووية يزداد مقدارها بشكل سريع بزيادة z . ولذا، وبالرغم من فعل مبدأ المنع، يصير من المفضل من ناحية طاقة أن تحتوي النوى الثقيلة على عدد من الجسيمات المعتدلة يفوق عدد الجسيمات المشحونة، ولا نجد في آخر الأمر بتاتاً بعد العدد البروتوني ٨٣ أية نوى مستقرة. وللسبب نفسه فلم تُكشف حتى الآن أية نوى بعد العدد البروتوني ١٠١ لها نصف عمر يزيد على ساعة واحدة. ويبيّن الشكل ٢٥: ١٦ بالتفصيل الحدود الراهنة للاستقصاء العلمي في الطرف الايمن العلوي من الجدول النووي. وبمقتضى النظرية الراهنة، فإذا زاد العدد الذري على العدد ١٠٠ وجب أن يتناقص نصف العمر بحدّة أولاً، ثم يرتفع بعد ذلك الى قيمة قد تبلغ 10^8 سنة في جزيرة من النوى شبه المستقرة التي تتجمّع في المدى ما بين $z = 110$ و $z = 114$ حول $N = 184$. وتجري في الوقت الحاضر بحوث مكثفة للكشف عن مثل هذه النوى، ذلك أن وجودها المتنبأ به يرتبط بنموذج الغلاف النووي (الجزء ٢٥: ٨).

من المحتمل توسيع المعرفة عن
النوى حتى $z = 114$

■ مثال:

تسمّى النواتان: نواة الكربون ١٣ التي لها ستة بروتونات وسبعة نيوترونات ونواة النيتروجين ١٣ التي لها سبعة بروتونات وستة نيوترونات نواتين مرآتيتين. ويُعتَقَدُ انهما يجب أن تكونا متساويتين في نصف القطر، وأن اسهام القوى النووية في طاقتيهما الرابطتين

النواتان المرآتيتان

• انظر: Glenn T. Seaborg and Justin L. Bloom, "The Synthetic Elements: IV," *Scientific American*, April, 1969.

وانظر أيضاً: James Rayford Nix, "predictions for superheavy Nuclei, *Physics Today*, April, 1972.

يجب أن يكون واحداً. فطاقتهما الرابطتان المقيستان هما:

طر (١٢٥) = ٩٣ر٢ مليون إف، طر (١٣N) = ٩٠ر٢ مليون إف.

فما الذي يتضمنه هذان المقداران عن نصف قطر النواتين، اذا عُزِيَ الفارق في الطاقة الرابطة برُمته الى الطاقة الكولية؟

من المعادلة ٢٥: ١٨، نحصل على:

$$\text{طوجية (ذ+١)} - \text{طوجية (ذ)} = \frac{3}{5} \frac{1}{\epsilon \text{ ط } 3} \frac{e^2}{\text{نق}} [(1+\text{ذ}) - \text{ذ} - \text{ذ} (1-\text{ذ})]$$

ولذا يبلغ الفارق في الطاقة الرابطة المتنبأ به كما يلي:

$$\Delta \text{ طو} = \frac{6}{5} \text{ ذ} \frac{1}{\epsilon \text{ ط } 3} \frac{e^2}{\text{نق}} \quad (19:25) \dots\dots\dots$$

وبوحدات النظام العالمي (SI)، نجد أن:

$$\Delta \text{ طو} = (3ر٠ \text{ مليون إف}) (1ر٦ \times 1٠^{-1٣} \text{ ج/مليون إف})$$

$$= 4,8 \times 1٠^{-1٣} \text{ ج}$$

ومن ثم نجد لنصف القطر القيمة التالية:

$$\text{نق} = \frac{36}{5} \frac{1}{\epsilon \text{ ط } 3} \frac{e^2}{\Delta \text{ طو}}$$

$$= \frac{(9 \times 1٠)(1٠^{-1٣} \times 1ر٦)}{4,8 \times 1٠^{-1٣}} \times \frac{6 \times 6}{5}$$

$$= 3,5 \times 1٠^{-1٥} \text{ م} = 3,3 \text{ فم}$$

طريقة أخرى للحصول على
معلومات عن انصاف الاقطار
النوية

(لاحظ أن هذا الحساب يمكن انجازه أيضاً على نحو ملائم بالكيفية المعروضة في المثال
في الجزء ٢٥: ٣.)

↑ (د)	105 Hahnium					260Ha α 1.6 sec	261Ha α, (f?) 1.8 sec	262Ha α 40 sec	
	104 Rutherfordium			257Rf α 4.8 sec	258Rf? f 11 msec	259Rf α, (f?) 3 sec	260Rf? f 0.1 sec	261Rf α 65 sec	
	103 Lawrencium		255Lr α 2.2 sec	256Lr α 31 sec	257Lr α 0.6 sec	258Lr α 4.2 sec	259Lr α 5.4 sec	260Lr α 180 sec	
	102 Nobelium	252No α, f 2.3 sec	253No α 105 sec	254No γ α, f 0.2 sec 55 sec	255No α 200 sec	256No α, f 3.2 sec	257No α 26 sec	258No? f 1.2 msec	259No α, f 57 min
	101 Mendelevium	251Md c, α 4 min	252Md c 8 min		254Md c c 28 min 10 min	255Md c, α 27 min	256Md c, α 77 min	257Md c, α, f 5.0 hr	258Md α 54 days
	100 Fermium	250Fm γ α 1.8 sec 30 min	251Fm c, α 7 hr	252Fm α, f 23 hr	253Fm c, α 3.0 days	254Fm α, f 3.24 hr	255Fm α, f 20.1 hr	256Fm f, α 2.6 hr	257Fm α, f 82 days
		150	151	152	153	154	155	156	157
		(ن) →							

الشكل ١٦: ٢٥: جزء من الجدول النووي يُظهر انقل النوى المعروفة: الاعداد في الخلايا تُظهر انصاف اعمار النوى. ويشار إلى انماط الانحلال بالرموز α (ألفا)، γ (غاما)، c (الاسر الالكتروني) و (الانشطار). إن جميع النوى تستطيع ان تُصدّر اشعة غاما، الا أن انحلال غاما كنمط انحلال لا يظهر في هذا الجدول الا لنلك النوى التي يستغرق فيها هذا الانحلال زمناً طويلاً نسبياً - اي ما يُسمى بالانتقال الابسومري isomeric transition (زود هذه البيانات ألبرت غيورسو Albert Ghiorso، مختبر لورنس الاشعاعي، جامعة كاليفورنيا، بيركلي).

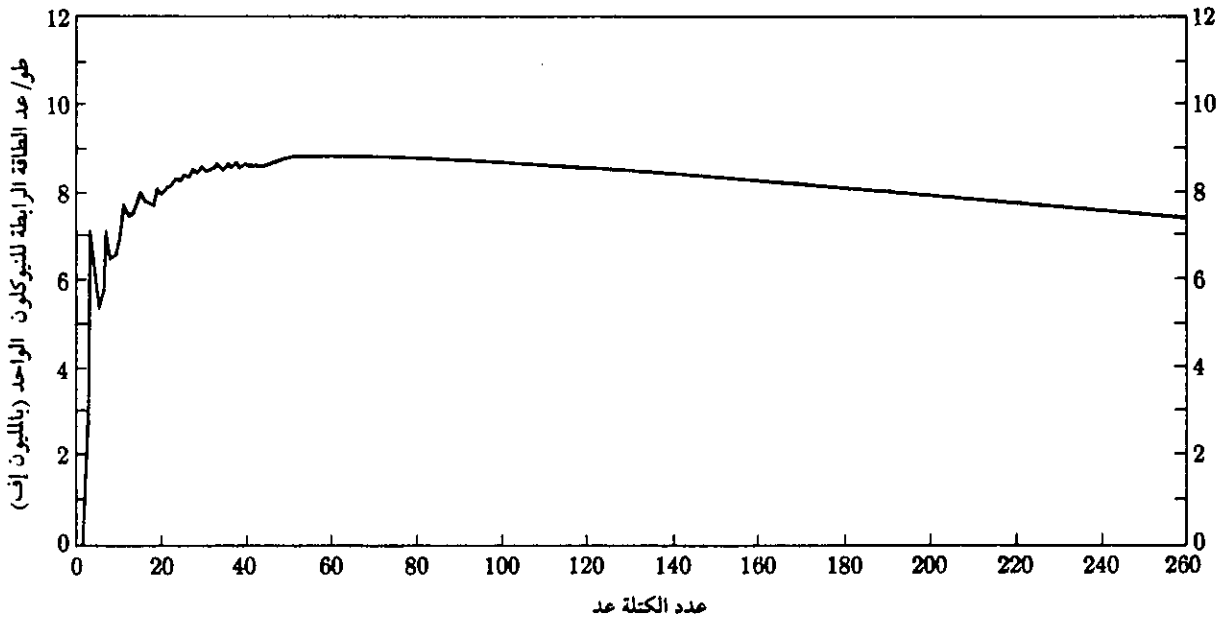
• اتجاه الطاقة الرابطة النووية : Trend of Nuclear Binding Energy

على خط الاستقرار كما يبين الشكل ١٧: ٢٥، ترتفع الطاقة الرابطة النووية للنوكليون الواحد بسرعة في العناصر الخفيفة، حتى تصل الى قمة عظمى عريضة، ثم تهبط ببطء عند العناصر المتوسطة والثقيلة. ان ابرز حقيقة عن هذا المنحنى اي منحنى الطاقة الرابطة للنوكليون الواحد تتمثل في ثباته تقريباً. فالطاقة الرابطة في كل نواة تقريباً تقع بين ٧ مليون إف و ٩ مليون إف للنوكليون الواحد. وبرغم ذلك، فإن هذه الفوارق هامة، مع أنها تبدو صغيرة. فمثلاً تكسب نواة اليورانيوم عند انقسامها بالانشطار الى نواتين اخف منها تقريباً ١ مليون إف من الطاقة الزائدة للنوكليون الواحد او ما يُجمّله تقريباً ٢٠٠ مليون إف تُطلق

جميعها كطاقة حركية، وتفسّر بذلك الطاقة الانفجارية لقنابل الانشطار. أما النوى الخفيفة، فإن كل نواة منها تكسب طاقتها الرابطة بالاندماج بدلاً من الانشطار.

ان صعود منحنى الطاقة الرابطة في حالة النوى الخفيفة ينشأ عن الزيادة في عدد النيوكلونات القادرة على التأثير في بعضها بعضاً بقوة جاذبة. فلولا هذه القوى الكهربائية لمال المنحنى للاستواء أفقياً ولما هبط. غير أن التنافر المتبادل بين البروتونات هو الذي يسجّر منحنى الطاقة الرابطة للنوى الثقيلة إلى الاتجاه الأسفل، ويجعلها بذلك من ناحية طاقة مستعدة للانقسام إلى نوى أخف منها.

الطاقة الكولومية تجرّ منحنى
طو/عد إلى الأسفل عند
قيم عد الكبيرة



الشكل ٢٥: ١٧: الطاقة الرابطة للنيوكليون الواحد على امتداد خط الاستقرار.

٢٥: ٦: البيونات والقوة النووية : Pions and the nuclear Force

يمكن القول إن اكتشاف القوة النووية قد تزامن مع اكتشاف النيوترون؛ إذ حالما برزت النظرة إلى النواة كحشد من النيوكلونات اتضح وجوب وجود نوع جديد من القوة (أي القوة النووية) يتصف بخصيصتين هامتين: أولاً أن هذه القوة يجب أن تكون أقوى بشكل بالغ من القوة الكهربائية لأنها تمسك البروتونات معاً داخل النواة رغم تنافرها الكهربائي، وثانياً أن هذه القوة يجب أن تؤثر على مدى قصير جداً من المسافات لا يزيد

القوة النووية: قوية وذات مدى
قصير

على ١٠-١٠م (١٠ف م)، بسبب أن النسوى لا يزيد امتدادها على ذلك، ولأن تأثيرها في الجسيمات المارة فيها لا يمتد إلى أبعد من هذا. وكان، لأجل تفسير هذه الحقيقة الثانية أساساً أي المدى القصير للتفاعلات القوية، ان افترض هايدكي يوكوا Yukawa عام ١٩٣٥ وجود البيون، وهو جسيم قُدِّرَ أن تبادلته بين النيوكلونات يولّد القوة النووية.

ولفهم دور البيون، يجب أن نتناول فكرة هامة جداً في التفكير المعاصر في العالم دون المجهرى، ألا وهي فكرة الجسيم التقديرى virtual particle. فهذه الفكرة تهيء مثلاً حسناً على عمل مبدأ الارتياح لهيزنبرج، وتعين لا على تفسير التفاعلات القوية فحسب، بل على تفسير جميع القوى وكلّ التفاعلات.

ان صيغ مبدأ الارتياح التي قد تناولناها حتى الآن هي كما يلي:

$$\Delta \text{ م } \Delta \text{ خ م } \hbar \equiv$$

$$\Delta \text{ ص } \Delta \text{ خ م } \hbar \equiv$$

$$\Delta \text{ ع } \Delta \text{ خ ع } \hbar \equiv$$

وهذه الصيغ تشمل مركبات متجه الموضع $\vec{r}$ ومتجه الزخم $\vec{p}$. ومن الطبيعي ان نفترض أن المركبتين الرابعتين (المركبتين الزمنيتين) هذين المتجهين يجب أن تحققاً أيضاً علاقة الارتياح:

$$\hbar \equiv (\Delta c) (\Delta t) \quad (\Delta \frac{E}{c})$$

وهذه المعادلة الأخيرة هي حقاً صحيحة، ونستطيع ان نكتبها بصيغة أكثر ملاءمة من دون العاملين c على النحو التالي:

$$\hbar \equiv \Delta t \Delta E$$

$$..... (٢٥:٢٠)$$

صيغة الزمن - الطاقة لمبدأ
الارتياح

أي أن ارتياح الزمن (Δt) مضروباً في ارتياح الطاقة (ΔE) يساوي تقريباً $\hbar$.

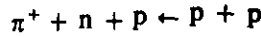
• يصح مبدأ الارتياح على كميات أخرى عديدة قابلة للقياس. وتسمى أي كميتين تفيان بعلاقة الارتياح بمتغيرين مترافقين conjugate variables. فعلى سبيل المثال يمتد الزخم الزاوي حول محور ما والزاوية المقاسة بالنسبة إلى ذلك المحور متغيرين مترافقين: $\Delta \phi \Delta L \approx \hbar$.

ويدلُّ هذا على أنَّ القياسَ الدقيقَ للطاقةِ (أي Δ ط صغيرة) يتطلبُ زمناً طويلاً (أي Δ ن كبيرة). فاذا وَقَعَ حدثٌ في زمنٍ معلومٍ بدقةٍ عاليةٍ (Δ ز صغيرة) فإنه لا يمكنُ تعيينُ طاقتهِ بدقةٍ (Δ ط كبيرة). فالزمنُ والطاقةُ لا يمكنُ أبداً معرفةُ كليهما بدقةٍ كبيرةٍ في وقتٍ واحدٍ. وبوجهٍ أخصٍّ، تتطلبُ اختباراتُ قانونِ انحفاظِ (حفظِ) الطاقةِ عملياتٍ تمتدُّ لفترةٍ من الزمنِ.

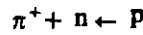
ويمكنُ فهمُ صيغَتَيِ الموضعِ - الزخمِ والزمنِ - الطاقةِ لمبدأِ الارتياحِ بدلالةِ الطبيعةِ الموجيةِ للمادة. فكما لا يمكنُ حصرُ الموجةِ في منطقةٍ من الفراغِ أصغرَ بشكلٍ بارزٍ من طولها الموجي، كذلك لا يمكنُ تحديدها بدقةٍ بفترةٍ زمنيةٍ تقلُّ بكثيرٍ عن زمنِ دورةِ اهتزازها. والطريقةُ الوحيدةُ لحشرِ الموجةِ في الفراغِ هي تقصيرُ طولها الموجي، كما أنَّ الطريقةَ الوحيدةَ لحشرِها زمناً هي تقصيرُ زمنِ دورتها (أي زيادةُ تواترها). وعلى أية حال، فكلمها زادَ التواترُ، زادتِ الطاقةُ. إنَّ حصرَ موجةٍ في الفراغِ يعني خلطَ أطوالٍ موجيةٍ عدةٍ، وتبعاً لذلك خلطَ أزحامٍ مختلفةٍ. فالطبيعةُ الموجيةُ للمادةِ تقوِّدُ بطريقةٍ بسيطةٍ إلى ارتياحِ الزمنِ - الطاقةِ، كما قادت تماماً إلى ارتياحِ الموضعِ - الزخمِ.

يرتبط مبدأ ارتياح الزمن - الطاقة
بخصائص الامواج المحصورة
زمنياً

وعندما تتصادمُ النيوكليونات ذاتُ الطاقةِ العاليةِ، فإنَّ انتاجَ البيونِ محتملٌ تماماً. ويمكنُ كتابةُ عمليةِ خلقِ البيونِ بالرموزِ كما يلي:



وفي المعادلةِ السابقة، يَضْرِبُ بروتونٌ ذو طاقةٍ عاليةٍ بروتوناً في حالةِ السكونِ في هدفٍ ما، وينجُرُ من هذا التصادمِ بروتونٌ ونيوترونٌ وبيونٌ موجب. وبإسْطُ تفسيرٍ لهذا الحدثِ القولُ إنَّ أحدَ البروتونين انقسمَ إلى نيوترونٍ وبيونٍ:



وهذه العمليةُ تخضعُ لكلِّ قوانينِ الحفظِ باستثناءِ قانونِ انحفاظِ (حفظِ) الطاقةِ؛ وذلك أنَّ مجموعَ كتلتَيِ النيوترونِ والبيونِ هو أكبرُ بشكلٍ بالغٍ من كتلةِ البروتونِ، ولذا فإنَّ البروتونَ الحُرَّ المفردَ المتروكَ لنفسه لا يَنَحُلُ أبداً بهذه الطريقة، إذَّ أنه إذا انحَلَّ بهذه الكيفيةِ فإنه سوفَ يَنْقُضُ قانونَ حفظِ الطاقةِ. ولكن، عندما يَضْرِبُ البروتونُ بروتوناً آخرَ

ذي طاقة عالية، فإنَّ بعضَ طاقةِ الحركةِ في هذا التصادمِ يمكنُ تحويلُهُ إلى طاقةِ كتلة، وتَصيرُ عمليةُ الانحلالِ بذلكِ عمليةً مسموحاً بها.

ولم تكن البيوناتُ ولا المسارعاتُ ذاتُ الطاقةِ الكافيةِ لصنعِها معروفةً عند يوكوا. ومع ذلك افترضَ هذا الجسمُ وبادرَ بوضعِ نظريةٍ لتفاعلهِ القويِّ مع النيوكلوناتِ تفسِّرُ في الوقتِ الحاضرِ إنتاجَها. ومن الأفكارِ الأساسيةِ في هذه النظريةِ أنَّ العملياتِ كالعملياتِ التاليةِ هي ذاتُ احتمالٍ عالٍ:

$$\pi^+ + n \leftarrow p$$

$$\pi^- + p \leftarrow n$$

وتُخلَقُ البيوناتُ الحقيقيةُ بهذه الكيفيةِ عندما يزوَّدُ التصادمُ بطاقة. وحتى من دونِ طاقةٍ زائدة، يمكنُ خلقُ البيوناتِ التقديريةِ بهذه الطريقة، ذلك أنَّ الجسمَ التقديريَّ جُسيمٌ ذو وجودٍ مؤقتٍ يسمحُ له مبدأُ الارتبابِ بالبقاءِ لمدةٍ قصيرة، ويمنعُه حفظُ الطاقةِ من الإفلاتِ بعيداً كجسيمٍ حرٍّ مستقل.

ان التحوُّلَ التلقائيَّ للبروتونِ الذي تبلغُ طاقةُ سكونه ٩٤٠ مليون إف تقريباً إلى نيوترونٍ وبيونٍ بطاقةٍ سكونيةٍ تبلغُ معاً ١٠٨٠ مليون إف، يتطلبُ ارتياباً في الطاقةِ Δ ط لا يقلُّ مقداره عن ١٤٠ مليون إف. وبذلك يضعُ مبدأُ الارتبابِ الحدَّ الزمنيَّ لهذا النقصِ لقانونِ انحفاظِ الطاقة:

$$\Delta \approx \frac{\hbar}{\Delta \tau} \dots \dots \dots (٢٥:٢١)$$

وبقسمةِ $\hbar$ (١٠×٦٦-٢٢ مليون إف) على Δ ط (١٤٠ مليون إف) نحصلُ على ارتيابٍ في الزمنِ مقداره $\Delta \tau = ١٠ \times ٤٧-٢٤$ ثانية، وهو زمنٌ قصيرٌ جداً حقاً. وفي هذا الزمنِ لا يستطيعُ البيونُ أن يتحرَّكَ أكثرَ من مسافةٍ تساوي Δc ن أو $١٠ \times ١٤-٢٤$ م أي ١٤ فـ م.

ان النيوكلوناتِ، وفقَ هذه النظريةِ الجديدة، لا تكونُ في حالةٍ خمود. فالبروتونُ، حتَّى لو كانَ لوحده تماماً، فانه يكونُ في حالةٍ دائمةٍ من النشاط، فقد يقذفُ ببيونٍ موجبٍ، ثم يستعيدهُ حالاً (بعد أقلَّ من ١٠-٢٧ ثانية):

$$\pi^+ + n \leftrightarrow p$$

ويشير السهمُ المزدوجُ الى الطبيعةِ الثنائيةِ للعمليةِ. وقد يقذفُ بيونٌ معتدلٌ ثم يستعيدُه:

$$\pi^0 + p \leftrightarrow p$$

تفسير حجم البروتون

ولأنَّ التفاعلَ المسؤولَ عن هذا النشاطِ تفاعلٌ قويٌّ، فإنَّ هذه العملياتَ تحدثُ على نحوٍ متكررٍ؛ ولذا يجبُ عَدُّ البروتونِ مركزاً لنشاطٍ مستمرٍ. ولا تستطيعُ البيوناتُ التقديريةُ المحتجزةُ داخلَ مسافةٍ تزيدُ قليلاً على ١ فـم من النيوكلونِ الأصليِّ أن تتركُ أثراً في غرفةِ الفقاعاتِ أو أن تُطلقَ عدداً. ومع هذا كله، فالادلةُ الواسعةُ غيرُ المباشرةِ كالتي يوفرُها تشتتُ الالكتروناتِ ذاتِ الطاقةِ العاليةِ عن النيوكلوناتِ (الشكل ٢٥: ٥) يجعلُ وجوده مُؤكدًا تقريباً. وبمقتضى المبادئِ الميكانيكيةِ الكوانتيةِ العامة، يجبُ اعتبارُ غيمةِ الجسيماتِ التقديريةِ المحيطةِ بالبروتونِ تركيباً من حالاتٍ مختلفةٍ: بعضها بيونٍ واحدٍ، وبعضها بيونين، وبعضها بيونٍ واحدٍ وجسيمٍ إيتا واحدٍ، وهلمَّ جراً. ولأنَّ هذه الحالاتِ توجدُ معاً في وقتٍ واحدٍ، فمن التبسيطِ الزائدِ بعضُ الشيءِ أن نفكرَ فقط بدلالةِ العملياتِ المتواليةِ لابتعاثِ الجسيماتِ التقديريةِ وامتصاصِها. وبالرغمِ من ذلك، يُعطي مبدأُ الارتبابِ التفسيرَ الاساسيَّ لوجودِ تشكيلةٍ محدودةٍ من الجسيماتِ التقديريةِ.

وتتعلَّقُ الخطوةُ الاخيرةُ في خطِّ التفكيرِ هذا بالقوةِ بين أيِّ نيوكلونين. فكلُّ ما يتطلبُه مبدأُ الارتبابِ هو أن كلَّ بيونٍ تقديريٍّ في الغيمةِ المحيطةِ بالبروتونِ يجبُ أن يخضعَ حالاً تقريباً بعد أن يُخلقَ، وذلك للتخلصِ من رزمِ طاقةِ الكتلةِ الزائدةِ هذه. وإذا كان النيوكلونُ موجوداً بمفرده، فإنَّ البيونَ يجبُ أن يعادَ امتصاصُه من النيوكلونِ نفسه الذي صدرَ عنه. لكن إذا كانَ هنالكَ نيوكلونانِ قريبانِ من بعضهما بعضاً فإنَّ البيونَ يمكنُ أن ينبعثَ من أحدهما وأن يمتصَّ من الآخر. افترضْ على سبيلِ المثالِ أن نيوترونًا يقتربُ كثيراً من بروتونٍ. ففي لحظةٍ معينةٍ، يمكنُ ان يكونَ البروتونُ قد حوَّلَ نفسه لحظياً الى نيوترونٍ وبيونٍ موجب، كما يمكنُ للنيوترونِ الآخرِ أن يمتصَّ البيونَ ليصيرَ بنفسه بروتوناً. والنتيجةُ الصافيةُ هي أنَّ البيونَ يكونُ قد قفزَ من البروتونِ الى النيوترونِ وأنَّ البروتونَ والنيوترونَ في هذه العمليةِ قد أبدلا دوريهما. وأذكرُ يوكوا أن هذا النوعِ من تبادلِ البيونِ يمكنُ أن يُولَدَ قوةُ جاذبةٌ قويةٌ بين النيوكلونين، وهي قوةٌ تُسمَّى الآنَ بقوةَ تبادليةِ (الشكل ٢٥: ١٨).

قوة تبادل البيون

إن تناول القوة التبادلية بشكلٍ أوسع يتجاوز مجال هذا الكتاب. وعلى أية حال، فإنَّ أحد مظاهر هذه القوة يمكن فهمه بسهولة. فارتباط الطاقة المرتبط بخلق جسيمٍ تقديرياً كتلته K هو $\Delta ط = K c^2$. ومن المعادلة ٢٥: ٢١، يكون ارتباط الزمن $\Delta ن = \hbar / K c$ ويكون مدى القوة التبادلية $ف = \Delta ن$ ، وهي المسافة التي يستطيع الجسيم أن يتحركها في هذا الزمن إذا كانت سرعته قريبة من سرعة الضوء. ويبلغ هذا المدى المقدار التالي:

مدى القوة التبادلية

$$ف = \frac{\hbar}{K c} \quad \dots\dots\dots (٢٢: ٢٥)$$

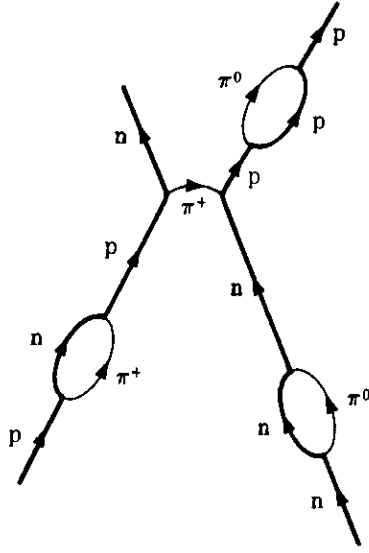
وهو طول كومتون الموجي المختزل للجسيم المتبادل. وللبيون، يساوي هذا المدى ١٤ م. ولأنَّ يوكوا كان يعرف على نحوٍ تقريبيٍّ مدى القوة النووية فقد استطاع أن يتنبأ تقريباً بكتلة البيون. فالكتلة والمدى يتناسبان عكسياً. والبيون، لكونه أخف الجسيمات التي تتفاعل تفاعلاً قوياً، مسؤولٌ عن ذلك الجزء الأطول مدًى من القوة النووية. فالنيوكلونان اللذان يبعدان عن بعضهما بعضاً مسافة ١ ف م تقريباً أو أكثر من ذلك يعانيان طاقة تفاعل تُعطى بالصيغة التالية:

طاقة الوضع الناتجة عن تبادل الجسيم

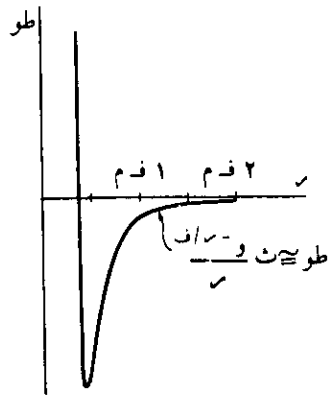
$$طو = - \frac{e^2}{r} \quad \dots\dots\dots (٢٧: ٢٥)$$

حيث $ث$ هو ثابت. لاحظ، عندما $ر < ف$ ، أن العامل الاسمي يتسبب بجعل طاقة التفاعل تهبط بسرعة إلى الصفر. وعندما تكون $ر$ أقل من ١ ف م تقريباً، فإنَّ المعادلة ٢٥: ٢٣ لا تصح، إذ أنَّ النيوكلونين يعانيان تناهراً شديداً عندما يكونان قريبين من بعضهما بعضاً إلى حدِّ كافٍ (الشكل ٢٥: ١٩).

ولم يكن يوكوا أول من اقترح تبادل الجسيم كآلية قوة. وفي الحقيقة، اعتمد يوكوا على نظرية تبادلية للقوة الكهرومغناطيسية تم تطويرها قبل خمس سنوات تقريباً من اقتراحه. فقد بيّن فرمي وديراك Fermi and Dirac أنَّ القوة الكهربائية الاعتيادية بين جسيمين مشحونين يمكن أن تُعزى إلى تبادل الفوتونات المستمر بين الجسيمين. وبهذا التطبيق الجميل للميكانيك الكوانتية الجديدة على مسألة القوة الكهربائية المستعصية من عدة قرون، وحَدَّ



الشكل ١٨: ٢٥ : آلية قوة تبادلية : النيوكلونان المنفصلان تماماً عن بعضهما بعضاً يمكن أن يُصَدِّرا بيوناتٍ تقديريةً وإن يعاودا امتصاصهما. وعندما يكونان قريبين من بعضهما، يتبادل النيوكلونان البيوناتِ التقديرية (أو الميزوناتِ الأخرى)، وهي عملية تولّد قوةً بينهما. ومع أن هذا الرسم يحوي جوهر ما يحدث، إلا أنه مبسّطٌ تبسيطاً شديداً.



الشكل ١٩: ٢٥ : الشكل التقريبي لطاقة الوضع بين النيوكلونين : يمتد القياس الرأسي على مدى عدة مئاتٍ من مليوناتِ الإلكترون فولت. وفي الحقيقة لا تعتمد طاقة التفاعل بين الجسيمين على المسافة الفاصلة بينهما فحسب، بل أيضاً على غزليهما وزخميتهما الزاويين المداريين.

فرمي وديراك وَصَفَ الابتعاثِ الفوتوني والامتصاصِ الفوتوني والتفاعل الكهربومغناطيسي. وبعبارة أخرى، فالنظرية التي تُفسَّرُ كيفَ تكسبُ الذراتُ طاقةً وتُخسَرُها هي نفسها بالضبطِ التي تفسَّرُ أيضاً كيفَ تتماسكُ الذراتُ معاً. ولأنَّ الفوتوناتِ بلا كتلة، فإنَّ مدى القوةِ الكهربائية غيرُ متناهٍ (الشكل ٢٥: ٢٢). لاحظْ أنَّ وضعَ $F = \infty$ في المعادلةِ ٢٥: ٢٣ يجعلُ $\tau = 0$ أي طاقةً وضعيةً كولية. وتعدُّ حقيقةً أنَّ هذه الطاقة تتناقصُ عكسياً مع المسافةِ مظهراً هندسياً للفراغِ الثلاثي الأبعاد، وليس انعكاساً لأي حصرٍ للمدى الذي تستطيع الفوتوناتُ التبادلية أن تصلَ إليه. وإنَّها حقيقةٌ مألوفةٌ أنَّ القوى الكهربائية تُظهرُ تأثيرها على المسافاتِ الميكروسكوبية (الجاهرية). وبخلافِ ذلك، فليسَ للقوةِ النووية ذاتِ المدى القصيرِ حقاً أيُّ تأثيرٍ على امتدادِ المسافاتِ التي تزيدُ على بضعة فيرمات.

٢٥: ٧: استقرار النيوترون : Stabilization of the neutron

ثمة حقيقةٌ أخرى عن القوةِ النووية يلزمُ بحثُها، ليس لأنها توضحُ بعضَ النقاطِ أو الأفكارِ الجديدةِ في المجالاتِ التي نجهلُها، بل لأنها ذاتُ أهميةٍ عمليةٍ هائلة. وهذه الحقيقةُ هي استقرارُ النيوترون. فلولا كان النيوترون مستقرّاً في حضورِ بروتونٍ أو أكثر، لما كانَ في العالمِ إنسانٌ وتسعونَ عنصراً توجدُ بصورةٍ طبيعية، ولكانَ لنا عنصراً واحداً: الهيدروجين. فالنيوترونُ بمفرده تطراً عليه عمليةُ انحلالِ بيتا، وتحوُّله إلى بروتونٍ، والكترونٍ، وضديدِ نيوترينو بعدَ زمنٍ يبلغُ في المتوسطِ «١٦» دقيقة. أما داخلُ النواة فيكونُ للنيوترونِ زمنٌ حياةٍ غيرُ محدود، كما يجعلُ من الممكنِ بناءَ جميعِ العناصرِ الأثقلِ من الهيدروجين.

لنحسبُ أولاً كم ينطلقُ من الطاقةِ عندما ينحلُّ نيوترونٌ حر. وكما توضحُ الأعدادُ التالية، فالنيوترونُ المفردُ هو بصراحةٍ غيرُ مستقر:

بعد الانحلال	قبل الانحلال
$m_p = 1.007277$ و ك ذ	$m_n = 1.008665$ و ك ذ
$m_e = 0.000549$ و ك ذ	
$m_{\bar{\nu}} = 0$ صفر	
$m_{\text{كلية}} = 1.007826$ و ك ذ	
— انحلال مسموح به —>	

انحلال نيوترون حر

إنَّ فارقَ الكتلةِ يبلغُ ٠.٠٠٠٨٣٩ و.ك.ذ. ويضربُ هذا الفارقُ في $10^8 =$ ٩٣١ مليون إف / و.ك.ذ، نحصلُ على طاقةٍ منطلقةٍ مقدارُها ٧٨٢.٠ مليون إف، أي تقريباً ٠.٨٪ من الطاقةِ السكونيةِ للنيوترون.

وعندما يتحلَّل نيوترونٌ في النواة، فإنَّ الشيءَ الهامَّ في هذا الانحلالِ لا يكمنُ في فارقِ الكتلةِ بين النيوترونِ ونواتجِه، بل في التغيُّرِ في كتلةِ النظامِ بكاملِه. ولا يكونُ الانحلالُ ممكناً، إلَّا إذا نقصَت كتلةُ النظامِ. لنأخذُ مثلاً النواةَ المستقرةَ $^{20}_{10}\text{Ne}$ ، فإذا سارَ أحدُ النيوتروناتِ العشرةِ في ميلِه الاعتياديِّ إلى انحلالِ بيتا، فإنَّ الكترونًا وضديدَ نيوترينو سوفَ ينطلقان تاركين وراءَهُما النواةَ $^{20}_{11}\text{Na}$. إن نواةَ الصوديومِ هذه هي أقلُّ تماسكاً (ربطاً) من نواةِ النيون $^{20}_{10}\text{Ne}$ بمقدارٍ يبلغُ تقريباً ١٦ مليون إف، وهذا الفارقُ في الطاقةِ الرابطةِ هو أكبرُ بكثيرٍ مما يلزمُ للتعويضِ عن نقصِ الكتلةِ الناتجِ عن تغيُّرِ أحدِ النيوتروناتِ إلى بروتون. ومن ثَمَّ، فإنَّ كتلةَ النواتجِ المفترضةِ (نواة $^{20}_{11}\text{Na}$ + الكترون + ضديد نيوترينو) هي أكبرُ من كتلةِ النواةِ الأصلِ (نواة $^{20}_{10}\text{Ne}$)؛ ولذا لا يحدثُ الانحلال.

يجب أن تنقص كتلة النظام
لحدوث انحلال نووي مسموح
به

ويمكنُ ردُّ استقرارِ النيوترونِ بشكلٍ أساسيٍّ إلى مبدأِ المنع. ففي المثالِ المبحوثِ لتوه، يمكنُ تصوُّرُ البروتوناتِ العشرةِ في النواةِ $^{20}_{10}\text{Ne}$ كأنَّها تحتلُّ عشرَ حالاتٍ كوانتيةٍ متميزة، وتصورُ النيوتروناتِ العشرةِ على أنَّها تحتلُّ نفسَ المجموعةِ من الحالاتِ كالبروتونات. فإذا تحوَّلَ أحدُ النيوتروناتِ إلى بروتون، فإنَّ البروتونَ الجديدَ يجبُ أن يحتلَّ الحالةَ الحاديةَ عشرةَ، وبطاقةٍ أكبرَ من طاقةِ أيٍّ من الحالاتِ العشرِ الأولى. وفي حالةِ النوى الثقيلةِ، حيثُ $N > Z$ تُعدُّ الطاقةُ الكولمبيةُ للبروتوناتِ هامةً أيضاً، إلَّا أنَّ مبدأَ المنعِ يظلُّ يمثلُّ الدورَ الأساسي. ومن أجلِّ استقرارِ النيوترون، فبالطبعِ مِنَ الضروريِّ أيضاً أن تكونَ القوةُ النوويةُ قويةً إلى درجةٍ تكفي لانتاجِ طاقةٍ رابطةٍ للجسيمِ الواحدِ أكبرَ من طاقةِ فارقِ الكتلةِ بين النيوترونِ والبروتون. ولولا أنَّ النيوترونَ والبروتونَ متقاربان في كتليتهما فلربَّما كانَ عالمُنا عالماً مختلفاً جداً.

دور مبدأ المنع

دور القوة النووية القوية

ويُعدُّ الديوترون، وهو أبسطُ نواةٍ تحتوي على نيوترون، حالةً خاصةً مثيرةً. فهو أكثرُ استقراراً من أيِّ زوجين من البروتونات، بسببِ مصادفةٍ غريبةٍ نوعاً ما، وهي أنَّ قوةَ

التبادل البيونية بين أي نيوكليونين عندما يكون غزلاهما في اتجاه واحد أقوى بعض الشيء منها عندما يكون غزلاهما متعاكسين في الاتجاه. وفي الديوترون يشترك النيوترون والبروتون في حالة كوانتية واحدة وبأعداد كوانتية واحدة، بما في ذلك عدد وجه الغزل الكوانتي. ولو عانى النيوترون انحلال بيتا لأصبح الديوترون فجأة زوجين من البروتونات. وبسبب مبدأ المنع فإن هذين الجسيمين (البروتونين) لا يستطيعان أن يحتلّا تماماً نفس الحالة الحركية، ولا بد لأحدهما من أن يقلب غزله، ومن ثم تتناقص القوة الجاذبة قليلاً. ومع أن التغير في شدة التفاعل ليس كبيراً، إلا أنه يكفي لحدوث الفارق بين حدوث الربط أو عدم حدوثه، ولذا يفك البروتونان قبضتهما على بعضهما بعضاً قبل الانحلال وبعده كما يلي:

اعتماد القوة النووية على الغزل
يفسر استقرار الديوترون

بعد الانحلال	قبل الانحلال
$K_p = 1.00728 \text{ وك ذ}$	$K_h = 2.01355 \text{ وك ذ}$
$K_p = 1.00728 \text{ وك ذ}$	
$K_h = 0.00055$	
$K = \text{صفر}$	
$K_{\text{كلية}} = 2.01511$	
————— انحلال ممنوع ————— ←	

إن ما يُكسب من طاقة بالانتقال من النيوترون الاثقل الى البروتون الاخف والالكترون هو أكثر مما يلزم للتعويض عن فقدان الطاقة الرابطة. فالديوترون مستقر، وهذه بلا شك حقيقة من حظ الانسان؛ ذلك أن هذا الجسيم حلقة رئيسة في الدورة النووية التي تُنير الشمس. كذلك فإذا كان علينا أن نفني بحاجاتنا من الطاقة إلى امد طويل، فلا بد أن يتم ذلك على الأرجح بالاستعانة بالديوتريوم الموجود بوفرة في المحيطات، من أجل استخدامه كوقود نووي حراري.

وبفضل مبدأ المنع، وصغر فارق الكتلة بين النيوترون والبروتون، واعتماد القوى النووية الضعيل على الغزل، نجد في هذا العالم تسعين لبنة بناء تقريباً بدل لبنة واحدة فقط، ونحظى بدفع شمس صديقة. وفي ضوء معرفتنا الراهنة بتفاعلات الجسيمات الأولية يجب أن نعد هذه الحالة حالة معجزة.

معجزة استقرار النيوترون

٢٥ : ٨ : بنية الاغلفة النووية : Nuclear shell structure

لعل أكثر حقيقة لافتة للنظر في الوصف الحديث للنوى تتمثل في نجاح تقريب الجسيمات المستقلة (المماثل لتقريب المجال المركزي في الذرات). وبمقتضى هذا التقريب، يتحرك كل نيوكليون في النواة، على مدى الحجم النووي كله، في متوسط مجال من القوة تُنتجها النيوكليونات الأخرى، كما يحتل كل نيوكليون، وعلى الأقل إلى تقريب جيد تماماً، حالته الحركية الكوانتية باستقلال عن تفاصيل حركة النيوكليونات الأخرى. ويعني هذا أن البنية النووية تشبه من نواح عديدة البنية الذرية، وهي حقيقة جديدة بالملاحظة أدركها الفيزيائيون لكنهم لم يقبلوها إلا بعد أن أجبرتهم الأدلة التجريبية على ذلك.

ولا تملك النواة مركز قوة هائلاً في كتلته كما هو الحال في الذرة. ففي النواة تشارك جميع النيوكليونات في نفس الحجم بخلاف الذرات التي يكون فيها فصل جزئي بين أغلفتها الإلكترونية المختلفة. والقوى النووية قوية، وكل نيوكليون في النواة هو دوماً في مدى نيوكليونات أخرى عديدة. وهذه هي بعض الأسباب التي تجعل الحركة المستقلة تقريباً للنيوكليونات داخل النواة تبدو مدهشة. وفي الثلاثينات من هذا القرن، كان يُنظر إلى النواة الثقيلة كنظام أشبه بالسائل منه بالغاز. فحقيقة أن الحجم النووي يزداد طردياً مع عدد النيوكليونات تتوافق مع نموذج قطيرة السائل للنواة. كذلك، فإن حقيقة أن البروتون أو النيوترون ذا الطاقة العالية الذي يضرب النواة يَمُرُّ النواة على نحو مؤكد تقريباً بدل أن يَمُرَّ فيها من دون إحداث أدنى إقلاق لها تتوافق مع نموذج قطيرة السائل. وجاء أكبر نجاح مذهل لنموذج قطيرة السائل liquid - droplet model عام ١٩٣٩، عندما استخدمه نيلز بور وجون ويلر Wheeler كأساس لنظرية الانشطار النووي. وكانت فكرة توتر السطح النووي مكونة هامة من مكونات نظريتهما. فالسائل العادي ينشأ توتره السطحي عن حقيقة أن جزيئات السائل على سطحه، لكونها فقط نصف محاصرة بالجزيئات الأخرى، هي أقل تماسكاً من الجزيئات داخل السائل. ونتيجة لذلك، تميل قطيرة السائل لأن تتخذ أصغر مساحة سطحية، وذلك بأخذها شكلاً كروياً. وإذا سلكت النيوكليونات في النواة كجزيئات السائل، فإن النواة يجب أن تشكل لذلك قطيرة كروية. وإيضاً يجب أن تكون النواة كقطيرة السائل قادرة على تحويل شكلها وعلى الانشطار. ووفقاً لنظرية بور وويلر يمكن أن يتغلب

فروق مميزة بين الذرات والنوى

نموذج قطيرة السائل

فسر نموذج قطيرة السائل
الانشطار النووي

التنافس الكولمبي بين البروتونات في ظروف خاصة على قوة التوتر السطحي surface tension ، الأمر الذي يتسبب بانفلاق النواة.

ورغم نجاحات نموذج قطيرة السائل للنواة، إلا أن بعض الأدلة اخذت تراكُم في اواخر الاربعينات من هذا القرن مشيرة الى صورة للبنية الذرية مختلفة جداً. واخذت دورية الصفات النووية تظهر على نحو لا يختلف عن بعض دوريات الخصائص الذرية، إلا أنه يختلف تماماً عن الانتظام السلس للصفات التي يمكن توقعها للنوى التي تسلك كقطيرات السائل. وظهرت الأغزال النووية وطاقت الربط النووي نمطاً يتوافق مع حركة النيوكلونات المستقلة في مجموعة من الحالات الحركية الكوانتية الفردانية داخل النواة. وظهرت أيضاً النوى التي تحوي اعداداً معينة من النيوترونات و/أو البروتونات استقراراً غير عادي يشبه الى حد كبير الاستقرار غير العادي الذي تظهره ذرات الغازات النادرة. وهذه الاعداد التي عُرِفَتْ في الاصل بالأعداد السحرية magic numbers هي :

الاعداد السحرية لعدد
البروتونات (ذ) وعدد
النيوترونات (ن)

٢، ٨، ٢٠، ٢٨، ٥٠، ٨٢، ١٢٦ .

ويظهر في الشكل ٢٥ : ٢٠ الذي يقارن بين مجموعة المستويات الطاقة حتى بضعة ملايين من الالكترون فولت وذلك لعدة نوى خفيفة تأثيراً للاعداد السحرية لافتاً للنظر. ففي النواة المزدوجة السحرية أي النواة $^{16}_8\text{O}$ (التي تحوي ٨ بروتونات و ٨ نيوترونات) تلزم طاقة بالغة لتهميج النواة. أما في النواة الفردية السحرية $^{17}_8\text{O}$ (التي تحوي ٩ نيوترونات و ٨ بروتونات) فإن طاقة أقل من ذلك تفصل بين الحالة الارضية والحالة المهيجة الأولى. وفي النواة $^{19}_9\text{F}$ التي لا تحوي ٨ بروتونات أو ٨ نيوترونات تتجمع مستويات الطاقة المتدنية معاً حتى بشكل أشد تقارباً.

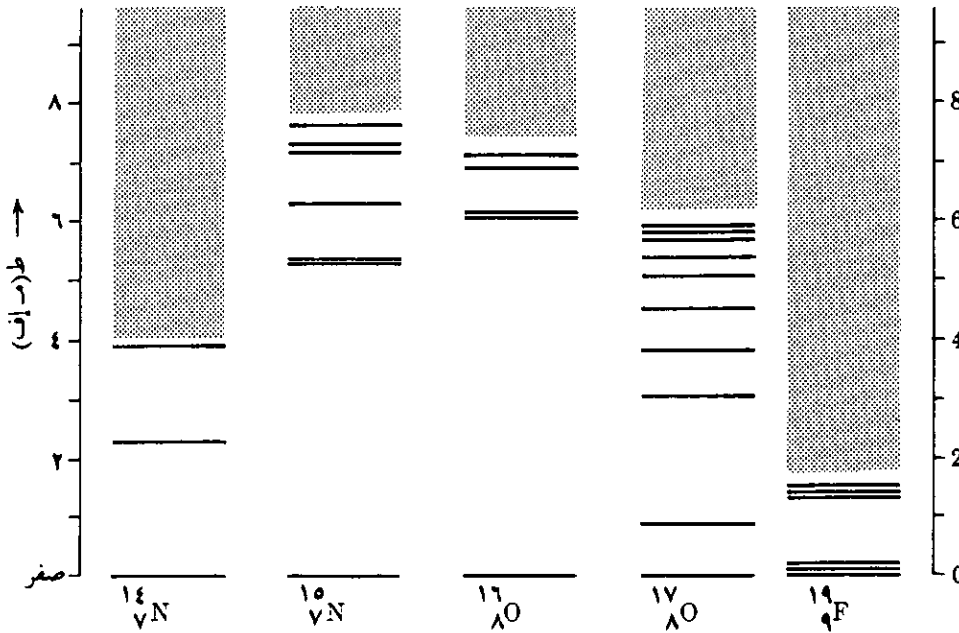
دليل جديد أيد نموذج الجسيمات
المستقلة

والى جانب الدليل على الدورية المرتبطة ببعض الاعداد الخاصة، اخذت التجارب الجديدة في تشتت النيوترونات من النوى تشير الى أن هنالك حقاً فرصة جيدة للنيوترون، عند الطاقة المتدنية، ليمر عبر النواة منحرفاً بالتأثير المتوسط لجميع النيوكلونات، من دون أن يعاق أو يوقف بتصادمات منفردة. واخيراً، كان الدليل قوياً الى حد لا يمكن إهماله. فبكل تأكيد تتحرك النيوكلونات في النواة كالكالكترونات في الذرة باستقلال عن بعضها

بعضاً تقريباً في مجال متوسط من القوة، شاغلةً بذلك حالات الحركة المسموح بها. وفي بحثين مستقلين نُشرا في وقت واحد تقريباً (عام ١٩٤٩) لخصت ماريا ماير Mayer من الولايات المتحدة وج. جنسن Jensen (مع هاكسيل وسويس Haxel and Suess) من ألمانيا هذا الدليل، واقترحا صورةً نوويةً لتقريب المجال المركزي مع البنية الغلافية الناتجة عنه*. وهكذا لم تعد الأعداد السحرية سحرية، واتضح أنها أعداد البروتونات أو النيوترونات اللازمة للملء الاغلفة المتعاقبة.

تبريرات نظرية الاغلفة النووية:
١. مبدأ المنع

ورغم الدهش الذي تسبب به الاكتشاف الأول بأن النيوكليونات تستطيع أن تتحرك بحرية نسبياً داخل النواة، قام الفيزيائيون النظريون منذ ذلك الوقت (وهم بارعون في إيجاد الأسباب بعد الحصول على الحقيقة) بتبرير هذه النظرة إلى النواة. ان استقلال النيوكليونات ينشأ جزئياً عن مبدأ المنع. فالبروتون الذي يوجد في حالة حركية ما لا يستطيع أن يصدّم



الشكل ٢٥: ٢٠: بعض المستويات الطاقية الأولى في عدد من النوى الخفيفة: إن الاستقرار غير العادي

المرتبط بشمانية بروتونات أو ثمانية نيوترونات ينعكس في طاقات التهييج الأكبر من العادية. ففي نواة الأكسجين ١٦ حيث يوجد ٨ بروتونات و ٨ نيوترونات، فإن طاقة الحالة المهيجة الأولى كبيرة بشكل خاص (المناطق المظلمة تحوي العديد من مستويات الطاقة الإضافية التي لا يُعلم عددها ولا موقعها).

* في عام ١٩٦٣، انقسمت ماير وجنسن جائزة نوبل مع يوجين وجنر Wigner من رؤاد النظرية الذرية الحديثة.

نيوكلوناً آخر، ولذا يشتت إلى حالة حركية مختلفة إذا كانت تلك الحالة الحركية محتلة أصلاً من بروتون آخر. ويؤكد هؤلاء النظريون أيضاً أن القوة النووية، مع أنها تفاعل قوي، هي قوة قوية فقط إلى حد يكاد يكفي لتماسك النوى. ويتبين هذا من حقيقة أن متوسط الطاقة الرابطة للنيوكلون في النواة (الذي يساوي تقريباً ٨ مليون إف) يقل بكثير عن متوسط الطاقة الحركية للنيوكلون في النواة (الذي يساوي تقريباً ٤٠ مليون إف).

٢. القوة النووية ليست قوية جداً

إن إحدى الدعامات القوية لنموذج الجسيمات المستقلة والبنية الغلافية المرتبطة به تنشأ عن مشاهدات التشوه النووي. فعندما تحتل النيوترونات والبروتونات أغلفة مغلقة، تكون الانوية كروية. أما الأغلفة المملوءة جزئياً فتؤدي إلى التشوه*. وتظهر دورية التشوه بوضوح في الشكل ١٠:٢٥.

تدعم التشوهات النووية البنية الغلافية

* الاعداد النيوكلونية الكوانتية : Nucleon quantum numbers

في النوى كما في الذرات، يُخصّص لحالة الجسيم الحركية الأوطأ عدد كوانتي أساسي مقداره ١ وزخم زاوي مقداره صفر. وبسبب وجود وجهتين ممكنتين للغزل، فإن هذا المستوى الطاقوي يتسع لجسيمين متماثلين. ولأن مبدأ المنع الذي يتحكم بالنيوترونات والبروتونات كل على حدة لا يعمل بين النيوترونات والبروتونات، فإنه يجب تصوّر مجموعتين متداخلتين من الحالات الجسيمية: واحدة للبروتونات والآخرى للنيوترونات. ويُعدّ جسيم ألفا أو نواة الهيليوم ٤ التي تحوي بروتونين ونيوترونين أبسط نواة ذات غلاف مغلق بشكل مزدوج (وهي النواة التي سميت سابقاً المزدوجة السحرية). أما نواة الهيليوم ٣ فلها غلاف مغلق يحتوي على بروتونين وغلاف غير مغلق يحوي نيوتروناً واحداً.

الحالة SI تتسع لبروتونين ونيوترونين

وكما يُظهر الشكل ١٠:٢٥، تمثل الحالات الحركية للجسيم في النواة بترتيب يختلف بعض الشيء عن الترتيب في الذرات. وهناك مصدران وراء هذا الفارق: الأول الشكلان المختلفان تماماً لمُنحنّي الطاقة الوضعية للبيّتين النووية والذرية (الشكل ٢٥:٢٢)، إذ بسبب هذا الفارق يكتمل غلاف البروتون الثاني عند $z = 18$ (الأكسجين) وليس عند z

شكل الطاقة الوضعية (الجهدي) يفرض ترتيب الحالات النووية

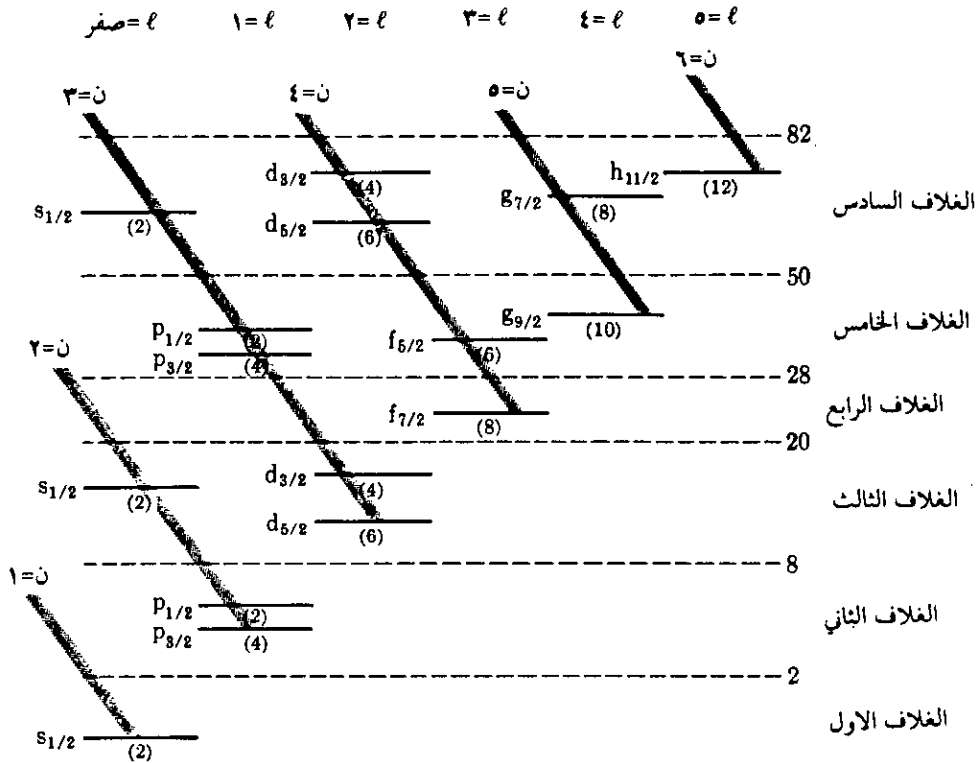
* إن أغلفة الإلكترونات المملوءة جزئياً لا تشوه الذرات، لأن النواة تظل مركز قوة للذرة. أما داخل النواة فلا يوجد مثل هذا المركز الثابت للقوة.

= ١٠ (النِّون). وبذلك تكونُ الاعدادُ الكوانتية للغلافِ الثاني كما يلي:

$$1 = \ell, 2 = n$$

وهذا الغلاف يحوي الحاليتين ${}_{71}P2$ و ${}_{71}P2$. أما المستوى $n = 2$ ، $\ell = 0$ (صفر، $(s_{71}, 2)$)، فله طاقة أعلى من ذلك ويوجد في الغلاف الثالث. وبعد الأكسجين ١٦ (ذ $n = 8$) نجد أن النواة التالية ذات الغلاف المغلق بصورة مزدوجة هي نواة الكالسيوم (ذ $n = 20$)، حيث يُمَلَأُ الغلاف الثالث لكلاً نَوْعِي النيوكلونات. وبعد الكالسيوم، يَمْنَعُ مِلُّ النوى إلى فائضٍ في النيوترونات ظهورَ نواة ذات غلاف مغلق بصورة مزدوجة حتى قُرْبِ نهاية الجدول الدوري. وبالمصادفة، يمرُّ خطُّ الاستقرارِ قُرْبَ $z = 82$ و $n = 126$ ، وهما عددان لكُلِّ منهما غلاف مغلق. إن النواة ${}_{82}^{126}Pb$ نواة مغلقة الغلاف بصورة مزدوجة، وهي حقيقة تدلُّ عليها بوضوح كمية الطاقة غير العادية اللازمة لتهيجها (الشكل ٢٥: ٢٣).

وفي حالة البروتونات، فإن العدد الذي يلي العدد ٨٢ والذي يُتَنَبَّأُ بأن له غلافاً مغلقاً هو

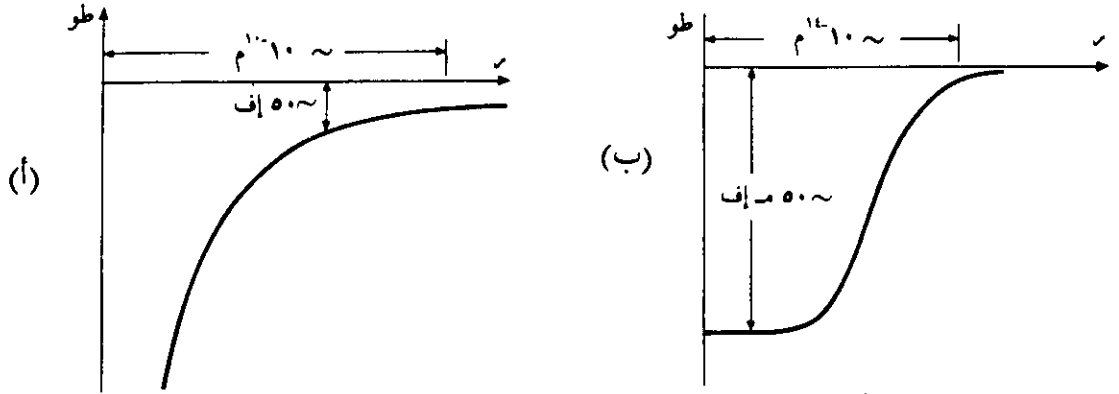


الشكل ٢٥: ٢١: ترتيب تقريبي للحالات الحركية الاثنتين والثمانين الأولى للنيكولونات في النواة: تُبين الاعدادُ بين القوسين عدَدُ النيكولوناتِ من نوعِ ما الذي يمكنُ استيعابه في مستوى طاقيٍّ معين؛ أما الاعدادُ على اليمينِ فهي اعدادُ الاغلفة المغلقة. النطاقاتُ المظلمةُ تُصلُّ بين الحالاتِ الحركيةِ التي لها عددُ كوانتيٍّ معين. قارن هذا الرسمُ بالرسمِ في الشكل ٢٤: ١٢.

العدد ١١٤ (لا العدد ١٢٦). أما في حالة النيوترونات، فالعدد المتنبأ به بعد العدد ١٢٦ والذي يحوي غلافاً مغلقاً هو العدد ١٨٤. وهذه الأعداد تقع قريبة من خط الاستقرار المقدر تقديراً خارجياً extrapolated. ولهذا السبب، يُتنبأ بأن جزيرة الاستقرار الصغيرة التي تلي الحدين الحاليين للجدول الدوري تقع قرب:

ذ = ١١٤، ن = ١٨٤، وعد = ٢٩٨.

نواة مغلقة الغلاف بصورة
مزدوجة متنبأ بها



الشكل ٢٢:٢٥: مقارنة بين الشكلين المتوسطين لمنحنىي الطاقة الوضعية في حالة (أ) حركة الإلكترونات في ذرة ثقيلة، و(ب) حركة النيوكليونات في نواة ثقيلة. لاحظ الفارق في مقياس الطول ومقياس الطاقة وإيضاً الفارق في الشكل.

	٢٠٦Pb	٢٠٧Pb	٢٠٨Pb	٢٠٩Pb	٢١٠Pb
٣ م إف	=====	=====	=====	المستويات في هذه المنطقة غير معروفة	=====
٢ م إف	=====	=====	=====	=====	=====
١ م إف	=====	=====	=====	=====	=====
صفر	=====	=====	=====	=====	=====
	٨٢=ذ ١٢٤=ن	٨٢=ذ ١٢٥=ن	٨٢=ذ ١٢٦=ن	٨٢=ذ ١٢٧=ن	٨٢=ذ ١٢٨=ن

الشكل ٢٣:٢٥: رسوم جزئية لمستويات الطاقة لعديد نظائر للرصاص: الطاقة الكبيرة نسبياً اللازمة لتفكيك نواة الرصاص ٢٠٨Pb هي أحد الأدلة على أن الاغلفة النيوكليونية تُغلق عند كل من العددين ٨٢ و ١٢٦.

أما المصدر الثاني للفارق بين بنية الاغلفة النووية وبنية الاغلفة الذرية فيتمثل في اقتران الغزل - المدار القوي بين النيوكلونات في النواة. وفي الذرات، يتسبب اقتران الغزل - المدار الضعيف، وهو ظاهرة كهرومغناطيسية، بجعل الحالة التي يكون فيها $\bar{L}$ و $\bar{S}$ متعاكسي الاتجاه ($j = \ell - \frac{1}{2}$) تقع بقليل تحت الحالة التي يكون فيها $\bar{L}$ و $\bar{S}$ في اتجاه واحد ($j = \ell + \frac{1}{2}$). وبسبب ذلك، تتولد بنية دقيقة (الشكل ٢٤: ٩). وفي النوى يؤخذ اقتران الغزل - المدار مظهراً للقوة النووية، وهو اقوى من مثيله في الذرات، الا أن اشارته مختلفة. فمثلاً الحالة $\frac{1}{2}p_{3/2}$ تقع بشكل بارز تحت الحالة $\frac{1}{2}p_{1/2}$ ، ويزداد هذا التأثير كلما كبرت ℓ ، الأمر الذي يؤدي الى بنية غليظة (غير دقيقة) بدلاً من البنية الدقيقة في الذرات. وكما يبين الشكل ٢٥: ٢١، فالفصل بين الحالتين $\frac{1}{2}f_{5/2}$ و $\frac{1}{2}f_{7/2}$ كبير إلى حد أنها يحتلان غلافين مختلفين. ويبين الشكل نفسه الحالة $g_{7/2}$ في الغلاف الخامس. أما شريكها الحالة $g_{9/2}$ فتوجد في الغلاف السادس.

ان استخدام تعبير النموذج الغلافي لوصف تقريب الجسيمات المستقلة وتضمناته امر شائع، رغم أنه مفضل بعض الشيء. فهو يدل على فصل مكاني للجسيمات في طبقات. وفي الذرات تعد هذه الصورة من الطبقات المنفصلة صحيحة على وجه تقريبي، الا أنها بعيدة عن الاتقان، لأن الاغلفة المختلفة تتداخل بشكل بالغ. أما في النواة، فالوصف باستخدام الطبقات يكاد لا يملك أية صحة مهما كانت. ولذا يجب تصور الاغلفة النووية على أنها اغلفة لمستويات طاقة لا على أنها أغلفة مكانية (فراغية). فكل غلاف نووي يتداخل بقوة مع جميع الاغلفة النووية الاخرى.

ان داخل النواة الذي كان غامضاً في وقت ما قد أظهر نفسه على أنه غاز كوانتي من الجسيمات المستقلة على نحو تقريبي. وربما يكشف الداخل المجهول للجسيم الأولي الواحد في يوم من الأيام عن بنية بسيطة على نحو مماثل.

خلاصة الأفكار والتعريفات:

- نواة الذرة، التي لا تقترن إلى درجة كبيرة بالالكترونات الذرية، تفسر كتلة الذرة وموقعها في الجدول الدوري ونشاطها الإشعاعي إن وجد.
- تتألف النوى من البروتونات والنيوترونات التي تُعرف بصورة جمعية بالنيوكليونات. وهذه الجسيمات لها:
 - ١ - نفس الغزل بالضبط ($s = \frac{1}{2}$) ونفس الخصائص التفاعلية القوية.
 - ٢ - نفس الكتلة تقريباً.
 - ٣ - خصائص كهربائية (ومغناطيسية) مختلفة جداً.
- الفكرة القديمة بأن النوى تحوي الكترونات فكرة غير مقبولة لسببين:
 - ١ - طاقة الوضع اللازمة للالكترونات المحصورة كبيرة جداً.
 - ٢ - العدد المتنبأ به من الجسيمات ذات الغزل النصف في النواة لا يتوافق مع الغزل المشاهد لبعض النوى.
- تتميز النواة بعددها الذري (أو العدد البروتوني) ذ، عددها النيوتروني ن، وعدد الكتلة عد = ذ + ن. إن أية قيمة محددة للعدد ذ تُعرف عنصراً. ولنظائر العنصر نفس العدد الذري ذ، أما العدد ن لها فمختلف.
- تعطى كتل معظم النوى إلى تقريب جيد بالصيغة: $K \approx \text{عد} \cdot \text{و.ك.ذ.}$ وتعرف و.ك.ذ. بأنها $\frac{1}{1836}$ من كتلة الذرة ${}^{12}_6\text{C}$.
- تشمل مصادر المعلومات عن الحجم النووي والشكل النووي من جملة ما تشمله تشتت الالكترونات، تشتت جسيم ألفا، والطاقت الكولبية للنوى المرآتية (المتعكسة).
- تعرف الزاوية المجسمة المقيسة بالاستيراديان على النحو التالي:

$$\frac{r}{r_0} = \Omega \quad \dots\dots\dots (٥:٢٥)$$

□ يعرف المقطع العرضي التفاضلي للتشتت بالعلاقة :

$$\sigma = \frac{\text{الجسيمات الخارجة لكل إستيراديان لكل ثانية}}{\Omega} = \frac{\text{الجسيمات الساقطة لكل م}^2 \text{ لكل ثانية}}{\Omega} \quad (٦:٢٥) \dots\dots\dots$$

□ الشحنة الموزعة هدف «لبن» يُنتج تشتتاً عند الزاوية الكبيرة اقل مما يمكن انتاجه بشحنة نقطية .

□ كثافة المادة النووية ثابتة تقريباً قرب مركز النواة وتهبط الى قيمة صغيرة على مسافة تبلغ تقريباً ٢ ف م من حافة النواة .

□ يساوي نصف القطر النووي (المسافة الى نقطة نصف الكثافة) تقريباً المقدار :

$$\text{نق} = ١٢ \text{ ر} \text{ عد}^{\frac{1}{3}} \quad (٨:٢٥) \dots\dots\dots$$

□ تظل تأثيرات التفاعل القوي هامة حتى مسافة تبلغ تقريباً ١٤ ر عد^{١/٣} .

□ يقاس التشوه النووي بالبارامتر α (المعادلة ٢٥ : ١٠) الذي يُظهر تغيراً منتظماً ودورياً مع عدد الكتلة .

□ يسهم في الطاقة النووية ما يلي :

طاقة وضعية سالبة تسهم بها القوى الكهربائية ، وطاقة حركية موجبة تتطلبها حصر النيوكلونات في حجم محدود .

□ الطاقة الرابطة النووية قريبة من ٨ مليون إف لمعظم النوى .

□ يكون للجسيم الذي كتلته ك والمحصور في منطقة نصف قطرها نق وفق مبدأ الارتياب طاقة حركية تساوي :

$$\text{طح} = \frac{\frac{1}{2} \hbar^2}{2 \text{ ك نق}^2} \quad (١٤:٢٥) \dots\dots\dots$$

وتتنبأ هذه المعادلة تنبؤاً صحيحاً بمقياس الطاقة الذرية الذي يمتد الى عدة الكترون

فولتات، وبمقياس الطاقة النووية الذي يمتد الى بضعة مليونات من الالكترون فولت، ونسبتهما التي تبلغ تقريباً ١٠^٦.

□ تتمثل أنماط فقدان الطاقة التلقائي من النوى في:

١ - انحلال غاما.

٢ - انحلال بيتا.

٣ - انحلال ألفا.

٤ - الانشطار.

٥ - التحول الداخلي.

٦ - الأسر المداري.

وتتسبب كل هذه الأنماط ما عدا انحلال غاما والتحول الداخلي بتحول العناصر الى عناصر جديدة.

□ تظهر النوى المشوهة اطيافاً طاقية دورانية، ويزيد عزم القصور بزيادة التشوه.

□ يتطلب إعداد الجدول الدوري للنوى لوحة ثنائية البعد، ويعد كلاً من هذا الجدول هاماً.

□ تخضع البروتونات والنيوترونات كل على حدة لمبدأ المنع، غير أن البروتون والنيوترون يمكنهما أن يحتلا الحالة نفسها.

□ يعين مبدأ المنع في النوى على تفسير:

حقيقة أن $Z = N$ للنوى الخفيفة، استقرار النيوترون في النواة، والصحة التقريبية لنموذج الجسيمات المستقلة.

□ تفسر الطاقة الكولبية ما يلي:

نقصان الطاقة الرابطة للنيوكليون الواحد عند قيم عد الكبيرة، وفائض النيوترونات في النوى الثقيلة، ووجود نهاية للجدول الدوري.

□ الخلق التقديري للبيونات (والجسيمات الاخرى) بوساطة النيوكلونات يفسر الحجم المحدود للبروتون، وهي آلية للتفاعل القوي بين النيوكلونات.

□ يبلغ مدى القوة المتبادلة المحسوبة من مبدأ الارتياب المقدار:

$$F = \frac{\hbar}{c \lambda} \quad \dots\dots\dots (٢٢:٢٥)$$

□ يعيّن نموذج الجسيمات المستقلة تقريباً حركة حرة للنوكليونات داخل بئر «الجهد المتوسط»، ويدعم هذا النموذج دورية العديد من الصفات النووية ووجود أعداد لها اغلفة مغلقة معروفة تماماً:

$$٢، ٨، ٢٠، ٢٨، ٥٠، ٨٢، ١٢٦.$$

□ يختلف ترتيب الحالات المتاحة للنوكليونات اختلافاً بالغاً عن ترتيب الحالات المتاحة للالكترونات في الذرة بسبب: (أ) أن دوال الطاقة الوضعية لها أشكال مختلفة، و(ب) أن اقتران الغزل - المدار النووي أقوى بكثير من اقتران الغزل - المداري الذري.

الأسئلة:

الجزء ١:٢٥

س ١:٢٥: تُعيّن الطاقات الرابطة النووية من الكتل النووية. (١) فهل تعيّن الطاقات الرابطة الذرية (الطاقات التي تربط الالكترونات بالذرات) بالكيفية نفسها أمراً عملياً، ولماذا؟ (٢) اقترح طريقة غير طريقة قياس الكتلة يمكن استخدامها لتعيين الطاقات الرابطة الذرية والنوية.

س ٢:٢٥: لو اقترنت وحدة الكتلة الذرية على أنها كتلة الذرة ^1H بدل كونها $\frac{1}{12}$ من كتلة الذرة ^{12}C لما كانت الكتل الذرية قريبة من الاعداد الصحيحة كما هي عليه الآن. اعط سبباً فيزيائياً لهذه الحقيقة.

س ٣:٢٥: الطاقة الرابطة للتريتون (النواة ^3H) اكبر من الطاقة الرابطة للنواة ^4He (انظر التمرين ٣:٢٥). ويمكن لذلك القول إن ^3H أكثر استقراراً من النواة ^4He . ومع ذلك فالنواة ^3H في الحقيقة غير مستقرة، إذ أنها تنحل إشعاعياً الى النواة ^4He . فسّر النقيضة الظاهرة. (تلميح: قد يكون من المفيد حساب الكتل النووية المطلوبة في التمرين ٣:٢٥).

س ٢٥: ٤ : كَانَ إنريكو فيرمي واحداً من أولئك الذين ساعدوا على طرد (أبعاد) الإلكترون من النواة. وفي عام ١٩٣٤ كَتَبَ يَقُولُ: «وَتَمَّةٌ صَعُوبَةٌ أُخْرَى تَوَاجَهُهَا نَظَرِيَّةُ الْإِلِكْتُرُونَاتِ النُّوَوِيَّةِ، وَهِيَ حَقِيقَةٌ أَنَّ النَظَرِيَّةَ النَّسْبِيَّةَ الْحَالِيَّةَ لِلْجَسَمِيَّاتِ الْخَفِيفَةِ الْوِزْنِ تَعْجِزُ عَنِ التَّفْسِيرِ بِصُورَةٍ مَرْضِيَّةٍ كَيْفَ يُمْكِنُ مَسْكُ مِثْلِ هَذِهِ الْجَسَمِيَّاتِ فِي مَدَارَاتِ ذَاتِ أَعْدَادٍ نُوَوِيَّةٍ». فَسَّرَ مَا كَانَ يَجُولُ فِي ذَهْنِ فَرْمِي.

س ٢٥: ٥ : أَيُّ الصِّفَاتِ التَّالِيَةِ لِذَرَّةِ الْكَادَمِيُومِ تَعْرِى بِصُورَةٍ أُسَاسِيَّةٍ إِلَى نَوَاتِهَا فَقَطْ، وَأَيُّهَا يَعْتَمِدُ أَيْضاً عَلَى بَنِيَّتِهَا الْإِلِكْتُرُونِيَّةِ : (أ) كَتْلُهَا، (ب) طَاقَةُ تَأْيِينِهَا، (ج) تَكَافُؤُهَا، (د) طَيِّفُهَا الْمُرْتَبِي، (هـ) طَيِّفُ اشْعَتِهَا السَّيْنِيَّةِ، (و) طَيِّفُ اشْعَتِهَا الْغَامِيَّةِ، وَ(ز) قَدْرَتُهَا عَلَى امْتِصَاصِ النُّيُوتْرُونَاتِ؟.

س ٢٥: ٦ : (١) فَسَّرْ بِتَعَابِيرٍ بَسِيطَةٍ لِمَاذَا لَا يَوْجَدُ هُنَالِكَ مِمَّاثِلَةٌ نُوَوِيَّةٌ لِتَكُونِ الْجُزْءِءَ - أَيْ لِمَاذَا لَا تَرْتَبِطُ نَوَاتَانِ أَوْ أَكْثَرُ مَعاً لِتَشْكِلَا انْظَمَةً مِنْ عِدَّةِ نُوَى مِنْ دُونِ فَقْدَانِ هَوِيَّتِهَا الْفَرْدِيَّةِ . (٢) مَا الْمِمَّاثِلَةُ النُّوَوِيَّةُ لِلتَّائِينَ؟ مَا النَّتَائِجُ الَّتِي تَتَرْتَّبُ عَلَيْهَا؟.

الجزء ٢٥: ٢

س ٢٥: ٧ : (١) مَا الزَّاوِيَةُ الْمَجْسَمَةُ الْعَادِيَّةُ عِنْدَ عَيْنِ الْمَشَاهِدِ الَّتِي تَقَابِلُ شَاشَةَ التَّلْفِزِيُونِ؟ (٢) رَجُلٌ يَنْظُرُ إِلَى التَّلْفِزِيُونِ يُحَرِّكُ كُرْسِيَّهُ إِلَى الْإِمَامِ حَتَّى صَارَتِ الزَّاوِيَةُ عِنْدَ عَيْنِهِ الَّتِي تَقَابِلُ الْبَعْدَ الْإَفْقِيَّ لِلشَّاشَةِ مِثْلِيَّ مَا كَانَتْ عَلَيْهِ. بِأَيِّ عَامِلٍ تَتَغَيَّرُ الزَّاوِيَةُ الْمَجْسَمَةُ عِنْدَ عَيْنِ النَّاطِرِ الَّتِي تَقَابِلُ الشَّاشَةَ كُلُّهَا؟.

س ٢٥: ٨ : عِنْدَمَا تُضْرَبُ الْإِلِكْتُرُونَاتُ ذَاتُ الطَّاقَةِ الْعَالِيَةِ هَدَفاً مِنَ الْهَيْدُرُوجِينِ، يَتَشَكَّلُ مِنْهَا عِدَدٌ عِنْدَ الزَّاوَايَا الصَّغِيرَةِ أَكْبَرَ مِنَ الْعِدَدِ الْمَشْتَتِ مِنْهَا عِنْدَ الزَّاوَايَا الْكَبِيرَةِ (انْظُرِ الشَّكْلَ ٥: ٢٥ أ). فَسَّرْ هَذِهِ الْحَقِيقَةَ وَصِفِياً بِدَلَالَةِ الْمَسَارَاتِ الْإِلِكْتُرُونِيَّةِ الْمَارَّةِ بِالْبُرُوتُونَاتِ عَلَى مَسَافَاتٍ مُتَنَوِّعَةٍ.

س ٢٥:٩: مع أن شحنة النيوترون الكلية تساوي صفراً، إلا أن كثافة الشحنة داخل النيوترون لا تساوي صفراً. ما الجملة العامة التي تستطيع أن تقولها عن كثافة الشحنة الداخلية للنيوترون n ؟ كيف تتوقع أن يختلف رسم n بدلالة r عن الشكل ٢٥:٥ (ب)؟

الجزء ٣:٢٥

س ٢٥:١٠: يبين الشكل ٢٥:٧ أن السطح النووي منطقة سمكها ٢ فم تقريباً. (١) لماذا يستحيل على النيوكليون أن تكون له حافة معروفة بدقة؟ (٢) لماذا يكون سطح الذرة أقلّ تحديداً حتى من سطح النواة؟

س ٢٥:١١: يبين الشكل ٢٥:٧ أن كثافة النيوكليونات قرب مركز النواة هي واحدة تقريباً لنوى العناصر المتوسطة في الوزن ونوى العناصر الثقيلة. هل تظهر كثافة الإلكترونات في الجزء المركزي من الذرة صفة مماثلة؟

س ٢٥:١٢: قد تعني خطوط الخطأ الأفقية الكبيرة نوعاً ما والظاهرة في الشكل ٢٥:١٨ (أ) أن زوايا القياس لم تُعَيَّن بدقة، أو أن الجسيمات المشتتة في مدى عريض من الزوايا قد قيسَت معاً. أي هذين التفسيرين أكثر احتمالاً؟ ولماذا؟ اقترح سبباً تجريبياً لعدم ظهور خطوط الخطأ الأفقية في الشكل ٢٥:١٨ (ب) الذي يقدم نتائج تجربة سيكلوترونية أكثر حداثة.

س ٢٥:١٣: يُظهر الفحص الدقيق للشكل ٢٥:٨ (ب) أن البيانات تُظهر نمطاً اهتزازياً ضعيفاً من القيم العظمى والصغرى المحملة على نمط إجمالي من النقصان السريع كلما زادت زاوية التشتت. (١) يوفّر النقصان الإجمالي الدليل على الحجم المحدود للنواة. لماذا؟ (٢) يوفّر الاهتزاز المحمل الدليل على الطبيعة الموجية لجسيمات ألفا. لماذا؟

س ٢٥:١٤: (١) بالاستعانة بالشكل ٢٥:١٠، سمّ عنصرين: نواتهما كرويتان تقريباً. (٢) سمّ عنصرين (عدا اليورانيوم): نواتهما مشوهتان بشدة.

س ٢٥:١٥: قارن المعادلة ٢٥:١٤ بالمعادلة ٢٣:٥٩، (١) عندما $n = 1$ ، $f = 2$

الجزء ٤:٢٥

نق، بين لماذا تشابه هاتان المعادلتان ولا تتطابقان؟ (٢) لماذا لا يوجد عدد كوانتي ن في المعادلة ٢٥: ١٤؟.

س ٢٥: ١٦: (١) النظائر المشعة والتي تنحل بالأسر المداري يمكن استخدامها كمصادر للاشعة السينية، لماذا؟ (٢) أيهما أكثر ضرراً من حيث اشعاعيته: الأسر المداري ام انحلال بيتا؟ اعط سبباً لاجابتك.

س ٢٥: ١٧: كيف تدعم ظاهرة الأسر المداري الطبيعة الموجية للإلكترونات؟ (تلميح: التفاعل الضعيف المسؤول عن الأسر المداري ذو مدى قصير جداً، فهو يعمل عندما يتماكن الإلكترون والنيوترون تقريباً).

س ٢٥: ١٨: اعتبر نواتين لهما نفس التشوه (اي نفس قيمة α). النواة الأكثر كتلة لها مستويات طاقة دورانية أكثر تقارباً. فسّر هذه الحقيقة.

س ٢٥: ١٩: (١) فسّر بعناية لماذا يمثل انحلال بيتا للنواة في الشكل ٢٥: ١٤ بسهم يؤثر قطرياً: اما صوب اليسار وإلى الأعلى او صوب اليمين وإلى الأسفل. (٢) أي نوع من الأسهم يمكن استخدامه للدلالة على انحلال غاما في هذا الجدول النووي؟

س ٢٥: ٢٠: (١) بالرجوع الى الشكل ٢٥: ١٤، صف سلسلة النوى الناتجة عن انحلال النواة الأصلية ${}^{14}\text{C}$. (٢) لو وضعت كرة صغيرة من النظير النقي ${}^{14}\text{C}$ في حجرة مفرغة (وهذا في الواقع غير ممكن)، فما الذي سوف تحويه الحجرة بعد بضع ثوان؟

س ٢٥: ٢١: ما النواة التي تنتج عن انحلال بيتا للنواة ${}^{14}\text{C}$ ؟

س ٢٥: ٢٢: ينتهي الجدول في الشكل ٢٥: ١٤ من دون النواة ${}^{10}\text{C}$. فهل تتوقع ان تكون النواة ${}^{10}\text{C}$ نظيراً مستقراً؟ اذا كان الامر كذلك، فلماذا؟ واذا لم يكن الامر كذلك فماذا تتوقع أن تكون عليه طبيعة انحلالها الاشعاعي؟

س ٢٥: ٢٣ : (١) النواتان ^{13}C و ^{13}N نواتان مرآتيتان . سمّ زوجين آخرين من النوى المرآتية . (٢) لماذا توجد النوى المرآتية في العناصر الخفيفة ولا توجد في العناصر الثقيلة؟

س ٢٥: ٢٤ : اجب عن الاسئلة التالية بعد الرجوع الى لوحة جدارية للنوى : (١) أي عنصر له العدد الاكبر من النظائر المعروفة؟ (٢) أي عنصر له العدد الاكبر من النظائر المستقرة؟ (٣) أي العناصر التي عددها الذري يزيد على ٨٣ لا يملك نظائر مستقرة؟ (ثمة مصدر بديل للمعلومات في شكل اقل ملاءمة من اللوحة الجدارية، وهو جدول النظائر في «دليل الكيمياء والفيزياء» *Handbook of Chemistry and Physics*

(كليفلاند، اوهايو: The Chemical Rubber Company).

س ٢٥: ٢٥ : على نحو تقريبي جداً، يتناسب اسهام القوى النووية في الطاقة الرابطة النووية مع عدد النيوكلونات في النواة (طو ~ عد). ومن ناحية اخرى تتناسب، على نحو تقريبي، الطاقة الكولمبية النووية مع مربع عدد البروتونات [في الحقيقة طوبوية ~ ذ (ذ - ١)]. (١) لماذا تعين احدى هاتين الطاقتين بعدد البروتونات؟ (٢) لماذا تعتمد احدى هاتين الطاقتين خطياً على (عد) في حين تعتمد الاخرى تربيعياً على ذ؟ (تلميح: هذا الفارق يتعلق بالفارق في مدى القوتين).

س ٢٥: ٢٦ : النظير المستقر الوحيد لعنصر الأتريوم هو النواة ^{138}La . وثمة نواة غير مستقرة لها نفس العدد من النيوكلونات، وهي ^{138}Ce . اعط على الاقل سبباً واحداً لكون كتلة ^{138}Ce اكبر من كتلة ^{138}La .

س ٢٥: ٢٧ : الجزء الخارجي من غيمة الجسيمات التقديرية قرب النواة يتألف معظمه من البيونات. لماذا تفضل البيونات على غيرها؟

الجزء ٢٥: ٦

س ٢٥: ٢٨ : بأي معنى يكون الجهد الكولمي حالة خاصة من جهد يوكوا (المعادلة ٢٥: ٢٣)؟

الجزء ٢٥: ٧

س ٢٥: ٢٩ : عندما تعاني نواة انحلال بوزيترون، يتحوّل بروتون في النواة إلى نيوترون. لماذا يمكن ان يحدث هذا التحوّل كعملية تلقائية، رغم أنّ كتلة النيوترون اكبر من كتلة البروتون؟

س ٢٥: ٣٠ : ابحث الملامح المميزة لأيّ اثنين من العوالم الافتراضية الثلاثة التالية:
(أ) عالم تكون فيه كتلة النيوترون K_n وكتلة البروتون K_p متماثلتين تماماً.

(ب) عالم تزيد فيه كتلة البروتون K_p قليلاً على الكتلة $K_n + K_e$ بحيث يكون البروتون الحر غير مستقر.

(ج) عالم تكون فيه $K_n = 2K_p$.

الجزء ٢٥: ٨

س ٢٥: ٣١ : يبيّن رسم الطاقة الرابطة للنيوكلون الواحد في الشكل ٢٥: ١٧ التركيب المثلم للنوى الخفيفة. (١) اقترح سبباً لكون هذا التركيب غير املس (سلس). (٢) بشكل خاص، لماذا توجد قمة عند $Z = 4$ (جسيم ألفا)؟

س ٢٥: ٣٢ : لماذا يكون لنظائر القصدير نوى اقل تشوهاً من نوى العناصر المجاورة؟

س ٢٥: ٣٣ : على ضوء جزيرة الاستقرار المتنبأ بها قرب $Z = 298$ ، كيف تتوقع أن تسلك النقاط في الشكل ٢٥ بين $Z = 250$ وعد $Z = 300$ (إذا أمكن قياس التشوهات النووية لهذه النوى)؟

التمارين:

الجزء ٢٥: ١

ت ٢٥: ١ : أيّ العناصر التالية يحوي العدد نفسه من: (١) البروتونات؟ (٢) النيوترونات؟ (٣) النيوكلونات؟ (٤) أيها يحيط به نفس العدد من الالكترونات في حالة الذرة المعتدلة؟ (٥) أيها نظائر لنفس العنصر؟
(أ) ^{12}C (ب) ^{13}C (ج) ^{14}C (د) ^{14}N (هـ) ^{16}O (و) ^{17}O .

ت ٢٥: ٢ : بسبب الطاقة الرابطة الذرية، تقل كتلة ذرة الهيدروجين في حالتها الارضية

بشكل ضئيل جداً عن مجموع كتلتي البروتون والالكترون. بأي مقدار تقل؟ عبّر عن الجواب بوحدة الكتلة الذرية. اذا عبّر عن كتلة الذرة الى سبعة ارقام معنوية، فهل هنالك أي اثر للربط الذري هذا؟

ت ٢٥:٣: تساوي كتلة ذرة ${}^2\text{H}$ (الترتيوم) 3.01605 وك ذ، وتساوي كتلة ذرة ${}^2\text{He}$ (الهيليوم ٣) 3.01603 وك ذ.

احسب: (أ) الكتلتين لنواتي هاتين الذرتين بوحدة الكتلة الذرية و(ب) الطاقة الرابطة لهما بالمليون إف. (جد الجواب الى دقة كافية لكي تتأكد أي النواتين لها كتلة اكبر وأيهما لها طاقة رابطة اكبر).

ت ٢٥:٤: تساوي الطاقة الرابطة للنواة Pb^{208} تقريباً ٨ مليون إف للنيوكلون الواحد. (١) ما الطاقة الرابطة الكلية التقريبية لنظير الرصاص هذا؟ (٢) (أ) كم عدد النيوكلونات التي كتلتها السكونية تكافئ هذه الطاقة الرابطة الكلية؟ (ب) كم عدد الالكترونات؟

ت ٢٥:٥: عند مركز نواة هيليوم، تُعطى الطاقة الوضعيّة الكهربائية لالكترون بالمعادلة التالية:

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$$

، حيث r هو نصف قطر النواة. (١) فسّر أصل هذه المعادلة ولا سيما العامل $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ بافتراض ان النواة طابة كروية من الشحنة. (٢) كيف يتقارن المقدار U مع الطاقة الحركية: 124 مليون إف السّمْحوبة في الجزء ١:٢٥ لالالكترون محتجز داخل كرة نصف قطرها 2.5×10^{-10} م؟

ت ٢٥:٦: (١) لو كانت الالكترونات بدلاً من النيوترونات محنوة داخل النواة، فكم عدد الالكترونات وعدد البروتونات اللذان يتكوّن منهما الديوترون (${}^2\text{H}$)؟ (٢) هل يُتَوَقَّعُ إذا أن يكون عدد الزخم الزاوي الكوانتي للديوترون عدداً صحيحاً أم نصف عدد صحيح، (القيمة الفعلية للعدد للديوترون هي ١).

ت ٢٥: ٧: اذا كنت تقودُ قاربَ نِجاةٍ في محيطٍ هادئٍ، فما الزاويةُ المُجسَّمةُ تقريباً عند عينِكَ التي تقابلُ: (١) السماءَ، (٢) المحيطَ، و(٣) الشمسَ؟

ت ٢٥: ٨: جزءٌ مهجورٌ من انبوبٍ موضوعٍ على الارضِ، طوله l وأحدُ طرفيه له فتحةٌ مساحتها m_1 ، وطرفه الآخرُ له فتحةٌ مساحتها m_2 . وبينَ فَاْر حَقْلٍ، تقترنُ غريزةُ البقاءِ لديه بحسٍّ فطريٍّ للتفاضلِ والتكاملِ، جُحِرَه عندَ نقطةٍ في الانبوبِ، بحيثُ تكونُ الزاويةُ المُجسَّمةُ الكليةُ عندَ الجُحِرِ التي تقابلُ الفتحَينِ اصغرَ ما يمكنُ. يَبَيِّنُ عندما تكونُ $m_1 >> l$ و $m_2 >> l$ أنَّ:

(١) مسافةُ الجُحِرِ من الفتحةِ التي مساحتها m_1 هي:

$$f_1 = \frac{l}{\frac{3}{2} \left(\frac{m_1}{m_2} + 1 \right)}$$

(٢) وأنَّ الزاويةَ المُجسَّمةَ الكليةَ للفتحتَينِ هي:

$$\Omega_{\text{المنرى}} = \frac{1}{l} \left[\frac{3}{2} m_1 + \frac{3}{2} m_2 \right]$$

ت ٢٥: ٩: اعتادَ مشاهدُ تلفزيونٍ أن يجلسَ على بُعدٍ ٨ أقدامٍ من شاشةٍ قياسها ٢١ بوصة (أي أنَّ الشاشةَ تقيسُ ٢١ بوصةً في الاتجاهِ القطريِّ). على ايةِ مسافةٍ يجبُ أن يجلسَ هذا المشاهدُ من شاشةٍ قياسها ١٧ بوصة حتى يجعلَ الصورةَ تقابلُ الزاويةَ المُجسَّمةَ المعتادةَ؟

ت ٢٥: ١٠: يَبَيِّنُ الشكلُ ٦: ٢٥ بتقريبٍ كلاسيكيٍّ تأثيرَ شحنةٍ موجبةٍ موزعةٍ في تشتتِ الالكتروناتِ (أي أنَّ الالكتروناتِ تعاني قوَّةً جاذبةً). اعمل رسماً مماثلاً يَبَيِّنُ تأثيرَ شحنةٍ موجبةٍ موزعةٍ في تشتتِ البوزيتروناتِ (حيثُ تؤثرُ قوَّةُ نافرةٍ). هل التشتُّتُ الفعليُّ للبوزيتروناتِ عندَ الزوايا الكبيرةِ والنتائجُ عن الشحنةِ الموزعةِ اكبرُ ام اصغرُ مما سوفَ يكونُ عليه في حالةِ وجودِ شحنةٍ نُقْطِيَّةٍ بدلاً من الشحنةِ الموزعةِ؟

ت ٢٥: ١١: يَبَيِّنُ الشكلُ ٥: ٢٥ (ب) أنَّ كثافةَ الشحنةِ داخلَ البروتونِ تساوي تقريباً وحدةً كوانتيةً واحدةً من الشحنةِ لكلِّ 3×10^{-16} م. (١) عبَّرَ عن مقدارِ كثافةِ

الشحنة بالوحدة كل / م^٣ . (٢) ما الجهد بالفولتات عند نقطة تبعد مسافة ١ م عن مركز البروتون؟

الجزء ٢٥: ٣

ت ٢٥: ١٢ : اذا تحرك نيوكليون في نواة يورانيوم (عد = ٢٣٨) بسرعة تبلغ ١ , ٥ , فكم من الزمن يحتاج لكي يقطع النواة؟ (انظر ايضاً التمرين ٢٥: ٢٤).

ت ٢٥: ١٣ : يبلغ نصف قطر نواة رصاص تقريباً ٧ ف م . (١) ما نصف القطر الذي يقع خارجه نصف النيوكليونات في النواة؟ (٢) ما المسافة البينية المتوسطة التقريبية بين جميع النيوكليونات (وعددها ٢٠٨) داخل هذه النواة؟

ت ٢٥: ١٤ : (١) حول الكثافة النووية 2.3×10^{17} كغ / م^٣ المحسوبة في الجزء ٢٥: ٣ الى كثافة يعبر عنها بالنيوكليونات / ف م^٣ . (٢) كيف يتقارن جوابك مع الكثافات المركزية للنوى المبينة في الشكل ٢٥: ٧٧ . اقترح سبباً لكونها غير متساويين .

ت ٢٥: ١٥ : يبين الشكل ٢٥: ٧ أن هنالك تقريباً ١٧٥ و . نيوكليوناً / ف م^٣ قرب مركز النواة ^{199}Au . (١) ما عدد البروتونات لكل ف م^٣ في هذه المنطقة؟ (٢) ما كثافة الشحنة المركزية بالوحدات الكوانتية لكل ف م^٣؟ لماذا يقل هذا العدد بشكل بالغ عن كثافة الشحنة داخل البروتون الواحد (انظر الشكل ٢٥: ٥ (ب)؟ .

ت ٢٥: ١٦ : أَلْفَ وَحُلْ مثلاً عددياً بسيطاً يصمم لتوضيح ضخامة كثافة المادة النووية او كثافة الشحنة النووية؟

ت ٢٥: ١٧ : (١) ما الطول الموجي لنيوترون «بطيء» طاقته ٠ , ٠٤ إف؟ كيف يتقارن هذا مع قطر نواة عادية؟ (٢) على أية طاقة بالالكترون فولت يكون الطول الموجي للنيوترون مساوياً للمقدار 10^{-14} م أو ١٠ ف م (اي لقطر نووي عادي)؟ .

ت ٢٥: ١٨ : تحقق بالحساب من أن جسيم ألفا الذي طاقته ٤٨ مليون إف يستطيع ان

يتغلَّب على «العائق الكولمي» لنواة رصاص ($Z = 82$)، وأنَّ يخترق السطح النووي، (حيث يواجه هنالك قوى غير كهربائية قوية تكبحُ تشتته عند الزوايا الكبيرة - انظر الشكل ٢٥: ٨).

ت ٢٥: ١٩: يُعطى نصف القطر الأساسي والثانوي لنواة يورانيوم تقريباً في الشكل ١: ٢٥. من هذين الرقمين والمعادلة ٢٥: ١٠، احصل على قيم تقريبية لكلٍّ من: (١) متوسط نصف القطر (٢) بارامتر التشوه α لهذه النواة. قارن القيمة السابقة بالمعادلة ٢٥: ٨ وقارن القيمة الأخيرة بالشكل ١٠: ٢٥.

الجزء ٢٥: ٤:

ت ٢٥: ٢٠: استخدم المعادلة ٢٥: ١٤ لتجيب عن الاسئلة التالية: (١) ما الطاقة الحركية التقريبية لالكترون موجود في الغلاف K لذرة ثقيلة حيث $nc = 0.1$ ؟ (٢) ما طاقة النقطة الصفريّة التقريبية لنيوترون موجود في نواة ثقيلة حيث $nc \equiv 7$ ف م؟

ت ٢٥: ٢١: استخدم الشكل ٢٥: ١٣ والمعادلة ٢٥: ١٦ لايجاد عزم القصور للنواة $^{238}_{92}\text{U}$. بيّن أن عزم القصور الامبريقي هذا يزيد قليلاً على نصف القيمة $\frac{2}{5}$ ك نق^٢ التي يمكن حسابها على أساس الافتراض بأن النواة تدور ككرة مصمتة؟.

J	ط (ك إف)
٢/٧	صفر
٢/٩	٤١.٨
٢/١١	٩٣.٧
٢/١٣	١٥٥.٨
٢/١٥	٢٢٩.٣
الجزء ٢٥: ٥:	

ت ٢٥: ٢٢: يعطي الجدول في الهامش اعداد الزخم الزاوي الكوانتية ل والطاقات ط لبعض الحالات المتدنية للنواة $^{249}_{97}\text{Bk}$. كيف تتوافق هذه الطاقات مع الصيغة النظرية للطاقات الدورانية المعطاة في المعادلة ٢٥: ١٦؟ (ملاحظة: يكفي اعتبار نسب الطاقة فقط).

ت ٢٥: ٢٣: تبلغ كتلة ذرة البريليوم ^9Be (بما في ذلك الكتروناتها) 8.005305 و ك ذ، وتبلغ كتلة ذرة الهيليوم ^4He 4.002603 و ك ذ. ما (١) الطاقة الحركية بوحدة المليون إف؟ و (٢) السرعة بالمتراً/الثانية لكل نواة هيليوم ^4He تنتج عن انحلال نواة البريليوم ^9Be الساكنة؟

ت ٢٤: ٢٥ : هنالك زمنٌ مميزٌ يرتبطُ بالنواة، وهو تقريباً الزمنُ الذي يلزمُ لنيوكليونٍ في النواة لِكَيْ يقطعَ قُطْرَ النواة. احسب هذا الزمنَ باستخدامِ قطرِ نوويٍّ مقداره ٥ فـ م (للنواة الصغيرة) وطاقة حركية للنيوكليونات تساوي ٥٠ مليون إف. كيف يتقارَنُ هذا الزمنُ النوويُّ المميزُ معَ أنصافِ الاعمارِ القصيرةِ للنوى مثل ${}^8\text{Be}$ و ${}^9\text{Be}$. (انظر الشكل ٢٥: ١٤)؟

ت ٢٥: ٢٥ : (١) ما طاقة الوضعِ الكهربائية أو (ما يسمَّى بالطاقة الكولبية) للنواة ${}^{12}\text{C}$ ؟ [استخدم $r = 3.5$ فـ م لنصف قطر النواة. لاحظ التوليفة المفيدة للثوابت في الملحق أ (١٠)]. (٢) الطاقة الرابطة الكلية للنواة ${}^{12}\text{C}$ هي ٩٧.١ مليون إف. ما طاقة الوضعِ السالبة المرتبطة بالقوى النووية الجاذبة؟ (اعتن بآلاشارات النسبية؛ تساوي الطاقة الرابطة مقدارَ طاقة سالبة).

ت ٢٦: ٢٥ : ما الطاقة الكولبية للنواة ${}^{238}\text{U}$ التي يبلغ نصف قطرها تقريباً ٨ فـ م؟ كيف تتقارَنُ طاقة الوضعِ الكولبية (طوبية) من حيث مقدارها معَ الطاقة الرابطة الكلية لهذه النواة؟ (يمكنُ حسابُ الكمية الأخيرة تقريباً بالاستعانة بالشكل ٢٥: ١٧).

ت ٢٧: ٢٥ : يُساوي متوسطُ العمرِ للحالة ${}^{22}\text{P}$ في ذرة الهيدروجين 1.6×10^{-10} ثانية. باستخدامِ صيغة الزمن - الطاقة لمبدأ الارتباب (المعادلة ٢٥: ٢٠)، جدَّ ترتيبَ الطاقة لهذه الحالة. كيف يتقارَنُ هذا «التعريضُ الطاقِي» من حيثُ مقداره مع انفلاقِ البنية الدقيقة للحالة ${}^{22}\text{P}$ الذي يبلغ 4.5×10^{-6} إف؟

الجزء ٢٥: ٦

ت ٢٨: ٢٥ : يبلغُ عمرُ نواة الليثيوم ${}^6\text{Li}$ غيرُ المستقرة للغاية تقريباً 1.0×10^{-11} ثانية. (١) استخدم مبدأ الارتباب لتقديرِ الارتبابِ في الطاقة الكلية للنواة. (٢) هل هذا الارتبابُ كبيرٌ إلى حدٍّ يكفي ليؤثرَ في نتيجة تجربةِ صُمِّمَت لقياسِ كتلة النواة الى دقة 10^{-10} كـ غ؟

ت ٢٥: ٢٩: تعبرُ المعادلةُ ٢٣: ٢٥ عن «جهِدِ يوكوا». (١) هل هذا الجهدُ جهْدُ مركزي؟ (٢) يَبَيِّنُ أَنَّ قوَّةَ يوكوا في النهايةِ أي عندما $\rightarrow \infty$ نصيرُ قوَّةَ التريبعِ العكسي.

ت ٢٥: ٣٠: حُدِّدَتْ كتلةُ الفوتونِ تجريبيّاً بأنّها تقريباً لا تزيدُ على 10^{-10} ك.غ. افترض أنّها كانت تساوي بالضبط 10^{-10} . (١) فماذا سوف يكونُ عليه طولُ كومتونِ الموجيِّ المختزلُ للفوتونِ (انظر المعادلة ٢٥: ٢٢)؟ (٢) هل تتوقَّعُ ان تكونَ الانحرافاتُ عن قانونِ كولم قابلةً للقياسِ آخذاً بالاعتبارِ مدى المسافاتِ المخبرية (انظر المعادلة ٢٥: ٢٣)؟

الجزء ٧: ٢٥

ت ٢٥: ٣١: (١) اقترح طريقتين يمكنُ بهما تزويدُ الطاقةِ اللازمةِ لتفكيكِ الديوترونِ الى نيوترونٍ وبروتون. (٢) اذا تَجَمَّعَ نيوترونٌ وبروتونٌ لتكوينِ ديوترون، فإنَّ شعاعاً غامياً يَصْدُرُ عن تجمعهما. جد طاقته بالالكتران فولت؟

ت ٢٥: ٣٢: (١) تبلغُ كتلةُ النواةِ ${}^4_2\text{He}$ 4.001506 و.ك. ذ. ما طاقتها الرابطةُ طر؟ ما المقدارُ طر/عد اي طاقتها الرابطةُ للنيوكليون الواحد؟ (٢) اجب عن السؤالين نفْسَهما للنواةِ ${}^7_3\text{Li}$ التي تبلغُ كتلتها 7.016004 و.ك. ذ. (٣) في الانحلال: ${}^4_2\text{He} \leftarrow {}^7_3\text{Li} + e^-$ ، ما الطاقةُ الحركيةُ الكليةُ المعطاةُ للالكتران وضديدِ النيوتريون؟

الجزء ٨: ٢٥

ت ٢٥: ٣٣: (١) عين الحالاتِ البروتونيةِ والنيوترونيةِ التي تُمثَلُ في: (أ) النواةِ ${}^{12}_6\text{C}$ و(ب) النواةِ ${}^{16}_8\text{O}$. (٢) ما عددُ الزخمِ الزاويِّ الكوانتيِّ ل الذي ينبغي أن يكونَ لكلِّ من هاتين النواتين؟

ت ٢٥: ٣٤: يَنْغَلِقُ الغلافُ النوويُّ السابعُ عندَ عددِ النيوتروناتِ ١٢٦. مستعيناً بالنمطِ في الشكلِ ٢٥: ٢١، عَيِّنِ الحالاتِ التي يُحوِّها الغلافُ السابعُ.

المسائل:

الطاقة الرابطة الذرية

م ٢٥:١: تبلغ الطاقة الرابطة الذرية أي الطاقة اللازمة لابعاد جميع الإلكترونات من الذرة من حيث رتبة مقدارها: ^{10}H ، ^{10}He ، ^{10}Ar إلى درجة من الدقة تكفي لتعيينها إلى أقرب قوة للعشرة. فإذا كانت هذه الطاقة تساوي ^{10}eV ، فهل α أقرب إلى العدد ٣ أم ٤ أم ٥ أم ٦؟ (ملحوظة: الطاقة الرابطة للإلكترون في الذرة تعتمد على الشحنة النووية الفعالة التي يراها الإلكترون وعلى عددها الكوانتي الأساسي n).

م ٢٥:٢: البيانات التالية تبين مدى جسيمات ألفا ذات الطاقات المختلفة في مستحلب فوتوغرافي معين:

فقدان طاقة جسيمات ألفا في المادة

الطاقة (مليون إف)	المدى (ميكرومتر)
٥	٢٠
١٠	٥٧
١٥	١١٠
٢٠	١٨٠

(١) باستخدام طرق عددية وبيانية، قدّر معدل فقدان الطاقة بالمليون إف / الميكرومتر الواحد لكل من هذه الطاقات. ارسم رسوماً بيانية للمدى بدلالة الطاقة ولمعدل فقدان الطاقة $\frac{\text{ط}}{\text{مس}}$ بدلالة الطاقة. (٢) إذا فقد جسيم ألفا ٣٠ إف لكل حدث تأيين، فكم عدد الذرات أو الجزيئات التي يؤينها الجسيم في العشرين ميكرومتر الأخيرة من مساره؟ (٣) بفحص مسار جسيم ألفا في مستحلب فوتوغرافي، كيف تُعيّن الاتجاه الذي تحرك فيه الجسيم؟

م ٢٥:٣: يعبر عن دالة كثافة الشحنة المبينة في الشكل ٢٥:٥ (ب) بالصيغة التالية:

خواص الشحنة الموزعة للبروتون

$$\rho(r) = \frac{3\sqrt{12}}{4\pi r^3} \quad \text{و} \quad -\frac{1}{2} \sqrt{12} r / \text{ث}$$

حيث θ هو ثابت له بعد الطول (الفوتون مثلاً $\theta = 8 \times 10^{-8}$ م).
(١) تُعطى شحنة البروتون الكلية بالصيغة التالية:

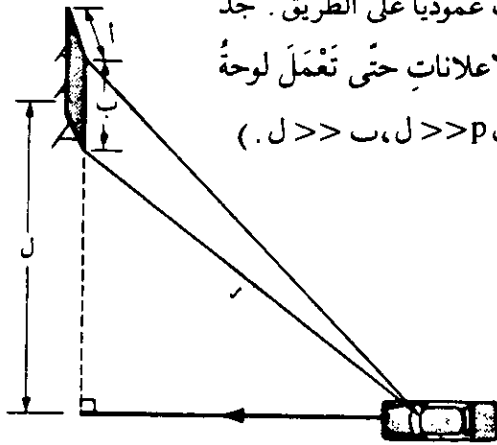
$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(r) r^2 dr$$

(أ) فسّر لم تعتبر هذه المعادلة المعادلة الصحيحة للشحنة Q . (ب) بين أن $Q = 0$.
(٢) يُعطى نصف قطر متوسط المربع للبروتون بالصيغة التالية:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_{-\infty}^{\infty} \rho(r) r^2 dr}$$

(أ) فسّر لم تعتبر هذه الصيغة المعادلة الصحيحة للكمية $\langle r^2 \rangle$.
(ب) بين أن $\langle r^2 \rangle = 0$.

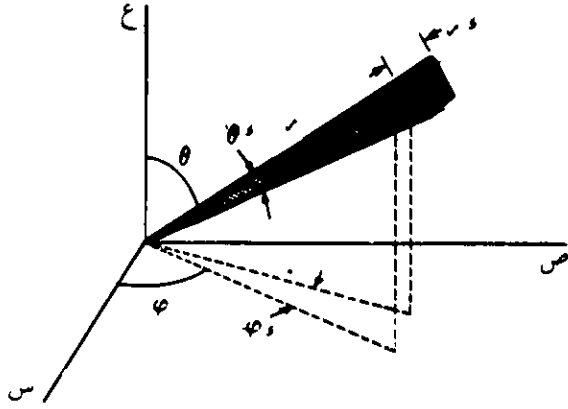
الزاوية المجسمة



٢٥:٤ : كما يبين الشكل المجاور، توضع لوحة اعلانات طولها a وعرضها b على مسافة l من طريق، بحيث يكون مستوى لوحة الاعلانات عمودياً على الطريق. جد المسافة التي يجب ان يكون عليها سائق من لوحة الاعلانات حتى تعمل لوحة الاعلانات عند عينة اكبر زاوية مجسمة (افترض ان $p \gg l$, $b \gg l$).

٢٥:٥ : (١) بين أن جزء الزاوية المجسمة المعروف بالمخروط المظلل تظليلاً خفيفاً في الشكل ادناه يساوي $\Omega = \int \sin \theta d\theta d\phi$. (٢) بايجاد تكامل هذا التفاضلي على جميع الاتجاهات، تحقق من أن $\Omega_{\text{الكلية}} = 4\pi$. (تحذير: انتبه الى حدتي التكامل المناسبين لكل من θ و ϕ). (٣) بين أن جزء الحجم المعروف بالمنطقة المظلة تظليلاً قائماً في الشكل يساوي:

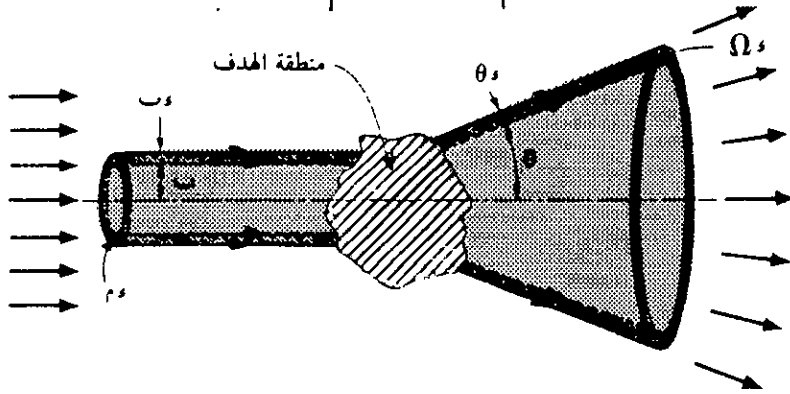
$$V = \int \tau r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi = \Omega \int_0^{\infty} \tau r^2 dr$$



المقطع العرضي التفاضلي
الكلاسيكي للتشتت

٦:٢٥م: تدخل حزمة من الجسيمات منطقة هدف وتشتت. وكما يبين الشكل، الجسيمات التي تقترب من الهدف في المنطقة الحلقية بين الاسطوانتين اللتين يبلغ نصف قطرهما ب وب + θ تشتت في منطقة حلقية بين المخروطين اللذين يبلغ نصف زاويتيها θ و θ + θ'. بافتراض أن ظاهرة التشتت لها تماثل اسطواني، (١) بين أن المساحة Ω في الشكل تساوي ٢ ط ب وب، (٢) بين أن الزاوية المجسمة Ω في الشكل تساوي: Ω = ٢ ط جا θ و θ، و (٣) باستخدام التعريف الذي تعطيه المعادلة ٦:٢٥، بين أن المقطع العرضي التفاضلي الكلاسيكي للتشتت يُعطى بالصيغة التالية:

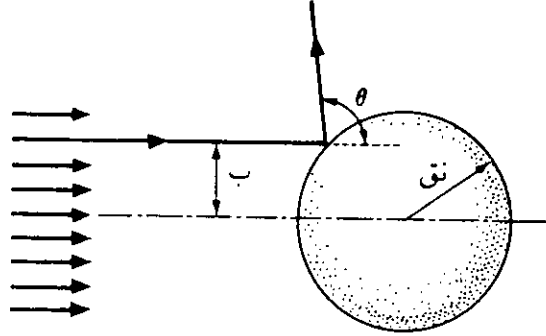
$$\left| \frac{b}{\theta} \frac{db}{d\theta} \right| = \frac{\sigma}{\Omega}$$



اختياري: المعادلة ٦:٢٥ صحيحة في الميكانيك الكوانتية والميكانيك الكلاسيكية. فسر لم لا تصبح النتيجة المشتقة في هذه المسألة من ناحية الميكانيك الكوانتية.

النشت الكلاسيكي من كرة
عاكسة

م. ٢٥: ٧: تسقط حزمة من الجسيمات على كرة عاكسة تماماً نصف قطرها R (انظر الشكل). (١) عبّر عن بارامتر التصادم b بدلالة زاوية النشت θ . (٢) باستخدام نتيجة المسألة السابقة، احصل على تعبير للمقطع العرضي التفاضلي للنشت σ/Ω . (ملحوظة: $\frac{\sigma}{\Omega}$ هو في العادة دالة في الزاوية θ . أما عدم اعتماده على θ في هذا المثال فامرٌ شاذ).



الطاقة الكولية والانشطار

م. ٢٥: ٨: ابحث بعناية وبأمثلة كمية المظهرين التاليين للطاقة الكولية النووية كما ترتبط بانشطار النواة ^{235}U . (١) اذا انفلقت نواة اليورانيوم إلى جزأين متساويين تقريباً فإن الطاقة الكولية الكلية للجزأين لا تساوي الطاقة الكولية للنواة الاصلية. [ما المقدار التقريبي لهذا التغير في الطاقة الكولية بالانشطار؟ وما اشارته (وهل يمثل طاقة محررة أم ممتصة في الانشطار)؟] (٢) اذا انفلقت نواة اليورانيوم إلى جزأين غير متساويين، فإن التغير في الطاقة الكولية لا يساوي التغير الحاصل عند انفلاق النواة إلى جزأين متساويين. (هل يميل التغير في الطاقة الكولية إلى تفضيل الجزأين غير المتساويين أم الجزأين المتساويين؟).

صيغة الكتلة شبه الامبريقية

م. ٢٥: ٩: تُعطى الكتلة الذرية إلى تقريب جيد بما يُسمى بصيغة الكتلة شبه الامبريقية. وتمثل إحدى صور هذه الصيغة كما يُعبّر عنها بوحدة الكتلة الذرية في ما يلي:

$$M(Z, A) = 1000.8665 (A - Z) + 1000.7825 Z - A + \frac{A^2}{2} + \frac{Z^2 - A^2}{8} + \delta$$

حيث A ، Z ، $A - Z$ ، و A هي ثوابت موجبة. (١) فسّر معنى: (أ) الحد

المتناسب مع (عد - ذ)، (ب) الحدّ المتناسب مع ذ، و(ج) الحدّ المتناسب مع ذ (ذ - ١) عدد ٣/١. (٢) قبل الرجوع الى مرجع آخر، قدّر مقداراً، وفسّر أساس تقديرك. (٣) أيّ الحدود السابقة هو حدّ الطاقة السطحية؟ لماذا يوجد لهذا الحدّ الإشارة التي يأخذها؟ (٤) باهمال عامل التصحيح δ ، جد القيمة الصغرى للكتلة ك بالنسبة الى ذ عند تثبيت عد وعندما $m = 0.00070$ ، وأ $= 0.100$ ، فما قيمة (ذ) التي تُنتج الكتلة الصغرى في حالة عد $= 208$ ؟ كيف يتوافق هذا مع الحقيقة التجريبية التي تؤكد أنّ خط الاستقرار يمرّ قرب $z = 0.82$ ، وعد $= 208$ ؟

[المراجع: Alex Green and N. Engler, *Physical Review* 91, 40 (1953)]

، او أيّ كتاب في الفيزياء النووية].

النجوم النيوترونية

م ٢٥: ١٠: تنبأ علماء الفلك بوجود نجوم نيوترونية، وهي نجومٌ ضغطت الجاذبية مادّتها بقوة حتى إنّ الإلكترونات قد حُشِرت في النوى. ولذا تتألف هذه النجوم من نيوتروناتٍ مرصوصةٍ رصاً قوياً. (١) ما نصف قطر النجم النيوتروني الذي تبلغ كتلته 1.5 كتلة نجمية، إذا كانت كثافة النجم مساوية لكثافة المادة النووية؟ (٢) يُظنّ أنّ النجوم النابضة التي تُصدّر نبضاتٍ أو زخاتٍ من الاشعاع الكهرومغناطيسي على فتراتٍ منتظمة هي نجومٌ نيوترونيةٌ دائرية. فالنجم النابض NP0591 في سديم السرطان ينبض ٣٠ مرة في الثانية. فإذا كان له نصف القطر المحسوب في الجزء ١ وزمن دورانٍ يساوي $\frac{1}{10}$ ثانية، فما سرعة دوران سطحه (عند خطّ استوائه)؟ (٣) تبلغ مدة النبضة الواحدة للنجم NP0531 تقريباً ٢ ملي ثانية، وباستخدام سرعة الضوء كحلقةٍ واصلية، احسب الطول المميّز المرتبط بهذا الزمن، وقارن هذا الطول بنصف القطر المحسوب في الجزء ١. هل يستطيع أيّ جزء في هذا النجم ان يتواصل مع أيّ جزء آخر فيه في خلال الزمن ٢ ملي ثانية؟ (٤) يزيد زمن دورة النجم NP0531 بمقدار ٣٨ نوثانية / اليوم. افترض أنّ هذا النجم النابض نجمٌ نيوترونيٌّ دائرٌ بكتلةٍ تساوي 1.5 كتلة شمسيةً ونصف القطر المحسوب في الجزء ١، فما معدّل فقدانه للطاقة الحركية الدورانية؟ كيف

الفصل السادس والعشرون

التحولات النووية Nuclear Transformations

في هذا الفصل، نقلُ مركزَ اهتمامنا من البنية النووية إلى التغيّر النوويّ : التحولات والتفاعلات .

في أغلب الاحوال ، تعيش كلُّ نواةٍ في عزلةٍ مدهشةٍ، إذ تقيها الالكترونات التي تدورُ حولها من بقية العالم . وحتى عند تجريد ذرّةٍ ما من كلِّ الكتروناتها بالتأين، فإنّ قوّة التنافر الكهربائيّ ستحفظُ نواتها عادةً بعيدةً عن ملامسة النوى الاخرى . وفي حين أنّ الذرات تتفاعلُ مع بعضها بعضاً بلا انفكاك، في داخل أجسامنا وخارجها، فإنّ النوى نادراً ما تتفاعل . ومع ذلك، فمن غير الصعب أن نحصلَ على معلوماتٍ عن النوى من عمليات التحول النووية، لأنّ هذه العمليات تنطوي دوماً تقريباً على تغيّراتٍ طاقية كبيرة بالمقياس الذريّ . إنّ النواة قد تعاني انحلالاً تلقائياً (نشاطاً إشعاعياً) من خلالِ عدةِ آلياتٍ على النحو التالي (انظر القائمة الاطول في الجزء ٢٥ : ٤) :

انحلال ألفا : حيث ينبعثُ جسيمُ ألفا (نواة ${}^4_2\text{He}$) ،

انحلال بيتا : حيث ينبعثُ الكترونٌ وضديدٌ نيوترينو او بوزيترون ونيوترينو،

انحلال غاما : حيث ينبعثُ فوتونٌ،

والانشطار : حيث تنقسمُ الذرة الى قسمين .

كذلك قد تُحمَلُ النواةُ على التفاعلِ بعدةِ طرقٍ :

بقذفها بجسيمات مشحونة ذات طاقة عالية (من مرتبة ١ مليون إف او اكثر)،
أو بقذفها بنيوترونات من أي طاقة،
أو بالتهيج الحراري على درجة حرارة عالية جدا (١٠^٦ ك او اكثر).

٢٦ : ١ : الاحتمال والانحلال الاسي : Probability and Exponential Decay

من السهل أن نسترق السمع إلى الاحتمال الميكانيكي الكوانتي. ويستطيع أي شخص بساعة يد ذات قرص مضيء وعداد غايجر أن يفعل ذلك. ولأجل هذا الغرض يجب أن يكون عداد غايجر من النوع الشائع المعدل ليعطي تكة مسموعة عندما يسقط عليه جسيم ذو سرعة عالية، كما يجب أن تُمسك الساعة على مسافة من العداد بحيث يمكن سماع تكاتها المنفردة. وسوف يتضح للمستمع أن تكات العداد لا تأتي في نسق منتظم كتكات الساعة، بل تحدث بشكل عشوائي على ما يظهر. وفي الحقيقة فإن أي تحليل رياضي مناسب سوف يظهر أنها عشوائية بالفعل. فالزمن الذي تحدث فيه تكة معينة لا صلة له تماماً بالزمن المنقضي منذ التكة السابقة عليها او بالزمن الذي تحدث فيه أية تكة أخرى.

العشوائية في الانحلال
الاشعاعي

وعند قيام المرء بمثل هذه التجربة، فانه سوف يتصل وبشكل غير عادي اتصالاً وثيقاً بالعالم دون المجهرى، إذ يصبح ما تعمله النواة الواحدة صوتاً مسموعاً؛ ولذا يستطيع المرء مباشرة أن يحس القانون الاساسي للاحتمال الذي يحكم الاحداث النووية. وكما سنبين الآن، فإن مثل هذا القانون، بتأثيره في كل نواة على حدة، يُفضي الى قانون أسي لانحلال العديد من النوى.

إن كل نواة مشعة من نوع ما عرضة لاحتمال انحلال ثابت في الوحدة الزمنية
الواحدة:

(١ : ٢٦)

$$\text{حت.} = \frac{1}{\tau}$$

احتمال انحلال النواة الاصلية في
الوحدة الزمنية الواحدة

وهذا الثابت يُكتَب مثل $\frac{1}{\tau}$ ، لأن بُعْدَهُ هو مقلوب الزمن : (الزمن)^{-١}. واذا لم تكن النواة قد انحلت بعد عند الزمن ز، فان الاحتمال بأنها سوف تنحل في الفترة الزمنية التالية Δ ن يبلغ

حت. Δ ن أو:

$$\frac{\Delta}{\tau}$$

ليكن ن (ن) عدد النوى الاصلية (اي تلك التي لم تتحل بعد) الموجودة في عينة ما عند الزمن ز. إن العدد الذي يُتوقع انحلاله في الفترة التالية Δ ن يساوي هذا العدد مضروباً باحتمال انحلال أي منها: Δ ن/ τ . ولذا، فالتغير المتوقع في ن (وهو نقصان) يكون كما يلي:

$$\Delta N = -N \frac{\Delta}{\tau}$$

ويمكن كتابة هذه المعادلة على الشكل: $\frac{\Delta N}{N} = -\frac{\Delta}{\tau}$. وعند أخذ نهاية الفترة الصغيرة Δ ن تصير هذه المعادلة معادلة تفاضلية على النحو التالي:

العدد الذي ينحل في الوحدة
الزمنية الواحدة يتناسب مع العدد
الموجود

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad \dots\dots\dots (2: 26)$$

وهذه المعادلة تقريبية لسبين: (١) فالكمية ن عدد صحيح وليست متغيراً متصلاً، و(٢) لأن الاحتمال يحكم هذه العملية فإن المعدل الفعلي للانحلال قد يكون اكبر أو أقل بعض الشيء من هذا المعدل المتوقع. وعلى كل حال، فعند قيم ن الكبيرة، يتبع الانحلال الفعلي بشكل قريب المعادلة ٢: ٢٦. وهذه المعادلة التفاضلية تطرح السؤال التالي: ما الدالة ن (ن) التي تتناسب مشتقتها مع سالبها؟ والجواب إنها الدالة الاسية المتناقصة. وكما يمكن التحقق من ذلك بالتعويض في المعادلة ٢: ٢٦، فالحل المطلوب هو:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \dots\dots\dots (3: 26)$$

ويظهر الشكل ٥: ٣٠ في المجلد الأول رسماً بيانياً لهذه الدالة.

ان الكمية التي تقاس بالتجربة هي عدد الانحلالات في الثانية الواحدة، وليست الكمية ن (اي عدد النوى الاصلية الباقية في العينة). ويمكن أن نسمي معدل الانحلال هذا بالشدة: شد التي تعرف بالصيغة التالية:

القانون الاسي للشدة

$$I = -\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad \dots\dots\dots (4: 26)$$

وهذه دالة أسية متناقصة أيضا. ان الشدة الابتدائية شد. تساوي τ / ن. (وبالطبع، فمن ناحية عملية يقيس الكاشف فقط كسراً ثابتاً من الشدة الكلية شد.). ويظهر الشكل ١: ٢٦ بيانات الشدة التي حُصل عليها بالتجربة من عينة الاريديوم ^{194}Ir .

ويسمى الثابت τ بمتوسط العمر، لأنه متوسط اعمار جميع النوى المشعة الموجودة في العينة. ولإثبات ذلك نقول إن احتمال انحلال نواة ما لكل وحدة زمنية عند اللحظة الزمنية t او قرنها يساوي حاصل ضرب عاملين:

حت (ن) = ح (ن) حت.

(٥: ٢٦)

أما العامل الأول فهو الاحتمال بأن النواة الاصلية التي كانت موجودة عند الزمن $t = 0$ صفر ما تزال موجودة عند الزمن t . واما العامل الثاني فهو الاحتمال لكل وحدة زمنية بأن النواة التي قد عاشت هذه الفترة الزمنية (اي حتى اللحظة الزمنية t) سوف تنحل عندئذ. ويمكن اشتقاق العامل الاول من المعادلة ٢٦: ٣، وهو يساوي:

ح (ن) = $\frac{N(t)}{N_0} = e^{-t/\tau}$

(٦: ٢٦)

والعامل الثاني عبارة عن ثابت يُعطى بالمعادلة ١: ٢٦. ولذا، فصافي احتمال الانحلال للوحدة الزمنية الواحدة لنواة في العينة الاصلية يكون كما يلي:

حت (ن) = $\frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$

(٧: ٢٦)

ويمكن توضيح معنى حت (ن) بالاستعانة بالصيغ التالية:

(١) احتمال أن تنحل نواة في الفترة المتناهية الصغر الممتدة من t الى $t + \Delta t$ يساوي حت (ن) Δt .

(٢) احتمال أن تنحل نواة في الفترة المحدودة من t الى $t + \Delta t$ يساوي حت (ن) Δt .

(٣) احتمال أن تنحل نواة في أية لحظة زمنية مهما كانت $\int_{من}^{\infty} \text{حت (ن) دن} .$

ومن السهل التحقق من أن التكامل الثاني الثالث يساوي ١ . إن متوسط العمر الذي ننشده هو متوسط موزون يعرف على النحو التالي :

$$\overline{ن} = \int_{من}^{\infty} \text{ن حت (ن) دن} \quad \text{متوسط العمر متوسط موزون} \quad (٨ : ٢٦) \dots\dots\dots$$

وبوضع قيمة حت (ن) من المعادلة ٢٦ : ٧ في المعادلة أعلاه نحصل على :

$$\overline{ن} = \int_{من}^{\infty} \frac{1}{\tau} \text{ن} \text{و-ن}^{\tau/ن} \text{دن}$$

وبوضع $ه = \frac{ن}{\tau}$ في الصيغة السابقة نحصل على :

$$\overline{ن} = \tau \int_{من}^{\infty} ه \text{و-ه}^{\tau/ه} ده$$

وبإجراء التكامل بطريقة الأجزاء نحصل على :

$$\overline{ن} = \tau \quad \text{متوسط العمر يساوي } \tau \text{ أو } \frac{1}{\text{حت}} \quad (٩ : ٢٦) \dots\dots\dots$$

إن متوسط عمر النوى في العينة يساوي إذاً مقلوب احتمال الانحلال الأساسي للوحدة الزمنية الواحدة .

لقد ألمحنا سابقاً إلى أن متوسط العمر τ هو أطول من الزمن اللازم لانحلال نصف النوى . وهذا الزمن الأخير أي نصف العمر يُعطى بالمعادلة التالية :

• إذا اشتغل المرء بالاحتمالات النسبية، فإن المتوسط يُعرف كما يلي :

$$\overline{ن} = \frac{\int_{من}^{\infty} \text{ن حت (ن) دن}}{\int_{من}^{\infty} \text{حت (ن) دن}}$$

وفي هذه الحالة يكون المقام مساوياً للعدد ١ .

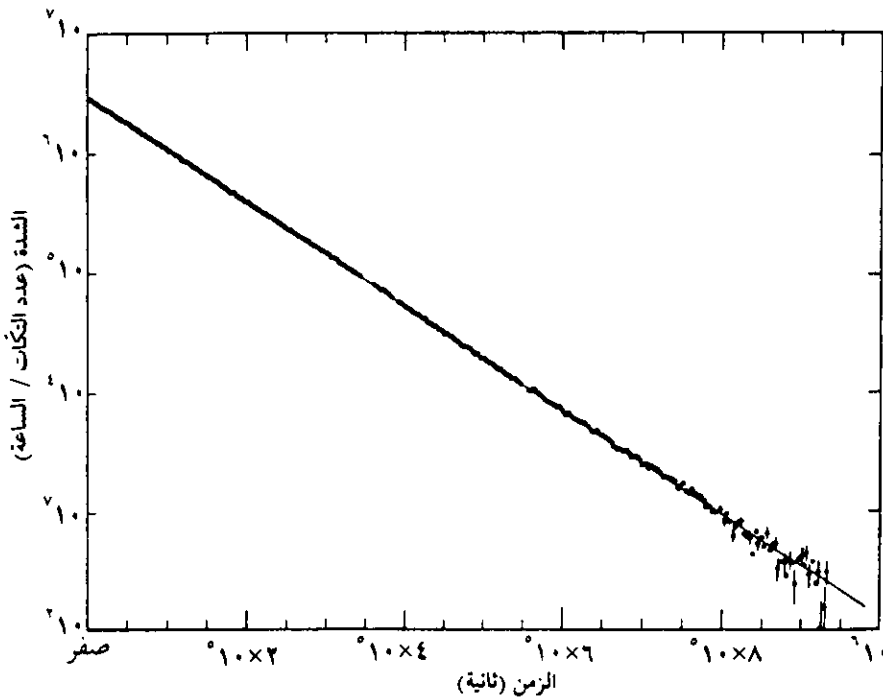
$$\tau_p = 693, 70$$

(١٠: ٢٦)

وتغطي أنصاف العمر المعروفة للجسيمات الأولية والنوى، من أقصرها الى أطولها، مدى واسعاً بشكل لا يمكن تصوّره. ففي طرف نجد الجسيمات ذات العمر القصير جداً أو الرنينات resonances التي تبلغ أنصاف أعمارها ١٠-٢٠ ثانية أو أقل من ذلك. وثمة جسيمات تعيش مُدداً تتفاوت من ١٠-١٠٠ ثانية وحتى عدة دقائق، ما عدا بالطبع الجسيمات المستقرة التي تعيش، الى الحد الذي نعرفه، الى الابد. أما النوى المشعة فتُعرف لها أنصاف عمر تمتد من ١٠-٣ ثانية الى ما يزيد على ١٠١٠ سنة.

وكان من خلال النمط الاسي للانحلال، ان ادرك إرنست رذرفورد لأول مرة فعل الاحتمال في انحلال النشاط الاشعاعي (عام ١٨٩٩). وفي ذلك الوقت، لم يكن لدى

الانحلال الأسّي يكشف عن دور الاحتمال



الشكل ١: ٢٦: الانحلال الأسّي لعينة من ^{131}I يبلغ متوسط العمر لنواها 8.04×10^4 ثانية. وفي هذا الرسم نصف اللوغارتمي (المقياس الراسي لوغارتمي والافقي خطي) تظهر الدالة الاسية كخط مستقيم. وهذه البيانات التجريبية التي جمعها جيمس غايجر تتوافق جيداً مع الدالة الاسية. فعلى امتداد فترة زمنية تبلغ 8.04×10^4 ثانية (تقريباً ١٠٨ يوماً)، وهي فترة تساوي ٩٣ مرة قدر متوسط العمر أو ١٣٥ مرة قدر نصف العمر، تهيّط الشدة بعامل يبلغ تقريباً ١٠٠٠٠.

رذرفورد ما يدعوه الى التشكك في أنه كان يواجه نوعاً جديداً من الاحتمال. ولا بُدَّ انه افترض أن بنية داخلية ما معقدة في الذرة تسببت بجعل وقت انحلالها أمراً غير محدد، كأن ذلك انعكاس للاحتمال الديناميكي الحراري. هذا، وَلَمْ يُقْبَلِ الاحتمال كصفة اساسية لمعظم قوانين الطبيعة الاساسية إلا عام ١٩٢٦.

٢٦: ٢: انحلال الفا (α) : Alpha Decay

عُيِّنَتِ الاطيف المميّزة للذرات وصنّفت قبل فترة طويلة من فهم البنية الذرية المسؤولة عن إشعاعها. وبصورة مماثلة، كشفت النوى عن نفسها أولاً بإشعاعاتها: اشعة الفا وبيتا وغاما، وقبل أن حصل العلماء على أية معرفة ولو طفيفة عن حجم النوى وبنيتها أو وجودها بالفعل.

الاسماء الأولى للإشعاعات:
 α, β, γ

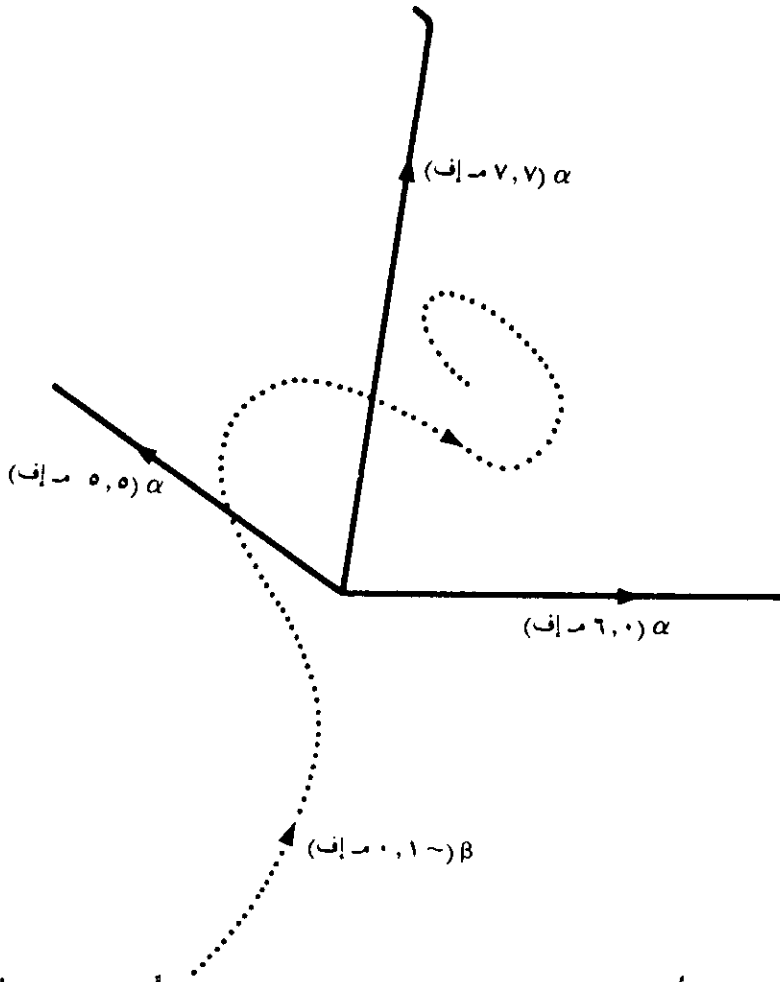
وفي الدراسات الأولى (عام ١٨٩٧) للنشاط الإشعاعي لليورانيوم، وجد إرنست رذرفورد أن الإشعاع الصادر عن اليورانيوم هو على نوعين على الأقل، واعطى اسم اشعة الفا للإشعاع الذي له قدرة أكبر على التأين ومدى أقل، وسمى الإشعاع الآخر الذي له قدرة أقل على التأين ومدى أكبر اشعة بيتا. وتوضّح صورة حديثة لمسارات اشعة الفا وبيتا في مستحلب فوتوغرافي خاص (الشكل ٢: ٢٦) هذا الفارق المميّز بينهما. أما اشعة غاما فتتمّ تعرفها كإشعاع كهرومغناطيسيّ بعد عدة سنوات من ذلك.

وثمة ثلاثة معالم اساسية بارزة في تاريخ جسيمات ألفا منذ اكتشافها وحتى يومنا الحاضر. وأوّل هذه المعالم كان تعيين هويتها كنوى ذرات الهيليوم. والثاني كان استخدام جسيمات الفا كمقذوفات لدراسة باطن الذرة، اما الثالث فكان التفسير الميكانيكي الكوانتي لانحلال الفا. وقد أنجز المعلمين الأوّلين رذرفورد ومعاونوه، أما الثالث فكان من عمل كل من جورج غامو Gamow (بشكل مستقل) ادوارد كوندون Condon ورونالد غرنيه Gurney.

* طبيعة جسيمات ألفا : The Nature of Alpha Particles

نجح رذرفورد عام ١٩٠٢ في حرف جسيمات ألفا بمجال مغناطيسيّ، وبيّن أنها جسيمات موجبة الشحنة أثقل من الالكترونات. اما الدليل الحاسم على طبيعة جسيمات ألفا فأتى من الأطياف. ففي عام ١٩٠٨، استطاع رذرفورد أن يوقّف عدداً كافياً من جسيمات

جسيمات ألفا الموقفة تصبح ذرات هيليوم



الشكل ٢٠:٢٦: مسارات جسيمات ألفا وجسيم بيتا (الكترين) في مستحلب فوتوغرافي حديث: مسارات ألفا اكتف من مسار الالكترين، مما يدل على أن جسيمات ألفا تفقد الطاقة بمعدل أكبر. ويبلغ طول أطول مسار لجسيمات ألفا في الصورة ٣.٩ ميكرومتر. لاحظ أن الصورة مكبرة ألفي مرة. [استنسخت الصورة باذن هاري هكمان H. Heckman، مختبر لورنس للاشعاع، جامعة كاليفورنيا، بيركلي].

ألفا، وان يجمعها في مكان مفرغ من أجل دراسة اطيافها. وعند إيقافها، تلتقط جسيمات ألفا بالطبع بعض الالكترينات، وتصبح ذرات هيليوم. وهذه الذرات عند تهييجها تصدر الطيف الخطي المميز للهيليوم. وقد وفر عمل رذرفورد هذا دليلاً واضحاً على أن النشاط الاشعاعي كان بالفعل حدثاً فاجعاً على المستوى الذري يُخرج إلى الوجود ذرات جديدة تماماً. ويفسر هذا الاكتشاف أيضاً سبب وجود الهيليوم في التراكبات الطبيعية المعدنية المشعة. وأنها لفكرة مثيرة حقاً أن كل ذرة تقريباً، من الذرات الموجودة في آلاف الاقدام المكعبة من الهيليوم التي تُضخ من الارض كل يوم، قد تولدت من عنف انحلال مشع صغير جداً في وقت ما خلال بلايين السنين القليلة المنصرمة.



* تشتت جسيمات ألفا : Scattering of Alpha Particles

في مختبر رذرفورد في مانشستر، بدأت عام ١٩٠٨ سلسلة التجارب التاريخية لحرف جسيمات ألفا بالمادة والتي أفضت بعد خمس سنوات الى نظرية بور لذرة الهيدروجين . وبدت هذه التجارب التي أجراها هانز غايجر وارنست مارسدن Marsden في أول الامر تجارب روتينية، بيد أنه لم يمض وقت طويل حتى تصدّرت مركز الاهتمام في المختبر، ذلك لأن نتائجها كانت غير متوقعة. إذ وُجد أن جزءاً صغيراً فقط من جسيمات ألفا المقذوفة على رقيقة معدنية انحرف بزوايا كبيرة، وكان هذا الجزء الصغير حتى اكبر من ان يتوافق مع النظرية السائدة آنذاك والتي تمثلت في أن الشحنة الموجبة في الذرة تنتشر على كل الحجم الذري . ففي مثل هذه الذرة لا يكون المجال الكهربائي في أي جزء منها قوياً بما يكفي لأن تحرف

بشكلٍ بارزٍ جسيماً من جسيمات ألفا العالية في سرعتها. كذلك فإنّ الإلكترونات، بسبب كتلتها الصغيرة، لا تستطيع أن تفسّر هذه الانحرافات الكبيرة. وتمسك رذرفورد بنتائج غايجر ومارسدن، وفسرها تفسيراً صحيحاً، فقال يجب أن يستقر في قلب الذرة جسم له من الكتلة والقوة ما يكفي لرد أي جسيم ألفا يقترب منه. وافترض، نظراً لأنّ الإلكترونات التي يُعرف عنها أنها مكونات ذرية هي خفيفة وسالبة، أن النواة المركزية يجب أن تكون ثقيلة وموجبة.

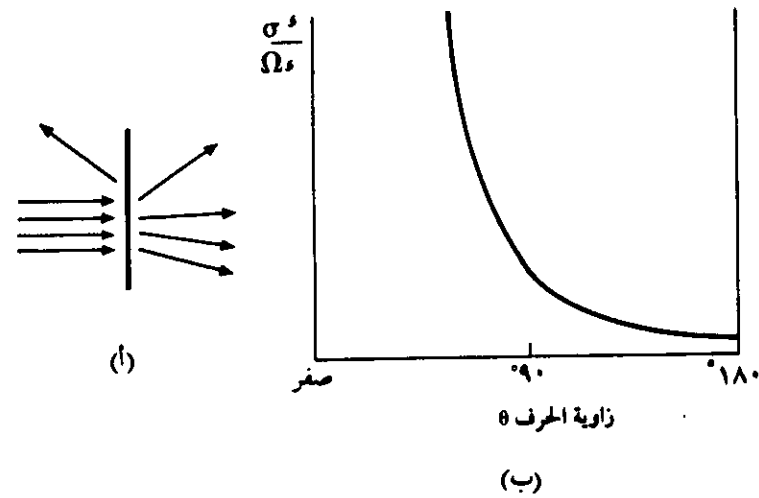
وفي عام ١٩١١، تابع رذرفورد حساباته للمقطع العرضي التفاضلي لتشتت جسيمات ألفا المقذوفة على نواة موجبة صغيرة. اما نتيجة حساباته التي نذكرها هنا من دون برهان فهي:

$$\frac{1}{\Omega^2} \left(\frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} - 1 \right) = \frac{\sigma}{\Omega^2} \quad (١١:٢٦) \dots\dots\dots$$

المقطع العرضي التفاضلي
للتشتت الكولي

و يشيرُ ذ هنا الى العدد الذري للهدف، ذ الى العدد الذري للمقذوفة (ويساوي ٢ لجسيم ألفا)، طح الى الطاقة الحركية الابتدائية للمقذوفة، و θ الى زاوية الانحراف. وكما يبيّن الشكل ٣: ٢٦، فإن احتمال التشتت يزداد كثيراً للزوايا الصغيرة بالقياس الى الزوايا الكبيرة. وعلى أية حال، فقيمتُه عند الزوايا الكبيرة لا يمكنُ اهمالها. وايدت التجاربُ بسرعة صحة المعادلة ١١: ٢٦، من حيث اعتماد $\frac{\sigma}{\Omega^2}$ على ذ، طح، و θ . هذا وفي وقتٍ لاحقٍ (انظر الشكل ٨: ٢٥) كُشِفَتْ انحرافاتٌ عن المعادلة ١١: ٢٦ عُزيت الى حجم النواة المحدود.

تتنبأ معادلة المقطع العرضي
التفاضلي بالتشتت الهام عند
الزوايا الكبيرة

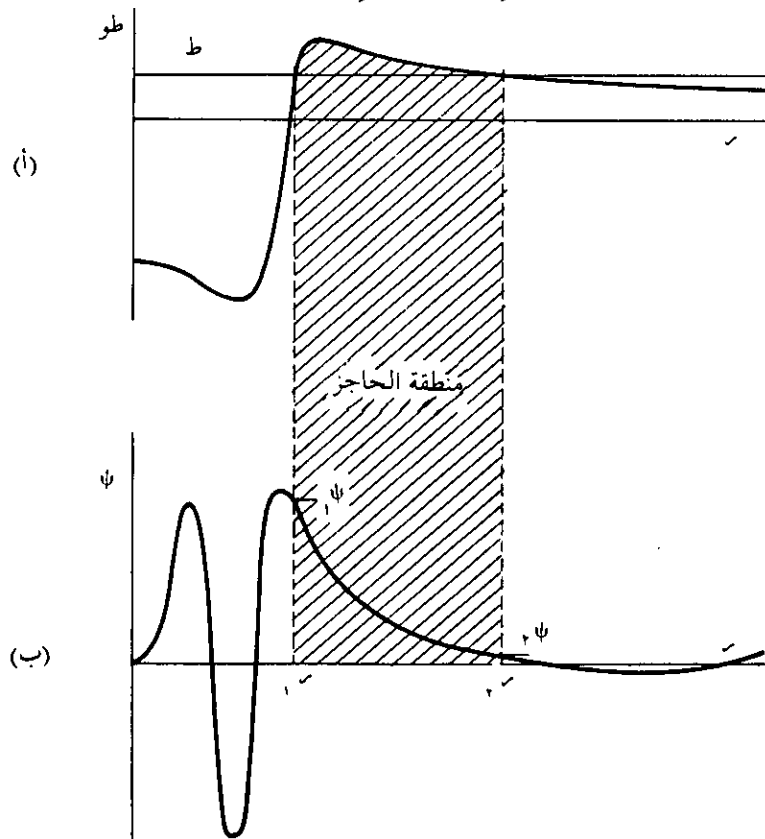


الشكل ٣: ٢٦: تشتت جسيمات ألفا:
(أ) النتيجة التجريبية: من بين جسيمات ألفا العديدة التي تضرب رقيقة معدنية قلّة تنحرفُ بزواوية كبيرة. (ب) المقطع العرضي التفاضلي لتشتت جسيمات ألفا عن شحنة نقطية ثقيلة.

ومن قبيل ما يمكن تسميته بعطف الطبيعة، يتوافق حساب رذرفورد الكلاسيكي مع الحساب الكوانتي الذي أُجري في وقت لاحق بعد سنوات عديدة. ومع أن مسارات رذرفورد تأخذ شكل القطع الزائد hyperbolic ويجب أن تُستبدل بها الامواج المنتشرة، إلا أن النتائج المبينة على ميكانيك نيوتن تتوافق بشكل رائع مع النتائج الكوانتية. وهذه صفة خاصة بالجهد الكولمبي (طو ~ $\frac{1}{r}$) لا تنطبق على دوال الطاقة الوضعية الأخرى.

* اختراق الحاجز وتحلل ألفا: Barrier Penetration and Alpha Decay

إن انحلال ألفا، بخلاف انحراف جسيم ألفا، ظاهرة كوانتية متفردة تتعارض تماماً مع السلوك المتوقع من وجهة نظر كلاسيكية. فداخل النواة، يحس جسيم ألفا قوة نووية جاذبة، ولذا فإن داخل النواة منطقة ذات طاقة وضعية سالبة (انظر الشكل ٢٥: ٢٢ (ب)). أما خارج النواة، فإن جسيم ألفا يحس قوة التنافر الكهربائية، وهو لذلك منطقة ذات طاقة



الشكل ٢٦: ٤: انحلال ألفا: (أ) رسم الطاقة الوضعية لنظام جسيم ألفا - النواة، وهو مجموع بئر جهد سالب ينشأ عن جذب القوى النووية ومرتفع جهد موجب ناشئ عن التنافر الكهربائي. (ب) تظهر الدالة الموجية لجسيم ألفا، وهي تقريبية، احتمالاً أكبر لوجود الجسيم داخل النواة واحتمالاً أقل لظهوره خارجها.

وضعية موجبة. وكما يبين الشكل ٢٦: ٤، فإن رسم الطاقة الوضعية لنظام جسيم ألفا - النواة يحتوي على حاجز قرب السطح النووي. ووفق الميكانيك الكلاسيكية، فإن جسيم ألفا الذي لا يملك طاقة كافية للتغلب على هذا الحاجز، عند قذفه على النواة من الخارج، يُردُّ بالحاجز (التنافر الكهربائي) ولا يستطيع النفاذ إلى النواة. ومن ناحية كلاسيكية ايضا، فان جسيم ألفا الموجود داخل النواة والذي يملك الطاقة نفسها يُحجز بالحاجز نفسه فيظل داخلها الى الابد. وباختصار، فلو كانت الميكانيك الكلاسيكية صحيحة في المجال النووي، لما تمكّن أي جسيم من جسيمات ألفا، طاقته أقل من ذروة الحاجز، من اختراق حاجز الطاقة الوضعية من كلا الجانبين. ومع ذلك فجسيمات ألفا التي تقل طاقتها عن ذروة الحاجز تخرج بالفعل من النواة، والميكانيك الكوانتية تسمح بمثل هذا الاختراق للحاجز. فالدالة الموجية لأي جسيم ألفا موجود داخل النواة (الشكل ٢٦: ٤(ب)) تخترق الحاجز الى المنطقة الممنوعة كلاسيكيا، حيث تهبط هنالك بسرعة صوب الصفر. كذلك يعبر جزء صغير من الموجة الحاجز خارجاً منه في الطرف الآخر بشكل موجة اهتزازية ذات سعة صغيرة. ويعني هذا ان جسيم ألفا يملك احتمالاً معيناً للبروز او التجسد فجأة خارج النواة، حيث تُسرعه القوة الكهربائية ليكتسب طاقة حركية عالية تتفاوت عادةً من ٥ إلى ١٠ مليون إيف. وتُعرف هذه العملية بالانحلال ألفا. اما العملية المعاكسة اي اختراق الحاجز من الخارج الى الداخل فهي هامة ايضا وخصوصاً عندما لا تقل طاقة الجسيم الساقط كثيراً عن ذروة الحاجز.

من ناحية كلاسيكية لا يمكن اختراق حاجز الطاقة الوضعية

يُخترق الحاجز من وجهة نظر الميكانيك الكوانتية

** تقدير اعمار انحلال ألفا : Estimate of Alpha-Decay Lifetimes

يمكن الحصول على تقدير لاعمار انحلال ألفا بالاستعانة بنظرية غير دقيقة تخلط بين التفكيرين الكلاسيكي والكوانتي. تصوّر جسيم ألفا يتحرك جيئةً وذهاباً داخل النواة، وتصور أنه يضرب الحاجز (اي يطرق الباب لكي يخرج) مرةً في الثانية الواحدة. ففي كل مرة، يوجد احتمال معين (ح) لاختراقه الحاجز. وهذا الاحتمال يرتبط بسعة الموجة الكوانتية في منطقة الحاجز. وعند الانتقال من داخل الحاجز الى خارجه تهبط الدالة الموجية من ψ_1 الى ψ_2 [الشكل ٤٦: ٤ (ب)]، ويهبط احتمال الجسيم من $|\psi_1|^2$ الى $|\psi_2|^2$ ، ولذا يكون احتمال اختراق الحاجز كما يلي:

..... (٢٦: ١٢)

$$C = \frac{|\psi_2|^2}{|\psi_1|^2}$$

احتمال اختراق الحاجز

ويساوي صافي احتمال الانحلال لوحدة الزمن الواحدة حاصل ضرب α_v في ح :

حت. (احتمال الانحلال / الثانية) $\alpha_v =$ ح (١٣: ٢٦)

ويسمى مقلوب هذه الكمية بمتوسط العمر :

$$\text{حت.} = \frac{1}{\alpha_v} = \tau \quad \text{..... (١٤: ٢٦)}$$

وللحصول على قيمة الكمية α_v ، يمكننا ان نأخذ، كطاقة حركية مثلة لجسيم الفا داخل النواة، المقدار: طح داخل = ٥٠ مليون إف. وهذه الطاقة تقابل سرعة لجسيم الفا تبلغ 5×10^7 م/ث. اما تواتر ضرب الحاجز فيساوي هذه السرعة مقسومة على القطر النووي:

$$\alpha_v = \frac{\text{سر}}{\tau \text{ نق}} = \frac{5 \times 10^7 \text{ م/ث}}{1.8 \times 10^{-10} \text{ م}} = 2.8 \times 10^{11} \text{ ث}^{-1}$$

ويلاحظ أننا قد استخدمنا المقدار ١.٨ فم للقطر النووي. اما الرقم العادي لنصف قطر نواة ثقيلة (يتردد عدد الكتلة لها بين ٢٠٠ الى ٢٥٠) فيتفاوت من ٧ الى ٨ فم. ومع ذلك، فإن نصف القطر الذي يواجهه به جسيم الفا الحاجز، عند الطرف الابعد للنواة [انظر الشكل ٢٦: ٤ (أ)] هو اقرب الى ٩ فم. ولأن قيمة α_v في احسن الاحوال قيمة تقريبية، فلا يمكن تسوية أكثر من رقم معنوي واحد؛ ولذا فاننا سنستخدم القيمة التالية لها:

معادل تصادم جسيم الفا بالحاجز

$$\alpha_v = 3 \times 10^{11} \text{ ث}^{-1} \quad \text{..... (١٥: ٢٦)}$$

وهذا الرقم واحد تقريباً لجميع النوى غير المستقرة ألفاوتاً. وبرغم ذلك، فالاعمار المشاهدة تمتد من الميكروثانية الى بلايين السنين. ومن الواضح لذلك أن العامل ح في المعادلة ٢٦: ١٤ يجب ان يتغير بشكل هائل من نواة الى اخرى، فضلاً عن أنه يجب أن يكون صغيراً للغاية. فمثلاً يتطلب متوسط عمر مقداره ثانية واحدة احتمالاً لاخترق الحاجز (ح) يقل عن 10^{-11} .

ولتقدير ح نتبنى النموذج التقريبي الموضح في الشكل ٢٦: ٥، ونستبدل بحاجز الطاقة الوضعية الفعلي حاجزاً مستطيلاً ارتفاعه ط. ويمتد من نصف القطر الداخلي ر،

• الفاويا = بالنسبة الى انحلال الفا.

الى نصف القطر الخارجي R . ونختار:

$$R = 9 \text{ فـ م}$$

$$R = \frac{1}{4} (R + R) .$$

وهذا الاختيار يجعل سمك الحاجز المحاكى نصف سمك الحاجز الفعلي . اما نصف القطر الخارجي R للحاجز الفعلي فيتعيّن بالشرط: $\tau = \text{طو}$ ، وهو يساوي:

$$R = \frac{1}{4} \frac{e^2 \hbar^2}{m} \quad (16: 26) \dots\dots\dots$$

وأما ارتفاع الحاجز المحاكى Simulated فيُختار بحيث يساوي ارتفاع الحاجز الفعلي عند R :

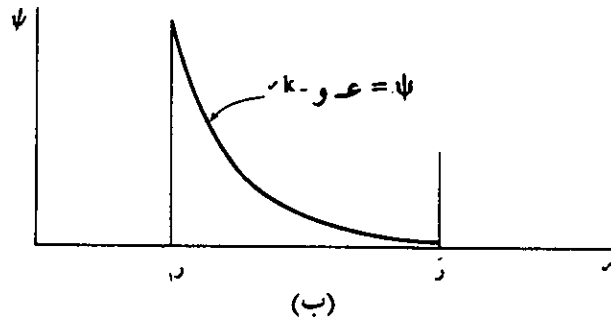
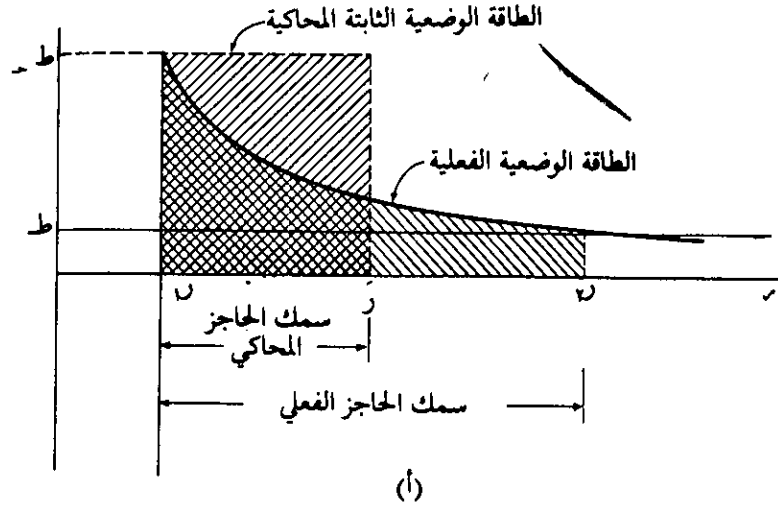
$$\tau = \frac{1}{4} \frac{e^2 \hbar^2}{m} \quad (17: 26) \dots\dots\dots$$

وفي هاتين المعادلتين يشير العدد 2 في البسط الى العدد الذري لجسيم الفا.

وعلينا بعد ذلك ان نعرف شيئا عن الدالة الموجية داخل الحاجز المستطيل . فهذه الدالة يجب أن تنفي بمعادلة شرودنجر . ولأننا نتعامل مع نظرية تقريبية لعملية انحلال الفا، فيكفي أن نستخدم الصيغة الاحادية البعد لمعادلة شرودنجر (المعادلة 23: 75) . وهذه الصيغة في هذه الحالة التطبيقية (حيث $\tau = \text{طو}$ ، وحيث R توضع بدلاً من المتغير s) هي:

$$\frac{\psi^2}{2} = \frac{\psi^2}{2} \left(\tau - R \right)$$

معادلة شرودنجر في منطقة الحاجز



الشكل ٢٦: ٥ (أ) نموذج غير دقيق لحساب احتمال اختراق الحاجز من قبل جسيم ألفا. يستبدل بالحاجز الفعلي حاجز طاقته الوضعية ثابتة وسمكه نصف سمك الحاجز الأصلي. (ب) داخل الحاجز المحاكى، تكون الدالة الموجية أسية متناقصة.

ان التوفيق: ψ ك (ط - ط) / $\hbar^2$ في الطرف الايسر من المعادلة السابقة هي ثابت موجب داخل منطقة الحاجز. ويمكن لغرض التسهيل ان نعرف القيمة k على النحو التالي:

$$(18: 26) \dots \dots \dots \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V)} = k$$

، وأن نكتب بذلك معادلة شروندجر بالصيغة التالية :

$$(19: 26) \dots \dots \dots \psi'' + k^2 \psi = 0$$

لاحظ أن k ، مثل العدد الموجي k ، له بُعد مقلوب الطول . وهاتان الكميتان k و k مرتبطتان ارتباطاً وثيقاً ، لكنهما غير متماثلتين . ويكون العدد الموجي داخل منطقة الحاجز المنوعة كلاسيكياً كميةً خيالية .

وتعدُّ المعادلة ٢٦: ١٩ معادلةً تفاضليةً بسيطة . وكما يتضمن ذلك الجزء ٥: ١١ ، تملك الدوال الأسية : المتصاعدة والمتناقصة على حدٍّ سواء الخصيصة اللازمة لتكون حلاً لهذه المعادلة ، وهي أن مشتقتها الثانية تتناسب معها . ومن السهل ان نتحقق بالتعويض المناسب في المعادلة ٢٦: ١٩ من أن الحل لهذه المعادلة هو كما يلي :

$$\psi = e^{-kx} + e^{-kx}$$

الحل العام

حيث e^{-kx} ثابتان اعتباطيان . وفي الحقيقة يمكن أخذ الثابت e^{-kx} ليساوي صفراً ، والحجة الكامنة وراء هذا الاجراء تنطوي على بعض البراعة ، وهي في جوهرها تتخذ الشكل التالي . إن الحد الاسي المتناقص يصف موقفاً فيزيائياً يملك فيه جسيم ألفا احتمالاً كبيراً لوجوده داخل النواة واحتمالاً صغيراً لوجوده خارجها . وهذا الموقف يمثل مسألة انحلال الفا التي نغنى بها . اما الحد الاسي المتصاعد فيصف موقفاً فيزيائياً معاكساً للموقف السابق ، يكون فيه جسيم الفا ذا احتمال صغير داخل النواة وذا احتمال كبير خارجها . وهذا الموقف يمثل مسألة تشتت جسيم ألفا الذي لا نغنى به هنا . ولذا تأخذ الدالة الموجية في منطقة الحاجز في حالة انحلال الفا الصيغة التالية :

$$\psi = e^{-kx} + e^{-kx} \dots \dots \dots (26: 20)$$

$$\psi = e^{-kx} + e^{-kx}$$

الحل المناسب لمسألة انحلال الفا

وتأخذ ψ عند طرفي الحاجز المحاكى الداخلي والخارجي القيمتين التاليتين :

$$\psi_1 = e^{-kx} + e^{-kx} , \psi_2 = e^{-kx} + e^{-kx}$$

ونجد من المعادلة ٢٦: ١٢ أن احتمال اختراق الحاجز هو:

$$T = \frac{\psi_1^2}{\psi_2^2} = \frac{e^{-2kx}}{e^{-2kx}} = 1$$

وباستخدام التقريب $\bar{r} - r = \frac{1}{4}(p - p_0)$ ، يمكن كتابة الصيغة السابقة على النحو التالي أيضا:

ح = $\frac{1}{(1 - r)^k}$ (٢٦ : ٢١) الاحتمال المقدّر لاختراق الحاجز

وأخيراً، بتعويض المعادلتين ٢٦: ١٥ و ٢٦: ٢١ في المعادلة ٢٦: ١٤، نجد أن العمر المقدّر لانهلال الفايساوي:

عمر الانحلال وفق نظرية غير دقيقة

*** نظائر البولونيوم : Polonium Isotopes**

لعل أكثر الأشياء اثاراً في المعادلة ٢٦: ٢٢ ما تتضمنه من كون العمر ذا حساسية مفرطة لطاقة جسيم ألفا. ويمكن توضيح هذا الملمح البارز على افضل وجه بمثال. لنعتبر نظائر البولونيوم (ذ = ٨٤). ان التوفيقه $22\frac{1}{4}$ نلزمنا لأجل استخدامها في المعادلتين ٢٦: ١٦ و ٢٦: ١٧. وباستخدام الوحدات المناسبة تبلغ قيمة هذه التوفيقه ما يلي:

وتمّة توفيقه أخرى نحتاج إليها، وهي:

(٢٤:٢٦) $\frac{١}{٢٦} = \frac{١٩١}{٢٦}$ مليون إف. فم^٢

● باستخدام معالجة نظرية أكثر دقة نضع بدل الأس k ، $(r_1 - r_2)$ التكاملي:

$$r \in [p - (r)k] \sqrt{\frac{2}{r}} \quad \left\{ r = r(r)k \right\} r = \emptyset$$

وبوضع طو (٢) = $\frac{٢٥٢}{٤ طو}$ يمكن تقدير قيمة هذا التكامل بدلالة دالات معروفة كما يلي :

$$\left[\frac{\nu}{\nu} - \frac{1 - (\nu/\nu) \sqrt{\nu}}{1 - (\nu/\nu) \sqrt{\nu}} \right] \nu, k \nu = \emptyset$$

حيثُ ك هي كتلةُ جسيم ألفا. وبالإستعانة بهاتين التوفيقتين تُعطي المعادلاتُ ٢٦: ١٦ وحتى ٢٦: ١٨ المقاديرَ التالية:

$$\text{ب (فـم)} = \frac{242}{\text{ط (مليون إف)}} \quad (25: 26) \dots\dots\dots$$

$$\text{ط} = \frac{242 \text{ مليون إف. فـم}}{9 \text{ فـم}} = 26.9 \text{ مليون إف} \quad (26: 26) \dots\dots\dots$$

$$k, \text{ (فـم}^{-1}\text{)} = \sqrt{191 \cdot [26.9 - \text{ط (مليون إف)]}} \quad (27: 26) \dots\dots\dots$$

ولأن القيمَ النموذجيةَ لطاقاتِ جسيماتِ ألفا تقعُ بين ٥ و ١٠ مليون إف، فإن قيمةَ k تكونُ قريبةً من القيمةِ ٢ فـم^{-١}. ويعني هذا أنَّ تغيراً في ب مقدارُهُ ١ فـم فقط (انظر المعادلة ٢٦: ٢٢) يكفي لتغييرِ العمرِ بعاملٍ مقدارُهُ ١٢ او بسبعِ مراتٍ تقريباً. وسنحسبُ هنا العمرَ التقريبيَّ لنظيرين من نظائرِ البولونيوم:

١. ^{٢١٢}Po : ط = ٨٧٨ مليون إف، $\tau \approx ٣ \cdot ١٠^{-٦}$ ميكروثانية، و $\tau \approx ٤ \cdot ١٠^{-٤}$ ميكروثانية. وباعتبارِ هذه الطاقةِ تعطي المعادلتان ٢٦: ٢٥ و ٢٦: ٢٧ ما يلي:

ب = ٢٧٦ فـم و k = ١٨٦ فـم^{-١}. وتبلغ قيمةُ الأسِّ اللازمِ في المعادلةِ ٢٦: ٢٢ ما يلي:

$k, (r - r_0) = 1,86 = (9,0 - 27,6) = 34,6$ ، وأما قيمةُ العاملِ الاسيِّ فهي ٣٤٠٦ أو $١٠^{-١٠}$. (ويتمُّ التحويلُ الى قوى العشرة باستخدام الحقيقة التالية: $١٠ = ٢٠٣٢$). ويبلغ احتمالُ اختراقِ الحاجزِ $١٠^{-١٠}$ ، كما يبلغُ العمرُ النظريُّ القيمةَ التالية:

للبولونيوم ٢١٢، يكون ح $\approx ١٠^{-١٠}$

$$\tau = \left(\frac{1}{3} \times ١٠^{-١٠} \text{ ثانية}\right) (١٠^{-١٠})$$

$$= ٣ \times ١٠^{-٦} \text{ ثانية} = ٣ \cdot ١٠^{-٤} \text{ ميكروثانية}$$

وهذه القيمةُ المحسوبةُ قريبةٌ بالمصادفةِ من القيمةِ الملاحظة. ذلك أنَّ التقريباتِ التي قد استخدمناها صدفٌ أنها صحيحةٌ تقريباً للأعمارِ القصيرةِ الى هذا الحدِّ، بينما هي أقلُّ صحةً للأعمارِ الأطولِ من ذلك.

٢. ^{٢١٣}Po : ط = ٨٣٨ مليون إف، $\tau \approx ٤ \cdot ١٠^{-٦}$ ميكروثانية، و $\tau \approx ٦ \cdot ١٠^{-٤}$ ميكروثانية.

ولهذه الطاقة التي تقل قليلاً عن الطاقة المأخوذة في المثال السابق، نجد أن الطرف الخارجي للحاجز يقع عند القيمة التالية:

$$p = \frac{242}{838} = 289 \text{ م}$$

، ونجد أن الكمية k تبلغ ١٨٨ م - ١. اما الأس في المعادلة ٢٦: ٢٢ فيبلغ:

$$k, (p - p) = 1, 88 = (9, 0 - 289) = 374$$

للبولونيوم ٢١٣، يكون:

$$h \approx 10 \times 10^{-10}$$

ويكون العامل الأسّي $374 = 10^{16.2} = 10^{16.2} \times 10^{16.2}$. وهذه القيمة للعامل الأسّي تقود بدورها الى عمر نظري يساوي:

$$\tau = \left(\frac{1}{374} \times 10^{16.2} \right) \text{ ثانية} = (10^{16.2} \times 10^{-16.2})$$

$$= 10^{16.2} \times 10^{-16.2} = 6 \text{ ميكروثانية.}$$

عمر جسيم ألفا حساس لطاقته

ومن المفيد هنا ان نقارن بين الحسابين السابقين. ان تغييراً في طاقة جسيم ألفا مقداره ٥٪ يكفي لتغيير العمر - نظرياً وبالفعل - بعامل يزيد على ١٠. وهذه الحساسية الكبيرة تنشأ عن تناقص قيمة الدالة الموجية أسياً مرات عديدة عبر منطقة الحاجز. وبالإضافة الى ذلك، تؤكد البيانات التجريبية في الجدول ٢٦: ١ حساسية العمر هذه للطاقة.

الجدول ٢٦: ١: خصائص انحلال ألفا لعدة نوى

النواة	طاقة جسيم ألفا (مليون إف)	نصف العمر
$^{212}_{84}\text{Po}$	٨٧٨	٠.٣٠ ميكروثانية
$^{216}_{86}\text{Rn}$	٧٧٤	٠.٥٤ ميكروثانية
$^{218}_{86}\text{Po}$	٦٧٨	٠.١٥ ميكروثانية
$^{218}_{85}\text{At}$	٥٦٥	٥٤ ساعة
$^{232}_{90}\text{Th}$	٥٤٢	١٩ سنة
$^{226}_{88}\text{Ra}$	٤٧٨	١٦٠٠ سنة
$^{238}_{92}\text{U}$	٤٤٠	4.5×10^9 سنة
$^{232}_{90}\text{Th}$	٤٠١	1.4×10^{10} سنة

٢٦:٣ : انحلال بيتا : Beta Decay

أرسى هنري بيكرل عام ١٩٠٠ معالم طبيعة جسيمات بيتا. فباستخدام المجالين الكهربائي والمغناطيسي، استطاع بيكرل حرف اشعة بيتا، تماماً بنفس الكيفية التي قد حرف بها طومسون الاشعة المهبطية قبل ذلك بسنوات، ووجد أن اشعة بيتا مشحونة شحنة سالبة، وأن نسبة شحنتها الى كتلتها توافقت مع نسبة شحنة اشعة المهبط الى كتلتها. وباختصار، بيّن بيكرل أن جسيمات بيتا عبارة عن الكترونات. وعندما أُرْسِي رذرفورد فيما بعد الذرة النووية اتّضح أن النواة يجب أن تكون مركز النشاط الإشعاعي أو الإشعاعية، لأن الطاقة الهائلة للنشاط الإشعاعي لا يمكن أن توجد في الالكترونات المدارية، ولأن جسيمات ألفا على أقل تقدير لا يمكن أن تأتي من مكان آخر غير النواة. ولذا تضمن وجود انحلال بيتا - او بدا أنه يتضمن - أن النواة يجب أن تحتوي على الكترونات، وأن أحدها يمكن أن يُقذَف بسرعة عالية من جراء عنف تحول إشعاعي.

جسيمات بيتا عبارة عن الكترونات

وعبر السنين، أحدثت القياسات الأوسع مدى والأكثر دقة والمأخوذة عن انحلال بيتا بالتدريج ارباكاً حقيقياً للفيزياء؛ فإلى جانب ما ألقته الميكانيك الكوانتية من شك على وجود الالكترونات في النواة، فقد ظهرت (برزت) هنالك مشكلة أشد خطورة، وهي الخرق الواضح لحفظ الطاقة. ففي انحلال الفا وانحلال غاما كما في ابتعاث الذرات للفوتونات تساوي الطاقة التي يحملها الجسم المقذوف (طاقة كتلته إن وجدت + طاقة حركته) بالضبط الفارق في الطاقة بين حالتَي الحركة النهائية والابتدائية. وباستعارة تعبير من الأطياف الضوئية نستطيع القول إن كلا الإشعاعية الالفائوية والغاماوية* تُظهر أطيافاً خطية، في حين أن انحلال بيتا بخلاف ذلك يُظهر طيفاً متصلاً (الشكل ٢٦: ٦). ويعني هذا أن أية مجموعة من الذرات المتماثلة الناشطة إشعاعياً والتي تعاني من انحلال بيتا تبعث الكترونات ذات طاقات متفاوتة من الصفر وحتى قيمة عظمى. وعلى ما يظهر (ونحن نعرف الآن أن هذا هو ما يحدث بالفعل) فإن أية ذرة تعاني انتقالاً معيناً transition تنقل كمية من الطاقة الى الالكترون المُبتعث لا يمكن التنبؤ بها.

لفز انحلال بيتا:
عدم حفظ الطاقة في الظاهر

* أي الذي يشع اشعة الفا أو اشعة غاما.

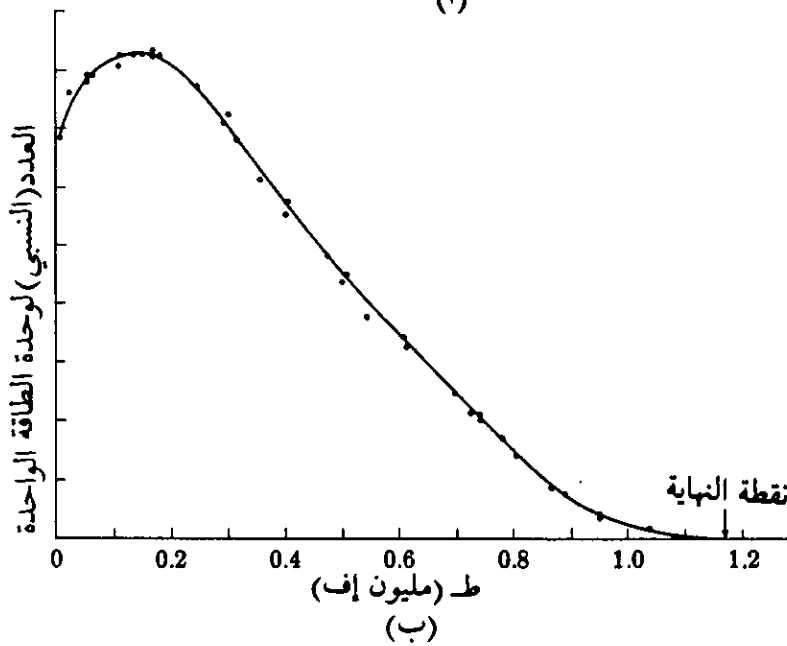
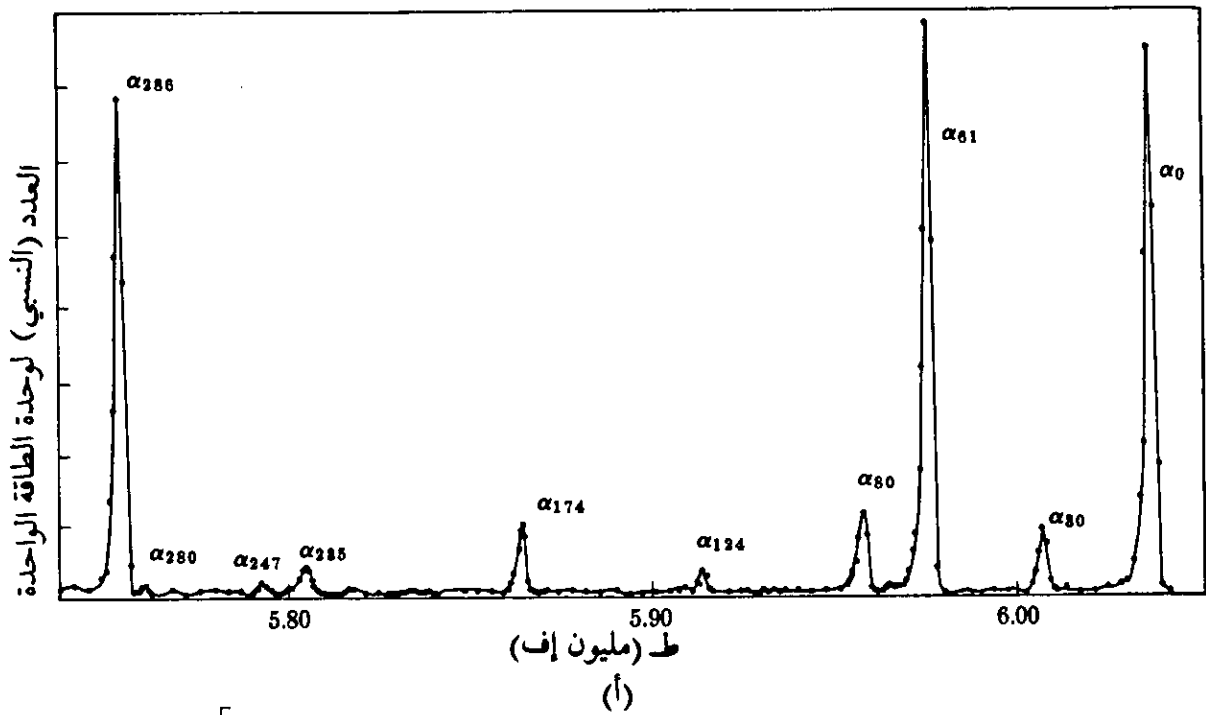
فرضية بولي: جسيم جديد
معتدل كهربائياً

وفي تلك الفترة التاريخية (اي أواخر العشرينات من القرن الحالي)، كان الفيزيائيون قد هُيئوا نتيجة لنجاح النسبية والميكانيك الكوانتية لتوقع ما لا يتوقع. وكان بعضهم مستعداً للتخلي عن قانون حفظ الطاقة في المجال النووي. وفي عام ١٩٣٠ تقدم ولفجانغ بولي باقتراح عُدد في وقت واحد اقتراحاً محافظاً وجريئاً. فلكني يُنقذ قانون حفظ الطاقة، افترض بولي جسيماً جديداً تماماً، غير مشحون ولم ير بعد، يمكنه أن يوجد داخل النواة وان يُبتعث الى جانب الالكترون في انحلال بيتا. وهذا النيوترون الخفيف كما سماه يستطيع أن يحمل الطاقة التي لا تُعطى للالكترون، وأن يقوم بمهمة داخل النواة وهي تفسير بعض المسائل المتصلة بفهم الغزل النووي (انظر الصفحة ٤٤٨). وفي نهاية المطاف، احتيج الى جسيمين معتدلين لحل كل اللغاز: النيوترون الذي يستقر في النواة، والنيوترينو (او ضديد النيوترينو) الذي يُبتعث في انحلال بيتا.

خلق الجسيم في عملية انحلال بيتا

وقد أظهرت نظرية إنريكو فيرمي الناجحة لانحلال بيتا عام ١٩٣٤ أن هذه الظاهرة مختلفة تماماً عن انحلال الفا. وباستعارة الافكار العامة لنظرية الابتعاث الفوتوني الكوانتية، أقام فيرمي نظرية مبنية على خلق الجسيم، واقترح أن الالكترون وضديد النيوترينو يُخلقان في لحظة التحول الاشعاعي، تماماً كما يُخلق الفوتون لحظة الانتقال الكوانتي الذري. ويتزامن مع خلق زوجي الجسيمات هذين (اللذين يهربان معاً من النواة) تحول النواة الى نواة عنصر آخر ($\Delta = +1$). ان عملية انحلال بيتا تبدو أنها عملية مختلفة جداً عن عملية ابتعاث الفوتون. ومع ذلك فهاتان العمليتان، من ناحية أساسياتهما، متماثلتان تماماً. فاحدهما تنطوي على خلق جسيم له كتلة، في حين أن الاخرى تنطوي فقط على خلق جسيم بلا كتلة. وفي احدهما يُغيّر الجسيم المشع (النيوكلون) من شحنته، بينما في الاخرى لا يغيّر الجسيم المشع (الالكترون) من شحنته. اما الشيء الذي يختلفان فيه كثيراً فهو شدة التفاعل المسؤول عن الانتقال. فالتفاعل الكهرومغناطيسي الذي يخلق الفوتونات اقوى بمرات عديدة من التفاعل الضعيف الذي يخلق الالكترونات والنيوترينات.

وقد صمدت نظرية فيرمي لانحلال بيتا بشكل رائع امام اختباراتهما. وبمجرد تعديلها تعديلاً طفيفاً، فإنها تفسر بنجاح انحلال بيتا النووي بأكمله، بما في ذلك ابتعاث



الشكل ٢٦: ٦: (أ) طيف خطي يلاحظ في انحلال الفا للنواة ^{232}Th . تُترك النواة الناشئة عن الانحلال في حالات مهيجة مختلفة يشار إلى طاقتها المقسية بالكيلو إلكترون فولت بالأعداد المبينة في الشكل. [البيانات المثبتة هنا مأخوذة من:

R. C. Pilger, F. Asaro, J. P. Hummel and I. Perlman

المنشورة في كتاب: F. Ajzenberg - Selove (محرر):

"Nuclear spectroscopy, part A," (New York: Academic press, 1960), p. 176.

(ب) الطيف المتصل الملاحظ في انحلال بيتا للنواة ^{210}Bi [البيانات المثبتة هنا مأخوذة عن:

G. J. Neary, *Proceedings of the Royal Society, London*, A175, 71 (1940)

يُعَدُّ انحلال بيتا إحدى عمليات
التفاعل الضعيف العديدة

الالكترُون والبوزيترون، وعملية الأسر المداري *arbitral capture* حيث تُفنى النواة
الكترُوناً ذرياً عوضاً من ابتعاث بوزيترون، وانحلال بيتا للنيوترون الحر، وتشكيلة متنوعة
من التفاعلات الضعيفة الأخرى التي تشمل الجسيمات الأولية كانهلال بيتا للميون،
حيث يحوّل الميون نفسه إلى الكترُون، نيوترينو، وضديد نيوترينو. وكانت انتصارات نظرية
فيرمي واضحة إلى حدٍّ أن النيترينو عُدَّ عموماً عضواً دائماً في أي تصنيف لعائلة الجسيمات
الأولية قبل سنوات عديدة من مشاهدته بالفعل. أما اكتشافه أخيراً في عام ١٩٥٦، فسوف
يوصف في الفصل التالي.

٢٦ : ٤ : سلاسل الانحلال الإشعاعي : Radioactive Decay Chains

لحسن حظّ تقدّم العلم الذريّ، تحدث الإشعاعية بشكلٍ طبيعيٍّ في العناصر الثقيلة.
ورغم أن الإشعاعية الطبيعية تحوي ذخيرةً من المعلومات القيمة، إلّا أن إحدى الحقائق
الأساسية المعروفة عنها جعلت مهمة تفكيك ما تحمله من معلوماتٍ عن الطبيعة دون
المجهرية أمراً صعباً بشكلٍ خاص، وهذه الحقيقة هي أن الإشعاعية الطبيعية تحدث في
سلاسل طويلة من التحولات المتعاقبة. ففي عينة طبيعية من اليورانيوم نجدُ جنباً إلى جنب
(١٨) نظيراً مختلفاً ناشطاً إشعاعياً عشرة عناصر تمتدُّ أنصافُ أعمارها من ١٦٤ ميكروثانية
إلى أربعة بلايين سنة، وتخضع جميعها في وقتٍ واحدٍ لعمليات انحلالٍ خاصةٍ بها. وكان
انتصاراً للعقل الإنسانيّ وللتعاون والتواصل العالميين أيضاً أنه لم ينقُص سوى خمسة
عشر عاماً على اكتشاف بكرل للإشعاعية حتى تمَّ اكتشاف رذرفورد للنواة*

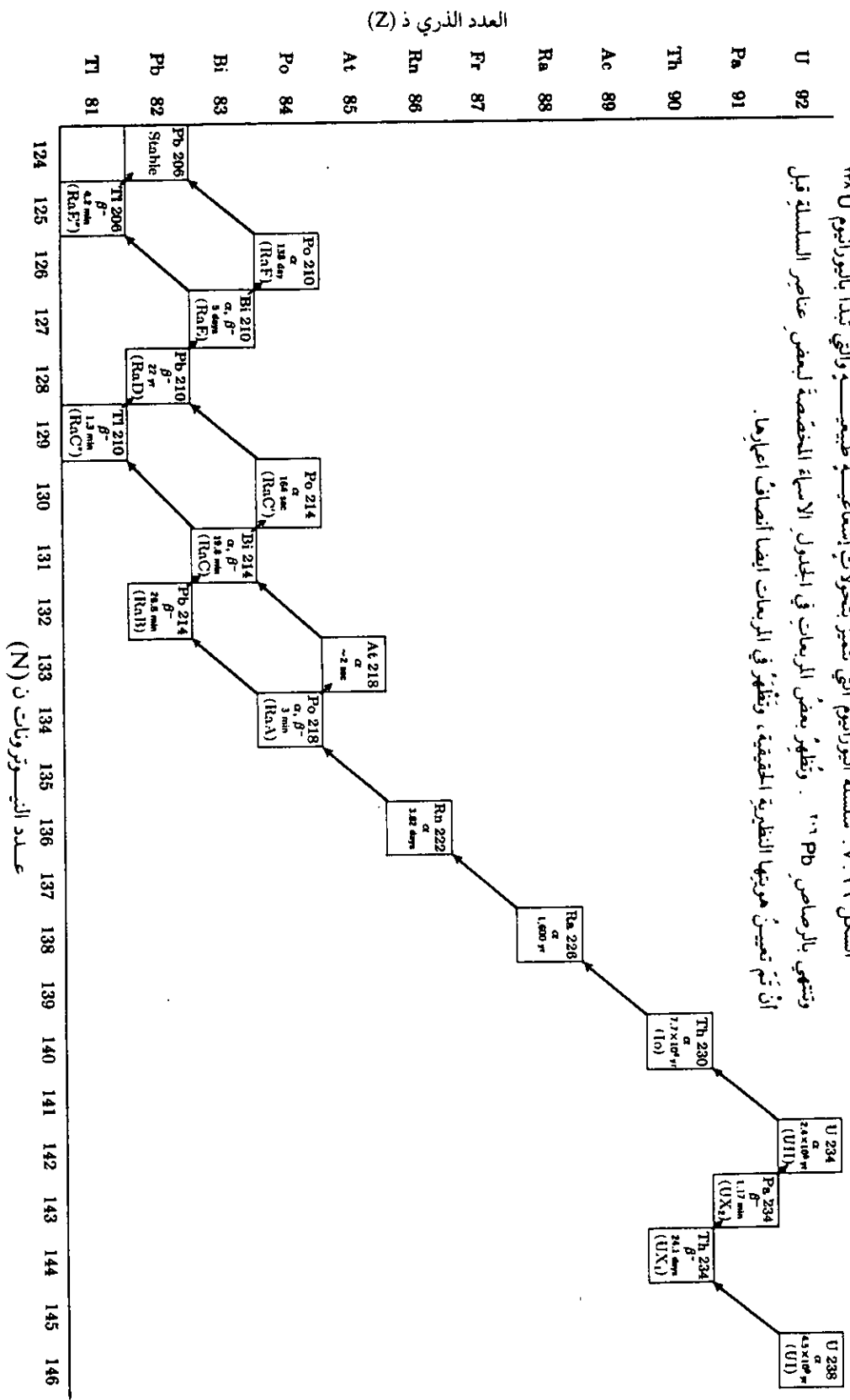
البصيرة الجديدة: ذرات
العنصر الواحد ليست غير قابلة
للتحويل وليست متماثلة

ومن بين البصائر الجديدة التي اكتسبت من دراسة سلاسل الانحلال
الإشعاعيّ، تبرز اثنان كثورتين مثيرتين في التفكير في بنية المادة، وهما: (١) إنَّ تحوّل
عنصرٍ إلى آخر يرافقه الإشعاعية، فالعنصرُ يتحوّل بنفسه إلى عنصرٍ آخر. (٢) هناك
صورٌ مختلفة للعنصر الواحد، فالنظائر متماثلةٌ من ناحية كيميائية إلّا أنَّها تختلف عن بعضها
بعضاً في وزنها الذريّ وفي خصائص إشعاعيتها. وهذان الكشفان أطاحا بديهيتين

* انظر لورنس بَدَش: «كيف استقبلت الكيمياء الجديدة»، الأمريكية العلمية، آب، ١٩٦٦.

Laurence Badash, "How the "Newer Alchemy" was received," *Scientific American*, August,
1966.

الشكل ٧: ٢٩: سلسلة اليورانيوم التي تتميز بتحويلات إشعاعية طبيعية والتي تبدأ باليورانيوم ^{238}U وتنتهي بالرماد ^{206}Pb . وتُظهر بعض الربعات في الجدول الاسماء المختصرة لبعض عناصر السلسلة قبل أن تم تعيين هويتها النظرية الحقيقية، وتُظهر في الربعات أيضا أنصاف اعمارها.



(حقيقتين مُقرَّرتين) كيميائيتين من بديهيات القرن التاسع عشر، وهما: إنَّ كُلَّ عنصرٍ يتألَّف من ذراتٍ متماثلةٍ من نوعٍ واحد، وإنَّ الذراتِ غيرُ قابلةٍ للتحوّل. ومن السخرية أن يُكتشف في نهاية الامر أن تحويل العناصرِ عمليةً تلقائيةً في الطبيعة، بعد أن صرَّف الكيميائيون جهداً كبيراً لا طائل فيه في محاولة التحويلِ هذه.

ويندرجُ العددُ الكبيرُ من النظائرِ المشعّةِ للعناصرِ الثقيلةِ في ثلاثِ سلاسلٍ: كلٌّ منها يقومُ على نظيرٍ أصليٍّ عمره طويلٌ جداً. فسلسلةُ اليورانيومِ تنبثقُ من ^{238}U الذي يساوي نصفُ عمره ٤.٥ بليون سنة. وتنبثقُ سلسلةُ الثوريومِ من النواةِ ^{232}Th التي يبلغُ نصفُ عمرها ١٤ بليون سنة. أمّا سلسلةُ الاكتينيومِ (التي سُمِّيتْ باسمِ أحدِ عناصرها لا باسمِ النواةِ الأصلية) فتأتي من النواةِ ^{238}U التي يبلغُ نصفُ عمرها (٧٠٤) مليون سنة. ويسببُ قصرُ نصفِ عمرها فإنَّ معظمَ اليورانيومِ ^{235} الذي كانَ موجوداً وقتَ تَكُونِ الارضِ قد انحلَّ منذَ ذلك الحين وحتى الآن، إلّا أنَّ ما تبقى منه (أي ذرةً واحدةً من ^{235}U مقابلَ كلِّ ١٣٨ ذرةً من ^{238}U) يكفي لتكوينِ سلسلةٍ انحلالٍ هامة. ويبيِّنُ الشكلُ ٧:٢٦ سلسلةَ اليورانيومِ. أما الرسمُ الظاهرُ فيه فهو جزءٌ مختارٌ من الطرفِ الأيمنِ العلويِّ للجدولِ النوويِّ.

* الكشف عن العناصر والنظائر: جوانب تاريخية قديمة:

Unraveling Elements and Isotopes: Some Early History

عندما كُشِفَ النشاطُ الإشعاعيُّ أو الإشعاعيةُ، كان يُعرَفُ أن هنالك عنصرين فقط أثقلُ من عنصرِ البزموت: هما الثوريوم واليورانيوم. ولمّا كان العدداً الذريّانِ هذينِ العنصرين مجهولين، فإنَّ عددَ العناصرِ المفقودةِ بين البزموت واليورانيوم كانَ مجهولاً أيضاً. وبعدَ أن أصبحَ النشاطُ الإشعاعيُّ متيسراً كأداةٍ جديدةٍ للتحليل، اخذتِ العناصرُ المفقودةُ تُعْلَى بسرعة. وفي عام ١٨٩٨ عزلت ماري كوري وبيار كوري وعيناً وسَمَّيا عنصرين جديدين: البولونيوم والراديوم. ومع انهما لم يكونا يعرفان ذينك العنصرين في ذلك الوقت، فقد عزلا في الحقيقة نظيرين محدّدين لهذين العنصرين، وهما النظيران اللذان يتكونان في سلسلة انحلالِ اليورانيوم: ^{218}Po الذي يبلغُ نصفُ عمره ١٣٨ يوماً و ^{226}Ra الذي يساوي نصفُ عمره ١٦٠٠ سنة. (وهذا النظيرُ للراديوم يستخدمُ الآنَ بشكلٍ واسعٍ في

عناصر جديدة بين البزموت واليورانيوم

الدّهان الساطع على قرص الساعة المُدرج). وفي السنة التالية (عام ١٨٩٩) عَيَّن اندريه ديبيرن Debierne عنصراً جديداً آخر: الاكتينيوم (الذي يُعرَف الآن بأنَّ عدده الذري يساوي ٨٩). وفي الوقت نفسه تقريباً كان رذرفورد في كندا وارنست دورن Dorn في ألمانيا قد عثرا على الدليل على وجود غازات جديدة ناشطة اشعاعياً. وسَمَّى رذرفورد مادته الجديدة «الفيض»، وكان هذا الفيض من الثوريوم، وبلغ نصف عمره دقيقة واحدة، وكان، كما عرف رذرفورد وفردريك سودي Soddy ذلك فيما بعد، غازاً حاملاً من ناحية كيميائية. أما غاز دورن الذي كان أيضاً غازاً حاملاً من ناحية كيميائية فكان من الراديوم، وكان نصف عمره ٣٨ يوماً، وسماه الرادون. وهذان العنصران يُعرَفان في الوقت الحاضر كنظيرتين للرادون (ذ = ٨٦) الذي هو أثقل الغازات الحاملة، ففيض رذرفورد (الذي عُرف أيضاً لفترة من الزمن بالثورون) هو ${}^{222}\text{Rn}$ في حين أن رادون دورن هو ${}^{220}\text{Rn}$. وبكشف هذين النظيرين بدأ عقد من الكثرة المربكة في عدد العناصر الظاهري.

وقد أظهر قرن من التقدم في الكيمياء على ما يبدو أن جميع ذرات العنصر الواحد متماثلة. ولذا، فإن العلماء المشتغلين بدراسة النشاط الإشعاعي افترضوا على نحو طبيعي تماماً أنه إذا ما اختلفت مادتان، عُيِّنَت هوية كلٍّ منهما كعنصر، في أية ناحية على الإطلاق، كنصف العمر مثلاً، فلا بد أن تكونا عنصرين مختلفين. وهكذا فعندما كُشِفَت تدريجاً سلال الانحلال الإشعاعي، تكاثرت بشكل لافت للنظر «العناصر» الجديدة. ويُظهر الشكل ٢٦: ٧ الأسماء التي خُصِّصَت للنظائر في سلسلة اليورانيوم. وفي وقت واحد حملت ستة نظائر للثوريوم ستة أسماء مختلفة كما يظهر ذلك في الجدول ٢٦: ٢. وقبل مُضيِّ وقت طويل بدأ تكاثر العناصر هذا يُحِبِّطُ الكيميائيين. وفي عام ١٩٠٧ وجد هيربرت مكوي McCoy ووليم روس Ross في شيكاغو أن الثوريوم والثوريوم المشع (radiothorium) لا يمكن فصلهما من ناحية كيميائية. وفي عام ١٩٠٨، وجد أوتو هان Hahn في برلين أن من المستحيل فصل الأيونيوم عن الثوريوم بالوسائل الكيميائية. وأخيراً في عام ١٩١٠ قام سودي الذي حَبِطَتْ تماماً جهوده لفصل هذه المواد بالخطوة الجريئة، فاقترح أن العنصر الواحد يمكن أن يوجد في شكلين (أو أكثر) يختلفان في كتلتهما وفي خصائص نشاطهما الإشعاعي، ألاّ انهما مع ذلك يتماثلان من ناحية كيميائية، وسَمَّى فيما بعد هذه الأشكال

عناصر كثيرة جداً

المنفصلة بالنظائر. اما الدليل الحاسم على النظائر فأتى من تجربتين مختلفتين تماماً أُجريت في عام ١٩١٣. ففي تلك السنة بيّن سودي أنّ طيفي الايونوم والثوريوم متماثلان، وفي الوقت نفسه تقريباً حرّف ح. ح. طومسون مغناطيسياً حزمة من أيونات النيون تتحرك في حيز مفرغ، وكشف أنّ الكتلة الذرية لبعض هذه الايونات كانت تقريباً ٢٠، في حين أنها كانت للبعض الآخر ٢٢. وهكذا أثبت طومسون ان النظائر المتعددة ليست صفة مقصورة على العناصر المشعة.

الجدول ٢٦: ٣: التسمية القديمة

لنظائر الثوريوم

الاسم الأصلي	التسمية الحديثة	تعقيبات
الراديو اكتينيوم	^{232}Th	عنصر في سلسلة الاكتينيوم
الراديو ثوريوم	^{230}Th	عنصر في سلسلة الثوريوم
اليورانيوم	^{234}Th	عنصر في سلسلة اليورانيوم
يورانيوم	^{235}Th	عنصر في سلسلة الاكتينيوم
الثوريوم	^{232}Th	عنصر في سلسلة الثوريوم
اليورانيوم x	^{234}Th	عنصر في سلسلة اليورانيوم

وقد برز سودي أيضاً في أثناء عمله مع رذرفورد في استنتاج آخر شجاع عام ١٩٠٢. ومدفوعين باقتراح من بكرل، قام رذرفورد وسودي بدراسة شائبة في الثوريوم ذات نشاط اشعاعي سميها الثوريوم X. • ولما وجدا أنّ الثوريوم والثوريوم X كانا متميزين كيميائياً بشكل لا يمكن انكاره، وأنّ الثوريوم X ناتج تحلل من الثوريوم، استنتجا أنّ التحول في العناصر يرافق النشاط الاشعاعي. وقد أظهر بيار كوري ومدام كوري، اللذان كانا أقل رغبة من رذرفورد في التخلي عن اساس ثبات (لا تحولية) الذرات المتين، في بداية الامر، كرها لقبول هذا الاقتراح الثوري. ولكن في عام ١٩٠٣ (العام الذي

• يعرف الثوريوم X الآن بنظير الراديوم.

حصلت فيه ماري كوري على الدكتوراة وجائزة نوبل، قبل بيار وماري كوري أيضا بفكرة التحويل. ولم يمض وقت طويل حتى توطن تحويل الذرات على نحو لا يقبل الشك نتيجةً للدالة المتجمعة من الكيمياء والنشاط الإشعاعي.

ومتابعين لاقتراحهما في تحويل العناصر، قام رذرفورد وسودي باستنتاجين آخرين مرتبطين ببعضهما بعضاً حول طبيعة النشاط الإشعاعي يقفان كعلامتين بارزتين في الكشف العلمي في تلك الفترة. فأولاً اقترحا نظريةً للتحويل من خطوة واحدة. فالذرة لا تتطور تدريجاً إلى ذرة أخرى عندما تُطلق طاقة النشاط الإشعاعي، بل إنها عوضاً من ذلك تُحوّل نفسها حالاً في لحظة الانحلال الإشعاعي. وباقتراحهما هذا كانا يقتربان بشكل كبير من فكرة الاحتمال الذي يعمل على مستوى أساسي، إذ كان من المعروف وقتئذ أن الانحلال الإشعاعي يتبع قواعد الاحتمال. بيد أن التخلي عن اليقين في العلم في غياب الدليل القاهر كان أمراً لا يمكن تصوّره؛ ذلك أن الاقتراح غير المباشر الذي وفّره الانحلال الإشعاعي أهمل لسنوات عديدة. وثانياً، استنتج رذرفورد وسودي، لدى تحليلهما الطاقة المطلقة بالنشاط الإشعاعي، أن التحويل بالنشاط الإشعاعي يجب أن ينطوي على طاقة لكل ذرة لا تقل عن مئة ألف مرة قدر طاقة التغير الكيميائي. ومن عملهما هذا، انبثقت صورة الانحلال الإشعاعي التي ما تزال صحيحة إلى يومنا هذا، وهي صورة تمثل انفجاراً عنيفاً للذرة مفردة.

النشاط الإشعاعي كإنفجار ذري،

* شدة الإشعاع : Intensity of Radiation

إلى جانب نصف العمر ونمط الانحلال، فإن شدة النشاط الإشعاعي مسألة ذات اهتمام عملي. وتستخدم وحدتان لقياس المظاهر المختلفة لشدة إشعاعية عينة من مادة ما: أولاهما الكوري Curie التي تقيس عدد الانحلالات الإشعاعية في الثانية الواحدة الحادثة في العينة:

$$١ \text{ كوري} = ٣.٧ \times ١٠^{١٠} \text{ انحلال / ث}$$

..... (٢٦: ٨)

تقيس الكوري شدة الإشعاع

مثال:

ما الاشعاعية بوحدات الكوري لغرام واحد من الراديوم ٢٢٦؟ من الضروري ان نستخرج عدد ذرات الراديوم في الغرام الواحد، وان نضرب بعد ذلك هذا الرقم باحتمال انحلال أية ذرة في الثانية الواحدة. ان كتلة ذرة الراديوم ^{226}Ra تساوي ٢٢٦ و ك ذ او $(226) \times (1.66 \times 10^{-27}) = 3.75 \times 10^{-25}$ ك غ، ولذا فان عدد الذرات في غرام واحد هو:

$$N = \frac{10^{-25} \text{ ك غ}}{3.75 \times 10^{-25} \text{ ك غ}} = 2.67 \times 10^{21}$$

(لاحظ أن هذا العدد = $\frac{1}{T_{226}}$ مول). و يبلغ متوسط العمر τ للراديوم ٢٢٦ القيمة التالية:

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = \frac{1600 \text{ سنة}}{0.693} = 2310 \text{ سنة}$$

$$= 7.3 \times 10^{11} \text{ ثانية}$$

أن احتمال انحلال هذه الذرة في الثانية الواحدة هو مقلوب هذا الزمن:

$$\text{حت} = \frac{1}{\tau} = 1.37 \times 10^{-11} \text{ ث}^{-1}$$

وبضرب هذا الاحتمال بعدد الذرات في العينة المشعة نحصل على العدد المحتمل من الانحلات في الثانية الواحدة:

$$N \text{ حت} = (2.67 \times 10^{21}) (1.37 \times 10^{-11} \text{ ث}^{-1})$$

$$= 3.7 \times 10^{11} \text{ انحلالاً / ث}$$

وليس من قبيل المصادفة أن يثبت أن هذا العدد يساوي ١ كوري؛ ذلك أن الكوري يُعرف (الى حد قريب جداً) بعدد احداث الانحلال الاشعاعي في غرام واحد من الراديوم ٢٢٦ في ثانية واحدة.

ولتقدير تأثير الاشعاع في المادة الحية وكذلك لبعض الاغراض الاخرى، تُعد معرفة قدرة التأيين الكلية للاشعاع المنبعث خلال فترة زمنية معينة أكثر أهمية من معرفة معدل الانحلال النووي. ولذلك، فقد استخدمت وحدة ثانية لقياس شدة الاشعاعية، وهذه الوحدة هي الراد*، وهي مقياس للطاقة المخلفة لوُحدة كتلة المادة الواحدة من أشعة ألفا وبيتا وغاما التي تمر في هذه المادة:

$$1 \text{ راد} = 100 \text{ مارغ/غرام} = 0.01 \text{ ج/كغ} \dots\dots\dots (29: 26)$$

يقيس الراد تأثير الاشعاع في المادة

ويتطلب تقريباً رفع درجة حرارة الماء درجة مطلقة واحدة (١ ك) طاقة مقدارها ٤٠٠٠ ج/كغ. ولذلك فإن جرعة إشعاعية من ١٠٠ راد (أي ما يساوي ١ ج/كغ) لا تُحدث، حتى لو أُعطيت تقريباً بصورة فورية، أي إحساس بالدفء يمكن إدراكه. ومع ذلك، وبسبب ما تحدثه جسيمات الطاقة العالية من تأثير ممزق في الجزيئات، فإن إعطاء (١٠٠) راد الى جميع اجزاء الجسم يمثل جرعة خطيرة جداً، اذ من المحتمل جداً أن تسبب مثل هذه الجرعة بالمرض. اما الجرعة من عدة مئات من الرادات التي تُعطى لاجزاء رئيسية من جسم الانسان خلال عدة اسابيع فقد تكون قاتلة. وفي العادة يتعرض الشخص في الولايات المتحدة لما يقرب من ٠.١٥ راد في السنة من الاشعة الكونية والنشاط الاشعاعي الطبيعي اي ما يقرب من ١٠ راد خلال عمره. ولا يُفترض في العاملين في المنشآت النووية ان يتعرضوا لأكثر من خمسة (٥) رادات في السنة*.

٢٦ : ٥ : التفاعلات النووية : Nuclear Reactions

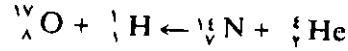
عندما يضرب جسيم نواة ما، فمن الممكن الحصول على نتائج عديدة لهذا التصادم:

- من الوحدات المرتبطة ارتباطاً وثيقاً بالراد وَحدةُ الرونتجن التي تُعرفُ بكمية الطاقة الكهرومغناطيسية التي تُفصل وحدة كهروستاتيكية واحدة من الالكترونات عن الجزيئات الموجودة في ١ سم^٣ من الهواء الجاف على الشرطين المعيارين لدرجة الحرارة والضغط، ووحدة الرّب Rep (الرونتجن الطبيعي) التي تُعرفُ بكمية الاشعاع المؤين الذي يُخلّف ١٩٣ في غرام واحد من الانسجة الحية. ومن الوحدات ايضا وحدة الرّم Rem (الرونتجن المكافئ للشخص). وهذه الوحدات: الرّاد، الرّب، الرّم، والرونتجن لا تختلف كثيراً عن بعضها بعضاً.
- ان التعرض لما لا يزيد على ١٢ راد في السنة امر مسموح به، بشرط أن لا تزيد الجرعة الكلية التي يتعرض لها العامل في المتوسط منذ سن الثامنة عشرة على ٥ راد/السنة. اما الناس الذين يعيشون قرب مفاعل نووي فان حد التعرض للاشعاع يبلغ ٥ راد/السنة.

فالجسيمُ الساقطُ قد يتشتتُ، او قد يؤسّرُ ويعقُبُ أسرَه ابتعاثُ شعاعِ غاما، او قد ينبعثُ جسيمٌ آخرٌ او اكثرُ، او قد تُخلَقُ جسيماتٌ جديدةٌ عندَ توافرِ طاقةٍ كافيةٍ. وتصنّفُ كُلُّ عمليةٍ من هذه العملياتِ باستثناءِ التشتتِ المرينِ كَتفاعُلٍ نوويٍّ. ومن بينِ عددِ التفاعلاتِ النوويةِ الممكنةِ وغيرِ المحدودِ تقريباً، نختارُ بعضها لمناقشتِها في هذا الجزء.

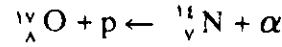
• التفاعلات المستحثة بجسيمات ألفا : Reactions Induced by Alpha Particles

لَمَّا كانت جسيماتُ ألفا هي المقذوفاتِ النوويةُ الأولى، فمن غيرِ المستغربِ أن نجدَ أنها برزتْ في أولِ تفاعلٍ نوويٍّ أُخبرَ عنه. وفي عامِ ١٩١٩ أُخبرَ رذرفورد بأنَّ جسيماتِ الفا التي ضربتِ النيتروجين انتجتْ إشعاعاً، وقد حدّدَ رذرفورد هذا الإشعاعَ بشكلٍ مؤقتٍ على أنه بروتونات، إذ كانت الجسيماتُ الناتجةُ مشحونةً كهربائياً ولها مدىٌ في الهواءِ يزيدُ على مدى جسيماتِ ألفا. وباستخدامِ الرموزِ الحديثةِ، يُكتبُ التفاعلُ الذي لاحظَه رذرفورد كما يلي:

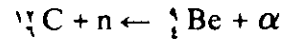


أول تفاعلٍ نوويٍّ ملاحظ
(١٩١٩)

او:



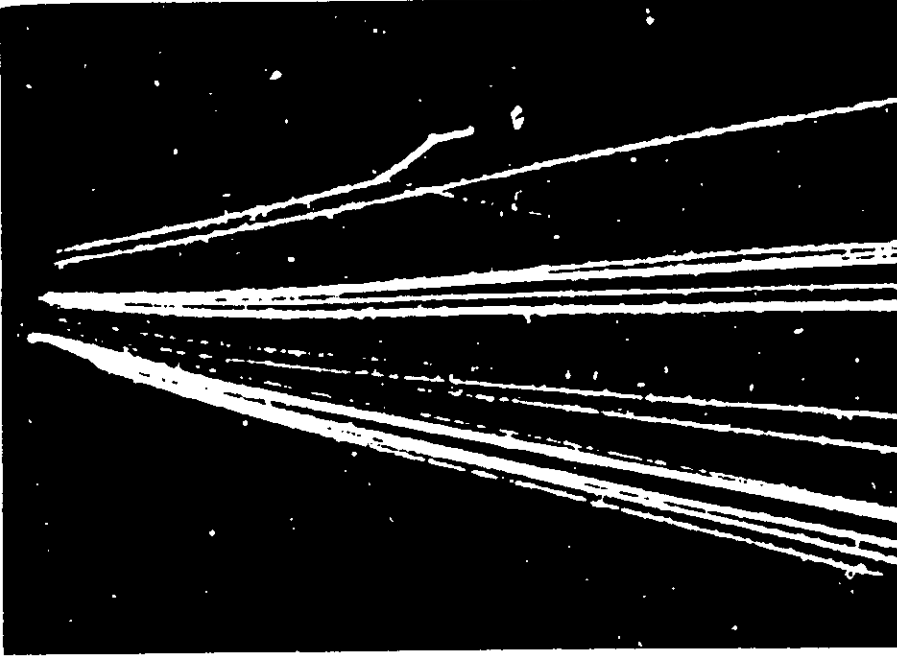
وهذا التفاعلُ مثالٌ على ما صارَ يُسمّى الآن بتفاعلِ (p, α) . وتظهرُ في الشكلِ ٢٦: ٨ صورةٌ مبكرةٌ لهذا التفاعلِ في غرفةِ الغيمةِ Cloud chamber. أما التفاعلُ الذي قادَ الى اكتشافِ النيوترون فهو:



بقي اكتشافِ النيوترون (١٩٣٢)
على هذا التفاعل

ويسمّى هذا التفاعلُ بتفاعلِ (n, α) . ومنذُ عامِ ١٩٣٠ لاحظَ عدةٌ باحثين أنَّ جسيماتِ الفا التي ضربتْ البريليوم انتجتْ اشعاعاً غَيرَ مشحونٍ وذو نفاذٍ كبيرٍ. واقترحتِ إيرين جوليو - كوري وزوجُها فردريك جوليو Joliot أنَّ الإشعاعَ تألفَ من فوتونات ذاتِ طاقةٍ كبيرةٍ جداً. لكنَّ جيمسَ شادويك Chadwick لدى دراستِهِ الظاهرةَ نفسَها في إنجلترا توصّلَ الى استنتاجٍ مختلفٍ. ومن ملاحظتهِ: (١) أنَّ الطاقةَ الظاهريةَ لمثلِ هذه الفوتونات (والتي بلغت تقريباً ٥٠ مليون إف) بدتْ غيرَ متوافقةٍ معَ حفظِ الطاقة، و(٢) أنَّ المقطعَ العرضيَّ لتفاعلِ هذا الإشعاعِ الجديدِ معَ هدفٍ من الهيدروجين كان اكبرَ من المقطعِ العرضيِّ المحسوبِ للفوتونات، اقترحَ شادويك عِوضاً من ذلك جسيماً معتدلاً

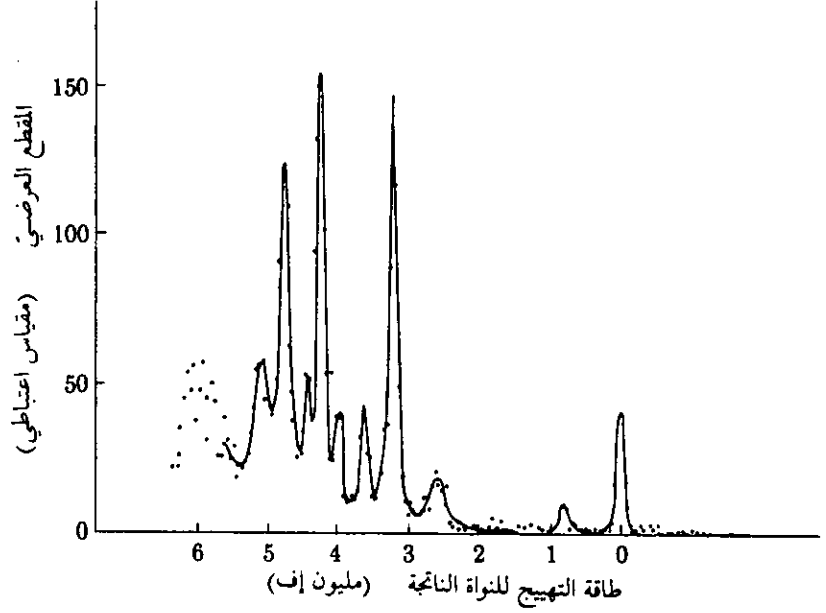
(النيوترون): كتلته مماثلة لكتلة البروتون. وكما أُشيرَ الى ذلك من قبل، وَجَدَتْ هذه الفكرةُ قبولاً فورياً، وهيأت بذلك الاساسَ لنظرية هيزنبرج في التركيب النووي. وما يزالُ التفاعلُ (π, α) يوفرُ مصدراً مخبرياً مناسباً للنيوترونات. ففي خليطٍ من البولونيوم والبريليوم، تتفاعلُ جسيماتُ الفا الناتجةُ عن الانحلالِ التلقائيِّ للبولونيوم معَ نوى البريليوم لانتاجِ النيوترونات.



الشكل ٢٦:٨: صورةٌ مبكرةٌ لتفاعلٍ نوويٍّ في غرفة الغيمة: تنطلقُ جسيماتُ الفا من مصدرٍ على يسارِ المنطقةِ المصورة. انْ جسيمُ الفا العلويُّ ضربَ النواةَ ^{14}N ففقدت منها بروتوناً يندحرُ مسارهُ الفاتحُ الى الاسفلِ جهةَ اليمين. اما النواةُ المرتدةُ ^{13}O فتركت وراءها مساراً معتماً قصيراً يرتفعُ الى الاعلى [استنسخت الصورةُ باذن ب. م. بلاكت Blackett].

ومن التفاعلاتِ المثيرةِ المرتبطةِ بالبنيةِ الغلافيةِ النوويةِ التفاعلُ (π, α) . وفي هذا التفاعلِ المسمى بالتفاعلِ المُعَرِّي stripping reaction، يُنزعُ بروتونٌ من جسيمِ ألفا، فيتحوّلُ جسيمُ الفا بذلك الى تريتون. ويُوقَرُ المقطعُ العرضيُّ لهذه العمليةِ والتوزيعُ الزاويُّ للتريتوناتِ الخارجةِ معلوماً عن حالاتِ الحركةِ المتاحةِ للبروتونِ المتروكِ في النواةِ الهدفِ. ويُظهِرُ الشكلُ ٢٦:٩ كيفيةَ اعتمادِ المقطعِ العرضيِّ للتفاعلِ (π, α) على الطاقة.

التفاعلاتِ المعرّية تعطي معلومات عن البنية الغلافية



الشكل ٢٦: ٩: رسم بياني بالمقطع العرضي للتفاعل ${}^2_1\text{H} + {}^{209}_{82}\text{Pb} \rightarrow {}^{210}_{82}\text{Pb} + {}^4_2\text{He}$

الذي يشار إليه بشكل أبسط كما يلي: ${}^{209}\text{Pb} (t, \alpha) {}^{210}\text{Pb}$

في هذا التفاعل المُعَرَّي تكسب النواة الهدف بروتوناً فتزيد بذلك عددها الذري وكتلتها الذرية بمقدار ١. المقياس الأفقي الممتد من اليسار إلى اليمين يمثل طاقة التهييج للنواة ${}^{209}\text{Pb}$. وتدُل القمم على الحالات الكوانتية المتعددة في النواة ${}^{209}\text{Pb}$ حيث تقابل القمة الأبعد على اليمين الحالة الأرضية. [البيانات المثبتة هنا مأخوذة من: [Nathan et al., *Nuclear physics A* 109, 481(1968)]

* التفاعلات المستحثة بالبروتونات : Reactions Induced by protons

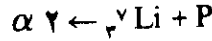
تعتبر البروتونات أكثر المقذوفات الجسيمية شيوعاً في المسارعات الحديثة. وعليه، فإن تفاعلاتها هي من بين التفاعلات الأوسع دراسة. وفي التفاعلات من النوع (n,p) يُقذف البروتون الساقط على النواة نيوترونًا منها. وهذا التفاعل، عند تنفيذه بطاقة عالية، يكشف عن توزيع زخم النيوترونات في النواة، ذلك أن كل حدث من النوع (n,p) يمكن عدّه ناتجاً عن تشتت البروتون المرن عن نيوترون منفرد في النواة (الشكل ٢٦: ١٠).

ويُسمى عكس التفاعل المعرّي بالتفاعل اللاقط Pickup reaction. فمثلاً في التفاعل (d,p)، يلتقط البروتون نيوترونًا من النواة، ويخرج الاثنان معاً كديوترون. وتعدّ تفاصيل هذا التفاعل حساسة لحالة النيوترون قبل التقاطه وفق النموذج الغلافي.

تفاعلات الالتقاط متصلة أيضاً
بالبنية الغلافية

وثمة تفاعل آخر يُستَحَثُّ بالبروتون، وله دورٌ هامٌ في تاريخ العلم، لأنه هياً أولٌ تحقيقٍ تجريبيٍّ من معادلة تكافؤ الكتلة والطاقة لاينشتاين. ففي عام ١٩٣٢، درس جون كُكُفُورْت Cockcroft وارانست والتون Waltom، مستخدمين مسارعاً نووياً حديثاً من تصميمهما، التفاعل (α, p) التالي:

اول تفاعل أثبت صحة
المعادلة: ط = ك + ع



إنَّ جُسيمَي الفا الناتجَيْن عن هذا التفاعل يكسبان طاقةً حركيةً أكبر بكثيرٍ من الطاقة الحركية للبروتون الساقط. ووجد كُكُفُورْت والتون أنَّ الزيادة الصافية في الطاقة الحركية في هذا التفاعل طابقت تماماً الخسران الحاصل في الطاقة السكونية.

■ المثال : ١

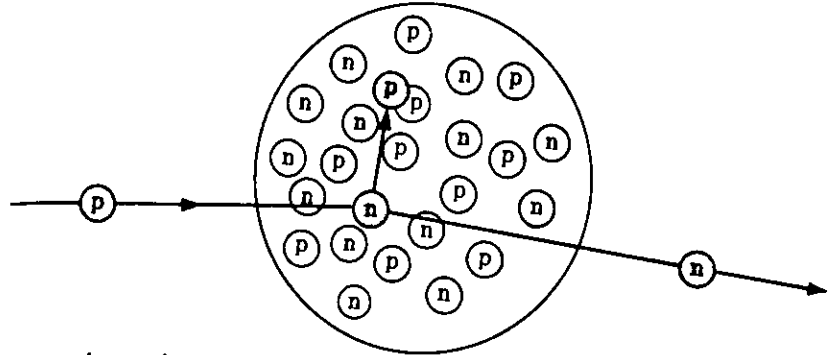
إذا كانت الطاقة الحركية للبروتون الساقط ٦٠٠ كيلوإف (٠.٦ مليون إف)، فما الطاقة الحركية الكلية الملاحظة التي ينبغي أن تكون لجُسيمَي الفا؟ يمكننا ان نعيّن التغير في الكتلة من خلال جدول بالكتل قبل التفاعل وبعده. (ومن المناسب أن نستخدم الكتل الذرية بدلاً من الكتل النووية، اما كتل الالكترونات المضافة إليها فتتساوى في الطرفين):

بعد التفاعل	قبل التفاعل
ك (He) = ٤.٠٠٢٦٠ وك ذ	ك (H) = ١.٠٠٧٨٣ وك ذ
ك (He) = ٤.٠٠٢٦٠ وك ذ	ك (Li) = ٧.٠١٦٠١ وك ذ
الكتلة النهائية = ٨.٠٠٥٢٠ وك ذ	الكتلة الابتدائية = ٨.٠٢٣٨٤ وك ذ

ان النقصان في الكتلة يبلغ ٠.٠١٨٦٤ وك ذ، وهو يكفي طاقةً تساوي: $(\Delta \text{ك}) \times ٩٣١ \text{ م.إف} = ١٧٣٦ \text{ م.إف} \cdot$. وهذا التفاعل تفاعل طارد للحرارة (أي يُنتج الحرارة). وبإضافة هذه الطاقة الحركية الابتدائية (٠.٦ مليون

• باستخدام بيانات الكتلة المتاحة في ذلك الوقت، حَسَب كُكُفُورْت والتون هذه الكمية على أنها تساوي ١٤ر٣ + ٢ر٧ مليون إف. اما بالنسبة الى الزيادة الحاصلة في الطاقة الحركية فقد قاساها ووجدوا لها القيمة الفائقة في دقتها: ١٧ر٢ مليون إف. [جلسات الجمعية الملكية *Proceedings of the Royal Society*، لندن، ١٣٧، ٣٢٩ (١٩٣٢)].

إف) نَحْصُلُ على الطاقة الحركية الكلية المنتبها لجسيمات الفا والتي تساوي ١٧ر٩٦ مليون إف.



الشكل ٢٦: ١٠: نموذج لتصادم ذي طاقة عالية جداً: «يرى» البروتون الساقط النواة كغاز من النيوكليونات، وقد يعطي البروتون معظم طاقته لنيوترون واحد، فيطرده من النواة. وتزودنا طاقات النيوترونات المقذوفة بهذه الكيفية والزوايا التي تخرج بها من النواة بمعلومات عن توزيع زخم النيوكليونات في الغاز النووي.

* المقاطع العرضية للتفاعلات : Reaction Cross Sections

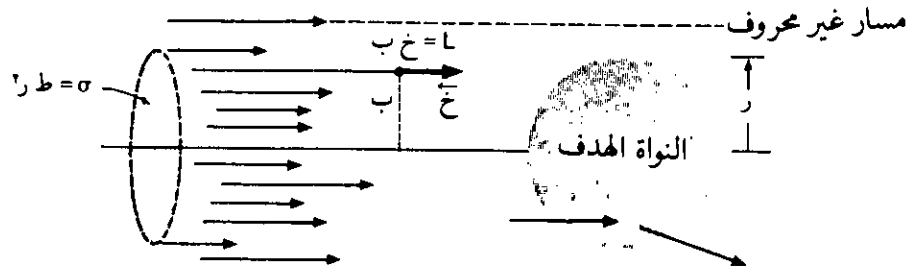
من وجهة كلاسيكية، تُظهر نواة ما لحزمة من الجسيمات الساقطة مقطعاً عرضياً ط (الشكل ٢٦: ١١). ويبلغ هذا المقطع العرضي بأخذ نصف قطر نووي عادي مقداره ٦ ف م المقدار التالي:

$$\sigma = \pi r^2 = \pi (6 \times 10^{-16} \text{ م})^2$$

$$\approx 1.1 \times 10^{-28} \text{ م}^2 = 1.1 \text{ بارن}$$

تبلغ النوى تقريباً في مقاسها مقدار البارن

وقد أصبح البارن barn الذي يساوي 10^{-28} م^2 ، وهو في الاصل اسمٌ سخريّة للمساحة الكبيرة، وحدة معيارية للتعبير عن المقاطع العرضية النووية. ويمثل البارن مقياس النواة.



الشكل ٢٦: ١١: نظرة كلاسيكية للمقذوفات التي تقترب من نواة هدف: يملك الجسيم الذي زخمه χ وبارامتر تصادمه b زخماً زاوياً $L = \chi b$ بالنسبة الى مركز النواة.

وتقاس المقاطع العرضية بطريقتين. واسهل المقاطع العرضية تحديداً هو المقطع العرضي الكلي، وهو يُعرَّف بالمساحة الفاعلة من الهدف اللازمة لابعاد جسيم من الحزمة المتوازية الساقطة بأي طريقة كانت (بما في ذلك التشتت والتفاعلات). اعتبر الدفع flux ض (س) الساقط على صفيحة رقيقة من مادة الهدف تحوي ن نواة/م² (الشكل ٢٦: ١٢). ان عدد النوى الكلي في هدف مساحته ح وسمكه Δ س يساوي: $\Delta \cdot \text{ض} = \text{ن}$ وإذا قدمت كل نواة للحزمة الساقطة مقطعاً عرضياً كلياً σ فان المساحة الكلية التي تعترض الحزمة تبلغ $\Delta \cdot \sigma$.

إن جزء الجسيمات الساقطة الذي لا يمر في النواة الهدف من دون حرف له يساوي كسر المساحة الكلية ح الذي تشغله المساحة المعترضة $\Delta \cdot \sigma$. (نفترض أن Δ س صغيرة الى حد كاف بحيث يكون $\Delta \cdot \sigma$ اصغر بكثير من ح، أي أن الهدف شفاف في معظمه). فإن التغير الجزئي في الدفع يساوي إذا:

$$\frac{\Delta \cdot \text{ض}}{\text{ض}} = - \frac{\Delta \cdot \sigma}{\text{ح}} = - \frac{\Delta \cdot \sigma}{\text{ن}}$$

ويمكن كتابة هذا التغير على النحو التالي:

$$\frac{\Delta \cdot \text{ض}}{\Delta \cdot \text{ض}} = - \frac{\Delta \cdot \sigma}{\Delta \cdot \text{ض}}$$

وباعتبار نهاية المقدار الصغير Δ س، تصبح هذه المعادلة معادلة تفاضلية كما يلي:

$$\frac{d \cdot \text{ض}}{d \cdot \text{ض}} = - \frac{\Delta \cdot \sigma}{\Delta \cdot \text{ض}} \quad \dots \dots \dots (26: 30)$$

أما حل هذه المعادلة فهو الدالة الاسية المتناقصة:

$$\text{ض} = \text{ض}_0 \cdot e^{-\frac{\Delta \cdot \sigma}{\text{ح}}} \quad \dots \dots \dots (26: 31)$$

فعند أخذ أي هدف ومن أي سمك، يتقصّ الدفع غير المحروف أسياً بالسمك. ويوفر قياس ض/ض لأي سمك معلوم مقياساً للمقطع العرضي الكلي σ .

توهين الدفع غير المحروف يقيس المقطع العرضي الكلي

* يكون المقطع العرضي الكلي لحزمة من الجسيمات المشحونة غير متناه دائماً (∞)، بسبب المدى الطويل للقوة الكهربائية. ومع ذلك، فإذا عُدت الجسيمات التي تحرف بزاوية أقل من زاوية صغيرة معينة جزءاً من الحزمة غير المحروفة، فسوف يكون من الممكن قياس مقطع عرضي متناه.

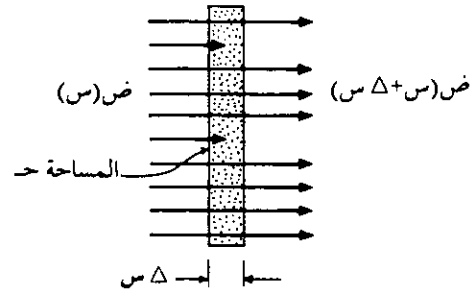
■ المثال ٢ :

بأخذ كثافة عادية للذرات في المادة الجامدة مقدارها: $n = 2.8 \times 10^{28}$ ذرة/م^٣، ومقطع عرضي كلي مقدارها ٣ بارن، ما سمك الهدف اللازم لانقاص شدة الحزمة غير المحروقة بعامل مقدارها (و)؟ يُعَيَّن السمك المطلوب بالشرط: $n \sigma = 1$ ، الذي يتضمن أن:

$$n \sigma = 1 \Rightarrow \sigma = \frac{1}{n} = \frac{1}{2.8 \times 10^{28}} \text{ م}^2$$

$$m = 0.056 \text{ م} = 5.6 \text{ سم}$$

وهذا السمك الجاهري البالغ يعزّز الفكرة القائلة إن الذرة في معظمها فراغ خال.



الشكل ٢٦: ١٢: إن النقصان في دفع حزمة ما تمر في قطعة من مادة الهدف يزودنا بقياس للمقطع العرضي الكلي.

المقطع العرضي الكلي.

ولقياس أنواع معينة من المقاطع العرضية نحتاج الى تجارب أكثر اتقاناً. ويجب أن يقاس دفع الجسيمات الخارجة بدلالة الزاوية (وربما لعدة طاقات مختلفة) من أجل الحصول على المقطع العرضي التفاضلي. كما يجب بعد ذلك مكاملة هذا المقطع العرضي التفاضلي على مدى الزاوية المجسمة للحصول على المقطع العرضي الصافي للعملية المعتبرة.

أما الوصف الكوانتي للتشتت والتفاعلات، فيجب أن يأخذ بالاعتبار الجانب الموجي للحزمة الساقطة. ومن المفيد عند بحث الجانب الموجي أن نستحضر الصيغة الملائمة لمبدأ التناظر، وهي أنه إذا كان جزء الحزمة الذي يعترضه الهدف يشمل أزخاماً زاوية مختلفة فمن الممكن تقديم وصف شبه كلاسيكي؛ أما إذا شمل فقط زخماً زاوياً واحداً أو

تطبيق مبدأ التناظر على التشتت

بعض الازخام الزاوية فمن الضروري عندها أن نقدم وصفاً كوانتيا. وكما يبين الشكل ٢٦: ١١، فإن الزخم الزاوي الكلاسيكي لجسيم ساقط بالنسبة إلى مركز النواة يساوي :

$$L = \chi \times b$$

حيث χ هو زخم الجسيم و b هو بارامتر التصادم أي المسافة التي لا يصيب فيها المسار عند مدته مركز النواة. وبوضع $L = \hbar \sqrt{(1+\ell)\ell}$ نحصل على :

$$(26: 22) \dots\dots\dots \frac{b}{\lambda} = \frac{\chi}{\hbar} = \sqrt{(1+\ell)\ell}$$

حيث $\lambda (= \hbar / \chi)$ هو الطول الموجي الدبروي المختزل للجسيمات الساقطة. وباعتبار جزء الحزمة الموجة إلى حافة النواة فإن $b = r$ ، ونجد أن :

$$(26: 23) \dots\dots\dots \frac{r}{\lambda} = \sqrt{(1 + \ell_{عظمي})\ell_{عظمي}}$$

وإذا كان الطول الموجي الدبروي المختزل أقل بكثير من نصف القطر النووي فإن $\ell_{عظمي} << 1$. وعندها تضرب النواة ازخام زاوية عديدة، ويمكن لذلك تقديم وصف شبه كلاسيكي. ومع ذلك، تظل ظواهر الحيود وبشكل مثير هامة حتى عند هذه النهاية. وتتأثر الموجة بالحيود على مسافات تزيد على r ، ولذا يتكشف لنا أن المقطع العرضي الكلي يساوي ضعف قيمته الكلاسيكية :

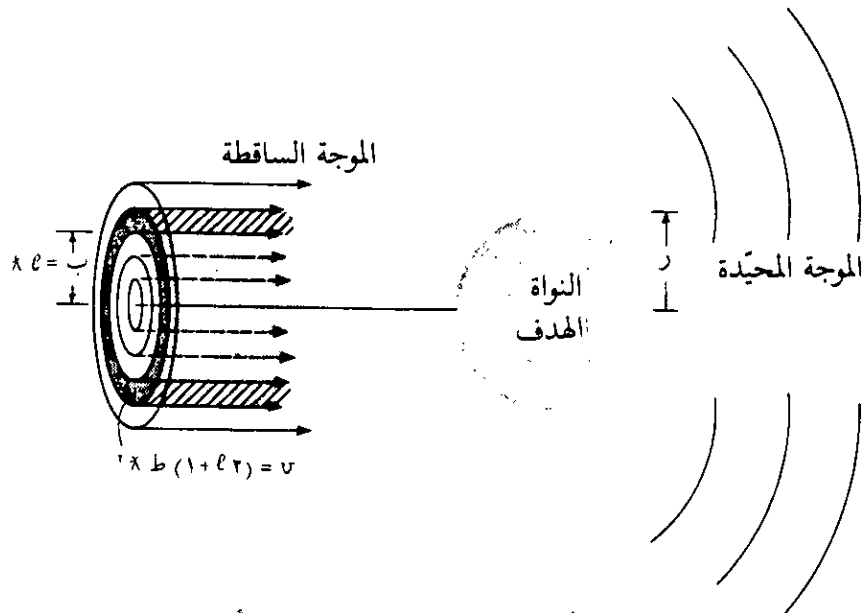
$$(26: 24) \dots\dots\dots \sigma = 2 \pi r^2 \quad (\ell_{عظمي} < 1) \quad \text{ازخام زاوية عديدة تضرب النواة}$$

وعندما تكون λ أكبر من r فإن طولاً موجياً واحداً يطوق النواة. ويكون لجزء الموجة التي تضرب النواة عدد كوانتي مداري $\ell = \text{صفر}$. ويتمثل أكثر تضمينات هذا الموقف إثارة في أن المقطع العرضي قد يكون أكبر بكثير من πr^2 . ويعني هذا أن بالامكان التأثير في الموجة على مسافات مكافئة للمقدار λ . وثمة نظرية في الميكانيك الكوانتية تحدد أكبر مقطع عرضي في هذه النهاية كما يلي :

زخم زاوي واحد ($\ell = 0$ صفر فقط)
يضرب النواة

$$\sigma \geq \pi r^2 \quad (r \ll \lambda) \quad \dots \dots (26: 35)$$

إنَّ اقرب شيءٍ إلى رؤيةٍ كلاسيكيةٍ للموجة التي تضربُ النواة الهدف نستطيعُ أن نتصوره هو أن نفكرَ بمجموعةٍ من المناطقِ الحلقيةِ التي تبلغُ انصافُ اقطارها على التوالي: λ ، $\lambda/2$ ، $\lambda/3$ ، وهلم جرا (الشكل ٢٦: ١٣). فيين $b = \lambda \ell$ و $b = \lambda(1 + \ell)$ توجد مساحةٌ يبلغُ مقدارها $(1 + \ell^2) \pi \lambda^2$ تطابقُ المساراتِ الكلاسيكيةِ التي يكونُ زخمها $\hbar \ell \equiv L$. وعلى نحوٍ تقريبيٍّ، تمثلُ كلُّ منطقةٍ جزءَ الحزمةِ الساقطةِ الذي يكونُ له عددُ كوانتيٍّ مداريٍّ معينُ ℓ . أما الشرطُ الذي يفرضُه مبدأُ التناظرِ فهو أن تعترضُ النواةَ العديدُ من هذه المناطقِ.



الشكل ٢٦: ١٣: النظرة الكوانتيةً لمقذوفاتٍ تقتربُ من نواةٍ هدف. أن الجزء الحلقيةِ من الموجةِ الذي يقعُ بارامترُ تصادمه بين $\lambda \ell$ و $\lambda(1 + \ell)$ يناظرُ المساراتِ الكلاسيكيةِ التي زخمها الزاويُّ $\hbar \ell \equiv L$ بالنسبةِ إلى مركزِ النواةِ.

المثال ٣:

تضربُ حزمةٌ من النيوتروناتِ طاقةً كلُّ منها ١٠٠ مليون إف هدفاً من الرصاص. فإذا كانَ نصفُ قطرِ نواةِ الرصاصِ ٧ فـ م، فما المقطعُ العرضيُّ الكليُّ المتوقعُ؟ في تقريبِ

غير نسبي (يناسب هذه الحالة فقط)، يساوي زخم النيوترون المقدار التالي: $\chi = \frac{h}{\lambda}$ ، ويساوي الطول الموجي الدوبروي المختزل ما يلي:

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\chi} = \chi$$

ولغرض حساب قيمة χ نضرب كلاً من البسط والمقام في c ، ونحصل على:

$$\frac{197 \text{ مليون إف. م}}{2.7 (940 \text{ مليون إف. م}) (100 \text{ مليون إف. م})} = \frac{ch}{\lambda} = \chi$$

$$= 0.45 \text{ م.م}$$

ولأن هذه القيمة أصغر بكثير من نصف القطر، فإن العديد من الانحيازات الزاوية تشارك في التفاعل ($\ell \approx \frac{r}{\lambda} \approx 15$)، ولذا يمكن استخدام المعادلة ٢٦: ٣٤:

$$\sigma = \pi r^2 = \pi (7 \times 10^{-10} \text{ م})^2$$

$$= 3.1 \text{ بارن}$$

• التفاعلات المستحثة بالنيوترونات البطيئة:

Reactions Induced by slow neutrons

لأن النيوترون لا يتفاعل كهرومغناطيسياً مع النوى أو الإلكترونات بشكل يمكن إدراكه، فإنه لذلك يستطيع أن يصل إلى النواة، حتى وإن كانت طاقته متدنية. ويكون للنيوترون الذي يُجعل في توازن حراري مع المادة عند درجة حرارة الغرفة طول موجي دوبروي مختزل مقداره:

$$\chi = 2.3 \times 10^{-11} \text{ م} = 23000 \text{ م.م}$$

للنيوترونات الحرارية يكون $\lambda \ll r$

ولأن هذا الطول الموجي أكبر بكثير من نصف القطر النووي، فإنه يتيح الامكان لوجود مقاطع عرضية كبيرة جداً. ومن ناحية عملية، يتحقق المقطع العرضي الحدي الذي تسمح به المعادلة ٢٦: ٣٥ فقط عند طاقات رنين معينة Resonance energies. وفي

حالة الطاقات المتدنية، يكون في المتوسط المقطع العرضي للتفاعلات المستحثة بالنيوترونات من حيث رتبة مقداره كما يلي:

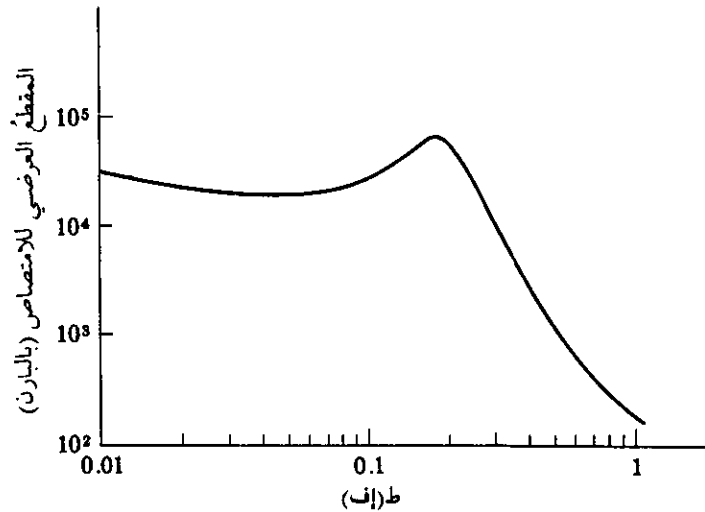
$$\sigma \approx \sigma_0 \approx \sigma_r \quad \dots \dots \dots (٢٦: ٣٦)$$

ومع أن هذا المقطع العرضي يقل كثيراً عن σ_r ، إلا أنه أكبر بكثير من σ_0 . ولذا لا تُعد المقاطع العرضية للنيوترونات الحرارية التي تبلغ عدة آلاف من البارنات غير عادية.

وأكثر التفاعلات التي تُستحث بالنيوترونات البطيئة شيوعاً هو تفاعل الأسر الذي يتبعه ابتعاث شعاع واحد أو أكثر من أشعة غاما. ويظهر في الشكل ١٤: ٢٦ المقطع العرضي لتفاعل من هذا النوع:



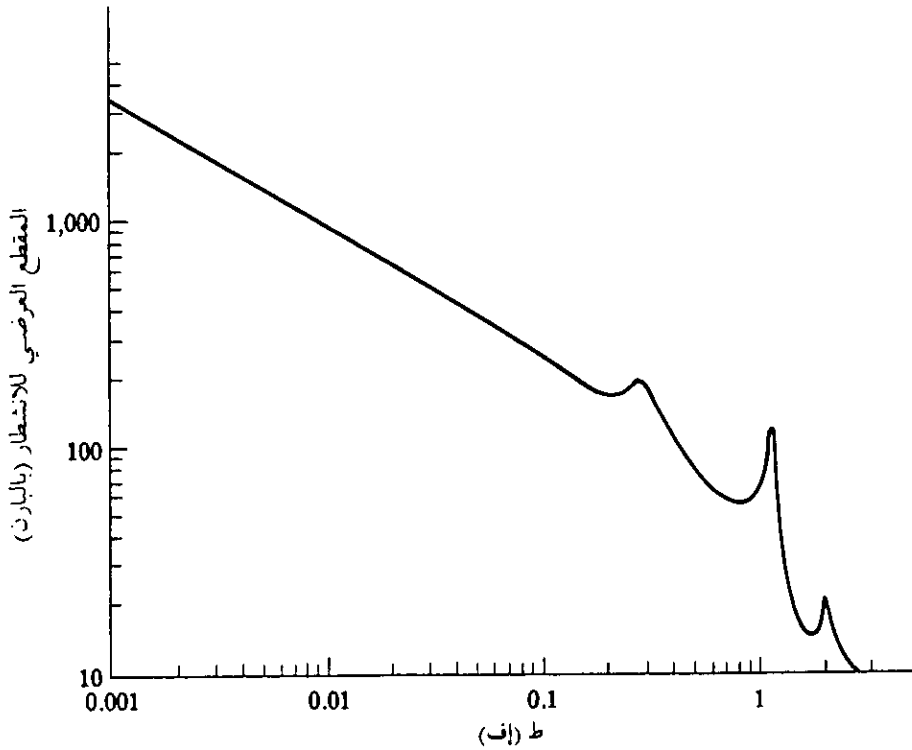
تفاعل أسر النيوترون



الشكل ١٤: ٢٦: المقطع العرضي لأسر النيوترونات بالكاديوم ^{113}Cd .

ومن قبيل المصادفة، يملك الكاديوم مقطعاً عرضياً لأسر النيوترون كبيراً بشكل خاص، ولذا فهو أحد العناصر التي تُستخدم في قضبان الضغط في المفاعلات النووية. وفي حالة

بعض العناصر الثقيلة يمكن استحداث الانشطار ايضا بالنيوترونات البطيئة. ويبيّن الشكل ٢٦: ١٥ المقطع العرضي لليورانيوم ^{235}U بدلالة طاقة النيوترونات.



الشكل ٢٦: ١٥: المقطع العرضي لانشطار اليورانيوم ^{235}U بدلالة طاقة النيوترون. ان حقيقة كون المقطع العرضي عند الطاقة المتدنية اكبر منه عند الطاقة العالية يفسر حاجة المفاعل النووي الى مهدى لانقاص طاقة النيوترونات بسرعة الى مستوى الطاقة المتدنية.

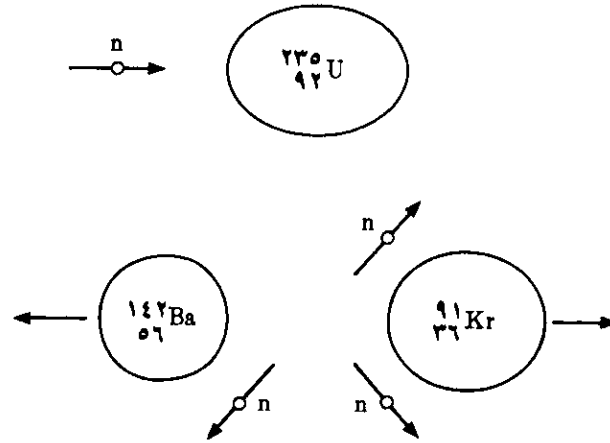
٢٦: ٦: الانشطار: Fission

يَسْتَحِقُّ الانشطار والاندماج، وهما مصدرا الطاقة النووية الكبيرة، اكثر من ملاحظة عابرة في آية نظرية عامة شاملة حديثة للفيزياء. فكلّ منهما ظاهرة نووية أساسية تعتمد على مبادئ الميكانيك الكوانتية والنسبية، وتأثيرهما معاً في المجتمع المعاصر هائل ولا سابق عليه.

ومن حيث أساسياته، يشبه الانشطار تماماً انحلال ألفا. ففي كلا العمليتين تنفصل قطعة من النواة ويتطاير الجزءان. وفي كليهما يمنع حاجز الطاقة الوضعية potential

energy barrier حدوث أي انحلال سريع جداً. وبالرغم من أن إمكان الانشطار من ناحية طاقة قد كان معروفاً لسنوات عديدة، إلا أن اكتشافه عام ١٩٣٩ أتى مفاجأة لمكتشفيه* ولبقية المجتمع العلمي. ولا يعني هذا أن الانشطار هز بعض النظريات أو عارض بعض التنبؤات، وإنما يعني ببساطة أن حدوثه لم يكن متوقعاً، ذلك لأن أحداً لم يره طوال أربعين سنة من العمل المتواصل في حقلي النشاط الإشعاعي والتحويلات النووية.

ويعُدُّ الانشطار التلقائي نادراً* في العناصر التي توجد في الطبيعة. ومع ذلك، فإذا هُيِّجت نواة ثقيلة ما إما بامتصاص نيوترون أو بأية طريقة أخرى، فإن الانشطار قد يحدث بسرعة. وفي عملية الانشطار العادية ينبعث نيوترون واحد أو أكثر بالإضافة إلى الكسرات النووية الأساسية (الشكل ٢٦: ١٦). ولأن هذه النيوترونات تستطيع أن تعمل مثل قاذحات لاحداث انشطارية أخرى، فمن الممكن حدوث تفاعل متسلسل انشطاري.



الشكل ٢٦: ١٦: أحد الانشطار

الممكنة العديدة للانشطار. فالنواة ^{235}U بعد أن تمتص نيوتروناً وتصبح نواة مهيجة أي النواة ^{236}U قد تنقسم إلى كسرتين هما نظيران للباريوم والكسرتون، وتبعث في الوقت نفسه عدّة نيوترونات.

* لعلّ نواتج الانشطار لوحظت أول مرة (من خلال إشعاعيتها) من جانب انريكو فيرمي ومعاونيه عام ١٩٣٤، إلا أنها لم تُدرَك كنواتج انشطار في ذلك الوقت. وفي كانون الأول عام ١٩٣٨ وجد أوتو هان وفرتز شتراسمان في برلين دليلاً كيميائياً محدداً على تكون الباريوم ($Z=56$) عند ضرب اليورانيوم بالنيوترونات. ومع أنها شكّا على الأرجح في أن الانشطار كان هو المسؤول عن ذلك إلا أنها لم ينشرا تلك الفرضية. ويعود الفضل في تفسير نتائج هان وشتراسمان تفسيراً صحيحاً لأول مرة إلى ليز ميتنر وأوتو فريش في ستوكهولم. ففي كانون الثاني عام ١٩٣٩، اقترحا أن اليورانيوم المنشط عن طريق ضربه بالنيوترونات يمكن أن ينقسم إلى كسرتين من حجم واحد تقريباً.

+ في بعض العناصر التي تلي اليورانيوم في الجدول الدوري والمكتشف حديثاً، يُعدُّ الانشطار التلقائي نمطاً أساسياً من الانحلال الإشعاعي (انظر الشكل ٢٥: ١٦).

* نظرية الانشطار : Theory of Fission

كان اكتشاف الانشطار بمثابة بذرة سقطت على أرض خصبة. فبسرعة فائقة نشر نيلز بور وجون ويلر Wheeler نظرية تناولت عملية الانشطار الديناميكية. وبسرعة فائقة ايضا، فهم الفيزيائيون إمكاناتها العملية. ولتقدير احتمالات إطلاق طاقة كبيرة بالانشطار كان لا بد من الاجابة عن ثلاثة اسئلة أساسية. أولها، وأسهلها، وأقلها أهمية كان: كم مقدار الطاقة التي يُطلقها حدث انشطار واحد؟ ومن منحى الطاقة الرابطة المبين في الشكل ٢٥: ١٧ أمكن التنبؤ بأنها تساوي تقريباً ١ مليون إف لكل نيوكليون أو تقريباً ٢٠٠ مليون إف لكل حدث انشطار. وسرعة أيدت التجربة هذا التنبؤ. اما السبب في كون معرفة المقدار الدقيق للطاقة المنطلقة أمراً غير هام جداً فيكمن في أن هذه الطاقة التي تتحول بسرعة الى حرارة ليست بذات صلة بسير الاحداث النووية. ومع أن طاقة الانشطار هي بشكل واضح ذات دلالة عملية كبيرة إلا أنها لا تسهم بأي شيء في عملية التفاعل المتسلسل.

تساوي الطاقة المنطلقة في حدث
الانشطار الواحد ٢٠٠ مليون إف
تقريباً

أما السؤال الثاني فكان: أي النوى هي أكثر قابلية للانشطار؟ وأما الثالث فكان: كم عدد النيوترونات التي تنبعث في حدث الانشطار الواحد؟ وفي حالة الاجابة عن هذين السؤالين يمكن تقرير ما إذا كان تفاعل الانشطار المتسلسل تفاعلاً مغذى ذاتياً (يدعم نفسه بنفسه) وتحديد النظائر الناتجة عنه، إن كان الامر كذلك.

ومن المؤكد أن الانشطار النووي سوف يتم اعتباره اكتشافاً مثيراً في أي وقت كان. ولكن مجيء هذا الاكتشاف عشية حرب عالمية وإبان اضطهاد اليهود في المانيا، زاد من إثارته. ذلك أن الاضطهاد أخرج الكثير من كبار علماء أوروبا الى الولايات المتحدة، وأن الحرب دفعت بالعمل في مجال الانشطار إلى السرية. فبعد ست سنوات من اكتشاف الانشطار برزت الولايات المتحدة زعيمة علمية للعالم، وغدت الطاقة الذرية كلمة بيتية دارجة، ووطدت العلاقات القائمة بين العلم والحكومة النمط لدعم الابحاث الكبيرة الذي ما يزال مستمراً حتى يومنا هذا.

وتعد نظرية بور- ويلر في الانشطار نظرية بسيطة في جوهرها. فثمة قوتان تعملان

في النواة الثقيلة : القوة النووية التي تحفظ النواة كلاً واحداً، والقوة الكولمبية التي تميل الى تمزيق النواة (انظر الشكل ٢٦: ١٧). وباعتبار جميع النوى التي نعرفها، تسيطر القوة النووية تماماً، إلا أن سيطرتها في حالة النوى الثقيلة المعروفة ضعيفة جداً. إن مسألة قابلية النواة للانشطار يمكن طرحها كما يلي : اذا مُطت النواة الى شكل مستطيل، فأيهما اكبر: القوة الكهربائية النافرة التي تميل الى مطها حتى الى شكل اكثر استطالة ام القوة النووية الجاذبة التي تعمل على إرجاعها الى شكل كروي أو شبه كروي؟ عند تشويه نواة كاليورانيوم تشويهاً طفيفاً، تغلب القوة النووية وتعمل على إرجاع النواة الى شكلها الأصلي؛ لكن عند تشويهاها الى أبعد من ذلك بكثير، تغلب القوة الكهربائية وتنفلق النواة الى كرتين (وأحياناً الى ثلاث). وبين درجتَي التشويه هاتين يوجدُ حاجزٌ طاقي. وفي حالة الانشطار التلقائي البطيء يمكن اختراق هذا الحاجز تماماً كما يُخترقُ الحاجز في انحلال ألفا. اما في حالة الانشطار السريع الذي يحدث في المفاعلات والقنابل النووية فلا بد من التغلب على الحاجز. ويعتمد مقدار حاجز الطاقة الذي يُراد التغلب عليه بشكل حساس على المقدار النسبي للطاقتين المختلفتين في الإشارة: الطاقة الكولمبية التي تنشأ عن التنافر المتبادل بين البروتونات، وطاقة التوتر السطحي التي تنشأ عن القوى النووية. ومن التقديرات التقريبية لهاتين الطاقتين، نستطيع أن نستخلص بارامتراً هاماً يقيس القابلية للانشطار.

حاجز الانشطار

اعتبر أولاً الطاقة الكهربائية. فهذه الطاقة، وفق المعادلة ٢٥: ١٨، تتناسب تقريباً مع Z^2/R :

$$ط_{كولمبية} \sim Z^2 / R$$

اما الطاقة الاخرى ذات الصلة فهي طاقة التوتر السطحي النووية، وهي تتناسب مع مساحة سطح النواة أو مع مربع نصف القطر النووي:

$$ط_{توتر} \sim R^2$$

ولذا، فالنسبة $ط_{كولمبية} / ط_{توتر}$ تتناسب مع Z^2/R^3 . ولأن R^3 يتناسب مع عدد الكتلة عد (انظر المعادلة ٢٥: ٨) نستطيع أن نكتب أن:

$$\frac{ط_{كولمبية}}{ط_{توتر}} \sim \frac{Z^2}{عد} \quad (٢٦: ٣٧) \dots \dots \dots \text{يعتمد ارتفاع الحاجز على } Z^2 / عد$$

وقد ادرك بور ويلر أنّ هذه النسبة (ذ/عد) بارامتر هامّ للانشطار. فكلما زاد مقدارها زاد تقريباً تغلب القوة الكهربائية النافرة على القوة النووية الجاذبة، وزادت قابليّة الانشطار سهولة. اعتبر الآن نواتين لنظيرين اساسيين لليورانيوم أُضيف الى كلّ منهما نيوترون:

$$^{236}\text{U} = n + ^{235}\text{U} \quad \text{ذ/عد} = 35.9$$

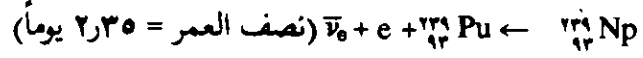
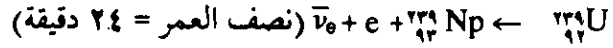
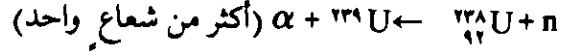
$$^{239}\text{U} = n + ^{238}\text{U} \quad \text{ذ/عد} = 35.4$$

وبسبب هذا الفارق الصغير بين النسبتين يقلّ قليلاً حاجز طاقة الانشطار لليورانيوم 236 عن مثيله لليورانيوم 239.

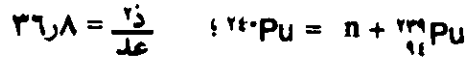
ومما يُسهّم، وبشكلٍ أهمّ، في التمييز بين قابليّتي انشطاريّ اليورانيوم هذين أنّ طاقة التهيج التي تتوفر عند امتصاص ^{235}U لنيوترون هي أكبر نوعاً ما من تلك التي تتوفر عند امتصاص ^{238}U لنيوترون. وثمة تأثير دقيق غير واضح في الرسم المبين في الشكل ٢٥: ١٧، وهو أنّ الطاقة الرابطة للنوكليون الواحد تزيد قليلاً في حالة النوى التي لها عدد كتلة زوجي على مثلثتها في النوى المجاورة ذات عدد الكتلة الفردي، (وهذا التأثير مرتبط بمبدأ المنع). وهكذا، فالنيوترون البطيء المأسور داخل النواة ^{235}U والذي ينتج عن أسره نواة عدد كتلتها زوجي هو احكم ايثاقاً وأكثر توفيراً للطاقة التهييجية من النيوترون البطيء الذي تأسره النواة ^{238}U . وهذا الفارق هو كلّ ما يهّمنا الآن. ففي اليورانيوم 235 (^{235}U) يُوفّر امتصاص نيوترون بطيء طاقة كافية للتغلب على حاجز الانشطار، في حين أنه لا يُوفّر مثل ذلك في اليورانيوم 238 (^{238}U).

يطلق أسر النيوترون بنواة عدد كتلتها فردي طاقة أكبر

وقد قادت الاعتبارات من هذا النوع معاً الى تنبؤ وإلى مقامرة. فالعناصر التي تلي اليورانيوم في الجدول الدوري، حيث ذ أكبر من 92، يجب أن تكون أسهل انشطاراً حتى من اليورانيوم. ولما تمّ الحصول على مفاعل مُغذّي ذاتياً ظهر احتمال جديد، وهو أنه يمكن تصنيع نظائر بعدد اليورانيوم بكمية كبيرة واستخدامها في مفاعلات جديدة أو في قنابل. وكان البلوتونيوم 239 (ذ=94) النظير موضع الاعتبار العملي؛ إذ أنّ هذا النظير يمكن تخليقه من النظير الوافر ^{238}U باستخدام نسق التفاعل التالي:



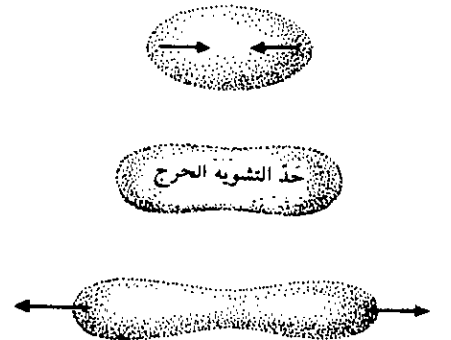
وكما يشير إلى ذلك نسق التفاعل، فإن نواة اليورانيوم ٢٣٨ تمتص نيوترونًا فتتغير بذلك ^{239}U . وفي بضعة أيام تُحوّل النواة ^{239}U تلقائياً نفسها عن طريق انحلالين بيتاويين إلى النواة ^{239}Pu ، وهو نظير قابل للانشطار إلى درجة كبيرة:



وبسبب أن المقدار (ذ/عد) هو أكبر للبلوتونيوم ٢٤٠، فإن له حاجز انشطار أقل في مقداره من أي نظير لليورانيوم. وهو أيضاً يشترك مع اليورانيوم ٢٣٦ في أن عدد كتلته (عد) زوجي مما يعطي طاقة ربط كبيرة لأي نيوترون فيه.

وفي عام ١٩٣٩، كان البلوتونيوم غير معروف وبلا اسم. وفي صيف عام ١٩٤٥ أي بعد سنتين ونصف فقط من بلوغ المفاعل الأول الحد الحرج، اثمر الاستثمار الضخم (غير المضمون) في المفاعلات التي تنتج البلوتونيوم، ونجح تحويل العناصر على نطاق واسع، وصنع من البلوتونيوم ٢٣٩ ما يكفي للقنبلة التي اختبرت في نيومكسيكو والقنبلة التي دمرت نجازاكي. (أما قنبلة هيروشيما فكانت نموذجاً لم يُختبر، وكان قلبها مصنوعاً من اليورانيوم ٢٣٥).

الشكل ٢٦: ١٧: آلية الانشطار: تخلق القوى النووية الجاذبة توتراً سطحياً فاعلاً يعمل على حفظ النواة في شكل شبه كروي. أما التنافر الكهربائي بين البروتونات فيعمل على تمزيق النواة. وتحت الحد الحرج للتشويه، يغلب التوتر السطحي؛ أما فوق الحد الحرج فإن التنافر الكهربائي هو الذي يغلب.



• المفاعلات : Reactors

كان السؤال الثالث الذي طرحته نظرية بور - ويلر هو: كم عدد النيوترونات التي تُبْتَعَثُ في حدث انشطار واحد؟ وهذا سؤال كان على التجربة العلمية ان تفصل فيه، إذ لم تكن النظرية النووية متطورة الى حد يكفي لتناوله. وبلغ هذا العدد لليورانيوم ٢٣٥ تقريباً ٠.٢٥. وكما هو الحال في معظم الاحداث دون المجهرية، تحكم قوانين الاحتمال حدث الانشطار هذا. فقد تنفلق نواة لليورانيوم ٢٣٥ من دون أن تطلق أية نيوترونات، في حين قد تطلق نواة أخرى ستة نيوترونات. وبلغ متوسط العدد المبتعث ٢.٥. ويكفي امتصاص حتى نيوترون واحد لاستحداث الانشطار، وعليه، فإن انتاج ٢.٥ نيوترون في المتوسط لكل نيوترون تمتصه النواة المنشطرة يبدو أنه أمر مفضل تماماً لحدوث التفاعل المتسلسل. وبالفعل، فإنه لذلك عند وجود قطعة جامدة من U^{235} او Pu^{239} . وهاتان القطعتان تشكّلان عادة قلب القنبلة الذرية، وفيهما لا يكون التفاعل المتسلسل مغذّي ذاتياً فحسب، بل يتضاعف بشكل انفجاري. وينتج عن مضاعفة النيوترونات في كل «جيل» زيادة أسية في الطاقة المنطلقة إلا إذا أبطىء التفاعل باستنزاف المادة القابلة للانشطار وبزيادة حجم القلب معاً.

مضاعفة النيوترونات: مفتاح
التفاعل المتسلسل

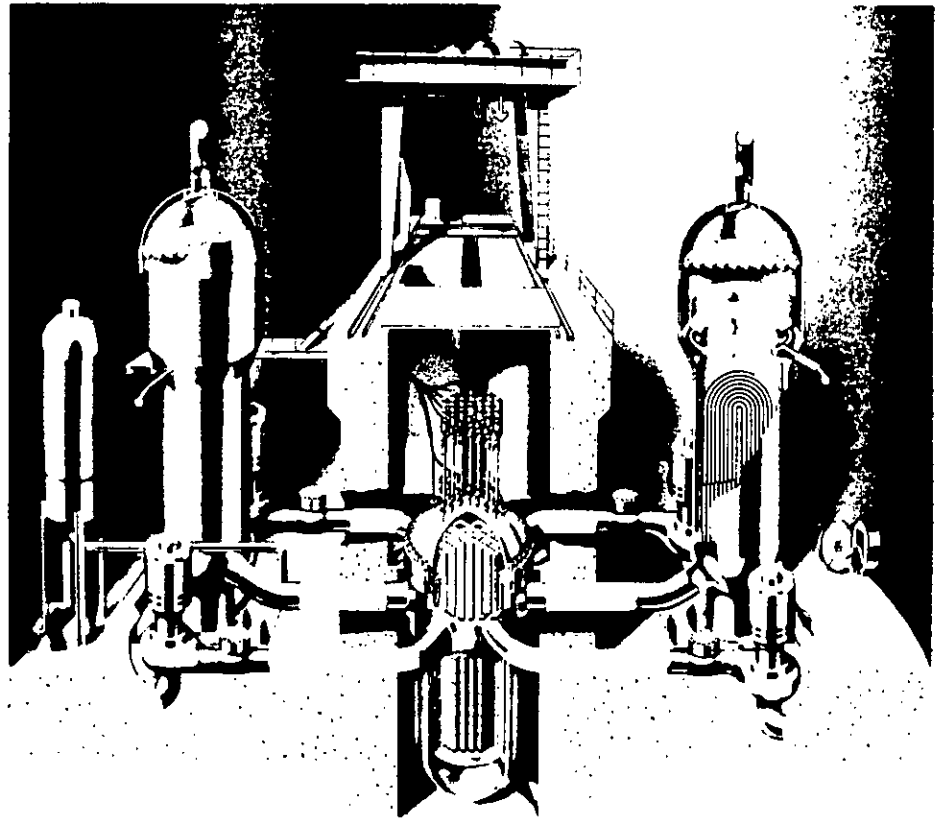
وفي السنوات الاولى من عقد الاربعينات، كان اليورانيوم ٢٣٥ والبلوتونيوم ٢٣٩ المُنْقَيَّان غير متوافرين. وكان على فيرمي ورفاقه ان يشتغلوا باليورانيوم العادي، الذي يحوي أقل من ١٪ من النظير U^{235} القابل للانشطار بسهولة. وفي هذه المادة يتاح للنيوترون عدة مصائر ممكنة عدا التسبب في الانشطار: من أهمها هرونها من المادة الى المواد المحيطة غير القابلة للانشطار، وامتصاصها من قبل U^{238} من دون إحداث أي انشطار. ولمقاومة الهروب، قام مصممو المفاعل الأول - أو الكومة الذرية كما كان يُسمى في ذلك الوقت - بصنعه بحجم كبير: بعرض بلغ ٢٠ قدماً، وبقطع من اليورانيوم مطمورة في ٤٠٠ طن من الجرافيت. ومن قبيل المصادفة تملك نوى الكربون في الجرافيت مقطعاً عرضياً صغيراً جداً لأسر النيوترونات*، فضلاً عن أنها خفيفة إلى حد أن ارتدادها يستنفذ طاقة

أهمية ابطاء النيوترونات

• أعين مشروع القنبلة الذرية الألمانية بسبب خطأ في القياس قاذ العلماء هناك الى الاعتقاد بأن الكربون لا يمكن استخدامه في المفاعل، لأنهم ظنوا أن له مقطعاً عرضياً كبيراً لأسر النيوترونات. ونتيجة لذلك عملوا، عوضاً من ذلك، على صنع مفاعل يستخدم الماء الثقيل. وحتى وقت متأخر من عام ١٩٤٥ لم يكن قد جمع في ألمانيا من الماء الثقيل ما يكفي لصنع مفاعل يُغذّي نفسه بنفسه، انظر:

D. Irving, *The German Atomic Bomb* (New York: Simon & Schuster, 1967).

النيوترونات في التصادمات الحادثة بينها وبين النيوترونات. ويفضي هذا الاضمحلال لطاقة النيوترون الى زيادة احتمال عثور النيوترون على النواة ^{235}U بدلاً من النواة ^{238}U ، إذ كلما قلت طاقة النيوترون زاد المقطع العرضي لانشطار ^{235}U (الشكل ٢٦: ١٥). ولتجنب حدوث تفاعل ينطلق بسرعة خاطفة، يشتمل المفاعل على قضبان ضبط مصنوعة من مادة تملك نواها مقطعاً عرضياً كبيراً لامتصاص النيوترون. وبإدخالها كاملة في المفاعل، توقف قضبان الضبط التفاعل المتسلسل، وعند سحبها كاملة تسمح بتراكم التفاعل الى مستوى الانفجار أو على الأقل الى حد كافٍ لصهر اليورانيوم.



الشكل ٢٦: ١٨: رسم تخطيطي لمفاعل الماء المكيّف في ضغطه. يدخل الماء الى اسفل وعاء المفاعل (مركز الرسم) بضغط مقداره ١٥٠ ضغطاً جويّاً تقريباً ودرجة حرارة مقدارها ٢٨٥°س تقريباً. وعند درجة حرارة ٣١٥°س تقريباً (وما يزال الماء سائلاً بسبب ضغطه العالي)، يخرج الماء من المفاعل ويمر في الانابيب في أوعية كبيرة لمبادلة الحرارة (على يسار الرسم ويمينه). وهناك يُحوّل الماء ذو الضغط المتدني في نظام منفصل الى بخار، ويدير البخار بدوره التربينات (وهي غير مبينة في الشكل) التي تدير بدورها المولدات لتوفير الكهرباء. وتضبط قضبان الضبط، التي تتحرك رأسياً، من فوق وعاء المفاعل. [استنسخ الرسم باذن هيئة الطاقة الذرية الامريكية].

وبقيادة إنريكو فيرمي، حَقَّقَ المفاعل الأول، وهو تعريشة من اليورانيوم والجرافيت وقضبان الضبط المصنوعة من الكادميوم، تفاعلاً متسلسلاً مغذّي ذاتياً، وذلك في اليوم الثاني من كانون الأول عام ١٩٤٢. وفي ذلك اليوم هَاتَفَ آرثر كومتون الذي قد شهد الحدث جيمس كونانت Conant الذي كَانَ وقتها رئيس جامعة هارفارد قائلاً: «جيم، لَعَلَّه يَهْمُكَ أَنْ تعرفَ أَنَّ المَلَّاحَ الإيطاليَّ قد هَبَطَ لتَوَّه في العالم الجديد»⁺

لقد استخدمت المفاعلات الأولى - تلك الموجودة في هانفورد بواشنطن والتي بُنِيَتْ لإنتاج البلوتونيوم - وجوباً اليورانيوم العادي كوقود. أما المفاعلات المعاصرة التي تُسْتَخْدَمُ للابحاث ولإنتاج الطاقة، فإنها تستخدم اليورانيوم المُغْنَى enriched جزئياً بالظيّر ^{235}U . ويظهر في الشكل ٢٦: ١٨ أحد تصميمات مفاعلات القدرة المعاصرة.

يُغْنَى وقود المفاعل في الوقت الحاضر باليورانيوم ^{235}U

* قنابل الانشطار: Fission Bombs

من بين عدة أشياء، أسهم الانشطار النووي في مجتمعنا ببعض العبارات الجديدة: كالكتلة الحرجة والحجم الحرج. ومهما يكن تركيب المفاعل وتصميمه، فلا بد أن يكون، حتى يقوم بوظيفته، أكبر من حجم «أصغر» و«كتلة صغرى». وإلا فإن فقدان النيوترونات يجعل من المستحيل أن يولّد حدث انشطار واحد حدثاً آخر أو أكثر، وأن يَنْشُرَ التفاعل المتسلسل. ويقال للمفاعل إنه في وضع دون الحرج إذا تناقص معدّل توليده للطاقة، وفي وضع فوق الحرج إذا تزايد معدّل توليده للطاقة، وفي وضع حرج إذا استقرّ معدّل توليده للطاقة. وتنطبق فكرتنا الكتلة الحرجة والحجم الحرج بذاتها على القنابل. وفي حالة كرة من البلوتونيوم ^{239}Pu النقي، يبلغ الحجم الحرج في قُطْرِهِ بضعة بوصات.

فكرة الكتلة الحرجة

إن الغرض من تصميم القنبلة هو خلق كتلة فوق حرجة، والمحافظة عليها أطول مدة ممكنة، وربما لفترة تبلغ ميكروثانية واحدة. ويمكن خلق كتلة فوق حرجة بجمع قطعتين معاً: كتلة كلّ منهما دون الكتلة الحرجة، أو بضغط قطعة واحدة كتلتها دون الكتلة الحرجة. وفي كلا الحالتين تُثَبِّلُ السرعة دوراً هاماً. ففي قنبلة اليورانيوم التي أُسْقِطَتْ على

تصميمات القنبلة

+ Arthur Compton, *Atomic Quest* (New York: Oxford University press, 1956).

هيروشيما دَفَعَتْ شحنةً متفجرةً إحدى قطعتي اليورانيوم الى الاخرى . اما في قنبلة البلوتونيوم التي أُسْقِطَتْ على نجازاكي فقد ضُغِطَتْ كرةٌ صغيرةٌ من البلوتونيوم موجودةٌ في المركزِ بواسطة تَهْدِمِ كتلةٍ محيطَةٍ من مادةٍ شديدة الانفجار . ويقعُ الآن في ترساناتِ القوى العالميةِ العظمى آلافُ القنابلِ التي تحوي كُلَّ قنبلةٍ منها كتلةً غيرَ حرجةٍ تماماً من مادةٍ قابلةٍ للانشطار وشحنةً من مادةٍ كيميائيةٍ شديدة الانفجارٍ قادرةً على جعلها كتلةً فوقَ حرجةٍ . ويقفُ الآن عددٌ كبيرٌ من هذه القنابلِ الذريةِ جاهزاً لاشعالِ انفجاراتٍ نوويةٍ حراريةٍ اكثرَ تدميراً من القنابلِ الذريةِ نفسها .

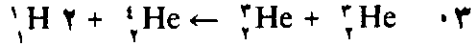
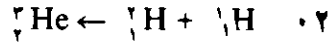
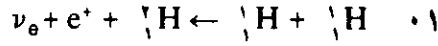
٢٦: ٧ : الدمجُ النووي : Fusion

يُشتَقُّ ضوءُ الشمسِ وحرارتها بصورةٍ رئيسيةٍ من الطاقةِ المنطلقةِ من دمجِ النيوكليوناتِ لتكوينِ جُسيماتِ الفا . وفي النجومِ الاكبرِ عمراً من شمسنا، تُدمَجُ جسيماتُ ألفا على الأرجحِ مع بعضها بعضاً لتكوينِ نوى العناصرِ الثقيلة . ووفقَ النظرياتِ المقبولةِ حالياً والمتعلقةِ بتطورِ النجومِ ، تتولَّدُ جميعُ العناصرِ (او بشكلٍ أدقَّ نوى جميعِ العناصرِ) ، بما في ذلكِ اليورانيومِ والعناصرُ التي تليه في الجدولِ النوويِّ ، من التفاعلاتِ الخاصةِ ببناءِ النوى التي تحدثُ في المراحلِ الاخيرةِ من حياةِ النجمِ . فعندَ انفجارِ نجمٍ مستسعرٍ nova تُنثَرُ هذه النوى المتكوِّنة حديثاً في الكونِ ، حتى إذا بردتُ جمعتُ حولها اغلفةُ الالكتروناتِ الواقيةِ واصبحت ذراتٍ معتدلةً طيعةً . ومن المثير ان نعلّمُ بأن الذراتِ التي تُولَّفُ هذا النظامَ المتقنَ من المادةِ الحيةِ على الارضِ نشأتُ أصلاً ، وعلى الأرجحِ ، من الفوضى النوويةِ في مراكزِ نجومٍ بعيدةٍ تحدتُ منذُ أمدٍ طويلٍ . وليس هنالك ما يذكِّرُنَا بالبداياتِ المضطربةِ للمادةِ الارضيةِ سوى النشاطِ الاشعاعيِّ المتبقيِّ في العناصرِ الثقيلةِ .

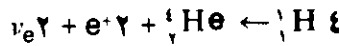
يتكوّن الانسان من الغبار النجمي

* الطاقة الشمسية : Solar Energy

في الشمسِ التي يتألَّفُ معظمُها من البروتوناتِ والالكتروناتِ ، تتحدُّ البروتوناتُ معاً لتكوينِ جسيماتِ الفا وَفَقَّ نسقِ التفاعلاتِ التالي :



ومع أننا نستخدم هنا نظاماً من الرموز مشابهاً للنظام المستخدم في التفاعلات الكيميائية، إلا أن من الهام أن نتذكر أن هذه التفاعلات هي تفاعلات بين النوى العادية. ويوجد من الإلكترونات ما يكفي للمحافظة على الاعتدال (الحيد) الكهربائي، إلا أنها بسبب درجة الحرارة العالية لا ترتبط بالنوى ولا تشارك في التفاعل. ويُعد أول هذه التفاعلات الشمسية الثلاثة مثيراً بشكل خاص، لأنه ينطوي على تفاعلات قوية وضعيفة في وقت واحد. وفي العادة، يعاني النيوترون الذي يتحول إلى بروتون انحلال بيتا. ووفق نظرية التفاعلات الضعيفة، يميل البروتون ويقدر مساوٍ للنيوترون إلى معاناة انحلال بيتا (محولاً نفسه بذلك إلى نيوترون بابتعاث بوزيترون ونيوترينو)، بيد أن قانون حفظ الطاقة يمنع البروتون الطليق من أن يفعل ذلك. وعلى أية حال، ففي العديد من النوى الناشطة إشعاعياً يتغلب على هذا المنع بإطلاق الطاقة النووية الرابطة. وهذا هو ما يحدث بالضبط في تفاعل الاندماج الشمسي هذا. فالطاقة الرابطة للديوترون والتي تبلغ ٢.٢ مليون إيف هي أكبر مما يكفي لتوفير فارق الكتلة بين النيوترون والبروتون مضافاً إليه كتلة البوزيترون المُنبعث. وحالماً يُكوّن بروتونان ديوترون بهذه الطريقة يمكن للديوترون المكوّن أن يدمج مع بروتون آخر لتكوين نواة الهيليوم ٣. وأخيراً تتفاعل نواتا الهيليوم ٣ لتكوّن جسيم ألفا وبروتونين. وهذه النتيجة الحاصلة من تفاعلين من النوع الأول وتفاعلين من النوع الثاني وتفاعل من النوع الثالث يمكن تلخيصها بمعادلة تفاعل واحدة على النحو التالي:



أو كما يلي برموز أبسط نوعاً ما



لاحظ في هذا التفاعل الصافي حفظ الشحنة وحفظ عدد الباريونات وحفظ عدد العائلة للإلكترون.

وينطلق من الطاقة في هذه الدورة الشمسية التي تسمى بدورة البروتون - البروتون ما مقداره ٦٢ مليون إف للبروتون الواحد. وتذهب نسبة ضئيلة من هذه الطاقة الى النيوترونات التي تهربُ حالاً من مركز الشمس من دون أي عائق. ويضربُ تقريباً ١٠^{١١} من هذه النيوترونات الشمسية كل سم^٢ مربع من الارض في الثانية الواحدة. اما بقية الطاقة فيذهب أولاً كطاقة حركية للجسيمات المشحونة واخيراً كطاقة كهرومغناطيسية (فوتونات). وفضلاً عن ذلك تُضيفُ البوزيترونات الى الطاقة الكلية عن طريق فنائها مع الالكترونات كمية أخرى من الطاقة. وفي كل حدثٍ فناءٍ annihilation من هذا النوع:

$$\gamma + e^- + e^+ \rightarrow$$

يُنتجُ عن تحوّل الكتلة بكاملها الى طاقة ما يساوي تقريباً ١ مليون إف. ومع أن فناء البوزيترون لا يَشْمَلُ النوى او القوى النووية، الا انه مُسَهِّمٌ آخرٌ طارِدٌ للحرارة في دورة البروتون - البروتون يَعْمَلُ على رفع الطاقة الكلية المنطلقة من ٦٢ الى ٦٧ مليون إف للنيوكلون الواحد. وَبِشْمَلِ فناء البوزيترون، يُصْبِحُ التفاعلُ الصافي كما يلي:

صافي التفاعل في الشمس

$$\gamma + k + \nu_e + \alpha \leftarrow p + e + \bar{e} \quad (39: 26) \dots\dots\dots$$

ويرمزُ الرمزُ $\gamma + k$ على اليسارِ إلى عددٍ مجهولٍ من الفوتونات. وفي نهاية الامر، يمكنُ القولُ إن ملايين الفوتونات تُشعُّ من سطحِ الشمسِ في مقابلِ كلِّ بروتونٍ يُحَرِّقُ في الفرنِ الشمسيِّ.

ويمكنُ حسابُ الطاقةِ الصافيةِ المنبعثةِ في دورة البروتون - البروتون في الشمسِ بسهولةٍ من كُتْلِ الجسيماتِ المشتركةِ على النحو التالي:

قبل التفاعل

$$\text{كتلة ٤ بروتونات} = 4 (1.007277) = 4.02911 \text{ وك ذ}$$

$$\text{كتلة الكترنين} = 2 (0.000549) = 0.00110 \text{ وك ذ}$$

$$\text{الكتلة الكلية للجسيمات المتفاعلة} = 4.03021 \text{ وك ذ}$$

بعد: التفاعل

كتلة جسيم الفا = 4.00150 و ك ذ

الخسارة الصافية في الكتلة = 0.02871 و ك ذ

الخسارة الصافية في الطاقة = (0.02871 و ك ذ) (931 مليون إف/ و ك ذ)

= 267 مليون إف

انتاج الطاقة في الدمج الشمسي

ويقسمة المقدار 267 مليون إف على 4، نحصل على 67 مليون إف، وهي الطاقة المنبعثة للنيوترون الواحد التي ذكرت سابقا. ويبلغ كسر الكتلة الذي يتحول الى طاقة في تفاعلات الاندماج الشمسي 0.7% او جزءاً واحداً من 140 جزءاً، ويساوي هذا تقريباً ثمان مرات قدر الكسر المحوّل في انشطار اليورانيوم، واكثر من مئة مليون مرة قدر الكسر المحوّل في انفجار كيمياوي عادي. ان الشمس تحرق كل يوم 3.5 × 10³¹ كغ من الهيدروجين مكونة بذلك رماداً من جسيمات الفا، ومحوّلة تقريباً 3.7 × 10³¹ كغ من كتلتها الى طاقة، وهو معدّل من الطاقة الناتجة يكفي انفجار بليونات من الاسلحة التي تبلغ قوة كلّ منها الانفجارية عدة ميغاطونات في كلّ ثانية.

وتعدّ تفاعلات الدمج (الصهر) في الشمس والنجوم الاخرى امثلة على التفاعلات النووية الحرارية اي التفاعلات النووية التي تحدثها درجات الحرارة العالية. والتفاعلات النووية الحرارية بالمعنى الحرفي هي حرق نووي، وهي ثنائيل تماماً الحرق الكيماوي الاعتيادي. ففي الحرق الكيماوي (الذري) تبدأ درجة الحرارة العالية التفاعل، وتعمل الحرارة المنبعثة على المحافظة على درجة الحرارة عالية وعلى نشر الاحتراق. وقد يسير التفاعل الكيماوي في عدة خطوات، غير أنّ نتيجته النهائية تتمثل في اتحاد عدد من الذرات في جزيئات أحكم ربطاً. وكلّ هذه الصفات تصف الحرق النووي كذلك، فالنوى الاحكم ربطاً تنتج عن تفاعل او سلسلة من التفاعلات التي تبدأها وتنشرها درجة الحرارة العالية. وبطرح طبيعة الجسيمات المتفاعلة جانباً، فإن الفارق بين الحرق النووي والحرق الكيماوي فارق في المقدار. فعند درجة حرارة تبلغ 10⁷ ك او أعلى من ذلك يكون اللهب النووي الحراري اسخن على الاقل بعشرة آلاف (10⁴) مرة، وأقوى على الاقل كمصدر طاقة بمليون مرة من اللهب الكيماوي العادي. ولغرض تصميم الاسلحة النووية الحرارية،

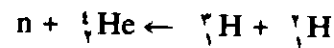
مائلة قوية: التفاعلات النووية
الحرارية والحرق الاعتيادي

يجب اعتبار مظهر آخر مشترك هام بين الحرق النووي والحرق الذري، وهو عدم إصابة المواد المتفاعلة الباردة بأي اذى. ان مفهوم الكتلة الحرجة للمادة القابلة للانشطار لا ينطبق على الوقود النووي الحراري. وكما أنه لا يوجد هنالك حدٌ لساحة خزن الخشب او لمكان خزن الزيت، كذلك لا يوجد هنالك أي حد نظري لحجم السلاح النووي الحراري، اذ يمكن خزن أي كمية من الوقود النووي بأمان حتى يتم حرقه. ومع أن عود ثقاب يكفي لاشعال النار بالخشب في الساحة او بالزيت في مكان خزن الزيت، الا انه لا يوجد هنالك ما هو أقل من قنبلة انشطارية يستطيع ان يُشعل التفاعل النووي الحراري*.

* قدرة الدمج (الصهر): Fusion Power

تكتفي الشمس، كأنها مضطرةٌ لذلك، بالبروتونات كوقود نووي لها. أما على الارض فيتأخ للانسان تشكيلة من النوى الاخرى، بعضها يتفاعل باحتمال اكبر وعلى درجة حرارة اوطأ قياساً الى البروتونات. وفي الحقيقة تجري دورة البروتون - البروتون في الشمس بخطوات بطيئة (متمهلة) جداً. ولذا، فمن غير العملي أن نستخدم التفاعل نفسه كمصدر طاقة ارضي.

ويعُد نظيرا الهيدروجين الثقيلان: الديتريوم والتريتيوم أقوى في تفاعلهما من البروتون. ويفضل بشكل خاص التفاعل بين الديوترون والتريتون الذي يُعرف بالتفاعل د ت (DT) والذي يجري بسرعة عند درجة حرارة تبلغ 10^8 ك تقريباً:



ويمكن التعبير عن هذا التفاعل بصورة مختصرة على النحو التالي:

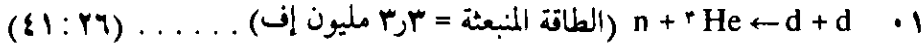
التفاعل DT (تفاعل الديوترون والتريتون)



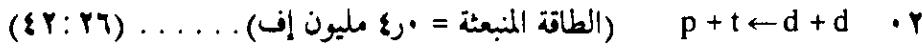
ويطلق هذا التفاعل 17.6 مليون إف أو 3.5 مليون إف لكل نيوكليون تقريباً. ويظهر معظم هذه الطاقة (14 مليون إف) كطاقة حركية للنيوترون.

* هنالك تخمين بأن الليزر الذي له قدرة كافية قد يقدر أيضاً على اشعال التفاعل النووي الحراري.

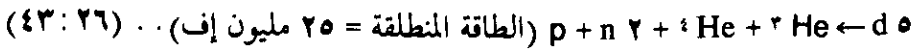
وباستثناء كميات ضئيلة تُنتجها الأشعة الكونية، فإن التريتيوم لا يوجد في الطبيعة، ولا بد من تصنيعه في المفاعلات النووية وبنفقات بالغة. وعند تصنيعه يُنحل التريتيوم إلى ${}^3\text{He}$ بنصف عمر يبلغ ١٢,٣٣ سنة. وإذا ما أُريدَ لتفاعل الدمج النووي أن يُستخدَم كمصدر قدرة مضبوط في المستقبل، فلا بد من أن يعتمد كوقود له على كمية وافرة من الديتريوم. ويتم التفاعل د د (D D) باحتمال واحد تقريباً باحدى طريقتين هما:



التفاعل د د (DD)



وباعتبار الظروف التي يمكن تصوُّرها على الأرض (حتى في انفجار نووي حراري)، فإن الهيليوم ٣ المُنتج لا يتفاعل بعد ذلك بأي شكل هام. إلا أن التريتيوم يُستهلك في التفاعل د ت (DT) مما يضيف إليه كمية كبيرة من الطاقة. وتكونُ حصيلة التفاعل من حرق الديتريوم النقي ما يلي على وجهٍ تقريبي:



ويمكن أن نفهم ببساطة تامة شرط درجة الحرارة العالية اللازم للتفاعلات النووية الحرارية بدلالة الحجم الصغير للنوى وقوة التنافر الكهربائية بينها. فحتى يتلامس زوجان من الديوترونات أو ديوترون وتريتون، بمعنى أن يقتريا من بعضهما اقتراباً يكفي لجعل سعتهما الموجبتين تتداخلان بشكل عام، فإن المسافة بين مركزيهما يجب أن لا تزيد على ١٠ فيم تقريباً. وعند هذه المسافة الفاصلة يمكن بسهولة حساب طاقة الوضع الكهربائية المرتبطة بموضعهما النسبي على النحو التالي:

$$\text{طو} = \frac{(1.6 \times 10^{-19}) (1.6 \times 10^{-19})}{4\pi \epsilon_0} = \frac{1}{9 \times 10^9}$$

$$= 2.3 \times 10^{-18} \text{ ج}$$

$$= 14.4 \times 10^{-19} \text{ إف}$$

$$= 14.4 \text{ ك إف}$$

يفرض التناثر الكولمي الحاجة الى
درجة حرارة أعلى

ومع أن هذه الطاقة صغيرة بالمقارنة مع الطاقات المتاحة في السيكلوترونات والمسارعات
الآخري، إلا أنها طاقة هائلة قياساً الى الطاقة الحرارية الاعتيادية. وفي العادة يُبعد التناثر
الكهربائي نواتي الهيدروجين أو أي نواتين أخريين عن بعضهما بعضاً بشكل فاعل، حتى
عندما تُنزع منها إلكتروناتهما الذرية. وحتى عند درجة حرارة ١٠٠٠٠ ك، وهي درجة
حرارة قادرة على تبخير جميع المواد، فإن متوسط الطاقة الحركية للحركة الحرارية يبلغ فقط
١٣٣ إف للجسيم الواحد، أي اصغر بمئة الف مرة (١٠°) من حاجز الطاقة (١٤٤) ك
إف) المحسوب سابقاً. فما درجة الحرارة التي تلزم إذاً حتى يستطيع زوجان عاديان من
الديوترونات يتصادمان مباشرة من أن يقتربا من بعضهما بعضاً مسافة لا تزيد على ١٠ فم؟
افترض أن طاقة كل ديوترون تساوي $\frac{3}{4} kT$ أي نصف الطاقة الكلية
اللازمة:

$$\frac{3}{4} kT = 72 \text{ ك إف} = 1.1 \times 10^{-10} \text{ ج}$$

$$kT = 1.38 \times 10^{-10} \text{ ج/ك نجد أن:}$$

$$T = 5.6 \times 10^8 \text{ ك}$$

$$\text{وبوحدات الطاقة نجد أن } kT = 48 \text{ ك إف}$$

إن درجة الحرارة الفعلية اللازمة لاشتعال الديتريوم ليست كبيرة تماماً الى هذا
الحد، وذلك لسببين. فأولاً تملك بعض النوى طاقة حركية أكبر من المتوسط بشكل
بالغ، وهي لذلك تقدر بسهولة على أن تتغلب على قوة التناثر الكهربائي. وثانياً، فإن
اختراق الحاجز أمر له أهميته، إذ لا يلزم أن تتغلب جميع النوى على حاجز الطاقة
الوضعية هذا حتى تتفاعل معاً. ومن ناحية تطبيقية تجري الانفجارات النووية الحرارية على
درجات حرارة تبلغ تقريباً 10^8 ك (ك = ٥ ك إف). وتوفر القنبلة الانشطارية الاشتعال
عند درجة الحرارة هذه. أما درجة الحرارة المتصورة لاطلاق طاقة الدمج (الصهر) بشكل
مضبوط فهي أعلى من ذلك، وتساوي تقريباً 10^9 ك.

الاحتمالات المستقبلية لقدرة
الدمج

ومنذ اوائل الخمسينات وُجّه جزء بالغ من البحث في امريكا وبلدان أخرى إلى
تطوير مفاعل نووي حراري مضبوط. ويتفاءل معظم الخبراء بنجاح هذا المسعى في آخر

الامر، وتتفاوت التقديرات الزمنية له من بضع سنوات الى عقود*. وفي المخططات التي حُطِّيتْ باكبر اهتمامٍ، تُحْجَزُ البلازما المتفاعلة الساخنة بصورة غير عادية بالمجالات المغناطيسية**. وقد اظهرت البلازما حتى الآن بأنها واسعة الحيلة في تجنب الحجز الطويل، علماً بأن ازمان الحجز قد زادت تدريجاً عبر السنوات. وبسبب احتياطنا من الوقود الحجري والمواد القابلة للانسطار، فان نجاح مشروع القدرة النووية الحرارية في العقود القليلة القادمة او حتى في مئات السنين التالية لا يُعدُّ امراً حاسماً. وعلى أية حال، فقد يعتمد العرض الوافر من الطاقة في نهاية الامر على النجاح النهائي للمشروع.

* الاسلحة النووية الحرارية: Thermonuclear Weapons

للديريوم، باعتباره مكوناً أساسياً للقنبلة النووية، سيئة خطيرة. فحتى يمكن خزنه باكتناز بكثافة عالية، فلا بُدَّ من تبريده حتى درجة حرارة تسييله التي تبلغ ٢٠ ك (-٢٥٣°س). ويتطلب هذا تقنيات متقنة في التبريد. وفي الحقيقة، فإن الوقود المستخدم في القنبلة الهيدروجينية هو نظير خاص من هيدرايد الليثيوم يُسمى ديوترايد الليثيوم ${}^6_3\text{Li}$ ، وهو مادة جامدة على درجة الحرارة الاعتيادية. ويقوم الليثيوم باعتباره أحد عناصر الوقود النووي الحراري بدورين هامين. فاولاً يشدُّ الليثيوم الديوترونات بعضها الى بعض عبر تفاعله الكيماوي مع الدييريوم، معيئاً بذلك على تحقيق التفاعل DD (د د) [المعادلتان ٢٦: ٤١ و ٢٦: ٤٢]. وثانياً، يشترك الليثيوم بذاته في تفاعل رئيس ينتج عنه صنع الترييوم الذي يُدْكَى التفاعل د ت (DT).

ديوترايد الليثيوم هو وقود القنبلة الهيدروجينية

أما التفاعلات النووية الهامة في ديوترايد الليثيوم ٦ فهي التالية:

William Gough and Bernard Eastlund, "The prospects of Fusion Power", *Scientific American*, * February, 1971.

Bruno Coppi and Jan Rem, "The Tokamak Approach in Fusion Research", ** انظر: *Scientific American*, July, 1972

ويُحْتَبَرُ بديل آخر للحجز المغناطيسي في المقالة:

M. Lobin and A. Frass, "Fusion by Laser," *Scientific American*, June, 1971.

$$٠١ \quad n + {}^2_1\text{H} \leftarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_0\text{n} \quad (\text{الطاقة المنطلقة} = ٣.٣ \text{ مليون إف})$$

$$٠٢ \quad p + {}^2_1\text{H} \leftarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \quad (\text{الطاقة المنطلقة} = ٤.٠ \text{ مليون إف})$$

$$٠٣ \quad n + {}^4_2\text{He} \leftarrow {}^3_1\text{H} + {}^3_2\text{He} \quad (\text{الطاقة المنطلقة} = ١٧.٦ \text{ مليون إف})$$

$$٠٤ \quad {}^4_2\text{He} + {}^2_1\text{H} \leftarrow n + {}^6_3\text{Li} \quad (\text{الطاقة المنطلقة} = ٤.٩ \text{ مليون إف})$$

والتفاعلات الأولان هما فرعا التفاعل د د (DD). أما التفاعل الثالث فهو التفاعل د ت (DT)، وأما التفاعل الرابع فهو مثل الفرع الثاني من التفاعل د د (DD) يُوفّر التريتيوم للتفاعل د ت (DT). وهذا التفاعل الذي يُستحث بالنيوترون ليس بحد ذاته تفاعلاً نووياً حرارياً، إذ لا يوجد هنالك حاجز طاقة ليتغلب عليه النيوترون حتى يصل إلى النواة ${}^6_3\text{Li}$ ، وإنما هو في الحقيقة تفاعل انشطاري (مع أن لفظة الانشطار تقتصر عادةً على وصف انفلاق النوى الثقيلة). إن النواة ${}^6_3\text{Li}$ تمتص نيوتروناً فتصير بشكل مؤقت النواة ${}^7_3\text{Li}$ التي تنفلق إلى تريتون وجسيم ألفا. لاحظ في هذه التفاعلات المترابطة الأربعة أن كلا التريتون والنيوترون يمثل دوراً هاماً، مع أنها غير موجودين أصلاً في الوقود، وأن التفاعلين ١ و٣ ينتجان النيوترونات لتنشيط التفاعل ${}^6_3\text{Li}$ ، في حين أن التفاعلين الثاني والرابع ينتجان التريتيوم ليتّم حرقه في التفاعل د ت (DT).

ومن السبل المتبعة لزيادة كل من معدل الحرق والطاقة المنطلقة في سلاح نووي حراري طمّر وقود ديوترايد الليثيوم ${}^6_3\text{Li}$ في اليورانيوم ${}^{238}_{92}\text{U}$. فالنيوترونات التي تبلغ طاقتها ١٤ مليون إف والتي ينتجها التفاعل د ت (DT) والتي يهرب الكثير منها من منطقة الحرق تملك من الطاقة ما يكفي لاستحداث الانشطار في اليورانيوم ${}^{238}_{92}\text{U}$. ومن حدث الانشطار هذا، تخرج عدة نيوترونات بطاقة أقل وتستطيع أن تثير (تنشط) التفاعل المنتج للتريتيوم باستخدام الليثيوم ${}^6_3\text{Li}$. وبهذا النسق: انشطار - دمج - انشطار - دمج يمكن مضاعفة طاقة قاذف القنبلة الذرية بالف مرة باستخدام مواد رخيصة متوفرة فقط: كالليثيوم ${}^6_3\text{Li}$ ، والديتريوم، واليورانيوم ${}^{238}_{92}\text{U}$. وفي هذا السلاح المطور في اليورانيوم فإن نصف الطاقة وكل الرذاذ المُضَرّ تقريباً ينتجان عن انشطار اليورانيوم، في حين أن معظم طاقة ما يُسمّى «بالقنبلة النظيفة» تنشأ عن الدمج.

ان حجم المخزون الاحتياطي من الاسلحة في الولايات المتحدة وغيرها من البلدان وطبيعته ليسا بالطبع معلومات عامة. اما الرقم التقديري للمخزون الاحتياطي العالمي الكلي فيبلغ تقريباً ١٠٠٠٠٠ سلاح نووي قادرة على اطلاق ٥٠ مليون كيلوطن من الطاقة تقريباً. وهذه طاقة انفجارية تعادل ما يزيد على ١٠ اطنان من المادة المتفجرة (TNT) لكل شخص على الارض. (ولغرض المقارنة، كانت الطاقة لكل اصابة في انفجار هيروشيما ٢٠ طن تقريباً، ويتوافر الآن ما يزيد على خمسين مرة قدر ذلك لكل فرد). والى جانب الانفجارات العنيفة والنيران، فإن انفجار اي جزء اساسي من المخزون الاحتياطي العالمي من الاسلحة النووية سوف ينتج من الرذاذ المشع ما يكفي للقضاء على الحياة الانسانية بأكملها. وهذا هو الوضع الجنوني الذي يجد الانسان المتحضر نفسه فيه في السبعينات.

ان ثمار العلم تمنح الانسان القدرة: القدرة على الخير والقدرة على الشر. والطاقة النووية في صورة الاسلحة العالمية خطر اساسي على الحياة الانسانية. وفي الوقت نفسه وباستخدام الكثير الكثير من تطبيقات البحث، ومن خلال امكانيات قدرة الاندماج المضبوطة، فالطاقة النووية ذات منفعة كامنة هائلة للانسان. وفي عالم عاقل يمكن لهذا الخطر المهدد أن يتلاشى، ويمكن للأمل الواعد أن يزهر.

خلاصة الأفكار والتعريفات:

- في الانحلال الاشعاعي، يؤدي احتمال الانحلال الثابت لكل وحدة زمنية (حت. = $\frac{1}{T}$) ولكل نواة أصلية الى نقصان أسي في شدة الاشعاع المنبعث من عينة كبيرة: شدة = شدة^٢ و-^٢ (٤:٢٦)

- متوسط عمر النواة الأصلية يساوي T .

- جسيمات الفا هي نوى الهيليوم ٤، وهي تُقذف تلقائياً من بعض النوى الثقيلة. وكانت هذه الجسيمات المقذوفات الأساسية في البحث النووي قبل اختراع المسارعات.

* انظر هربارت يورك: السباق الى الهاوية (نيويورك: سيمون وشوستر ١٩٧٠)، ص ٤١-٤٨.

□ يُعَدُّ انحلال ألفا ظاهرةً يتم فيها اختراق حاجز الطاقة الوضعية . وبالنسبة إلى الحاجز الكثيف الذي يحيطُ بنواة ثقيلة فإن احتمال اختراق الحاجز صغير للغاية (من 10^{-10} إلى 10^{-30}) وحساس للغاية لطاقة جسيم ألفا.

□ جسيمات بيتا هي عبارة عن الكترونات (أو بوزيترونات) تنشأ عن التفاعل النووي الضعيف جنباً إلى جنب مع ضديدات النيوتريـنو (أو النيوتريـنات) في لحظة الانحلال الإشعاعي .

□ ينطوي كل من انحلال ألفا وانحلال بيتا على تحول العنصر (تغير في عدده الذري)؛ أما انحلال غاما فلا ينطوي على ذلك .

□ قاد الكشف عن سلاسل الانحلال الإشعاعي للعناصر الثقيلة (ما بين ١٨٩٨ و١٩١٣) إلى:

٠١ كشف عناصر جديدة بين البزموت ($Z = 83$) والثوريوم ($Z = 90$) .

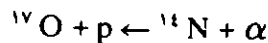
٠٢ كشف النظائر .

٠٣ تعيين هوية النشاط الإشعاعي أو الإشعاعية كحدث انفجار في الذرة ذي طاقة كبيرة .

□ الكوري هي وحدة شدة الإشعاعية (المعادلة ٢٦ : ٢٨) ، وتساوي تقريباً عدد الانحلالات في الثانية الواحدة التي يعانها غرام واحد من الراديوم ٢٢٦ .

□ يقسُ الراد (الذي يختلف عن كل من الرَّم والرَّب والرونـتجن) الطاقة التي يُخلِّفها الإشعاع في المادة (المعادلة ٢٦ : ٢٩) .

□ في عام ١٩١٩ ، أخبر رذرفورد عن أول تفاعل نووي ، وهو التفاعل (p, α) :



□ اكتشف النيوترون عام ١٩٣٢ كنتائج للتفاعل (p, α) : $^{12}\text{C} + n \leftarrow ^9\text{Be} + \alpha$

□ إن خصائص كل من التفاعلات المعرّبة كالتفاعل (t, α) والتفاعلات اللاقطّة كالتفاعل (d, p) حساسة للغاية للحالة التي تكون للجسيم الذي تكسبه أو تفقده النواة الأصلية وفق النموذج الغلافي.

□ أتى أول برهان محدّد على تكافؤ الكتلة - الطاقة (عام ١٩٣٢) من التفاعل الطارد للطاقة (α, p) :

$$^7\text{Li} + p \rightarrow ^4\text{He} + \alpha$$

□ يبلغ تقريباً عدد قيم الزخم الزاوي التي تنطوي عليها أية عملية تفاعل ما يلي:

$$\ell \approx \frac{p}{\hbar} \quad (\text{صيغة تقريبية للمعادلة ٢٦: ٣٣}).$$

□ يساوي المقطع العرضي الكلي للجسيمات ذات الطاقة المتوسطة أو العالية والتي تُضرب النوى (عندما تكون $r > \lambda$) تقريباً λ^2 ط أو ضعف القيمة المتوقعة من وجهة كلاسيكية.

□ المقطع العرضي الكلي لنيوترون ذي طاقة متدنية يضرب نواة ما (عندما تكون $r < \lambda$) قد يبلغ عند طاقات رنين معينة المقدار λ ، وهو في العادة من مرتبة المقدار λ ط ر.

□ البارن (10^{-28} م^2) وحدة شائعة للمساحة تُستخدم لقياس المقاطع العرضية النووية.

□ تقاس المقاطع العرضية النووية الكلية بتجارب التوهين (الاضعاف). ويتبع الدفق غير المحروف المارّ عبر هدف القانون التالي:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x} \quad \text{و-} \quad \Sigma = \Sigma_a + \Sigma_s \quad \dots \dots \dots (٢٦: ٣١)$$

□ يمنع حاجز الطاقة حدوث الانشطار التلقائي السريع في النوى الثقيلة، ويتوقف ارتفاع الحاجز على الكمية $1/2$ عد التي تقيس النسبة بين الطاقة الكولمبية وطاقة التوتر السطحي.

□ اليورانيوم ٢٣٥ والبلوتونيوم ٢٣٩ قابلان للانشطار بالنيوترونات البطيئة، اما اليورانيوم ٢٣٨ فهو غير قابل للانشطار بها.

□ كانت المفاعلات الاولى التي استخدمت اليورانيوم الطبيعي كوقود لها كبيرة بالضرورة. اما المفاعلات الحديثة فتستخدم اليورانيوم المُغنى جزئياً باليورانيوم ٢٣٥، في حين تستخدم القنابل الانشطارية الوقود المُغنى باليورانيوم ٢٣٥ بشكل كبير، وكلما زاد الاغناء باليورانيوم ٢٣٥ قلت الكتلة الحرجة.

□ في السلاح النووي من نوع البندقية (كقنبلة هيروشيما) تُطلق معاً كتلتان: مقدار كل منهما دون مقدار الكتلة الحرجة لصنع كتلة فوق الكتلة الحرجة. وفي سلاح من النوع التهدمي أي من نوع الانفجار نحو الداخل (كقنبلة نجازاكي) تُجعل كرة دون الكتلة الحرجة فوق الكتلة الحرجة بالانضغاط.

□ تُعد دورة البروتون - البروتون المصدر الاساسي لطاقة الشمس. وهذه الدورة تُحوّل البروتونات الى جسيمات الفا عن طريق تفاعل الديوترونات ونوى الهيليوم ٣ معاً في الخطوات المتوسطة منها.

□ تُعد تفاعلات الدمج (الصهر) بالمعنى الحرفي تفاعلات حرق، وهي تشترك في الكثير من خصائصها مع الحرق العادي.

□ الوقود الذي يُتوقع ان يمدّ مفاعلات الدمج المضبوط بالقدرة هو الديتريوم. وفي هذا النوع من المفاعلات يعتبر التفاعل د د (DD) ود ت (DT) هامين.

□ الوقود المستخدم في القنابل الهيدروجينية هو ديوترايد الليثيوم (${}^6\text{Li} {}^2\text{H}$)، وهو يحترق على درجة حرارة تبلغ 6×10^8 ك (حيث $k = d = {}^2\text{H}$ ك إف). ويأتي تقريباً نصف الطاقة ومعظم الرذاذ الاشعاعي في القنبلة الهيدروجينية من غلافها المصنوع من اليورانيوم ٢٣٨.

□ توضّح الطاقة النووية بشكل باهر وجهي المعرفة بكل أنواعها، وهي ذات منفعة كامنة هائلة للانسان، وتشكّل خطراً عليه لا مثيل له.

س٢٦ : ١ : منقَّب معه عَدَّادُ غايِجِرُ يقومُ بجولةٍ في الصحراءِ ويسمَعُ تواليًا منتظمًا من التَّكَّاتِ الصَّادِرةِ عن عدادِهِ بمعدَّلِ تَكَّةٍ واحدةٍ كُلِّ نصفِ ثانيةٍ ولمدةِ عَشْرِ ثوانٍ . (١) فهل من المحتملِ أَنَّهُ يمرُّ على عِرْقٍ من المادَّةِ النَّاشطةِ اشعاعياً؟ ولماذا؟* (٢) وهل يَجِبُ عليه بَعْدَ ذلك : (أ) ان يُمسِكَ عَدَّادَ غايِجِرِ فوقَ المكانِ نفسِه لزمِنِ اطول؟ (ب) أم يستمرُّ في سيرِه؟ (جـ) أم يبدأ بالحفْرِ؟ (د) ام يفحصُ عَدَّادَ غايِجِرِ لخللٍ أصابه؟

س٢٦ : ٢ : كلا النمُوِّ الاسيِّ والانحلالِ الاسيِّ ينشأ عن فعلِ قانونِ الاحتمالِ في الاحداثِ الفرديةِ . هاتِ مثالاً (وليس بالضرورة من عالمِ الذراتِ او النوى) ينمو فيه حشدٌ من الاشياءِ نموًّا اسيًّا بسببِ قانونِ احتمالٍ يفعلُ في اجزائه المختلفةِ .

س٢٦ : ٣ : فَسِّرْ مبدأَ التاريخِ الكربونيِ .

س٢٦ : ٤ : متوسطُ عمرِ النواةِ C^{14} يُعطى في التمرينِ ٢٦ : ١ . فهل يمكنُ استخدامِ قياسِ شدةِ الاشعاعيةِ لهذا النَظيرِ في قياسِ موادٍّ : (أ) عمرُها بضَعُ سنين؟ (ب) عمرُها بضَعَةُ آلافٍ من السنين؟ (جـ) عمرُها بضَعَةُ ملايينٍ من السنين؟

س٢٦ : ٥ : لو كان النيوترونُ بنيةً معقدةً مبنيةً من عددٍ كبيرٍ جداً من الوَحَداتِ الجزئيةِ ، لما دَلَّ بالضرورةِ انحلالُه الاسيِّ على أَنَّ القوانينَ الأساسيةَ التي تحكمُ العالمَ دونَ المجهرِيِّ هي قوانينُ احتماليةِ . فَسِّرْ هذه العبارةِ .

س٢٦ : ٦ : اذا مات نصفُ الاشخاصِ في مجتمعٍ انسانيٍّ قَبْلَ بلوغهم سنًا معينةً وتجاوزَ النصفُ الباقي هذا العمرَ ، فان ذلك العمرَ يُسمَّى نصفُ عمرِ المجتمعِ . اما متوسطُ العمرِ فهو متوسطُ اعمارِ جميعِ الاشخاصِ في المجتمعِ . فهل ترتبطُ هاتان الكميتان معا من خلالِ المعادلةِ ٢٦ : ١٠ ؟ ولماذا؟ .

س٢٦: ٧: اقترح سبباً لكون انحلال ألفا للنواة Be (او انشطارها) يسير بسرعة أكبر بكثير (ن $\approx 10^{-14}$ ثانية) من انحلال ألفا للنوى الثقيلة.

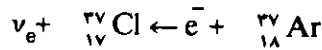
س٢٦: ٨: تطلق بعض النوى جسيمات ألفا من أكثر من طاقة واحدة. فسر سبب ذلك؟

س٢٦: ٩: لماذا تكون مسارات جسيمات ألفا في الشكل ٢: ٢٦ أكثر استقامة من مسارات الإلكترون؟ (ملاحظة: عند مرورها في المادة، تخسر الجسيمات المشحونة بصورة أساسية طاقة عند تفاعلها مع الإلكترونات الذرية وليس عند تفاعلها مع النوى).

س٢٦: ١٠: (١) لماذا يبعث العديد من النوى الثقيلة تلقائياً جسيمات ألفا ولا يبعث أية نيوترونات أو بروتونات منفردة؟ (٢) وإذا كان ابتعاث النيوترون من النواة ممكناً من ناحية طاقة، فإن هذه العملية تحدث عادةً بنصف عمر أقصر بكثير من انصاف الأعمار الاعتيادية في انحلال ألفا أو انحلال بيتا. لماذا يحدث هذا؟

س١٦: ١١: لماذا يُعدُّ الهيليوم إلى حدٍّ كبيرٍ مصدراً غير قابلٍ للتجديد؟ اعتبر كلاً من طريقة تكوينه في الأرض ومصيره عند إطلاقه في الغلاف الغازي.

س٢٦: ١٢: ينحلُّ نظيرٌ من نظائِر الأروغون عن طريق الأسر الإلكتروني على النحو التالي:



(١) فسر لم ترتبط هذه العملية ارتباطاً وثيقاً بانحلال بيتا. (٢) ما الذي يحدث للإلكترونات الذرية عقب حدوث الانحلال الإشعاعي هذا؟

س٢٦: ١٣: إذا عانت نواة ما انحلال بيتا وعانت النواة الناتجة انحلال غاما، فما الذي تستطيع أن تستنتجه عن حالة النواة التي تنتج مباشرة عن انحلال بيتا؟ هل تتوقع أن يعقب جميع انحلالات بيتا انحلال غاما؟

س٢٦:١٤ : يَبْعَثُ العديدُ من النوى المشعةِ تلقائياً الكتروناتِ او بوزيتروناتٍ (في انحلال بيتا). لماذا لا يبعثُ أيُّ من النوى تلقائياً الميوناتِ (التي سوف يكونُ عليها أن تُخلَقَ مثل الالكتروناتِ في لحظة الانحلال)؟.

الجزء ٢٦: ٤

س٢٦:١٥ : يبعثُ نظيرُ الراديوم ٢٢٦ الذي يُستخدَمُ في اقراصِ الساعةِ المضيفةِ جسيماتِ الفا. فاذا أمسكتَ هذه الساعةَ التي لها مثلُ هذا القرصِ قريبةً من عدادِ غايجر، فان اشعةَ غاما، وليس أشعةَ الفا، هي التي تُطلَقُ (تَقْدَحُ) عدادَ غايجر، فسَرِّبْ هذه الحقيقةَ.

س٢٦:١٦ : بالاستعانةِ بِلَوْحَةٍ اوجدولٍ للنظائر، طوِّرْ عرضاً لسلسلةِ الثوريوم (المنبثقة من ^{232}Th) مماثلاً لعارضِ سلسلةِ اليورانيومِ المقَدَّمِ في الشكلِ ٢٦: ٧. ما الناتجُ النهائيُ المستقرُّ في سلسلةِ الثوريومِ؟.

س٢٦:١٧ : تتحكَّمُ خصائصُ الالكتروناتِ الخارجيةِ في الذراتِ بالتحليلِ الكيمائويِّ والتحليلِ الطيفيِّ. لماذا عُدَّ هذان التحليلانِ هامَّينِ في الدراساتِ الأولى لظاهرةِ النشاطِ الاشعاعيِّ التي هي عمليةٌ نوويةٌ لا ذريةٌ؟.

س٢٦:١٨ : عيتان من مادةٍ مشعةٍ لهما شدةٌ واحدةٌ كما تقاسُ بالكوري. فهل لهما بالضرورة نفسُ قدرةِ التأيينِ كما تقاسُ بالراد او الرونتجن؟ ولماذا؟.

الجزء ٢٦: ٥

س٢٦:١٩ : من التفاعلاتِ المعروفةِ الشائعةِ التفاعلُ (p, d) حيث يضربُ ديوترونُ نواةً وينبعثُ بروتون. (١) لماذا يُسمَّى هذا التفاعلُ تفاعلاً معرّياً؟ (٢) ما النواةُ الناتجةُ عندما يحدثُ التفاعلُ (p, d) في الهدفِ ^{27}Al ؟ (٣) يُنتِجُ التفاعلُ (p, d) غالباً اشعاعاً من نوعِ بيتا. فهل النظرُ الناتجُ عن هذا التفاعلِ أكثرُ احتمالاً لابتعاثِ الالكتروناتِ ام لابتعاثِ البوزيتروناتِ؟.

س٢٦: ٢٠ : يستطيعُ ديوترونُ أن يبدأَ إما تفاعلاً مُعرّياً (انظر السؤال السابق) او تفاعلاً لاقطاً. فما الجسيمُ (او النواةُ الخفيفةُ) الذي يُتوقَّعُ انتاجُه في التفاعلِ اللاقطِ المُستَحَثِّ بالديوترونِ؟

س٢٦: ٢١: سم على الاقل تفاعلاً واحداً يمكن أن يُنتج النظير المشع $^{60}_{27}\text{Co}$ من النظير المستقر $^{60}_{27}\text{Co}$.

س٢٦: ٢٢: صف تجربة لقياس المقطع العرضي الكلي لعنصر فلزي تسقط عليه بروتونات. فهل تتوقع ان يكون هذا القياس اسهل أم اكثر صعوبة من قياس المقطع العرضي لتفاعل خاص مثل التفاعل (n, p) ؟

س٢٦: ٢٣: ما دلالة الطول $1/\sigma$ ، حيث σ هو عدد الذرات في المتر المكعب من الهدف σ هو المقطع العرضي لنواة ذرة الهدف باعتبار جسيمات ساقطة من نوع معين؟

الجزء ٢٦: ٦

س٢٦: ٢٤: (١) اذا امتصت النواة ^{232}Th نيوترونًا، وعانت النواة الناتجة انحلالين متعاقبين من نوع انحلال بيتا (مطلقة الكترونات سالبة)، فما هي هذه النواة الناتجة؟ (٢) هذه النواة اكثر قابلية للانشطار من النواة ^{232}Th التي انبعثت منها. فسّر سبب ذلك؟ [ملاحظة: هذا التحول مفيد من حيث امكاناته في مفاعلات التفريخ النووية (المفاعلات المستولدة)].

س٢٦: ٢٥: لو كانت الطاقة المنطلقة في حدث انشطار تساوي ١٠٠ مليون إف بدلاً من ٢٠٠ مليون إف (وظلت جميع المظاهر الاخرى لهذه العملية على حالها لم تتغير)، فهل تتغير الكتلة الحرجة لتفاعل متسلسل مغدّي ذاتياً: (أ) بعامل مقداره تقريباً ٢، أم (ب) بعامل يزيد كثيراً على المقدار ٢، أم (٣) بعامل يقل كثيراً عن المقدار ٢؟ اعط سبباً لاجابتك.

س٢٦: ٢٦: في سنوات العشرينات والثلاثينات من هذا القرن وقبل اكتشاف الانشطار كان مكتشفو الفضاء في كتب الخيال العلمي يستخدمون الطاقة النووية. فهل كان مؤلفو كتب الخيال العلمي مجرد «محظوظين» ام أن تصورههم للنواة كمصدر طاقة بُني بالفعل على حقائق علمية؟

س٢٦: ٢٧: عندما تَمَطُّ النواة في شكل مستطيل فإن مساحتها السطحية تزداد. فسّر

لم تتسبب هذه الزيادة في المساحة السطحية بانقاص الطاقة الرابطة.
(لاحظ أن النقصان في الطاقة الرابطة يساوي الزيادة في الطاقة الكلية،
وهذه الزيادة تسمى الطاقة السطحية او طاقة التوتر السطحي).

س ٢٦: ٢٨ : (١) فسّر لم تقع تماماً معظم النوى الناتجة عن الانشطار النووي بعيدة من
خط الاستقرار (انظر الشكل ٢٥: ١٥). (٢) ولكونها لا تقع على خط
الاستقرار، فإن نواتج الانشطار تكون مشعة. فهل هذه النواتج أكثر احتمالاً
لابتعاث إلكترونات ام لابتعاث بوزيترونات؟

س ٢٦: ٢٩ : (١) فسّر لم ينبغي أن يكون الماء مهدئاً جيداً للنيوترونات. (٢) هل
تستطيع ان تفكر بسبب لتفضيل الماء الثقيل (الذي يحوي الديتريوم ^2H
بدل الهيدروجين العادي ^1H) على الماء العادي كمهدئ وعاكس
للنيوترونات في المفاعل؟

س ٢٦: ٣٠ : يملك نيوترون، يبتدىء من أحد طرفي كرة البلوتونيوم، فرصة معينة لقطع
قطر الكرة والهروب من الطرف الآخر من دون أن يمتص. (١) فإذا
ضُغِطت الكرة بحيث ظلت كتلتها على ما كانت عليه وصَغُرَ نصف
قطرها، فهل تزيد فرصة قطع هذه المسافة والهروب من النواة ام تنقص أم
تبقى على حالها؟ اعطِ سبباً لاجابتك. (٢) فسّر الصلة بين إجابتك عن
الجزء السابق وحقيقة أن الانضغاط يستطيع ان يحول الكتلة دون الحرجة
الى كتلة فوق حرجة؟.

س ٢٦: ٣١ : (١) اذكر شَبهاً هاماً او أكثر بين الانشطار والدمج. (٢) اذكر فارقين
هامين او أكثر بين الانشطار والدمج.

الجزء ٢٦: ٧

س ٢٦: ٣٢ : يمكن استخدام مسارح فان دي غراف الذي تبلغ طاقته ٤٠٠ كـإف في
صنع نيوترونات طاقتها ١٤ مليون إف، اي بكسب في الطاقة مقداره ٣٥
مرة. (١) أي تفاعل يمكن استخدامه لهذا الغرض؟ (٢) تحت أية ظروف
يكون هذا التفاعل تفاعلاً نووياً حرارياً؟

س ٢٦: ٣٣: عندما تَمْتَصُّ النواة ${}^4_2\text{Li}$ نيوترونًا، فإنها تتصيرُ النواة ${}^7_4\text{Li}$ ، وتنفلقُ إلى تريتون وجسيم ألفا (${}^4_2\text{He}$ + ${}^3_1\text{H}$)، ومع ذلك يُعَدُّ الليثيوم ${}^7_4\text{Li}$ نظيراً مستقرّاً. فسّر هذه التقيضة الظاهرة.

س ٢٦: ٣٤: كيف يختلف السلاح النووي الحراريّ النظيف عن السلاح النوويّ
الوسخ؟ أيهما تتوقع أن يطلق طاقة أكبر باعتبار أن السلاحين هما كتلة كلية
واحدة؟

س ٢٦: ٣٥: جَدُّ بَعْضِ الْمَعْلُومَاتِ عَنْ حَيَاةِ بَوْرَ أَوْ بُولِي أَوْشَادُوكِ أَوْ مِيتَنَرِ، أَوْ
فِيرَمِي . فِي فِقْرَةٍ وَاحِدَةٍ لَخِصُّ مَا تَعَلَّمَتْهُ عَنْهُ مِمَّا هُوَ مَوْضِعُ اِهْتِمَامٍ خَاصٍ .
يُفَضَّلُ أَنْ تَشْمَلَ أَجَابَتُكَ شَيْئاً عَنْ صِفَاتِهِ الْإِنْسَانِيَّةِ وَاتِّجَاهَاتِهِ نَحْوَ الْعِلْمِ .

التمارين:

ت ٢٦: ١: (١) يبلغ متوسط عمر النظير (^{14}C) ٨٢٧ سنة. فما نصف العمر له؟ (٢)
من قياسات الاشعاع البيتاوي لقطعة قديمة من الفحم النباتي، يستنتج علماء الآثار أن ما تحويه العينة من (^{14}C) يبلغ $\frac{1}{4}$ الكربون ١٤ الذي تحويه قطعة جديدة من الفحم النباتي لها نفس الكتلة. فما عمر الآثار المكتشفة؟

ت ٢٦: ٢: (١) يبلغ نصف عمر النظير ^{232}Th 1.4×10^{10} سنة. فما متوسط العمر له؟ (٢) في عينة تحوي ^{10}Th ذرة من ^{232}Th ، فما العدد المتوقع من حوادث الانحلال الاشعاعي في الثانية الواحدة؟

ت ٢٦: ٣: ينقص عدد الذرات المشعة في عينة ما بمعدل مقداره مليون في زمن يبلغ «٢٠» نصف عمر. (١) تحقق من صحة هذه العبارة. (٢) تخضّر عينة تحوي ^{131}I ذرة ونصف عمرها ساعتان في صباح يوم الاثنين. أي العبارات التالية تصف على أفضل وجه احتمال بقاء ذرة مشعة واحدة أو أكثر في العينة حتى بعد ظهر يوم السبت التالي: (أ) بشكل مؤكد، (ب) بشكل محتمل (ج)

بشكل ممكن، (د) بشكل غير محتمل، و(هـ) بشكل مستحيل؟ أعط سبباً لاجابتك.

ت ٢٦: ٤: تحوي الارض في الوقت الحاضر ١٣٨ ذرة من ^{238}U لكل ذرة من ^{235}U .
ما النسبة التقريبية التي كانت بينهما قَبْلَ ٤٢ جيجا سنة (42×10^9 سنة)؟
(نصف العمر لليورانيوم ٢٣٨ يبلغ ٤٢ جيجا سنة، اما نصف العمر لليورانيوم ٢٣٥ فيبلغ ٧٠ جيجا سنة).

ت ٢٦: ٥: اشتق المعادلة: $N = N_0 e^{-\lambda t}$ التي تربط نصف العمر بمتوسط العمر للنوى التي تخضع لقانون الانحلال الاسي.

ت ٢٦: ٦: ليكن N عدد النوى الوليدة الناتجة عن عينة من النوى الاصلية المشعة. (١) اكتب صيغة للكمية N (ز). [لاحظ ان N (صفر) = صفر]. (٢) تحقق من ان N تبلغ نصف قيمتها النهائية في زمن مقداره $t_{1/2} = 6930$ ، أي نفس زمن نصف العمر للنوى الاصلية.

ت ٢٦: ٧: تنمو البكتيريا في مستنبت خاص بحيث تكون الزيادة الكسرية في عددها خلال فترة زمنية قصيرة تتناسب مع مدة تلك الفترة ($\Delta t = \frac{1}{\lambda}$). (١) كم عدد البكتيريا الموجودة في اللحظة t اذا كان عدد الموجود منها في اللحظة $t=0$ صفر يساوي t_0 ؟ (٢) كيف يرتبط الزمن t الذي يكون فيه العدد مثلي العدد الاصيلي بشايت التناسب λ ؟ (يمكن بالطبع الابقاء على نمو هذا النوع لمدة محدودة فقط).

ت ٢٦: ٨: زمن متوسط المربع للانحلال الاشعاعي يُعطى كما يلي:

$$\overline{t^2} = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^\infty t^2 e^{-\lambda t} dt$$

(قارن المعادلة ٢٦: ٧ بالمعادلة ٢٦: ٨). (١) اثبت ان $\overline{t^2} = \frac{2}{\lambda^2}$ (٢) لنواة نصف عمرها ثانية واحدة، جد زمن جذر متوسط المربع للانحلال:

$$t_{\text{rms}} = \sqrt{\overline{t^2}}$$

ت٢٦: ٩: احسب المقطع العرضي التفاضلي للتشتت بوحدة ف م^٢ / إستيراديان، وذلك لجسيمات الفا التي تبلغ طاقتها ٦ مليون إف والتي تشتت بزاوية ٩٠° عن نوى الذهب (ذ = ٧٩). (لاحظ أن هذه النتيجة تذكرنا بالابعاد النووية أكثر من الابعاد الذرية).

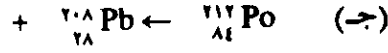
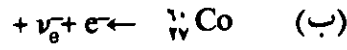
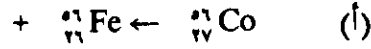
ت٢٦: ١٠: يتن بحسب الحسابات الكلاسيكية أن جسيم الفا الذي تبلغ طاقته ٧٧ مليون إف والذي يُقذف مباشرة على النواة ^{١٢}Mg يرتد عند نقطة خارج النواة. [ولأن جسيمات الفا من هذه الطاقة تتأثر بالفعل بالقوى النووية - انظر الشكل ٢٥: ١٨ (أ) - فإن اختراق الحاجز أمر لا بد منه].

ت٢٦: ١١: يطلق النظير ^{٢١٠}At جسيمات الفا بمتوسط عمر مقداره ١٠ ثانية. وبسبب مبدأ الارتباب، فإن مجموعة جسيمات الفا التي تملك الطاقة الاعلى لا تكون كل عناصرها من طاقة واحدة. احسب مقدار الانتشار التقريبي في طاقتها بالالكترون فولت. هل لهذا الانتشار أي دلالة عند مقارنته بطاقة جسيم الفا التي تبلغ ٨ مليون إف؟

ت٢٦: ١٢: باستخدام نتائج النظرية المبسطة المتعلقة بالانحلال ألفا والمقدمة في الجزء ٢٦: ٢، احسب متوسط العمر للانحلال ألفاوي للرادون ^{٢٢٢}Rn. وباعتبار أن طاقة جسيم الفا تساوي ٧٧٤ مليون إف، وباستخدام قيمة لنصف القطر النووي تبلغ ٩ ف م، يتن كيف يتقارن المقدار المحسوب للكمية T مع القيمة الملاحظة التي تبلغ تقريباً ٨.٠ ملي ثانية؟

ت٢٦: ١٣: يُخمن بعض الفيزيائيين أن الثوابت الاساسية قد تتغير زمنياً ببطء. (١) افترض أن $\hbar$ كانت قيمتها في الماضي أكبر من قيمتها الآن. فهل تكون اعمار الانحلالالات الفاوية اطول أم اقصر مما هي عليه الآن؟ (٢) لو غيّرت $\hbar$ بضعة أجزاء في المئة، فهل تتغير اعمار الانحلالالات الفاوية: (أ) بأقل من بضعة أجزاء في المئة ام (ب) ببضعة أجزاء في المئة، أم (ج) بأكثر من بضعة أجزاء في المئة؟ برز اجاباتك بالرجوع الى المعادلات المناسبة في الكتاب.

ت ٢٦: ١٤ : أكمل تفاعلات الانحلال الثلاثة التالية :



ت ٢٦: ١٥ : (١) اكتب تحول انحلال بيتا لنيوترون حر. (٢) ما (أ) أقل و (ب) أكبر طاقة حركية للالكترون المنبعث.

ت ٢٦: ١٦ : يُبين الشكل ٦: ٢٦ (ب) العدد النسبي للالكترونات من الطاقات المختلفة التي تنبعث من عينة من ${}^{212}_{83}\text{Bi}$. ارسم رسماً بيانياً مماثلاً بحيث يكون المقياس الرأسي عدد ضديدات النيوترونو لوحدة الطاقة الواحدة التي تنبعث من هذا النظير، وبحيث يكون المقياس الأفقي طاقة ضديد النيوترونو.

ت ٢٦: ١٧ : وفق الشكل ٧: ٢٦، يُولّد الراديوم ٢٢٦ المستخدم في اقراص الساعة المضيفة دزينة من النوى الناتجة عن التحولات المتعاقبة الاشعاعية. (١) باعتبار قرص ساعة عمره بضعة سنين، أي هذه النظائر هو الأكثر وجوداً، مفترضاً أن الراديوم الأصلي كان نقياً من ناحية كيميائية؟ (٢) بعد خمسين سنة، أي النظائر الناتجة هو الأكثر وجوداً؟ (٣) بعد ١٠٠ سنة، كم يكون عدد العناصر التي سوف يُكشف عنها التحليل الكيميائي للراديوم الأصلي ونواتجه؟

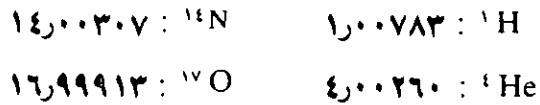
ت ٢٦: ١٨ : يبلغ نصف العمر للكوبالت (٦٠) المقدار ٥,٢٧ سنة. ما شدة إشعاعية مليغرام واحد منه بوحدة الكوري؟

ت ٢٦: ١٩ : نصف العمر للترتيوم ${}^3\text{H}$ يساوي ١٢,٣ سنة. (١) بين أن شدة اشعاع غرام واحد من التريتيوم تساوي تقريباً ١٠٠٠٠ كوري. (٢) يشتري

باحث كمية من التريتيوم شدة اشعاعيتها كوري واحد عام ١٩٧٥ . ما شدة اشعاعيتها عام ١٩٨٠ ؟

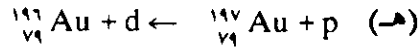
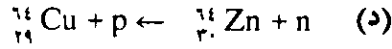
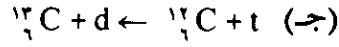
ت ٢٠ : ٢٦ : يُعرَّف الرونتجن في الهامش في الصفحة ٥٤٢ . افترض أن شعاع غاما الذي يمر في الهواء يفقد في المتوسط ٣٠ إف لكل الكترون ينزعه من الجزيء . عبّر عن الرونتجن بوحدة الراد المُعرّفة بالمعادلة ٢٦ : ٢٩ . (استخدم كثافة الهواء الجاف المعيارية ١.٢٩ كغ/م^٣).

ت ٢١ : ٢٦ : فيما يلي الكتلة الذرية (بما في ذلك كتل الالكترونات التي تستعمل عليها عادة) لأربعة نظائر ظهرت في اكتشاف رذرفورد البارز لأول تفاعل نووي عام ١٩١٩ (انظر الشكل ٢٦ : ٨) :



(١) برهن على أن التغير الصافي في الكتلة الذرية في التفاعل ${}^{14}\text{N} + \alpha \leftarrow {}^{16}\text{O} + p$ يساوي نفس التغير الصافي في الكتلة النووية (بإهمال التأثيرات الضئيلة جدا للطاقات الرابطة الالكترونية) . (٢) هل هذا التفاعل طارد للطاقة (بمعنى أنه تفاعل يزيد فيه الطاقة الحركية) ام تفاعل ممتص للطاقة (اي تنقص فيه الطاقة الحركية) ؟ (٣) اذا كانت الطاقة الحركية لجسيم ألفا الساقط ٦ مليون إف، فما طاقة الحركة التقريبية للبروتون الذي ينتج عن هذا التفاعل ؟ (لغرض هذا الحساب، اعمل الطاقة الحركية لنواة الاكسجين المرتدة).

ت ٢٢ : ٢٦ : (١) أي التفاعلات التالية هي تفاعلات معرية ؟ (٢) أيها تفاعلات لا قطة ؟ (٣) أيها ليس بتفاعل مُعرّ أو لا قطة ؟
(أ) ${}^{208}_{82}\text{Pb} + t \leftarrow {}^{208}_{82}\text{Pb} + d$
(ب) ${}^{13}_7\text{N} + t \leftarrow {}^{12}_6\text{C} + \alpha$



ت ٢٦: ٢٣: يجْدُ مجرَّبٌ أنَّ نصفَ النيوتروناتِ في حُزْمَةٍ معيَنةٍ يَخْتَرِقُ من دونِ انحرافٍ رَقيقَةً من الحديدِ سَمَكُهَا ٥ سم. فإذا كانت الكثافةُ العَدَدِيَّةُ لِلذراتِ في الحديدِ ٨٤×١٠^{٢٨} ذرة/م^٣، فما المَقْطَعُ العَرَضِيُّ الكُلِّيُّ لِنَوَاةِ الحديدِ بِأَخِذِ هَذِهِ النيوتروناتِ في الاعتبارِ؟ عَبرَ عن جوابِك بالبارنات.

ت ٢٦: ٢٤: إذا كان لِلنيوترونِ طاقَةٌ حَرَكِيَّةٌ تَبْلُغُ فقط ٠.٠٠١ ر.إف، فكمَ تَقْرِيباً المَسافَةُ الَّتِي تَحْرُكُهَا في المَتَوَسِّطِ في قِطْعَةِ اليورانيومِ ٢٣٥ قَبْلَ أن تَتَسَبَّبَ بِحَدَثِ انشِطَارٍ؟ (كثافةُ اليورانيومِ ٢٣٥ تساوي ١٨٧×١٠^{١٠} كغ/م^٣؛ وَلمَعْرِفَةِ مَقْطَعِهَا العَرَضِيِّ لِلانْشِطَارِ، انْظُرِ الشَّكْلَ ٢٦: ١٥).

ت ٢٦: ٢٥: (١) ما الطولُ الموجيُّ لِنَيوترونٍ طاقَتُهُ الحَرَكِيَّةُ ٠.٠٠١ ر.إف؟ كيفَ يَتَقَارَنُ هَذَا الطولُ الموجيُّ مَعَ القَطْرِ النَوَوِيِّ العَادِي؟ (٢) ما الحَدُّ العُلَوِيُّ ط^٢ لِّلْمَقْطَعِ العَرَضِيِّ النَوَوِيِّ لِمِثْلِ هَذَا النَيوترونِ؟ عَبرَ عن الجوابِ بالبارنات، وَقارنَ قِيَمَتَهُ بِالْمَقْطَعِ العَرَضِيِّ لِلانْشِطَارِ المَبِينِ في الشَّكْلِ ٢٦: ١٥.

ت ٢٦: ٢٦: المَرْتَبَةُ المَقْدَارِيَّةُ العَادِيَّةُ لِّلْمَقْطَعِ العَرَضِيِّ الكُلِّيِّ لِنَوَاةِ تَسْقُطُ عَلَيْهَا نَيوتروناتٌ ذاتُ طاقَةٍ مَتَدَنِيَّةٍ هِيَ: $\sigma_K \approx \sigma_{\text{ط}^2}$ (المعادلة ٢٦: ٣٦)، أَمَّا اكْبَرُ مَقْطَعٍ عَرَضِيٍّ نَوَوِيٍّ مُمْكِنٍ لِنَيوتروناتٍ ذاتِ طاقَةٍ مَتَدَنِيَّةٍ فَهُوَ: $\sigma_{\text{اعظم}} = \sigma_{\text{ط}^2}$ (انْظُرِ المَعَادِلَةَ ٢٦: ٣٥). عَبرَ عن (١) σ_K وَ(٢) $\sigma_{\text{اعظم}}$ بِدَلَالَةِ كَتْلَةِ النَيوترونِ كَ وَطاقَتِهِ الحَرَكِيَّةِ طَح. (٣) بَيْنَ أَنَّ النِّسْبَةَ $\frac{\sigma_K}{\sigma_{\text{اعظم}}}$ يُمْكِنُ كِتَابَتُهَا كَمَا يَلِي:

$$\frac{\sqrt{\frac{2 \text{ طح}}{K \text{ ك}}}}{\frac{r}{K}} = \frac{\sigma_K}{\sigma_{\text{اعظم}}}$$

حيث λ هو طول كومتون الموجي المختزل.

ت ٢٦: ٢٧ : يَبْنُ في حالة حزمة من الجسيمات فوق النسبوية التي تبلغ طاقتها ط أن العدد الكوانتي للزخم الزاوي للجسيم الذي يَمَسُّ تماماً سَطْحَ نواة نصف قطرها ر يُعطى تقريباً بالمعادلة :

$$\frac{ط ر}{c \hbar} = \ell$$

(لاحظ عند استخدام هذه الصيغة أن من المفيد معرفة قيمة المقدار التالي :

$$c \hbar = 197 \text{ مليون إف. ف م.})$$

الجزء ٢٦: ٦

ت ٢٦: ٢٨ : (١) في الفقرة الاولى من الفصل ٢٥ ، ذَكَرَ أن كيلوغراما واحداً من اليورانيوم دَمَرَ هيروشيما، وأن الطاقة المقدرة لذلك الانفجار تفاوتت من ١٥ الى ٢٠ كيلوطن. تحقق من أنه يجب أن ينشطر تقريباً كيلوغرام واحد من اليورانيوم حتى ينطلق هذا القدر من الطاقة. (٢) هل تُقَدَّرُ أن كتلة اليورانيوم الكلية في قنبلة هيروشيما كانت أقرب الى ١ كغ أم الى ١٠ كغ أم الى ١٠٠ كغ أم الى ١٠٠٠ كغ؟

ت ٢٦: ٢٩ : يحدث انفجار نووي شدة ٢٠ كيلوطن تحت الماء. ما كتلة الماء التي يمكن رفع درجة حرارتها بمقدار ٥٠ ك بال طاقة المنطلقة من هذا الانفجار؟ (لاحظ وفق التمرين السابق أن تقريباً كيلوغراما واحداً فقط من اليورانيوم يلزم أن ينشطر لتوفير هذه الطاقة.)

ت ٢٦: ٣٠ : النظيران $^{90}_{38}\text{Kr}$ و $^{135}_{54}\text{Ba}$ المبينان في الشكل ٢٦: ١٦ هما من بين نواتج الانشطار العديدة الممكنة. فبالاستعانة بجدول النوى، تتبّع مسارات الانحلال الاشعاعي لهذين النظيرين. ما نواتجهما النهائية المستقرة؟

ت ٢٦: ٣١ : يمكن كتابة طاقة السطح النووية كما يلي: طسطح = ث ر^٢. (١) بين، إذا كان ث = ١٠٠ مليون إف/ف م، أن طاقة السطح لنظير اليورانيوم تبلغ تقريباً سبع مرات قدر طاقته الكولية. (استخدم ر = ١٣ رداً/ف م.)

(٢) بَيِّنْ إذا ما انقسمت نواة قابلة للانشطار الى جزأين متساويين، أن النسبة ^{طوعيلة} لا تساوي لكل من الجزأين تقريباً الا نصف قيمتها للنواة الأصلية.

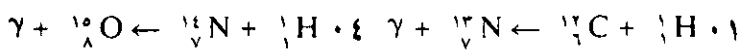
ت ٣٢: ٢٦: في التفاعل المتسلسل الانفجاري في جهاز نووي معين يبلغ متوسط عدد النيوترونات من حدث انشطار واحد يستمر في استثارة حوادث انشطار أخرى ٢ بالضبط. فإذا كان متوسط الزمن بين ابتعاث النيوترون وأسره يساوي ١٠ ثانية، (١) فما الطاقة التي تلزم لمضاعفة زمن الانفجار مرتين؟ (٢) ومبتدئاً من حدث انشطار واحد، فكم ينقضي من الزمن حتى يبلغ عدد النوى التي قد عانت الانشطار ١٠^{٢٤} نواة؟

ت ٣٣: ٢٦: كم المدة الزمنية التي يمكن فيها تشغيل مصباح كهربائي قدرته ١٠٠ واط بالطاقة التي يوفرها انشطار غرام واحد من اليورانيوم؟

ت ٣٤: ٢٦: في تفاعل الدمج الشمسي: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ ما طاقة النيوتريو العظمى؟ (كتلة الديوترون العاري ك_H = ٢٠٠١٣٥٥ د. و ك. ذ.)

الجزء: ٧: ٢٦

ت ٣٥: ٢٦: عندما اقترح هانز بيثي Bethe أول مرة الدمج النووي كمصدر للطاقة الشمسية (١٩٣٩) اقترح الدورة الكربونية التالية كآلية ممكنة:



(١) اكتب صيغة مماثلة للصيغة ٣٨: ٢٦ أو الصيغة ٣٩: ٢٦ تعبّر عن التحول النووي الصافي الذي يحدث. (٢) وفق النظرية المعاصرة، تُعدّ دورة البروتون - البروتون وليس دورة الكربون هي المسؤولة بشكل أساسي عن إنتاج الطاقة الشمسية. هل تتوقع أن تكون درجة الحرارة المركزية في نجم تسود فيه الدورة الكربونية أكبر أم أقل من درجة الحرارة المركزية للشمس؟ ولماذا؟

ت ٣٦: ٢٦: تبلغ الطاقة الكلية المنبعثة في التفاعل د ت (DT) ١٧ر٦ مليون إف . بين أن النيوترون المُنتَج يحصلُ على ٨٠٪ من هذه الطاقة تقريباً أو ما يعادل ١٤ مليون إف اذا كانت الطاقة الابتدائية لكل من الديوترون والتريون صغيرة نسبياً .

ت ٣٧: ٢٦: في التفاعل : $p + t \leftarrow d + d$ تبلغ الطاقة المنطلقة (اي الطاقة المتحولة من طاقة كتلة الى طاقة حركة) ، ٤ر٠ مليون إف . ما الطاقة الحركية لكل من التريون والبروتون اذا كانت الطاقات الحركية للديوترونات صغيرة الى حدّ يمكن معه اهمالها؟

ت ٣٨: ٢٦: في عام ١٩٣٧ ولدت محطات القدرة النووية في امريكا تقريباً ١٠×٥ ك و س . وفي الوقت نفسه بلغ مخزون الاسلحة النووية الاحتياطي في امريكا تقريباً ٢٠٠٠٠ ميجاطن (وهذا مجرد تقدير غير دقيق) . فاذا انفجر المخزون بكامله في سنة واحدة فكيف تتقارن الطاقة المنطلقة منه مع الانتاج الطاقوي السنوي لمحطات القدرة؟

المسائل :

تحليل الانحلال الاشعاعي

م ٢٦: ١: سجّل عداد موضوع قريباً من عينة من البزموت ٢١٢ ، (وهو نظير للبزموت ناشط اشعاعياً يُعرّف ايضاً بالثوريوم C) العدد التالي من العدّات :

الزمن(دقيقة)	عدة/دقيقة	الزمن(دقيقة)	عدة/دقيقة
٠	٢٥٠٠	٤١	١٦٣٤
٢	٢٥١٧	٥٠	١٣٣٩
٤	٢٤٣٣	٥١	١٣٢٥
٧	٢٤٣٨	٦٣	١٢٤٦
٢٤	١٩٦٦	٦٤	١٢١٢
٢٥	١٩٨٣	٦٩	١١٦٥
٤٠	١٦٠٩	٧٢	١١٩٧

(١) ارسم رسماً بيانياً للشدة (العداد في الدقيقة الواحدة) بدلالة الزمن. من رسمك هذا استنتج نصف العمر للبزموت ٢١٢. (٢) قدّر تقريباً درجة الدقة التي حَدَدْتَ بها نصف العمر. (٣) اذكر طريقتين تدعمُ فيهما هذه البيانات التجريبية الفعلية فكرة أن العمليات الأساسية في الطبيعة عمليات تتحكم بها قوانين الاحتمال.

ارتياب الزمن لنواة غير مستقرة

م ٢٦: ٢: لنواة غير مستقرة (اولاً جسيم أولي)، يُعرّف الارتياب في الزمن المرتبط بعمر هذه الكينونة المحدود بالصيغة التالية:

$$\Delta t = \sqrt{t^2 - (t - t)^2} \text{ متوسط}$$

وهنا t تمثل متوسط الزمن الموزون (المعادلة ٢٦: ٨) الذي هو نفس متوسط عمر النظام. ويشير الرمز السفلي «متوسط» الى متوسط موزون. اما الدالة الوازنة فهي الاحتمال $P(t)$ [المعادلة ٢٦: ٧]. (١) بين أن:

$$\Delta t = \sqrt{t^2 - t^2}$$

وفسر لم لا تعتمد هذه النتيجة على الشكل الخاص للدالة $P(t)$. (٢) اشتق النتيجة البسيطة التالية: $\Delta t = \tau$ في حالة الانحلال الاسي.

القانون الاسي للاحتمال

م ٢٦: ٣: توجه حزمة ضوء كاشف صوب غيمة. وفي داخل الغيمة يكون التغير الكسري للشدة لوحدة المسافة الواحدة مقداراً ثابتاً μ . (١) اشتق معادلة الشدة للحزمة (شد) بدلالة مسافة الاختراق في الغيمة. (٢) اذا كانت $\mu = 0.5$ م^{-١} فما سمك الغيمة التي تنتج نقصاناً في الشدة قدره ألف مرة؟

قانون الانحلال الخطي

م ٢٦: ٤: يجد مدير مصنع، عند وضع ن حزاماً جديداً في آليته، أن عدد الاحزمة التي تظل تعمل بعد زمن مقداره t (صفر $\geq t \geq 4$) يُعطى تقريباً بالصيغة التالية: $P(t) = (1 - t/4)^n$. وباعتبار أن الاحزمة تتبع قانوناً خطياً في «الانحلال»، (١) فما معدل الانحلال (اي عدد الاحزمة التي تتعطل في وحدة الزمن الواحدة)؟ و(٢) بين، عندما صفر $\geq t \geq 4$ ، أن الاحتمالات الثلاثة المعروفة مع المعادلة ٢٦: ٥ تعطى كما يلي:

، حيث $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_1}$.

(٢) ارسم رسماً بيانياً للعدد n بدلالة n . اختياري: اذا كنت قد درست المعادلات التفاضلية، فيجب ان تقدر أيضاً على إيجاد n (ز) في الحالة الخاصة: $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0}$.

نموذج طومسون للذرة

م ٢٦: ٧: افترض أن الشحنة الموجبة في ذرة ذهب تتوزع بانتظام على كرة نصف قطرها ١^٥. [اقترح طومسون مثل هذا النموذج الذري في اوائل القرن التاسع عشر، وتصور أن الالكترونات تتوزع في الكرة توزع الزبيب في حلوى الدقيق (البودنغ). وفي هذه المسألة أهمل تأثيرات الالكترونات.] (١) أين يكون المجال الكهربائي للكرة المشحونة أكبر ما يمكن؟ (٢) ما قيمته العظمى؟ (٣) اين يكون الجهد الكهربائي (بالنسبة الى الجهد في ما لا نهاية) أكبر ما يمكن؟ ما قيمته العظمى؟ (٣) ما الطاقة الحركية التي تلزم لجسيم الفا حتى يمر من دون انحراف في مركز الذرة؟.

تشتت رذرفورد عند الزوايا الصغيرة

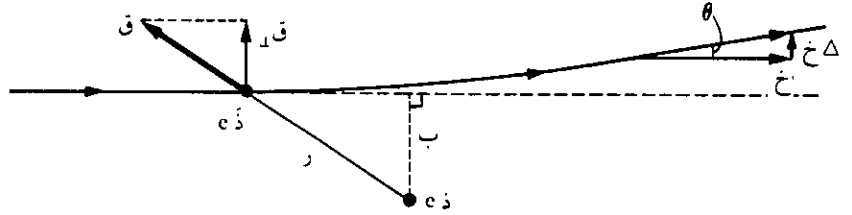
م ٢٦: ٨: مقدوفة جسيمية طاقتها الحركية طح وشحنتها Q تمر قرب نواة شحنتها Q فتتحرف بزاوية مقدارها θ (انظر الشكل). فاذا كانت زاوية الانحراف صغيرة، فإن الزخم Δ خ المنقول الى الجسيم يمكن حسابه بدقة عن طريق تقريب مسار الجسيم كخط مستقيم (الخط المتقطع في الشكل) يتحرك فيه الجسيم بسرعة ثابتة. ولذا يمكن حساب Δ خ كتكاملي دفع كما يلي: [ق و، كما يمكن كتابة زاوية الانحراف على النحو التالي: $\theta \approx \frac{\Delta}{X}$. (١) يبين أن هذا المنحى يقود الى الصيغة التالية:

$$\theta = \frac{1}{4} \frac{Ze^2}{b} \frac{1}{v^2}$$

حيث b هو بارامتر التصادم المعروف في الشكل. (٢) باعتبار جسيمات الفا التي تبلغ طاقتها ٦ مليون إف والتي تسقط على الذهب ($Q = 79$)، ما مدى قيم b التي تجعل $\theta \geq 90^\circ$ زاوية نصف قطرية؟ (٣) وفق المسألة ٢٥: ٦، يُعطى المقطع العرضي التفاضلي بالصيغة التالية:

$$\left| \frac{b \cdot b}{\theta \cdot \theta} \right| = \frac{\sigma_s}{\Omega_s}$$

بيّن، عندما تكون θ صغيرة، أن هذه الصيغة مقرونةً بنتيجة الجزء ١
تقود إلى عبارة جبرية للمقدار $\frac{\sigma_s}{\Omega_s}$ تتوافق مع المعادلة ١١: ٢٦.



اختراق الحاجز

٩: ٢٦م: في النظرية التقريبية المطورة في المتن، يساوي احتمال اختراق جسيمات الفا
للحاجز ما يلي:

$$ح = \frac{1}{2} k \cdot (r - r_0)$$

(المعادلة ٢٦: ٢١). وفي نظرية أكثر دقة يكون الاحتمال كما يلي:

$$ح = \frac{1}{2} k \cdot l \cdot (r)$$

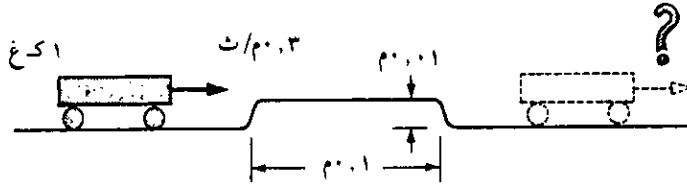
حيث $k = \sqrt{2V - (ط - ط_0) / \hbar}$ ، وحيث حدّا التكامل هما r و r_0
(انظر الشكل ٥: ٢٦). (١) بالاستعانة بجدول التكاملات، قدّر قيمة
التكاملي المذكور في الأس باعتبار جهد كولمبي، ويبيّن أن له نفس الصيغة
الواردة في الحاشية في الصفحة ٥٢٩. (٢) للبولونيوم ٢١٢، تُعطي النظرية
المبسطة القيمة التالية: $ح = 10^{-6}$ (انظر المعادلة التي تلي المعادلة
٢٦: ٢٧). ما القيمة التي تُعطيها النظرية الأدق للاحتمال (ح) لهذا النظير.

١٠: ٢٦م: حاجز طاقة وضعية ذو مقدار ثابت: $ط - ط_0$ ، ويمتدّ على مسافة Δ س.
ويُعطي احتمال اختراقه بالصيغة التالية:

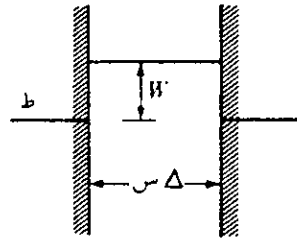
$$ح = \frac{1}{2} k \cdot \Delta \cdot س$$

$$حيث k = \sqrt{2V - (ط - ط_0) / \hbar}$$

(١) فسّر كيف تتوافق هذه الصيغة مع المعادلة ٢٦: ١٢. (٢) يُظهر الشكل عربة تتحرك نحو حاجز جهدٍ جاذبيّ. بين أن احتمالَ اختراقِ العربة للحاجز يساوي تقريباً ١٠-١٠٢٣. فكّر في طريقةٍ مثيرةٍ لتفسيرِ صغرِ هذا الاحتمال.



٢٦: ١١: (١) استبدل بالعربة في المسألة السابقة الكترونًا، وبالحاجز الجاذبيّ حاجزاً كهروستاتيكيًا: ارتفاعه طو - ط = ١ إف، وسمكه Δ س = ١ Å. ما احتمالُ اختراقِ الحاجز؟ (٢) بسببِ دالةِ الشغل، لا تتسرّب الالكترونات من السطحِ الفلزيّ البارد. ولكن عندَ تقريبِ السطحين الفلزيين من بعضهما بعضاً (انظر الشكل) يمكنُ للالكتروناتِ أن تُشَقَّ نفقاً عَبْرَ حاجزِ الجهدِ الذي يفصلُ بينهما. باعتبارِ قيمةٍ لدالةِ الشغلِ $W = ٢$ إف، ما المسافةُ الفاصلةُ Δ س بين السطحين التي يجبُ أن تكونَ لنحصلَ على: (أ) ح = ١٠-٢٠؟ (ب) ح = ١٠-٢٣؟ (ج) ح = ١٠-٢٦؟



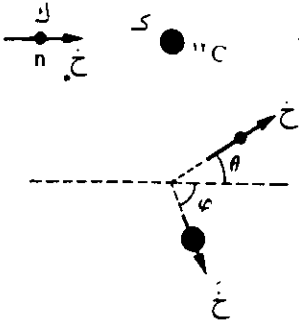
٢٦: ١٢: كما يبيّن الشكل، يضربُ نيوترونٌ زُحمةً الابتدائيّ خ، نواةً كربونيّ وينحرفُ بزاويةٍ مقدارها θ ، ويرتدُّ بزخمٍ خ. اما النواةُ فترتدُّ بزخمٍ خ. (١) اكتب ثلاثَ معادلاتِ حفظٍ (اثنان للزخمِ والثالثة للطاقة)، وبيّن أن هذه المعادلاتِ يمكنُ التعبيرُ عنها بحيثُ تبدو الازخامُ فقط في النسبتين $\frac{X}{X_0}$ و $\frac{\theta}{\theta_0}$. (وهذا يعني، عندَ اعتبارِ زاويةٍ معينةٍ θ ، أن الخسرانَ الكسريّ في الزخمِ واحدٌ بغضِّ النظرِ عن زُحمةِ الابتدائي). (٢) عند $\theta = ٩٠^\circ$ ، بيّن

تصيير النيوترونات نيوترونات
حرارية

أنَّ التَّغْيِيرَيْنِ الْكَسْرِيَيْنِ فِي زَخْمِ النِّيُوتْرُونِ وَطَاقَتِهِ يَسَاوِيَانِ بِالترْتِيبِ مَا يَلِي :

$$\frac{K}{K_0} = \frac{K - K_0}{K + K_0} \sqrt{V} = \frac{K}{K_0}$$

$$\frac{K}{K_0} = \frac{K - K_0}{K + K_0} = \frac{K}{K_0}$$



(٣) كم عدد التصادمات من ٩٠° التي يجب أن يعملها النيوترون مع نوى الكربون قبل أن تنقُص طاقته من مليون إف إلى ١ ر. إف. (٤) اجب عن القسم ٣ عند تصادم النيوترونات مع الديوترونات في الماء الثقيل بدلاً من تصادمها مع نوى الكربون في الجرافيت.

الفصل السابع والعشرون

الجسيمات Particles

تُعَدُّ التُّخُومُ دُونَ المَجْهَرِيَّةِ لِعِلْمِ الفِيزِيَاءِ، حَيْثُ يَلْتَقِي المَعْلُومُ بِالمَجْهُولِ، مَجَالُ دِرَاسَةِ الجُسَيْمَاتِ الأُولِيَّةِ. وَتَعْتَقِدُ غَالِبِيَّةُ الفِيزِيَاءِيِّينَ أَنَّ هُنَالِكَ حَاجَةً إِلَى نَظَرِيَّةٍ جَذَرِيَّةٍ جَدِيدَةٍ تَقْسُرُ عَلَى نَحْوٍ كَامِلٍ خُصَائِصَ وَسُلُوكِ الجُسَيْمَاتِ الأُولِيَّةِ، وَأَنَّ مِثْلَ هَذِهِ النَظَرِيَّةِ قَدْ لَا يَطُولُ انْتِظَارُهَا. وَمَعَ ذَلِكَ، وَبِالرَّغْمِ مِنَ الِالْغَازِ العَمِيقَةِ المَحِيرَةِ لِعَالَمِ الجُسَيْمَاتِ الأُولِيَّةِ، فَانَنَا نَعْرِفُ الكَثِيرَ عَنِ هَذَا الْعَالَمِ دُونَ النُورِيِّ. فَالْمِيكَانِيكُ الكَوَانْتِيَّةُ، وَهِيَ نَظَرِيَّةُ طُوِّرَتْ مِنْذُ خَمْسِينَ عَاماً تَقْرِيباً لِتَفْسِيرِ البَنِيَّةِ الذَّرِيَّةِ، قَدْ صَمَدَتْ بِشَكْلِ مَذْهَلٍ أَمَامَ التَّجَارِبِ الجَدِيدَةِ الَّتِي سَبَرَتْ غُورَ مَنَاطِقَ زَمَكَانِيَّةٍ أَصْغَرَ بَعْدَ رَتَبٍ مِنْ مَقْيَاسِ الذَّرَاتِ. وَفِي الحَقِيقَةِ، فَإِنَّ العَدِيدَ مِنَ الأفْكَارِ الرِّئِيسَةِ لِلْمِيكَانِيكِ الكَوَانْتِيَّةِ تَتَوَضَّحُ عَلَى الوُجْهِ الأَفْضَلِ مِنْ خِلَالِ ظَوَاهِرِ الجُسَيْمَاتِ الأُولِيَّةِ.

وَيَحْتَوِي هَذَا الفَصْلُ عَلَى مَوْضُوعَاتٍ مُخْتَارَةٍ مِنْ فِيزِيَاءِ الجُسَيْمَاتِ الأُولِيَّةِ*، مَعَ تَرْكِيزٍ عَلَى التَّفَاعُلَاتِ بَيْنَ الجُسَيْمَاتِ وَعَلَى مَبَادِيءِ اللَّامْتَعَيَّرِيَّةِ. [مُلْحَظَةٌ حَوْلَ التَّسْمِيَةِ: سَنُحَذِّفُ فِي أَحْيَانٍ كَثِيرَةٍ لَفْظَ «الأُولِيَّةِ». فإِطْلَاقُ هَذِهِ الصِّفَةِ عَلَى الجُسَيْمَاتِ، إِنَّمَا يَدُلُّ عَلَى الحَالَةِ المَرْحَلِيَّةِ لِمَعْرِفَتِنَا، وَلَا يَعْكِسُ آيَةً قَنَاعَةً مِنْ جَانِبِ العُلَمَاءِ بِأَنَّ الجُسَيْمَاتِ المَعْرُوفَةَ حَالِيّاً هِيَ لِبَنَاتُ البِنَاءِ النّهائِيَّةِ لِلْمَادَّةِ.]

* بِسَبَبِ حَاجَتِنَا إِلَى قِذَافَاتٍ ذَاتِ طَاقَةٍ عَالِيَةٍ لِدِرَاسَةِ الجُسَيْمَاتِ، فَغَالِباً مَا تَدْعَى فِيزِيَاءُ الجُسَيْمَاتِ الأُولِيَّةِ بِفِيزِيَاءِ الطَّاقَةِ العَالِيَةِ.

٢٧ : ١ : أنواع التفاعلات The Classes of interactions :

إلى حد بعيد، فإن اعظم حقيقة لافتة للنظر نملكها عن تفاعلات الجسيمات المعروفة حتى الآن هي أنها جميعاً تنتمي الى واحد من أنواع اربعة فقط من التفاعلات المتميزة التي تختلف عن بعضها بعضاً بشكل بارز، وهذه الانواع هي :

اربعة أنواع من التفاعلات

- ١- التفاعلات القوية the strong interactions
- ٢- التفاعلات الكهرومغناطيسية the electromagnetic interactions
- ٣- التفاعلات الضعيفة the weak interactions
- ٤- تفاعلات الجاذبية the gravitational interactions

ويُقرَّن الفوتون photon مع التفاعلات الكهرومغناطيسية، ويقرَّن جسيم النيوتريون neutrino مع التفاعلات الضعيفة في حين يقرَّن الغرافتون graviton مع تفاعلات الجاذبية (الاكثر ضعفاً). أما البيون pion فهو الناقل الرئيس للتفاعلات القوية. ونظراً لانه يمكن تكوين ٦٣٠ زوجاً مختلفاً من الجسيمات المختلفة الستة والثلاثين المذكورة في الجدول ١: ٢٧، عند أخذها مثنى، يمكن لفردتي أي زوج منها أن يتفاعلا مع بعضهما بعضاً، فانها لخطوة عملاقة نحو البساطة أن نكتشف وجود اربعة انواع فقط من التفاعلات التي تتحكم بها يجري بين افراد هذه الازواج جميعاً.

وبالرغم من أن التفاعلات القوية والضعيفة غير مفهومة تماماً (كما يوحي بذلك اسمها غير المثيرين)، وبالرغم من أن الصلات، إن وجدت، بين الانواع المختلفة من التفاعلات غير معلومة البتة، الا اننا نملك بعض الحقائق الآسرة عن هذه الانواع الاربعة - وهي حقائق تلوح بها الطبيعة بشكل مغرٍ أمام الفيزيائي النظري.

فهناك أولاً الفرق الشاسع في الشدة بين التفاعلات المختلفة. فالتفاعلات القوية تتجاوز في شدتها التفاعلات الكهرومغناطيسية بنحو مائة مرة. والتفاعلات الكهرومغناطيسية اقوى من التفاعلات الضعيفة بنحو ١١٠ مرة. اما التفاعلات الضعيفة فهي بدورها اقوى ١٠ مرة تقريباً من تفاعلات الجاذبية. ومن ثم، فإن النسبة بين شدتي التفاعلات القوية وتفاعلات الجاذبية تصل في مقدارها الى العدد الهائل ١٠. وفي

فرق شاسع في الشدة

الحقيقة، فإن هذه الأرقام ليس لها معانٍ دقيقة جداً، إلا أنها تدلُّ بوضوحٍ على وجود بونٍ شاسعٍ بين شدَّتَي أيِّ تفاعلين منها.

أما الحقيقةُ الأسرَّةُ الثانيةُ عن أنواعِ التفاعلاتِ الأربعةِ فهي عبارةٌ عن قاعدةٍ يمكنُ صياغتها تقريباً على الوجهِ التالي: كلما زاد التفاعلُ قوةً، قلَّ انتشارُهُ بينِ الجسيماتِ. فمن بينِ الأنواعِ الأربعةِ عشرَ للجسيماتِ المذكورةِ في الجدولِ ٢٧: ١، ثمةُ ثمانيةٌ منها (تشملُ جميعَ الميزوناتِ والباريوناتِ) تعاني تفاعلاتٍ قويةً، وأحدُ عشرَ نوعاً (أي جميعَ الجسيماتِ ما عدا الغرافتوناتِ وجسيماتِ النيوتريِنو) تعاني تفاعلاتٍ ضعيفةً، في حين أن الأربعةَ عشرَ جميعها تعاني تفاعلاتٍ الجاذبيةِ*. ويمكنُ إعادةُ صياغةِ القاعدةِ السابقةِ كالآتي: كلما كان التفاعلُ أضعفَ، زاد عددُ الجسيماتِ التي يشمُلها. وعلاوةً على ذلك، فإنَّ الجسيمَ الذي يعاني تفاعلاً ما في هذه التراتبيةِ hierarchy، يعاني دائماً جميعَ التفاعلاتِ الأضعفِ أيضاً. وإذا استعرضَ المرءُ القائمةَ نزولاً صوبَ التفاعلاتِ الأضعفِ، فإنَّه يجدُ أسماءَ جديدةً تضافُ إلى قائمةِ الجسيماتِ هذه، في حين انه لا يجدُ أيةَ أسماءٍ تحذفُ منها، ولذا فإنَّ عائلاتِ الجسيماتِ الثماني التي تعاني تفاعلاتٍ قويةً تعاني أيضاً تفاعلاتٍ كهرومغناطيسيةً، وضعيفةً. وتفاعلاتِ الجاذبيةِ. وما يدعو إلى الاهتمامِ أنَّ العائلاتِ الثماني الأثقلَ (الببيوناتِ وما فوقَ ذلك) هي التي تتفاعلُ بقوة. وبالتزولِ درجةً في سلمِ التراتبيةِ نجدُ أنَّ الميونَ والالكترونَ والفوتونَ تضافُ إلى القائمةِ. وفي الدرجتينِ الأخيرتينِ من السلمِ تضافُ إلى ذلك الجسيماتُ العديمةُ الكتلة. هذا وما زلنا لا نفهمُ شيئاً عن أيٍّ من هذه الحقائقِ.

قاعدة امبريقية: تؤثر التفاعلات
الأضعف في عدد اكبر من
الجسيمات

وأخيراً، فهناك صلةٌ أهمُّ بينِ شدةِ التفاعلاتِ وقوانينِ الحفظِ. فقوانينُ الحفظِ المطلقةُ السبعةُ التي سبقَ بحثُها في الفصلِ الرابعِ تحكُمُ جميعَ التفاعلاتِ بينِ هذه الجسيماتِ. بيدَ أنه يوجدُ هنالك، بالإضافةِ إلى هذه القوانينِ، بعضُ قوانينِ الحفظِ الجزئيةِ التي تخضعُ لها بعضُ التفاعلاتِ دونَ غيرها. والقاعدةُ في ذلك هي انه كلما زاد التفاعلُ قوةً. زاد تقييدهُ بقوانينِ حفظٍ اضافيةٍ تحدُّ منِ التحولاتِ الممكنةِ بينِ الجسيماتِ المتفاعلةِ. فالتفاعلاتُ القويةُ تخضعُ لقوانينِ حفظِ التعادليةِ المكانيةِ (التناظرِ

قاعدة اخرى: تخضع التفاعلات
الاقوى لعدد اكبر من قوانين
الحفظ

* تذكرُ أنَّ اثرَ الجاذبيةِ على الجسيماتِ العديمةِ الكتلةِ هو نتيجةٌ لبدأِ التكافؤِ Principle of Equivalence (الجزء ٢٢: ٣).

الجدول ٢٧ : بعض اهم الجسيمات الأولية*

اسم الماتلة	اسم الجسيم	الرمز	الكتلة (م إف)	الغزل (الوحدة $\hbar$)	الشحنة الكهربائية (الوحدة e)	ضديد الجسيم	عدد الجسيمات المتميزة	متوسط العمر (ثانية)	صيغة الانحلال الماتلة
عائلة النيوترون	النيوترون	γ (اشعة غاما)	صفر	١	صفر	نفس الجسيم	١	غير عداد	
	البروتون		صفر	٢	صفر	نفس الجسيم	١	غير عداد	
عائلة الاكترون	نيوترينو		صفر	$\frac{1}{2}$	صفر	$\bar{\nu}_e$	٢	غير عداد	
	الاكترون	e^-	٠,٥١١٠٠	$\frac{1}{2}$	-١	e^+ (بوزيترون)	٢	غير عداد	
عائلة الميون	نيوترينو الميون	ν_μ	صفر (؟)	$\frac{1}{2}$	صفر	$\bar{\nu}_\mu$	٢	غير عداد	
	الميون	μ^-	١٠٥,٦٦٠	$\frac{1}{2}$	-١	μ^+	٢	غير عداد	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
الميزونات	البيرن	π^+	١٣٩,٥٧	صفر	١+	π^-	٣	$^{100} \times 10^{-10}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
		π^-	١٣٩,٥٧	صفر	١-	π^+	٣	$^{100} \times 10^{-10}$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
		π^0	١٣٤,٩٦	صفر	صفر	نفس الجسيمات	٣	$^{100} \times 10^{-10}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
	الكايون	K^+	٤٩٣,٧	صفر	١+	$\bar{K}^+$ (سالب)	٤	$^{100} \times 10^{-10}$	$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$
		K^0	٤٩٧,٧	صفر	صفر	$\bar{K}^0$	٤	$^{100} \times 10^{-10}$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
	ايتا	"	٥٤٩	صفر	صفر	نفس الجسيم	١	$^{100} \times 10^{-10}$	$K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$
الباريونات	النويكليون	P (بروتون)	٩٣٨,٢٦	$\frac{1}{2}$	١+	$\bar{p}$ (سالب)	٤	غير عداد	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
	لامدا	Λ^0	٩٣٩,٥٥	$\frac{1}{2}$	صفر	$\bar{\Lambda}^0$	٢	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$
	سيفي	Σ^+	١١١٥,٦	$\frac{1}{2}$	صفر	$\bar{\Sigma}^+$ (سالب)	٢	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$
	اكساي	Σ^-	١١٨٩,٣	$\frac{1}{2}$	١+	$\bar{\Sigma}^-$ (سالب)	٢	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
		Σ^0	١١٩٧,٣	$\frac{1}{2}$	١-	$\bar{\Sigma}^0$ (موجب)	٢	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$
		Ξ^0	١١٩٢,٥	$\frac{1}{2}$	صفر	$\bar{\Xi}^0$	٤	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$
		Ξ^-	١٣٢١,٣	$\frac{1}{2}$	١-	$\bar{\Xi}^-$ (موجب)	٤	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
		Ξ^0	١٣١٥	$\frac{1}{2}$	صفر	$\bar{\Xi}^0$	٤	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
	أميغا	Ω^-	١٦٧٣	$\frac{1}{2}$	١-	$\bar{\Omega}^-$ (موجب)	$\frac{2}{3}$	$^{100} \times 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$

* هذا الجدول نسخة عن الجدول ١:٣، وهو يشمل على جميع الجسيمات المروفة التي لا تتحلل عن طريق التفاعلات القوية.

+ النيون K^0 له صوران مختلفان. أما الجسيمات الأخرى فلها عمر واحد.

التعاكسي) parity ، وتصريف الشحنة charge conjugation ، ونظير الغزل isospin ، والغريبة Strangeness . (وستناقش مضامين هذه القوانين لاحقاً في هذا الفصل ، اذا اننا مهتمون هنا بعدها فقط). وفي إطار هذه الصورة تصبح التفاعلات الاضعف خارجة على القوانين : فالتفاعلات الكهرومغناطيسية «تخرق» violate قانون حفظ نظير الغزل (اي بعبارة اخرى ، لا تُحَدِّدُ التفاعلات الكهرومغناطيسية بهذا القانون) ، أما التفاعلات الضعيفة فتتجاوز ذلك لتخرق جميع قوانين الحفظ الخاصة الاربعة هذه . ونظراً لأننا لا نعرف شيئاً في الواقع عن تفاعلات الجاذبية على المستوى الأولي دون المجهرى submicroscopic فإن مسألة ما إذا كانت تفاعلات الجاذبية تذهب الى أبعد من التفاعلات الضعيفة في تمردها على القوانين فتخرق واحداً او اكثر من قوانين الحفظ «المطلقة» تظل مفتوحة للنقاش . فان فعلت ذلك ، فمن المحتمل ان تكون النتائج المترتبة على ذلك ذات اهمية فقط على الصعيد الكوني . فَخَرَقُ تفاعلات الجاذبية ، مثلاً ، لقانون حفظ الباريونات قد يؤدي الى خلقي تدريجي لبروتونات ونيوترونات جديدة ، كما اقترحت ذلك نظرية الخلق المستمر continuous-creation الكونية ، أو الى استنزاف تدريجي لوحداث بناء المادة تلك ، مهدمة بذلك البنية المادية للكون . ولحسن الحظ ، فنحن نعرف من التجربة ان العملية الاخيرة ، ان كانت تحدث على الاطلاق ، فإنها تحدث ببطء شديد لا ينتظر معه أن تؤدي الى أية نتيجة أو أثر خلال حياة النظام الشمسي .

٢٧ : ٢ الميونات والالكترونات : Muons and electrons

لقد قدّمت الطبيعة لنا في الميون والالكترون ، زوجين مُحَيَّرين من توأمين متماثلين identical : الواحدُ منهما نسخة طبق الأصل عن الآخر ، إلا أن أحدهما عملاق ، والآخر قزم . فالميون أثقلُ تقريباً بمئتي مرة من الالكترون ، ومع ذلك فانه يستحيل تمييزه من أخيه الاصغر من كل النواحي الاخرى تقريباً .

وفي الواقع ، تشكّل عائلة الالكترون مع نيوتريْنو الالكترون neutrino نظاماً تواماً لنظام عائلة الميون : الميون ونيوتريْنو الميون . ونظراً للتماثل التام تقريباً بين

التشابه المحيّر بين الزوجين : μ و ν_μ
والزوجين : e و ν_e

النيوترينوين، فان المرء يستطيع ان يتكلم عن كل من الميون والالكترون على حدة كأنهما توأمان تقريباً. فكل منهما جسيم سالب الشحنة وله ضديد antiparticle موجب الشحنة، ولكل منهما نصف وحدة غزل spin، وكل منهما ايضاً يشارك في قانون حفظ بسيط لعدد العائلة family-number، والأهم من ذلك كله ان كلاهما يبدو أن له نفس التفاعلات مع جميع الجسيمات الأولية الاخرى. وهذه المزاوجة pairing بين الالكترون والميون هي الوحيدة من نوعها المعروفة في عالم الجسيمات، وتبدو مثل أنصوبة تلوح أمام عيني فيزيائي الجسيمات؛ الا ان مضمونها لم يُقرأ بعد.

* لغز كتلة الميون : Puzzle of the Muon Mass

لا بد من وجود سبب لهذا البون الشاسع بين كتلتي هذين التوأمين من الجسيمات، ولا بد ان ينعكس هذا السبب في بعض الاختلافات الاخرى في خصائصهما. وعلى أية حال، فلم يظهر حتى الآن أي فرق آخر بينهما، بالرغم من أن الميون هو أحد الجسيمات القصيرة العمر التي تمت دراستها بأكبر قدر ممكن من الدقة. هذا، ولم يُقدّم حتى الآن أي تفسير نظري مقنع لفرق الكتلة هذا. ان لغز فرق الكتلة بين الميون والالكترون يندرج في ذلك النوع من الاسئلة التي تعلمنا عنها ما فيه الكفاية لطرحها لكننا لم نتعلم ما يكفي للجابة عنها.

فلماذا يُعدّ فرق الكتلة بين الميون والالكترون «معضلة» تماماً؟ ولماذا لا يُعدّ الفرق الشاسع في عُمرهما ذا اهمية؟ وستناول هنا هذين السؤالين بالترتيب.

ولا نملك بعد الفهم النظري العميق لطبيعة الكتلة، ولا لسبب كون البروتون-أو أي جسيم آخر- يختزن في كتلته قدراً معيناً من الطاقة لا اكثر من ذلك ولا أقل. ومع ذلك فإن الطبيعة، من خلال البيانات التجريبية الخام عن كتل الجسيمات، قد قدّمت لنا عدة دلالات حول منشأ كتل الجسيمات ومقاديرها. وعلى اساس هذه المعرفة السطحية المبنية على هذه الدلائل يبدو فرق كتلة الميون-الالكترون كنقيضة لنا Paradox.

وثمة أزواج من الجسيمات ليس بين أفرادها أي فرق في الكتلة على الاطلاق. وهذه

هي أزواج الجسيمات وضديدات الجسيمات، كالإلكترون - البوزيترون، والبروتون - ضد البروتون، أو البيونين المتعاكسين الشحنة (π^+ , π^-). وثمة مجموعات من الجسيمات الأخرى توجد بين أفرادها فروق صغيرة في الكتلة، أقل من ١٠ م إف، كما تقاس بوحدات الطاقة. وهذه جسيمات تختلف فقط في خصائصها الكهرومغناطيسية. والنيوترون والبروتون زوجان من هذا القبيل، ومثل ذلك أيضاً الزوجان k^+ و k^- . وتبين لوحة الطاقات السكونية (الشكل ٢٧: ١) مجموعات أخرى من هذا النوع. لاحظ جسيمات سغما الثلاثة (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-)، على سبيل المثال، التي طاقاتها السكونية بالترتيب ١١٨٩٤ م إف، ١١٩٢٥ م إف، و ١١٩٧٣ م إف. فهذه الجسيمات الثلاثة تتأثر بتفاعلات قوية متماثلة مع أنها تختلف في الشحنة والعزم المغناطيسي. ويبدو أن للكهرومغناطيسية علاقة بفروق كتلتها الصغيرة نسبياً. ويمكن عدّ الإلكترون ونيوترينو الإلكترون كزوجين من الجسيمات من هذه المجموعة. فهما يتأثران بنفس التفاعل القوي - أي بلا شيء منه على وجه التحديد - مع أنهما يختلفان كهربائياً. والفرق بين كتلتيهما بوحدات الطاقة هو ٥,٠ م إف. وعلى ضوء هذا القدر المحدود من الأدلة، أخذ الميون يبدو وكأنه في غير موضعه الطبيعي. فبالرغم من أنه، كالإلكترون، لا يتأثر بأي تفاعل قوي، إلا أنه مع ذلك يختلف في الكتلة عن نيوترينو الميون بأكثر من ١٠٠ م إف (100 MeV).

وعدّ الجسيم، وفق الميكانيك الكوانتية، وحتى عندما يوجد بمفرده، في حالة تفاعل، إذ أنه يبعث ويمتص جسيمات تقديرية virtual. ولا بد لهذا التفاعل الذاتي من أن يسهم في الطاقة الذاتية للجسيم، وربما يكون مسؤولاً عن كتلة الجسيم الكلية. هذا وما زلنا عاجزين عن حساب مقدار أثره. ومع ذلك، فإن الكتل التجريبية هي ذات دلالة. فالجسيمات التي تتفاعل بقوة في الشكل ٢٧: ١ تمتد ما بين الجسيم π^0 (١٣٥ م إف) والجسيم Ω (١٦٧٣ م إف). وعلى ما يبدو يسهم التفاعل القوي بكتل وفروق في الكتلة تقاس بمئات من وحدات المليون إلكترون فولت، وهي أكثر بكثير من بضع وحدات المليون إلكترون فولت (MeV) المقترنة بفروق الكتلة الكهرومغناطيسية. ويتوافق هذا مع ما نعرفه عن الشدة النسبية للتفاعلات القوية والكهرومغناطيسية، كما يتوافق أيضاً مع كتلة الإلكترون، التي مقدارها ٥,٠ م إف، والتي يمكن أن تُعزى برمتها وعلى نحو معقول إلى التفاعل الذاتي الكهرومغناطيسي. وفي ضوء هذه الصورة للكتل الجسيمية، يبدو

فروق الكتلة الكهرومغناطيسية هي في العادة في حدود بضعة ملايين من الإلكترون فولتات

الكتل التي تعزى إلى التفاعلات القوية هي في حدود بضع مئات من وحدات المليون إلكترون فولت (م إف)

كتلة الميون هي في غير محلها

الميون μ بشكلٍ أوضح على أنه في غير موضعه. فهو يقع في مخطط المستوى الطاقوي عند ١٠٦ مـ إف، غير بعيدٍ عن البيوناتِ القويةِ التفاعل، ومع ذلك، فهو لا يتأثر بأي تفاعلٍ قويٍّ، بل ينتمي إلى المنطقة السفلى من المخطط الطاقوي قريباً من الالكترُون. فلماذا إذن يمتلك الميون هذا القدر من الكتلة؟ ولا أحدٌ يعرف سبب ذلك.

ويعيش الميون لمدة ميكروثانيتين، في حين يعيش الالكترُون كما يبدو إلى الأبد. أما السؤال الثاني الذي يتطلب الحسم فهو: لماذا لا يُعدُّ هذا الفرقُ الشاسعُ في عُمرهما ذا أهمية حقيقية؟ والجواب عن هذا السؤال، كغيره من الاسئلة العديدة، يعتمد على وجهة النظر المتبناة. فوجهة نظر الفيزيائي الحديثة تنظر إلى العُمُر اللانهائي للالكترُون على أنه مجرد «مصادفة». فقانون حفظ الشحنة يُعطّل الميَل الطبيعي للالكترُون لانتهاء حياته من خلال تحوُّله إلى جسيماتٍ أخف، في حين أن الميون، بسبب أنه يستطيع الانحلال من دون أن يخرقَ أيّاً من قوانين الحفظ، يفعل ذلك بالضبط. وبالمُناسبة، تجب الإشارة هنا إلى أن الميكروثانيتين في عالم الجسيمات هو عمرٌ طويلٌ على نحوٍ غير عادي.

الالكترُون مستقر بالمصادفة

* انحلال البيون : π Decay

ولكن ما الدليل على أن الميون والالكترُون متماثلان؟ ثمة حقائق تجريبية عديدة تشير إلى هذا التماثل، وسنبحث هنا اثنتين منها فقط: أحدهما تتعلق بانحلال البيون. إن البيون الموجب ينحلُّ باحدى طريقتين:

$$\nu_{\mu} + \mu^{+} \leftarrow \pi^{+}$$

$$\nu_e + e^{+} \leftarrow \pi^{+}$$

صيفتان لانحلال البيون

ومن بين العدد الهائل من البيونات الموجبة، فإن ٩٩,٩٨٦ بالمئة منها تتحوّل إلى ميون موجب ونيوترينو، بينما لا يتحوّل سوى ٠,٠١٤ بالمئة منها إلى بوزيترون ونيوترينو. وهذا التفضيل من البيون لصيغة الانحلال الميوني **muon mode of decay** مهيمٌ تماماً بحيث اعتُقد لفترة ما بأن البيونات لا تنحلُّ إلى الكترونات ابداً. ولو صحَّ ذلك الاعتقاد، لكان ضربة خطيرة لنظرية «توأسي» الميون والالكترُون. ولحسن الحظ فقد جاء اكتشاف الصيغة النادرة لانحلال البيون إلى الكترُون عام ١٩٥٨ ليدعم الفكرة الداعية إلى أن الالكترُون والميون (مع نيوترينويهما المناظرين) هما حقاً متشابهان إلا في الكتلة.

الشكل ١: ٢٧: مخطط المستويات الطاقة للجسيمات الأولية الواردة في الجدول ١: ٢٧ (باستثناء ضديدات الجسيمات). تظهر رأسياً كتل الجسيمات بوحدات الطاقة، بينما تظهر أفقياً شحنة الجسيم في كل من المجموعات الثلاث المذكورة. لاحظ التغير في مقياس الطاقة للباريونات. ان هذا العرض ينطوي ضمناً على الفكرة الداعية الى عد الجسيمات المختلفة مستويات طاقة مختلفة لمجموعة أساسية تحتية من الجسيمات underlying substratum. لاحظ أن هنالك فوارق صغيرة بين كتل الجسيمات التي تختلف عن بعضها بعضاً في شحنتها فقط، وأن هنالك فوارق كبيرة بين كتل الجسيمات التي تختلف في صفات تفاعلاتها القوية.

الباريونات Baryons	الميزونات Measons	لبتونات Leptons
الشحنة	الشحنة	الشحنة
١- صفر ١+	١- صفر ١+	١- صفر
Ω^- - ١٧٠٠		- ٨٠٠
$\frac{1673}{1673}$		
- ١٦٠٠		- ٧٠٠
- ١٥٠٠		- ٦٠٠
	η^0	
	$\frac{549}{549}$	
- ١٤٠٠	$\frac{K^+}{493,7} \frac{K^0}{497,7}$	- ٥٠٠
		↑
Ξ^0 $\frac{1315}{1315}$ Ξ^- $\frac{1321}{1321}$		- ٤٠٠
- ١٣٠٠		↓
Σ^+ $\frac{1189,4}{1189,4}$ Σ^0 $\frac{1192,5}{1192,5}$ Σ^- $\frac{1197,3}{1197,3}$		- ٣٠٠
Λ^0 $\frac{1115,6}{1115,6}$		- ٢٠٠
- ١١٠٠		
- ١٠٠٠	π^+ $\frac{139,6}{139,6}$ π^0 $\frac{135,0}{135,0}$ π^- $\frac{139,6}{139,6}$	μ^- $\frac{105,66}{105,66}$ - ١٠٠
p $\frac{938,26}{938,26}$ n $\frac{939,56}{939,56}$		ν_e, ν_μ $\frac{0,511}{0,511}$ - صفر
- ٩٠٠	γ $\frac{0}{0}$ صفر	

ووفق الصورة الحديثة لنظرية فيرمي Fermi في التفاعلات الضعيفة، فإن احتمال انحلال بيون الى ميون أو الى الكترون يجب ان يتناسب من بين عدة كميات مع الكمية التالية :

$$1 - \frac{v}{c}$$

، حيث v سرعة الميون او الالكترون الناتج و c هي سرعة الضوء. إن الميون الناتج عن صيغة الانحلال العادية للبيون سريع نوعاً ما، إذ تبلغ النسبة $\frac{v}{c}$ له في هذه الحالة ٢٧، ٠. ولو اختار البيون الانحلال الى الكترون بدلاً من ذلك، لكانت سرعة الالكترون الاخف كثيراً اكبر بكثير مما سبق، وفي الواقع لكانت تزيد على ٩٩٩٩ بالمئة من سرعة الضوء. وبذلك تكون الكمية ١ - (v/c) للالكترون تساوي ٣٧×١٠^{-٤} فقط تقريباً، بالمقارنة مع القيمة ٧٣×١٠^{-٤} للميون*. ونتيجة لذلك، فإن احتمال انحلال البيون الى الكترون هو اقل بكثير من احتمال انحلال البيون الى ميون.

ويمكن عدّ تفضيل البيون الانحلال الى جسيم اقل وأبطأ على الانحلال الى جسيم اخف واسرع مجرد خصوصية رياضية لنظرية التفاعلات الضعيفة. والامر الهام هو ان هذه الخصوصية الرياضية تُفسر تماماً اهمية الملاحظة لانحلال البيون الى ميون؛ إذ لا نحتاج إطلاقاً الى أي فرق بين البيون والالكترون عدا الفرق بين كتلتيهما لتفسير الفرق الكبير في شيوع الصيغتين المُمكنتين لانحلال البيون. وقد بدا الى حين كان هنالك اختلافاً حقيقياً بين الميون والالكترون، إلى أن تم اكتشاف ذلك القدر اليسير والهام من انحلال البيون الى الكترون. اصف الى ذلك أن المبدأ القائل إن الطبيعة تفعل كل شيء يسمح به أي قانون للحفظ قد نجنا بهذا الاكتشاف من مواجهة استثناء مستعص على التفسير.

فرق الكنتلة بمفرده يُفسر
الاختلاف في معدلي الانحلال

* الذرات الميونية : Muonic Atoms

عندما يتم إبطاء ميون سالب داخل المادة الى ما يقرب من طاقته الحرارية، فانه يؤسّر من

• انظر المسألة ٢١ : ٧.

تشبه الذرة الميونية
ذرة الهيدروجين

إحدى الذرات، ثم يهبط بتتابع cascades حالات الحركة المُقيّدة bound states إلى أن يصل إلى الحالة الأرضية [الحالة s_1]. أما الفوتونات التي يُطلقها في أثناء هذا الهبوط المتسلسل فتزودنا بأدلة أخرى على أن الميون هو من جميع النواحي باستثناء كتلته كالإلكترون. وبما أن نصف قطر بور Bohr radius للميون أقل بمئتي مرة تقريباً من نصف قطر بور للإلكترون، فإن المستويات المنخفضة states low للميون تقع تماماً داخل القشرة الإلكترونية الأقرب إلى نواة الذرة. ويتأثر الميون، خلال الجزء الأخير من هبوطه المتسلسل، بالقوة الكهربائية للنواة، ولا يتأثر بشكل أساسي بالإلكترونات الذرة. ويمكن مقارنة الفروق في طاقته الملاحظة بدقة بفروق الطاقة المحسوبة نظرياً. وتدل هذه المقارنات على أن الميون جسيم غزله spin نصف، وهو لذلك يخضع لمعادلة ديراك الكوانتية النسبوية Dirac's relativistic quantum equation.

أما بالنسبة إلى مستويات الطاقة الأوطأ (الحالات الحركية الأقرب) innermost للميون، فإن الطاقات المُشاهدة تختلف عما نتوقعه لنواة نُقطية. هذا، وقد أمكن تفسير جميع هذه الفروق بنجاح عن طريق التفاعل الكهرومغناطيسي بين الميون ونواة ذات حجم محدود، وليس هنالك حاجة إلى اقحام أي تفاعل خاص أو غير عادي anomalous. وأما إمكان وجود مثل هذا التفاعل الإضافي اللاكهرومغناطيسي، الذي قد يُميز الميون من الإلكترون، فهو أمرٌ مثير إلى حدٍّ أن إجراء التجارب المتزايدة في دقّتها على الذرات الميونية ما يزال مستمرا.

الانثر النووي هو برته اثر
كهرومغناطيسي

٢٧: ٣ الجسيمات المتفاعلة تفاعلاً قوياً: Strongly interacting particles

النيوترونات والبروتونات جسيمات تتفاعل تفاعلاً قوياً، والقوة النووية التي تربطها معا هي إحدى مظاهر التفاعلات القوية. أما البيون، الذي يُسهّم تبادلُه exchange بأكبر قدر في القوة النووية، فهو جسيم آخر من الجسيمات التي تتفاعل تفاعلاً قوياً. ومع أن هذه الجسيمات هي الأهم للبنية النووية إلا أنها لا تشكّل سوى جزء صغير من الجسيمات العديدة المعروفة التي تتفاعل تفاعلاً قوياً. وبالإضافة إلى جسيمات ايتا eta، والكيونات kaon وجسيمات لامدا lambda وسيغما sigma، واكساي Xi، وأميغا omega

، الواردة في الجدول ١: ٢٧ والمذكورة في لوحة الطاقة في الشكل ١: ٢٧، فتمت عشرات الجسيمات الاخرى التي تم اكتشافها في السنوات الاخيرة والتي هي ذات عمر قصير جداً، حتى انها لا تترك أي مسار قابل للقياس في غرفة الفقاقيع، ويستحيل الكشف عنها بطرق أخرى مباشرة. وجميع هذه الجسيمات ذات الاعمار المفرطة في قصرها - او الرنينات resonances كما اصبحت تُعرف - هي ايضاً من الجسيمات المتفاعلة تفاعلاً قوياً. وفي الحقيقة، فإن وفرة الجسيمات المتفاعلة تفاعلاً قوياً هي بحد ذاتها مظهر ذو اهمية خاصة لهذه الجسيمات، وهي تنبئنا بوضوح أنه من غير الممكن ان تكون جميع هذه الجسيمات اولية، بل يجب ان تكون مظاهر متعددة لبنية اعمق وأبسط. اما المظهر الثاني ذو الاهمية الخاصة للجسيمات المتفاعلة تفاعلاً قوياً فهو مجموعة قوانين الحفظ الخاصة التي تُقيّد constrain التفاعلات القوية وحدها، دون التفاعلات الضعيفة او التفاعلات الكهرومغناطيسية. (ان الجسيم الذي يتفاعل تفاعلاً قوياً يستطيع أيضاً ان يتأثر بالتفاعلات الضعيفة او الكهرومغناطيسية، وهو، عندما يفعل ذلك، يخضع له ان يخترق قوانين الحفظ الجزئية هذه.)

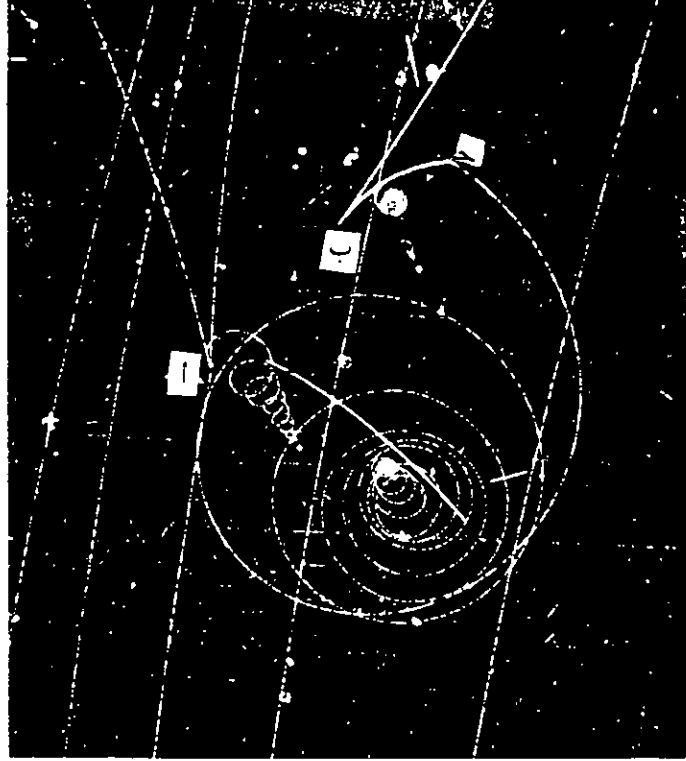
وفرة من الجسيمات
التي تتفاعل تفاعلاً قوياً

* الجسيمات الغريبة : Strange Particles

ظهرت اولى الجسيمات التي اصبحت تُدعى بالجسيمات الغريبة في غرف الفقاقيع في جامعة مانشستر عام ١٩٤٧. ولأن انحلال هذه الجسيمات انتج مسارات على شكل الحرف V، فقد دُعيت في البداية باسم جسيمات V. ويبين الشكل ٢: ٢٧ صورة حديثة للمسار V: ففي داخل غرفة الفقاقيع ينتهي مسار كيون kaon ساقط، ويظهر المسار V على بعد بضعة سنتيمترات منه، اما رأسه فهو في اتجاه نهاية مسار الكيون الساقط (النقطة أ في الشكل).

جسيمات V الأولى

وبما أن الجسيمات داخل الغرفة تحركت في مجال مغناطيسي معروف، فان قياس أنصاف أقطار تكوّر المسارات المرئية يزودنا بمقادير أزخام الجسيمات المشحونة [المعادلة ٣٠: ١٦: $\chi \sim r(p \sim 1)$]. وبتطبيق قانون حفظ الزخم، فإن مثل هذه القياسات تمكّننا من الاستنتاج بأن جسيماً متعادلاً قد خلق عند النقطة أ وانه انحل عند النقطة ب إلى جسيمين متعاكسين في الشحنة.



الشكل ٢٧: ٢: مثال على مسار الحرف V المميز لانحلال الجسيمات الغريبة. ان جسيم لامدا الذي خُلِقَ عند النقطة أ ينحلُّ عند النقطة ب الى بروتون، وميون سالب، وضديد نيوترينو غير مرئي. وينحلُّ الميون بدوره عند النقطة جـ. وينشأ جسيم لامدا الذي خُلِقَ عند النقطة أ عن التفاعل: $\pi^+ + \pi^- + \Lambda^0 \leftarrow p + K^-$. اما مسار الكيون فيدخل الى الغرفة من أسفل، وينطلق البيونان الى اعلى من النقطة أ. [مصدر الصورة: مختبر لورنس للاشعاع، جامعة كاليفورنيا، بيركلي.]

وسرعان ما كشف التحليل من هذا النوع عن خصائص الجسيمات الجديدة. فنحن نعرف الآن أن الكيونات المتعادلة وجسيمات لامدا كانت من بين جسيمات V الاولى التي تمت مشاهدتها، وأنها انحلت على النحو التالي:

$$\pi^- + \pi^+ \leftarrow K^0$$

$$\pi^- + p \leftarrow \Lambda^0$$

وفي غضون بضع سنوات، امكن التعرف الى جسيمَي K^+ و K^- ، كما تم اكتشاف جسيمَي sigma واكساي Xi. وبالنسبة الى المسار المُميز المفتوح الذي يُحدثه انحلال الجسيم Ξ^- ، انظر الشكل ٣: ٦، صفحة ٧٨ من المجلد الأول). وبحلول عام ١٩٦٤، كان قد ظهر في قائمة الجسيمات ما يكفي من النظام وما مكن من التنبؤ بجسيم أُميغا قبل اكتشافه في غرفة فقائِع في مختبر بروكهافن Brookhaven.

هذا، ولم تتقدّم دراسة الجسيمات الجديدة كثيراً حتى اتضحت أشياء غريبة خاصة بها. فبالرغم من أنها لم تُلاحظ خلال سنوات عديدة من دراسات غرف الفقاقيع، إلا أنها في الواقع لم تكن نادرة على وجه الخصوص. ففي التفاعلات النووية ذات الطاقة العالية جداً، كان احتمال خلق إحدى هذه الجسيمات الجديدة كبيراً جداً إلى حدّ لم يكن معه مهرب من الاستنتاج بأن الجسيمات الجديدة يجب أن تتفاعل تفاعلاً قوياً كالبيونات والنيوكليونات nucleons ؛ إذ لم يكن من الممكن إنتاج الجسيمات التي تتأثر فقط بالتفاعلات الكهرومغناطيسية و/أو التفاعلات الضعيفة بمثل غزارة إنتاج الجسيمات الجديدة. وبالتعبير بدلالة الزمن، امكن إنتاج إحدى الجسيمات الجديدة بعد 10^{-22} ث عند توفر القدر الكافي من الطاقة. ومع ذلك، فبمجرد إنتاجها، عاشت هذه الجسيمات مليون مليون مرة أطول من ذلك، أي ما يقرب من 10^{-10} ث. ونظراً لهذا السلوك الغريب، سُميت الجسيمات الجديدة بالجسيمات الغريبة.

الجسيمات الغريبة: إنتاج قوي
وانحلال ضعيف

ومن الممكن فهم السبب وراء طول عمر بيون أو ميون، فكلٌ منها يتحلل إلى جسيمات تتأثر بالتفاعلات الضعيفة فقط. أمّا في انحلال لامدا، كما في المثال التالي:

$$\pi + p \leftarrow \Lambda^0$$

فإن كلا ناتحي الانحلال: البروتون والبيون يتفاعل بقوة، وكذلك الحال بالنسبة إلى جسيم لامدا نفسه، كما يثبت ذلك سهولة الحصول عليه. وكان من العسير جداً إدراك السبب الذي جعل عمر جسيم لامدا طويلاً جداً، والذي حال دون استفادته من التفاعلات القوية لتحويل نفسه مباشرة إلى بروتون وبيون.

وقد أجاب عن لغز طول عمر جسيم لامدا وبشكل مستقل فيزيائيان يافعان في عام ١٩٥٣، هما مري غلمان Murray Gell - Mann في أمريكا (وكان عمره حينذاك ٢٣ سنة) وكازوهيكو نيشيجيما Kazuhiko Nishijima في اليابان (وعمره حينذاك ٢٦ سنة). إن الذي يجعل البروتون يعيش أبد الدهر هو قانون حفظ الباريونات. لنفرض، قال غلمان ونيشيجيما، أن هنالك قانون حفظ آخر جديداً يجعل جسيم لامدا يعيش أبد الدهر تقريباً. فلا بُد أن ذلك يوجب ثبوت أو حفظ كمية فيزيائية جديدة. وكان الاسم الذي

قانون حفظ الغرابة

أطلقه غلمان على الكمية المحفوظة الجديدة هو الغرابة **strangeness** .

وبين الجدول ٢٧ : ٢ العدد الكوانتي للغرابة للجسيمات التي تتفاعل بقوة والواردة في الشكل ٢٧ : ١ . ان الجسيمات التي لا تساوي غرابتها صفراً تدعى بالجسيمات الغريبة . وقد تبدو هذه التخصيصات وهذا التصنيف اموراً اعتباطية ، الا أنها أثبتت أنها مفيدة . ففي حالة غياب أي فهم أعمق ، تظل الغرابة دليلاً جيداً لدينا على معدل انتاج وانحلال الجسيمات التي تتفاعل بقوة . وينص قانون حفظ الغرابة على ما يلي : تُحفظ الغرابة الكلية في كل تفاعل قوي* .

تخضع التفاعلات القوية لقانون
حفظ الغرابة

الجدول ٢٧ : ٢ : الأعداد الكوانتية للغرابة للجسيمات التي تتفاعل تفاعلاً قوياً (تُعكس اشارة الغرابة بالنسبة الى ضديدات الجسيمات antiparticles) .

الاسم	الرمز	الغرابة
الجسيم		
البليون Pion	π^+ , π^0 , π^-	صفر
الكاون Kaon	k^+ , k^0	١+
ايتا Eta	η^0	صفر
نيوكلون Nucleon	p , n	صفر
لامدا Lambda	Λ^0	١-
سيجما Sigma	$\Sigma^+ , \Sigma^0 , \Sigma^-$	١-
اكساي Xi	Ξ^0 , Ξ^-	٢-
أميغا Omega	Ω^-	٣-

وفي عملية انتاج أليون ، كالعلمية :

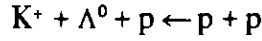
$$\pi^+ + n + p \leftarrow p + p$$

* من المؤلف حالياً تميز الجسيمات التي تتفاعل بقوة بالشحنة الفوقية **hypercharge** (Y) بدلا من الغرابة غ (S) . ويرتبط

المفهومين ببساطة بالعلاقة : $Y = S + B$ ، حيث B هو عدد الباريونات . وبما أن B محفوظ إطلاقاً ، فإن Y و S يخضعان

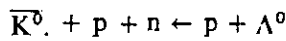
لقانون حفظ جزئين متكافئين .

يتحقق قانون الحفظ الجديد، لأن عدد الغرابة الكلي يساوي صفراً قبل التصادم وبعده. ولكن ماذا لو نتج جسيم غريب؟ ويمكن تدبير ذلك فقط اذا أنتج جسيماً غريبان على الأقل معاً: عددا الغرابة لهما متعاكسان في الإشارة. ومن العمليات المسموح بها والمثلة على نحو نموذجي ما يلي:

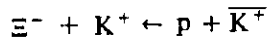


إن عدد الغرابة الكلي للبروتونين المتصادمين هو صفر. ويتعادل عددا الغرابة - ١ و ١+ لجسيماً لامدا والكيون من أجل حفظ المجموع الصفري. وهذه الظاهرة، التي عُمِدَت باسم الانتاج المترافق associated production اقترحها لأول مرة أبراهام بيه Abraham Pais قبل ظهور نظرية غلمان ونيشيجيا في الغرابة بقليل. وتتوفر حالياً أدلة كافية على ان الجسيمات الغريبة يتولّد اثنان منها على الأقل في عمليات تصادم البيونات والنيوكليونات. ولم يُلحَظ ذلك في بداية الامر لأن أحد الجسيمين كان غالباً يتسرّب من غرفة الغيمة من دون ان يُكشف، تاركاً الجسيم الآخر ليُرى. ويزودنا الشكل ٣: ٥* بمثال جيد على الانتاج المترافق، كما يزودنا الشكل ٢٧: ٣ بمثال آخر.

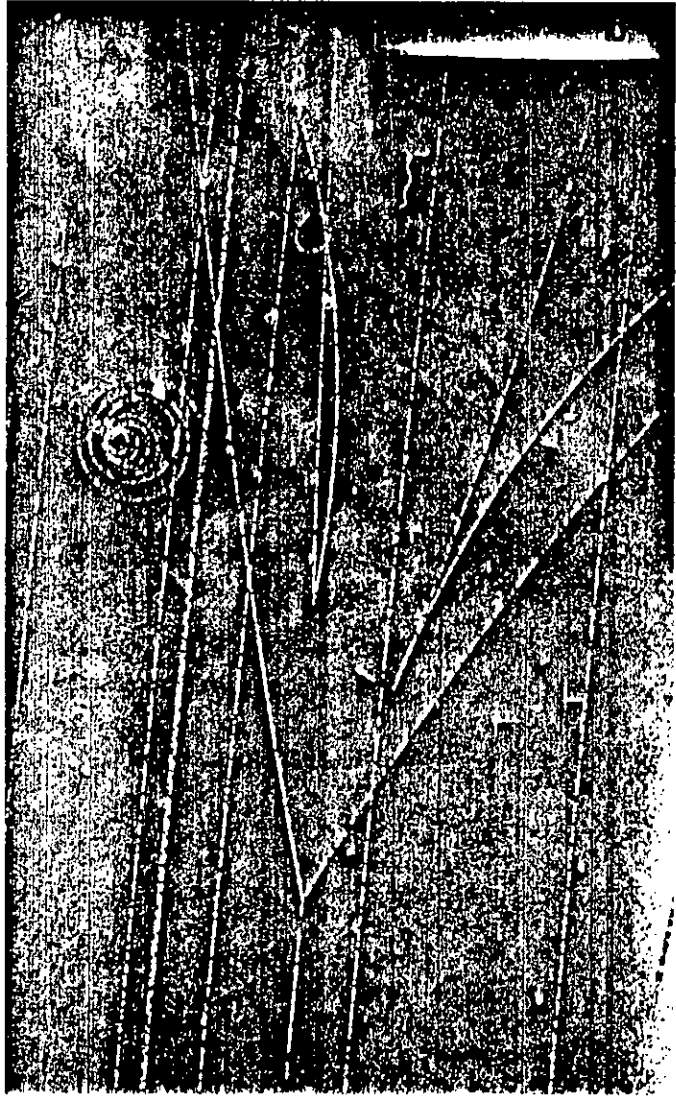
وعندما يصدّم جسيم غريب نيكلوناً، فان قانون حفظ الغرابة يفرض ايضاً ما يمكن أن يحدث. وكمعلية ممثلة مسموح بها نذكر العملية التالية:



حيث يتلاشى جسيم لامدا في تصادمه مع البروتون. ومن أجل حفظ عدد الغرابة الكلي الذي يساوي - ١، يجب ان يتكوّن جسيم غريب آخر في هذه الحالة، هو ضديد الكيون antikaon. [في الشكل ٣: ٦ ص ٧٨، المجلد الاول عُرض التفاعل التالي:



اختبر هذا التفاعل من حيث خضوعه لقانون حفظ الغرابة].



الشكل ٢٧: ٣: الانتاج المترافق: يُخلَق جسيمٌ لامدا وكيونٌ معاً عند النقطة أ في التفاعل $\pi^+ + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 + p$ ، وينحل هذان الجُسيما بمساراتٍ مُتميزة عند النقطتين ب و ح. [مصدر الصورة: مختبر بروكهافن الوطني
[Brookhaven National Laboratory]

وكما تُوضَح هذه الامثلة، فإن مفهوم الغرابة هو أكثر من مجرد محاولة هزيلة للمداعبة. ففكرة قانون الحفظ الجديد هذا، كأي قانون حفظ آخر، تكمن في ما يمنع من حدوثه. وهناك عدد هائل من عمليات التفاعل القوية التي يمنع حدوثها فقط بموجب قانون حفظ الغرابة، ولَمْ يَسبق لأحد قط أن شاهدها. ولا شك في أن الغرابة، أياً كان معناها الاعمق، هي صفة هامة للجسيمات تُحدِّد بقوة من تحولاتها الممكنة.

ولكن ما الذي يمليه قانون حفظ الغرابة بشأن انحلال جسيم غريب؟ وكأبسط مثال على ذلك، نأخذ حالة الكيون الذي هو أخف الجسيمات الغريبة (كما أن الالكترون هو أخف الجسيمات المشحونة، والبروتون أخف الباريونات baryon). ولو كان حفظ الغرابة قانوناً مطلقاً، لما استطاع الكيون أن ينحل مطلقاً ولا ينضم إلى صفوف الجسيمات المستقرة. ولكن نظراً لأن حفظ الغرابة يحكم التفاعلات القوية فقط ولا يحكم التفاعلات الضعيفة، فإن الكيون يُمنع فقط من الانحلال السريع جداً (بعد 10^{-12} ث تقريباً)، هذا الانحلال الذي يُميّز التفاعلات القوية. وبما أن التفاعلات الضعيفة تُخرق قانون حفظ الغرابة، فإنها تؤثر بطريقتها الخاصة البطيئة فتحدث انحلال الكيون بعد ما يقرب من 10^{-10} ث. وفي الواقع تُحمل حتى التفاعلات الضعيفة بعض الاحترام لقانون حفظ الغرابة، فقد وجد عملياً أن الانحلال الضعيف يُغيّر الغرابة، بأقل قدر ممكن:

تُخرق التفاعلات الضعيفة قانون حفظ الغرابة

$$\Delta G = \pm 1$$

ولم يُشاهد حتى الآن أي مثال على تحول الجسيمات يكون فيه التغير في الغرابة: $\Delta G = \pm 2$

* الرنينات Resonances :

بالرغم من أن الرنينات هي أحدث أنواع الجسيمات المُكتشفة، إلا أنها أكثرها عدداً. فبعضها جسيمات غريبة وبعضها الآخر على خلاف ذلك. وبعضها باريونات وبعضها الآخر غير ذلك، وجميعها تتفاعل بقوة.

إن الشيء الرئيس الذي علّمنا إياه الرنينات هو أن الجسيمات الخمسة والثلاثين الواردة في الجدول ٢٧: ١ (باستثناء الغرافتون graviton) هي أبعد من أن تكون كل الجسيمات الأولية. فالجسيمات الواردة في الجدول ٢٧: ١ هي الجسيمات المستقرة والجسيمات التي تنحل نتيجة للتفاعلات الضعيفة أو الكهرومغناطيسية وليس نتيجة للتفاعلات القوية. وتُكَمّل الرنينات الصورة. فهي الجسيمات التي تتفاعل بقوة والتي لا يمنعها أي قانون حفظ

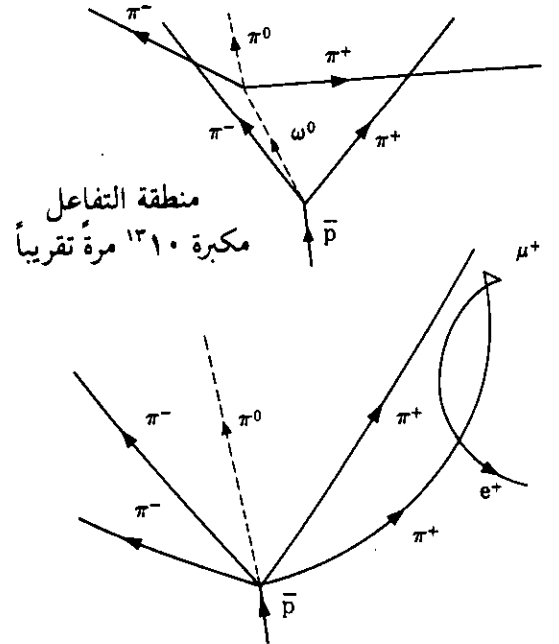
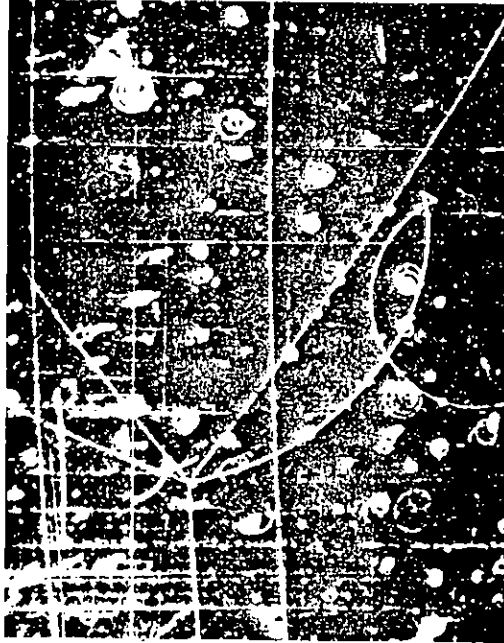
الرنينات: إنتاج قوي، وانحلال قوي

من اتباع ميلها الطبيعي الى الانحلال السريع جدا. ولذلك، فهي تتلاشى في غضون الزمن القصير المميز للتفاعلات القوية، مخلفة وراءها نواتج من الجسيمات الخفيفة.

إن الرنين في العادة يُولد ويموت في حيز اصغر بكثير من حجم الذرة المفردة. اما الدليل على وجوده فيُستنتج فقط من دراسة نواتج انحلاله الاطول عمراً. لنفرض مثلاً أن بروتوناً وضديد بروتون أفنيا يُخلَقَ عوضاً منها خمسة بيونات على النحو التالي:

$$\pi^0 + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ \leftarrow p + \bar{p}$$

إن هذا التفاعل يوضّحه الشكل ٢٧ : ٤. وتبين صورة غرفة الغيمة مساراً ضديد البروتون الساقط ومسارات البيونات الاربعة المشحونة، وكلُّها تصدرُ على ما يبدو عن نفس النقطة بالضبط.



الشكل ٢٧ : ٤ : إنتاج رنين أميغا: إن ضديد البروتون الداخل من الاسفل يُقنى مع بروتون في غرفة الغيمة، مكوناً اثنين من البيونات وميزون أميغا Omega meson. وبعد ١٠^{-٢٢} ث تقريباً، ينحل جسيم أميغا إلى ثلاثة بيونات اخرى. ويُستنتج وجود الأميغا المؤقت من دراسة مسارات البيونات فقط. (لاحظ ان احد البيونات الموجبة قد انحَلَّ أيضاً إلى ميون عن طريق التفاعل $\nu_\mu + \mu^+ \leftarrow \pi^+$ كما انحَلَّ الميون بدوره الى بوزيترون بحسب التفاعل: $\bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+ \leftarrow \mu^+$ أما النيوتريونات فلا تُرى بالطبع).

[مصدر الصورة: مختبر لورنس للاشعاع، جامعة كاليفورنيا، بيركلي]

[Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Berkeley.

ويقتضي حفظ الطاقة والزخم انطلاق بيون متعادل آخر غير مرئي من نفس النقطة. وتبين دراسة العديد من امثال هذه الاحداث أن مجموعات من هذه البيونات تميل الى الانطلاق محافظة على علاقة معينة بين بعضها بعضاً، مما يدل ضمناً على كونها بالضرورة نواتج انحلال جسيم واحد. ويظهر هذا الارتباط بين النواتج النهائية من البيونات أن ما يحدث بالفعل (في بعض الاحيان) هو عبارة عن عملية ذات مرحلتين، يُخلَق فيها أولاً ميزون أميغا ω • كما يلي:

$$\pi^- + \pi^+ + \omega^0 \leftarrow p + \bar{p}$$

ثم ينحل جسيم الأميغا على النحو التالي:

$$\pi^0 + \pi^- + \pi^+ \leftarrow \omega^0$$

وما من شك في أن جسيم الأميغا وجد ككينونية مستقلة بالرغم من أنه لم يكن لديه الوقت الكافي ليتحرك مسافة قابلة للقياس مبتعداً عن النقطة التي خُلِقَ عندها.

وتمثل الميكانيك الكوانتية دوراً مباشراً مثيراً في قياس عُمر الرينيات. وبسبب مبدأ الارتياب uncertainty principle ، فكلما كان عمر الرنين اقصر كان قياس عمره اسهل. وتنطبق مباشرة هنا صورة الطاقة - الزمن لمبدأ الارتياب:

$$\hbar \approx \Delta E \Delta t$$

فكلما ازداد انضغاط الجسيم زمانياً (Δt)، ازداد الارتياب في طاقته (ΔE). ويظهر هذا الارتياب في الطاقة بدوره كتغير في الكتلة الظاهرية للجسيم. اعتبر، مثلاً، رنيناً عمره 10^{-23} ث. ان الارتياب في الطاقة المصاحب لهذا العمر القصير هو:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{6.58 \times 10^{-16} \text{ م.إف.ث}}{10^{-23} \text{ ث}} = 65 \text{ م.إف.ث}$$

العمر القصير يعني كتلة غير محددة

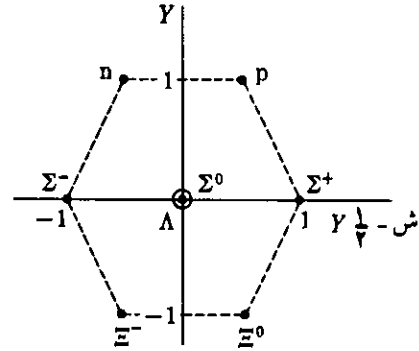
وهذه هي الطاقة المكافئة لكتلة قدرها قرابة 130 مرة قدر كتلة الكترون. ولا يستطيع أي قياس تعيين كتلة الرنين بدقة اكبر من تلك. وعند اجراء سلسلة من القياسات العديدة المتماثلة فسوف نحصل على توزيع لمقادير الكتلة ينتشر على مدى يساوي تقريباً 130

• ميزون أميغا ω الذي يُرمزُ إليه بالرمز ω ، يختلف عن باريون أميغا ω الذي يرمزُ اليه بالرمز Ω .

وحدة من كتلة الالكترون . وهذه الطريقة يتم تحديد الرنينات وقياس طول عمرها . ومن عدد الشحنات المختلفة وضديدات الجسيمات على انفراد ، أمكن تحديد ما يزيد على ٢٠٠ رنين حتى الآن .

* مطيافية الجسيمات : Particle Spectroscopy

ان كثرة أعداد الجسيمات ، وخصوصاً تلك التي تتفاعل تفاعلاً قوياً ، قد أحدث وضعاً يذكّرنا بالمطيافية في القرن التاسع عشر⁺ . ففي ذلك الوقت اكتُشِفَ وصُنِفَ العديد من خطوط الطيف . ثم أخضع بالمر Balmer وريديبرج Rydberg وآخرون أخيراً بعض هذه الخطوط لنظام رياضي ، ثم ربط آينشتاين ، من خلال فكرة الفوتون ، التواتر الطيفي مع الطاقة . اما بور Bohr فنسب طاقة الفوتون الى فرق الطاقة بين الحالات المستقرة للذرات . واخيراً ، تم توحيد الآلاف من خطوط الطيف المعروفة بالنظرية الذرية ، التي تفسر



الشكل ٢٧ : ٥ : مخطط يبين الأعداد الكوانتية لمجموعة متصلة related set من الجسيمات التي تتفاعل بقوة . والتي لكل منها غزل يساوي نصفاً . ونصف الشحنة الفوقية Y hypercharge المحور الرأسي . وهذه الجسيمات يكون : $1 + S = Y$ ، حيث S هي الغريبة . اما المحور الأفقي فتصفه توليفة من الشحنة ش والشحنة الفوقية Y : ش - ١/٢ Y .

جميع هذه الخطوط بدلالة انتقالات جسيم أولي منفرد ، هو الالكترون .

Victor F. Weisskopf, "The Three Spectroscopies", *Scientific American*, May 1968. +

من المحتمل ان تكون الجسيمات
حالات لبنية تحتية

ويرى فيزيائيو الجسيمات انفسهم اليوم على درب مماثل . أما وقد تم اكتشاف العديد من الجسيمات المختلفة ، فإن الجهد الاعظم يُكرس الآن للبحث عن نظام تنطوي عليه هذه الجسيمات أي عن انتظامات بسيطة في كتلتها وصفاتها . وبالطبع ، فإن الجسيمات لا تُناظر خطوط الطيف تماماً . وثمة مماثلة تفضل خطوط الطيف وهي عبارة عن مجموعة من الذرات التي تتغير خصائصها على نحو مميز عند الانتقال من حالة مستقرة الى اخرى ، حتى انه يمكن عد كل حالة من كل ذرة منها كجسيم مستقل .

ان الطرق الحديثة للبحث عن نظام تنظم فيه الجسيمات هي اكثر تطوراً من طرق بالمر العدية ، الا انها ليست ببساطة نظرية بور للذرة ولا بمعقها . ومع ذلك ، فقد تم إحراز تقدم حقيقي ومشجع . وباستخدام نظام تصنيف جديد ، حدد غلمان Gell-Mann وآخرون مجموعات عائلية يتكون كل منها من ثمانية او عشرة جسيمات ، وهو توحيد يتعدى التجميعات الثنائية والثلاثية المعروفة للجسيمات كمجموعة النيوترون والبروتون ومجموعة البيونات الثلاثة . ووفق هذا النظام التصنيفي ، مثلاً ، تعد جسيمات النيوكلون ، ولامدا ، وسيغما ، واكساي (وهي ثمانية في مجملها) اوجهاً مختلفة لكنينة واحدة لها حالات مختلفة من الشحنة وحالات مختلفة من الغرابة (الشكل ٢٧ : ٥) .

وتتبع مصاعب المطيافية الجسيمية بصورة رئيسية من مصدر واحد ، هو فوارق الطاقة الكبيرة في مقدارها . فعند تهيج ذرة هيدروجين من حالتها الارضية ground state الى حالتها المهيجة الأولى ، فان كتلتها تزداد بما يقرب من جزء واحد من ١٠^{١٠} جزء . لكن عند تهيج نيوكلون Nucleon الى حالة رنين من الرنينات ، فان كتلته تزداد بما يقرب من ١٠٪ . ففي عالم الجسيمات يكون كل تغير تغيراً عنيفاً . ومع ذلك فبمضاعفة المعلومات المتوافرة عن الجسيمات ، يأمل الفيزيائيون في أن يتوصلوا بخيالهم الطليق وبالأدلة الموثوقة المجمعة عن بضع مئات من الحالات الجسيمية الى مبدأ موحد unifying principle لها ما يزال مفقوداً حتى الآن .

٢٧ : ٤ النيوترينوات Neutrinos :

النيوترينوات فريدة في نوعها وفريدة في اهميتها ، وجميعها ضعيفة . وما يجعلها مثيرة

هو ما تفتقرُ الى وجوده، اي الشحنة، والكتلة، والتفاعلات الكهرومغناطيسية، والتفاعلات القوية. اما ما يجعلها حيوية في بنية الفيزياء الحديثة فهو ما تمتلكه، اي الطاقة، والزخم، والزخم الزاوي، وعدد عائلة الالكترون electron-family number او عدد عائلة الميون muon-family number. ولولا وجود النيوتريونات، لوجدت اربعة من قوانين الحفظ نفسها في مأزق.

وكمثال بسيط يوضح بشكل كاف دور النيوترينو، نذكر انحلال بيتا للنيوترون الحر:

انحلال بيتا للنيوترون

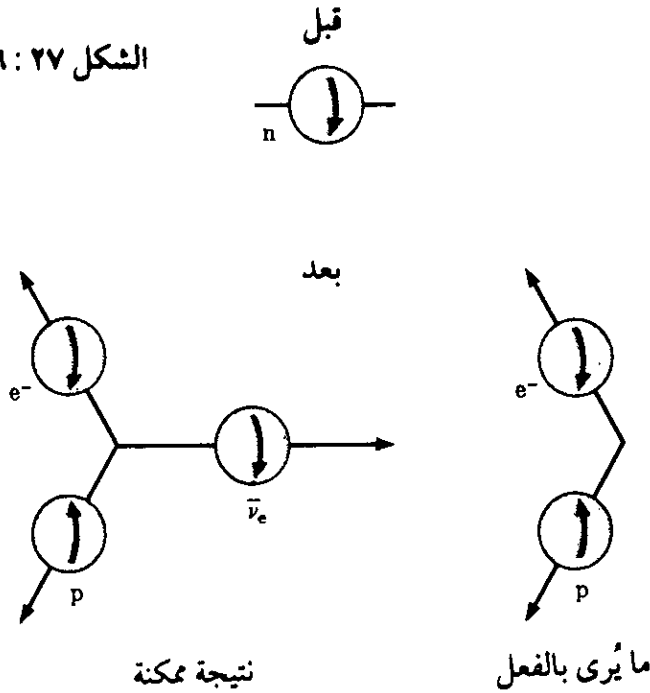
$$\bar{\nu}_e + e^- + p \leftarrow n$$

، حيث يتم خلق بروتون، والكترون، وضديد نيوترينو. ويبين الشكل ٢٧ : ٦ نتيجة ممكنة لانحلال نيوترون. وكتذكير لنا بأن النيوترينو لا يرى بالفعل، أعيد رسم مخطط «ما بعد» الانحلال مع حذف مسار وغزل النيوترينو. ومن الواضح أننا نحتاج الى النيوترينو لحفظ الطاقة، والزخم، والزخم الزاوي. كذلك يسهم النيوترينو في قانون الحفظ الجديد لعدد عائلة الالكترون.

ان عملية خلق جسيم مستقر في الطبيعة تشبه عادةً وإلى حد كبير عملية امتصاصه او فثائه. ولذا يولد فوتون نتيجة لاهتزاز الشحنة الكهربائية، وهو يحدث عند امتصاصه حركة في الشحنة. وقد يولد الالكترون في وقت واحد مع ضديده البوزيترون، وهو يفتنى اذا ما قابل بوزيتروناً يتحد معه. ويولد النيوترينو في عملية انحلال بيتا او عمليات انحلال اخرى ناتجة عن التفاعلات الضعيفة، ويمكن امتصاصه ومشاهدته فقط عن طريق تفاعلات ضعيفة اخرى. وفي هذا، تكمن صعوبة مشاهدة النيوترينو؛ إذ لا يمكن مشاهدته الا من خلال تفاعله بطريقة ما مع المادة، غير أن احتمال تفاعله معها هو في الواقع ضئيل جداً. فمتوسط مسافة اختراق نيوترينو طاقته ١ مـ إف للمادة الصلبة تقرب من ١٠^٢ سنة ضوئية light-year، الا أن قواعد الاحتمال الميكانيكي الكوانتي لحسن الحظ تتسبب بجعل عدد قليل جداً - منها يتفاعل على نحو سريع مع المادة، وذلك بعد اختراقه إياها لبضعة اميال فقط، او حتى بضعة سنتيمترات.

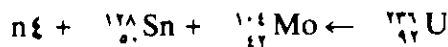
إن الكشف عن النيوترينو يجب أن يتم من طريق التفاعلات الضعيفة

الشكل ٢٧ : انحلال بيتا للنيوترون :



الكشف عن ضديد النيوتريـنو : Detection of the Antineutrino

لم يكن هنالك، لسنوات عديدة، بُد من قبول النيوتريـنو على أساس الادلة غير المباشرة على الأصح. وأخيراً، في عام ١٩٥٦، تم الكشف عن النيوتريـنو مباشرة (وبشكل أدق، تم الكشف عن ضديد النيوتريـنو)، وذلك في تجربة أُجريت على نهر السافانا Savannah River، في كارولينا الجنوبية، قام بها كلايد كوان Clyde Cowan وفريدريك رينهـس Frederick Reines، وهما فيزيائيان من مختبر لوس ألاموس Los Alamos العلمي في ولاية نيومكسيكو الأمريكية. وقد وفّر نهر السافانا، وهو مقرّ مفاعل نوويّ قويّ، مصدراً غنياً بضديدات النيوتريـنو. أما باطن المفاعل فذو فاعلية إشعاعية عالية لا يفوقه في شدة إشعاع بيتا الذي يصدره سوى الانفجار النووي. أما سبب ذلك فيعود إلى فائض النيوترونات في كسر (قطع) الانشطار النوويّ fission fragments. ومن بين صيغ الانشطار العديدة الممكنة، تنشطّر نواة اليورانيوم ٢٣٦ (^{236}U) إلى نواة موليبدنوم molybdenum ونواة قصدير tin وبضعة نيوترونات إضافية :



المفاعل النووي مصدر قوي
لضديدات النيوتريـنو

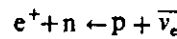
وكلتا هاتين النواتين غنيّة فوق العادة بالنيوترونات. إن أثقل نظير مُستقرّ للمولبدنيوم هو ^{100}Mo ، وللقصدير هو ^{116}Sn . ونتيجة لذلك ، فإن كليهما ذو فاعلية اشعاعية . وفي الواقع ، يُعاني كلٌّ منهما سلسلة من انحلالين بيتاويين (الى ^{104}Ru و ^{128}Te) ، بحيث يؤدي في النهاية حدث الانشطار الواحد في هذا المثال الى اربعة جسيمات من ضديدات النيوتريـنو.

ويمكن حساب معدل انتاج ضديدات النيوتريـنو في مفاعل نهر السافانا، كما يمكن حساب احتمال امتصاص أحدها داخل جهاز التجربة . ويحدّد الاحتمال المتناهي في الصغر لامتناس أحـد ضديدات النيوتريـنو مضروباً بالعدد الهائل المتوافر من هذه الضديدات عددها الذي يمتص داخل الجهاز. وقدّر رينيه وكوان Reines and Cowan أن ضديدا واحداً يمتص كل عشرين دقيقة .

جهاز الكشف الذي استخدمه
رينيه وكوان

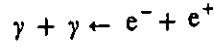
وكان أهم جزء في ترتيبات التجربة عبارة عن شظيرة من البراميل ، تتكون من طبقة ماء سمكها ثلاث بوصات ، محاطة من الجانبين بطبقتين من سائل وامض liquid scintillator سمك كل منهما قدمان . أما الجهاز الفعلي فتألف من ثلاث طبقات من السائل الوامض تتخللها طبقتان من الماء club sandwich (الشكل ٢٧: ٧) ، وهو في مجمله طولاً وعرضاً وارتفاعاً أكبر من الرجل العادي . وكانت طبقات السائل الوامض ، التي تصدر نبضات ضوئية ضعيفة عندما تخترقها جسيمات مشحونة سريعة او اشعة غاما ، مُحاطة بخلايا كهروضوئية . وكان يُحيط بالخلايا الكهروضوئية من الخارج حاجز من كتل الرصاص والخرسانة المسلحة لمنع وصول الجسيمات التي لا يُرغَب فيها الى الكاشف . ولم يشكّل هذا الحاجز بالطبع عائقاً لضديدات النيوتريـنو.

إن كل جزيء ماء في طبقات الشظيرة المائية يحتوي على بروتونين (نواقي هيدروجين) . وهذه البروتونات تعمل كأهداف لضديد النيوتريـنو في تفاعل الأسر الهام التالي :

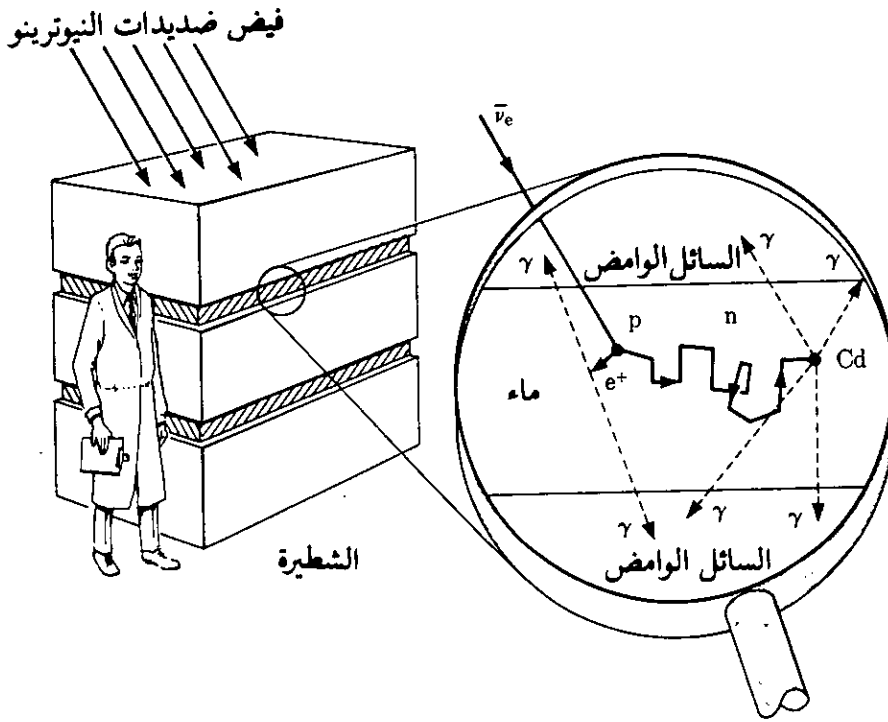


ويبين الشكل ٢٧: ٧ نسقاً ممثلاً من الاحداث التي تعقب عملية الاسر (الامتصاص) هذه . وينطلق النيوترون والبوزيترون الناتجان عن التفاعل في اتجاهين مختلفين، إلا أن كلا

منها يفقد بعد ذلك بعض طاقته في الماء فيتباطأ. ونظراً لكون البوزيترون مشحوناً، فإنه يعاني تفاعلاً كهربائياً مع جميع الإلكترونات في الذرات المجاورة، ولذا يصل إلى حالة السكون بسرعة كبيرة (في حدود 10^{-10} ث بعد أن يقطع أقل من ١ سم)، ويفنى في الحال تقريباً مع واحد من الإلكترونات الذرية عن طريق التفاعل التالي:



ويكتسب كل من الفوتونين المنطلقين طاقة تكافئ كتلة إلكترون واحد. وبما أن الفوتونين ينطلقان في اتجاهين متعاكسين، فإنها يدخلان عادةً إلى طبقتين متجاورتين من السائل الوامض، حيث يحدثان نبضتين مُميزتين من الضوء يُكشف عنها بالخلايا الكهروضوئية.

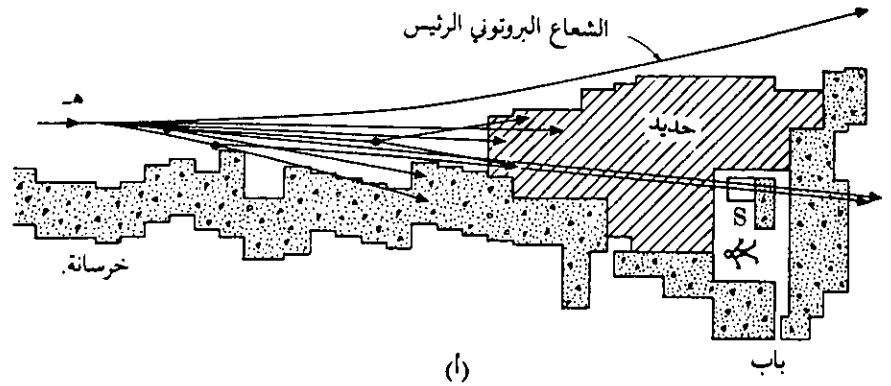


الشكل ٢٧: ٧: تجربة رينيه وكوان للكشف عن ضديد النيوتريو: توجد بين كل طبقتين من السائل الوامض في الشطيرة طبقة من الماء سمكها ثلاث بوصات (وغنية بالبروتونات)، وتحتوي على بعض كلوريد الكاديوم، لأن نوى الكاديوم تأسر النيوترونات في الحال. أما طبقات السائل الوامض فسمكها قدمان، وتحيط بها خلايا كهروضوئية. وأما سلسلة الأحداث التي تعقب أسر (اعتقال) ضديد النيوتريو فهي موصوفة في الممتن.

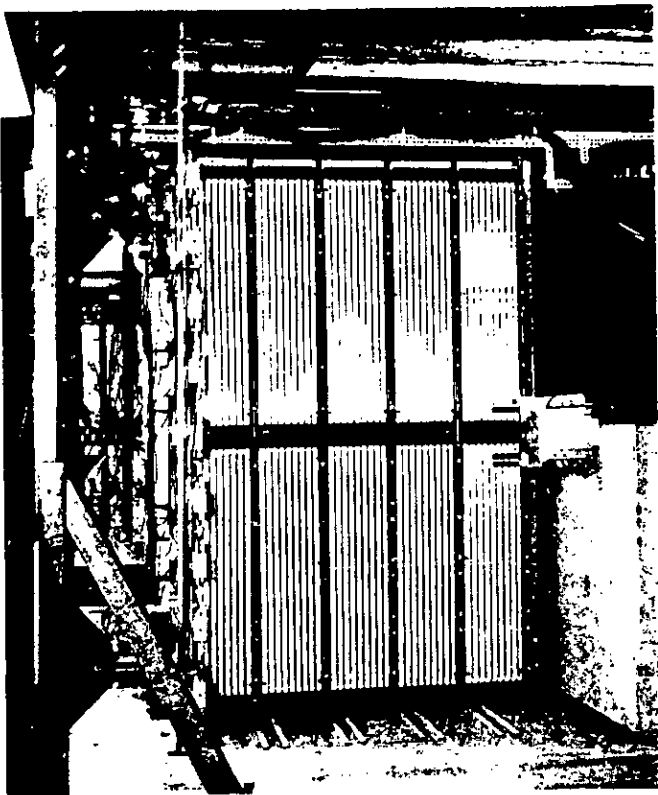
وتحدث جميع الاحداث التي بدأها البوزيترون في فترة تقل عن واحد من مليون جزء من الثانية. وفي تلك الاثناء يشق النيوترون طريقه في الماء بشكل ابطأ، حيث يصدّم النوى لبضعة اجزاء من مليون جزء من الثانية، قبل أن تقلّ سرعته الى السرعة الحرارية **thermal speed**. وللاطمئنان الى أن النيوترون يُمتص فوراً بمجرد ابطائه، أضاف الفيزيائيان: رينيه وكوان بعض الكاديوم الى الماء في صورة كلوريد الكاديوم. وفي اعقاب أسير النيوترون، تُصدّر نواة الكاديوم واحداً أو أكثر من اشعة غاما التي تنطلق الى داخل برميل السائل الوامض معلنة بذلك عن حدث أسير النيوترون.

النبضات الثلاث المميزة لضديد
النيوترون

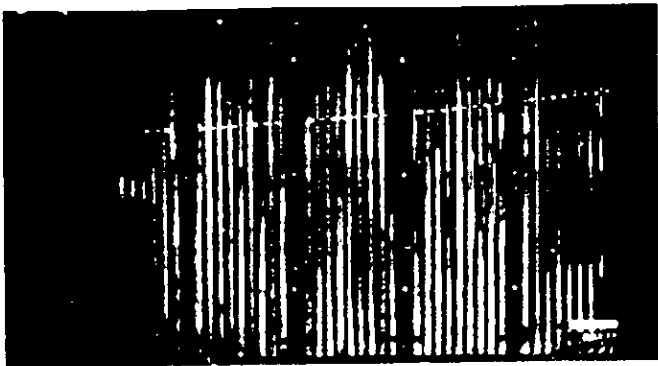
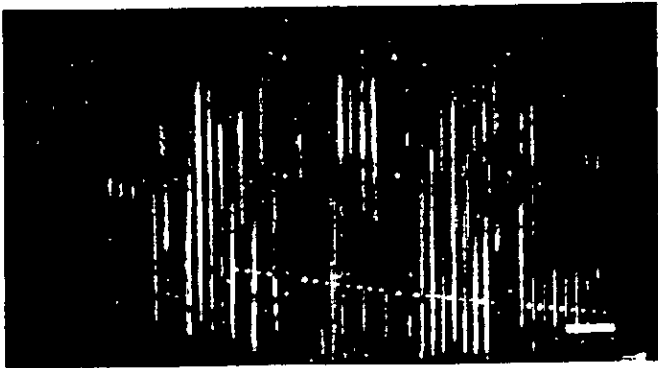
وهكذا، تنتج في الجملة، ثلاث نبضات من الطاقة نتيجة لأسير ضديد نيوترينو بروتون واحد. فالنبضتان الاوليان هما نبضتان متزامتان تحدثان في كلّ طبقتين متجاورتين من السائل الوامض عندما يعطي فوتونان إشعاعاً بفناء البوزيترون. أما النبضة الثالثة فهي نبضة من فوتون واحد أو أكثر تحدث بعد ذلك ببضعة أجزاء من مليون من الثانية معلنة



الشكل ٢٧: ٨: اكتشاف النيوترينو الثاني: (أ) الشعاع البروتوني الدائر في مسار مختبر بروكهافن يضرب الهدف هـ، فتتأثر الجسيمات الثانوية من كل الانواع باتجاه اليمين. وتمثل الخطوط التي تخترق ٤٤ قدماً من الحديد وغرفة الشرارة S(spark chamber) النيوتريونات الناتجة عن انحلال البيونات. ويوقف الحديد والخرسانة المسلحة جميع الجسيمات الاخرى تقريباً (الخطوط القصيرة). أما الشخص المستلقي في غرفة الشرارة فيبين مقياس الرسم. (ولا تظهر في الشكل المغناطيسات الموجهة لحركة الشعاع البروتوني الرئيس في دائرته). (ب) غرفة الشرارة التي تزن ١٠ طناً وتحتوي على ٩٠ لوحاً من الالومنيوم المتوازية، مساحة كل منها ٤ اقدم مربعة. وتقفز الشرارة ما بين الألواح إشعاعاً بمرور جسيم مشحون. (جـ) صورتان لآثار الشرارة التي أحدثتها الميونات الناتجة عن أسير النيوتريونات في الغرفة. وتسجيل ٢٩ حدثاً ميونياً هاماً، فقد تم تسريع $^{10} \times 3$ من البروتونات تقريباً في المسار، واخترق ^{10} نيوترينو غرفة الشرارة. [مصدر الصورة (ب): مختبر بروكهافن الوطني، ومصدر الصورة (جـ) مختبرات نيڤس Nevis Laboratories في جامعة كولومبيا.]



(1)



(2)

عن حدثٍ اسر النيوترون . فضلاً عن ذلك ، فلكل من هذه النبضات الثلاث قَدْرٌ مُتميّز من الطاقة تقيسه الخلايا الكهروضوئية : ٥ , ٠ م إف لكل من فوتونَي الافناء annihilation photons وما يقرب من ٩ م إف في مجمله لفوتونات أسِر النيوترون . وفي عام ١٩٥٦ ، وبعد خمس سنوات من الجهود الأولى للكشف عن ضديد النيوتريـنو، أعلن رينيه وكوان عن مشاهدتهما المؤكدة لضديد النيوتريـنو من خلال تعيينها لهذا النسق المُميّز للنبضات الواضحة بمعدل ثلاث مرات تقريباً في كل ساعة ، وذلك في أثناء تشغيل المفاعل النووي .

• نيوتريـنو الميون : The Muon's Neutrino

ان مشاهدة نيوتريـنو الميون عام ١٩٦٢ من قبل ليون لِدَرمان Leon Lederman ، وميلفن شفارتز Melvin Schwartz ، وجاك شتاينبرجر Jack Steinberger ، وزملاؤهم* تطلّب استخدام مجموعة مختلفة تماماً من الادوات المخبرية . فتفاعلا الاسِر الرئيسان :

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad \text{و} \quad \mu^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_\mu$$

يُحدّثان فقط اذا كانت النيوتريـنويات (وضديدات النيوتريـنويات) تملك طاقة كافية - تزيد على ١٠٠ م إف - لخلق كتلة الميون . ويزداد احتمال حدوث تفاعل الاسِر بزيادة طاقة النيوتريـنويات ، ولذلك فإن المتطلب اللازم لنجاح هذه التجربة كان الطاقة العالية ، مما اقتضى استخدام أكبر المسارعات الموجودة . وأجريت التجربة الناجحة باستخدام مسارع السينكروترون في مختبر بروكهافن . ولسبب سذكُره لاحقاً ، فقد تم بالفعل تشغيل المسارع بطاقة ١٥ ج إف لغرض هذه التجربة ، اي بما يقرب من نصف طاقته العظمى .

ويزودنا مسارع بروكهافن في الحال بمصدر غزير من النيوتريـنويات ذات الطاقة العالية، وذلك من خلال سلسلة قصيرة من الاحداث الوسيطة (انظر الشكل ٢٧ : ٨) . وتتصادم بروتونات المسارع ذات الطاقة العالية بنوى الذرات في الهدف ، محدثة رذاذاً من الجسيمات

* G. Danby, J.M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger,

"Observations of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos",

Physical Review Letters 9,36 (1962).

الثانوية. وتوجد البيونات، من بين هذه الجسيمات بأعداد كبيرة. وتنحل هذه البيونات المشحونة تلقائياً في أثناء انطلاقها من المسارع لتزودنا بحاجتنا من النيوتريونات، وذلك بموجب التحويلين التاليين:

$$\bar{\nu}_{\mu} + \mu^{-} \leftrightarrow \pi^{-} \quad \text{و} \quad \nu_{\mu} + \mu^{+} \leftrightarrow \pi^{+}$$

ونتيجة لحفظ الزخم، فإن النيوتريونات وضديداتها مع جميع مخلفات حطام التصادم الأخرى تنطلق إلى الامام في مخروط ضيق.

البيونات المنحلة
تزودنا بالنيوتريونات

وللتخلص من الجسيمات غير المرغوب فيها، ولدراسة النيوتريونات دون سواها، اقام الباحثون جداراً صلباً من الحديد سمكه ٤٤ قدماً ليعترض طريق هذا الشعاع اللامتجانس من الجسيمات. وكانت تقع خلف هذا الجدار غرفة شرارة (الشكل ٢٧: ٨)، وكانت التحسينات الحديدية، عند الطاقة المختارة وهي ١٥ ج.إف، كافية لايقاف كافة الجسيمات الثانوية عدا النيوتريونات، الا انها لن تكون كافية لو استخدمت طاقة المسارع العظمى التي تبلغ ٣٣ ج.إف.

وعند مرور كل نيوترينو أو ضدنيوترينو في غرفة الشرارة، فإن احتمال امتصاصه عن طريق التفاعلين التاليين كان تقريباً ١ من ١١٠:

$$\mu^{-} + p \leftrightarrow n + \nu_{\mu} \\ \mu^{+} + n \leftrightarrow p + \bar{\nu}_{\mu}$$

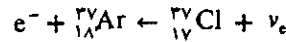
أحداث الامر تنتج
ميونات يمكن ملاحظتها

ولو كان نيوترينو الميون نفس نيوترينو الالكترن، لاقتضى ذلك أيضاً حدوث عملية خلق الالكترونات والبوزيترونات بنفس احتمال حدوث عملية خلق الميونات السالبة والموجبة. وخلال فترة تشغيل بلغت تقريباً ٣٠٠ ساعة، شاهدت مجموعة جامعة كولومبيا - بروكهافن ٢٩ اثراً هاماً للميون في غرفة الشرارة، ولم تُشاهد أي أثر للالكترن. وبهذا تمكنت المجموعة من اكتشاف نيوترينو الميون، كما بينت في الوقت نفسه انه جسيم متميز عن نيوترينو الالكترن.

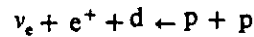
* النيوتريونات الشمسية: Solar Neutrinos :

يعد كل نجم مصدراً غزيراً للنيوتريونات (انظر الجزء ٢٦: ٧). وكما تستقبل الأرض

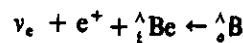
معظم ضوءها من الشمس على هيئة فوتونات، كذلك تستقبل معظم نيوترينواتها من الشمس ايضا. ومن بين كل مليون نيوترينو يضرب الغلاف الجوي يصل واحد منها اليه من الفراغ الخارجي، اما الاخرى (٩٩٩٩٩٩) فتصل الينا من الشمس. وتسكب الشمس على كل سنتيمتر مربع من الارض في كل ثانية ما يقرب من 4×10^{11} نيوترينو وما يقرب من عشرة ملايين مرة قدر ذلك العدد من الفوتونات. ويصيب جسم الانسان خلال طرفة عين ما يزيد على 10^{12} نيوترينو. وبالرغم من هذا الدفق الهائل، فان النيوترينوات الشمسية هي اصعب اكتشافاً من النيوترينوات التي تُخلَق على الارض. ومع ذلك، فإنها تستحق الاهتمام لكونها الرسل المباشرة الوحيدة التي تصل إلينا من الفرن الحراري النووي في باطن الشمس*. هذا، وقام ريموند ديفيس، الابن Raymond Davis, Jr. ومعاونوه في بروكهافن بجهد كبير للكشف عن النيوترينوات الشمسية، وربما يكون جهدهم هذا قد أثمر في الوقت الذي يكون فيه هذا المجلد قيد الطباعة. ومن المتوقع ان تتحول بعض نوى الكلور في برميلي هائل تحت الارض يحتوي على 10^6 غالون من سائل التنظيف (C_2Cl_4) الى نوى الأرجون argon عن طريق تفاعل أسر النيوترينو التالي:



ان ذرات الارغون، بعد فصلها عن سائل التنظيف، تكشف عن نفسها بنشاطها الاشعاعي المميز. وتنحل هذه الذرات بنصف عمر مقداره ٣٤ يوماً إلى ذرات ${}^{37}\text{Cl}$ عن طريق عملية الاسر المداري orbital capture المصحوبة بابتعاث أشعة سينية ثانوية. ومع أن النيوترينوات الناتجة عن تفاعل البروتون - البروتون في الشمس:



هي الاكثر عدداً، الا أنها ليست هي التي تُمتَصَّ او تُوسَّرُ بالكلور ${}^{37}\text{Cl}$. ونجد، بدلاً من ذلك، ان النيوترينوات الأقل عدداً والاكثر طاقةً والناتجة عن عملية انحلال فرعية هي التي يجري الكشف عنها. اما مصدرها فهو البورون ٨، الذي يُشعُّ نيوترينوات تصل طاقتها الى ١٤ م. إف، وذلك عند انحلاله واصداره بوزيترونًا على النحو التالي:



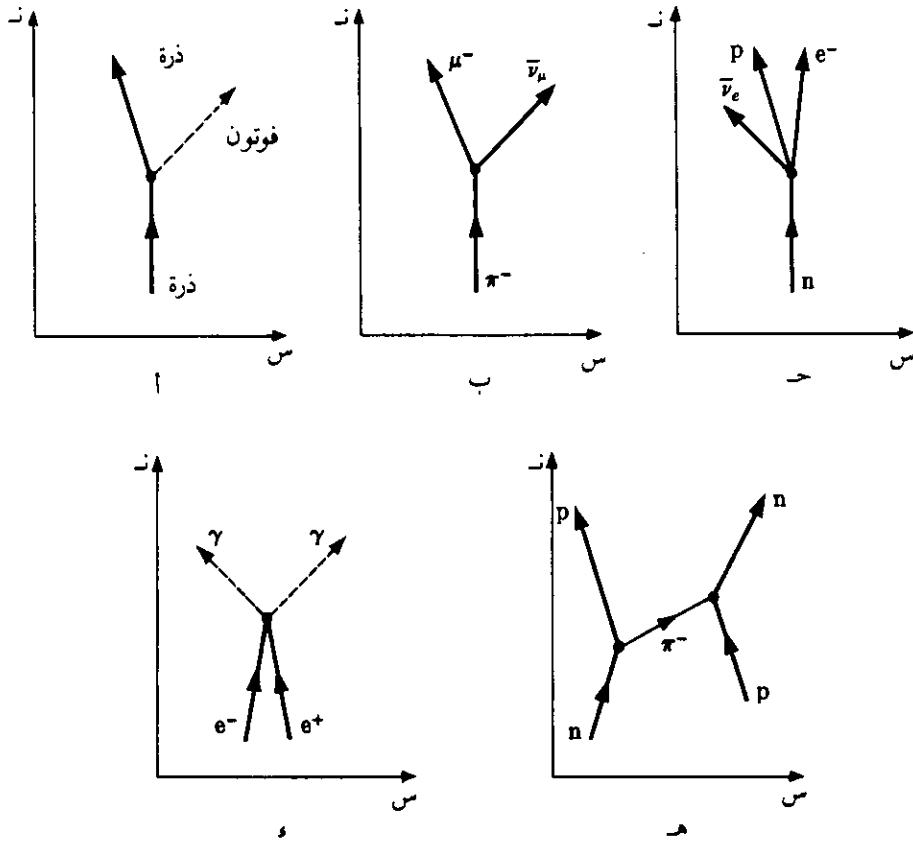
* See John N. Bahcall, "Neutrinos from the Sun," Scientific American, July 1969.

٢٧ : ٥ : النظرية الزمكانية للتفاعلات : مخططات فاينمان :

The spacetime view of interactions: Feynman diagrams

ان حقيقة كَوْنِ الاحداثِ الهامةِ في عالمِ الجسيماتِ أحداثٌ خَلْقِي وفناءٌ تحدثُ عندَ نقاطٍ زمكانيةٍ مفردةٍ، تجعلُ من المناسبِ والمفيدِ تصنيفَ تفاعلِ الجسيماتِ باستخدامِ مخططاتِ الخطوطِ العالميةِ. وقد تعرَّضنا لهذه المخططاتِ في الجزء ٢٠ : ١٠. وبيِّنُ الشكلُ ٩ : ٢٧ بعضَ الامثلةِ المستقاةِ من دنيا الجسيماتِ.

ملامحة استخدام مخططات
الخطوط العالمية لاجداث
الجسيمات



الشكل ٩ : ٢٧ : الخطوط العالمية لاجداث مختلفة في دنيا الجسيمات : (أ) ابتعاث فوتون من ذرة. (ب) انحلال بيون. (ج) انحلال بيتا للنيوترون. (د) فناء بوزيترون - الكترون. (هـ) عملية تبادل بيوني.

وبيِّنُ المثالُ الاولُ عمليةَ ابتعاثِ فوتونٍ من ذرة. وفي البداية (بدءاً من اسفل المخطط)، تكونُ الذرةُ ساكنةً، وبناءً عليه، فانها تَحْطُ خطاً رأسياً مستقيماً. ثم تُطْلَقُ بعدَ ذلك فوتونا يَتَجهُ نحو اليمين، بينما الذرةُ نفسها، نتيجةً لاطلاقها الفوتون، ترتدُّ وتتحركُ بشكلٍ ابطأ الى اليسار. وكلما كانت حركةُ الجسيمِ ابطأ، كان خطُّه العالميُّ اقربَ الى الخطِّ الرأسي.

فالحظُّ العالميُّ الأفقيُّ، الذي يُناظرُ سرعةَ لا نهائيةً، لا يمكنُ أن يُمثَّلَ أيُّ شيءٍ فيزيائيٍّ .
والحدُّ الأقصى لِمِلاَنِ الخطوطِ العالميةِ يُمثِّلُهُ خطُّ الفوتون، حيثُ يكونُ معكوسُ ميلِهِ مساوياً
لِسُرْعَةِ الضوءِ .

أما المخططُ الثاني في الشكل ٢٧ : ٩ (ب)، فيبيِّنُ الانحلالَ البيوني :

$$\bar{\nu}_\mu + \mu^- \leftarrow \pi^-$$

وعندَ نقطةٍ معينةٍ تُمثِّلُها النقطةُ الداكنةُ، ينعدمُ وجودُ البيون . ويتزامنُ فناؤه معُ خَلْقِ ميونٍ
سالِبٍ وضديدِ نيوترينو . ويُبيِّنُ مِيلُ خَطَّيْهِمَا العالمِيَّينِ أنَّهما ينطلقانِ متباعدين عن بعضِهما
بعضاً . وبما أنَّ ضديدَ النيوترينو عديمُ الكتلةِ، فإنَّ خطَّهُ العالميَّ يميلُ بزاويةٍ تناظرُ سرعةَ
الضوءِ .

والمخططُ ٢٧ : ٩ (ج) يبيِّنُ انحلالَ بيتا للنيوترون :

$$\bar{\nu}_e + e^- + p \leftarrow n$$

أما الحدثُ الحاسمُ في الزمكانِ هذه المرةُ فهو فناؤه جسيمٍ واحدٍ وخلقُ ثلاثةٍ آخرين .
ويبيِّنُ المخططُ الذي يليه ، عمليةَ فنائِ الكَترُونِ وبوزيترونٍ لخلقِ فوتونين :

$$\gamma + \gamma \leftarrow e^+ + e^-$$

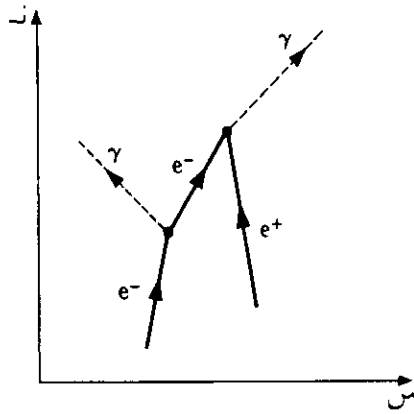
وأخيراً يبيِّنُ المخططُ ٢٧ : ٩ (هـ) عمليةَ تبادُلِ بيونٍ تسهمُ في القوةِ المُتبادِلةِ بينِ نيوترونٍ
وبروتون . وفي البداية (بدءاً من أسفلِ المخطط)، يوجدُ بروتونٌ ونيوترون، وهما يتبادلانِ
بيوناً ويتبادلانِ دوريهما، ويخرجانِ من العمليةِ بسرعتينِ مختلفتين . وتُمثِّلُ هذه العمليةُ واحدةً
من عملياتِ التبادلِ العديدةِ الممكنةِ لحدوثِ .

وقبل أن نتقلَ الى السؤالِ عن صلةِ هذه المخططاتِ بما يجري حقيقةً على المستوى
دونَ المجهرِيِّ، يجبُ إثارةُ التحذيرِ التالي : من الممكنِ، بل من المحتملِ حقاً، أن تكونَ
بعضُ الاحداثِ المُفردةِ المبينةِ بالنقطِ الداكنةِ في الواقعِ عبارةً عن أنساقٍ معقدةٍ من
أحداثٍ تقعُ جميعُها في مدىٍ مكانيٍّ صغيرٍ جداً وفترةٍ زمنيةٍ قصيرةٍ جداً، بحيثِ تبدو وكأنها
أحداثٌ تقعُ عندَ نقطةٍ زمكانيةٍ مفردةٍ واحدة . فمن المعروفِ، على سبيلِ المثال، أنَّ عمليةَ
فنائِ الالكترُونِ - البوزيترونِ لا تُحدثُ تماماً كما يصوِّرها الشكلُ ٢٧ : ٩ (د)، وأنَّها بالأحرى

يخرجُ الفوتونان من نقطتين مختلفتين قليلا، كما في الشكل ٢٧: ١٠.

ويجبُ أن نكونَ متهيئينَ لامكانِ أن يكشفَ المستقبلُ لنا عن بنيةٍ داخليةٍ لأحداثٍ تبدو في ظاهرها وكأنها أحداثٌ بسيطة، وحتى لا مكانٍ أن يكونَ ما نَصِفُهُ الآنَ كأعمالٍ فناءٍ وخلقٍ فجائيةٍ هو في الواقع نتيجةً لجريانٍ مستمرٍّ متدفقٍ من الاحداثِ في مناطقٍ من المكانِ والزمانِ أصغرَ مما أمكنَ لنا استقصاؤها حتى الآن. إن هذا مجردُ تأملٍ. فعند النزولِ الى أصغرِ المسافاتِ (١٠-١٦) وأصغرِ الأزمانِ (١٠-٢٤ ث) التي قد سبَرها الانسان، فما تزالُ الاحداثُ الأوليةُ في عالمِ الجُسيماتِ تبدو وكأنها أحداثٌ فاجعةٌ من خلقٍ وهدمٍ فجائيينِ لرزمِ طاقةِ المجالِ التي ندعوها بالجسيماتِ.

يبدو، حتى الآن، ان احداث
الجسيمات تحدث عند نقاط
زمكانية



الشكل ٢٧: ١٠: ما يحدث «بالفعل» في عملية فناء البوزيترون - الالكترون: صورة مصححة للشكل ٢٧: ٩

(د).

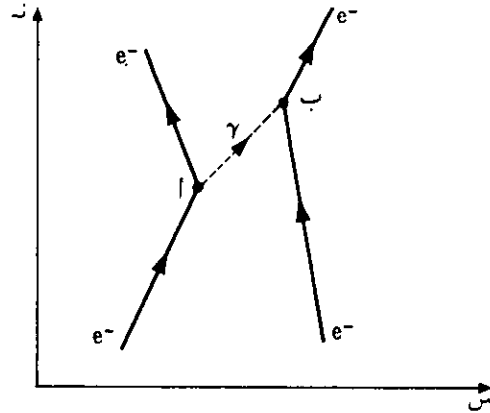
• تبادل الفوتون والعمل الموضعي : Photon Exchange and Local Action

لنقارن هذه النظرية الجديدة إلى تفاعل الجسيمات بالنظرية الكلاسيكية. فبموجب النظرية القديمة، يشعرُ الالكترونون عندما يقتربان من بعضهما بعضاً بقوةٍ تنافرٍ متبادلةٍ بينهما، فينحرفان. أما النظرية الجديدة فتعزو القوة إلى عملية (آلية) مُحَدَّدةٍ من التبادلِ الفوتوني، وتستعيضُ عن فكرةِ التغيرِ المتدفقِ المستمرِ بفكرةِ التغيرِ الفجائيِ المُتَقَطِّعِ. ونلاحظُ في الشكل ٢٧: ١١ الكترونين يقتربان من بعضهما بعضاً. وعند النقطة أ، يُطلقُ الالكترونُ إلى اليسارِ فوتوناً ويغيرُ سرعته. وعند النقطة ب، يمتصُّ الالكترونُ إلى اليمينِ الفوتونَ ويغيرُ سرعته. وبذلك فان الالكترونين قد تفاعلا او اثرا بقوةٍ في بعضهما بعضاً، لأن

حركتهما قد تغيرت. أما الفوتون فهو الذي كان يتوسط التفاعل بينهما. وبشكل أصح، فإن التفاعل الاساسي لم يكن بين الالكترونين على الاطلاق، بل كان بين كلٍّ من الالكترونين والفوتون، ذلك ان الالكترون الثاني لا يتعلم بوجود الالكترون الاول الا بطريقة غير مباشرة. ان الفكرة القديمة: التأثير عن بعد *action at a distance*، لقوة تمتد من جسيم الى آخر، هي فكرة مهجورة تماماً. ويستعاض عنها بفكرة التفاعل الموضعي *local interaction*، بحيث يتفاعل كل إلكترون موضعياً - أي عند موقعه - مع فوتون.

التفاعل الموضعي بين جسيم مشحون وفوتون

وبالطبع فإن المخطط الذي نعرضه هنا ما هو إلا واحد من العديد من المخططات. فالمخططات الاخرى تحتوي على تبادلات أعقد بين الالكترونين. والمحصلة النهائية لجميع التبادلات الممكنة تقترب من حركة الالكترون الكلاسيكية في المناطق التي يصح فيها الوصف الكلاسيكي.



الشكل ٢٧ : ١١ : مخطط الخطوط العالمية للتفاعل المتبادل بين الكترونين وانحرافهما الناتج عنه.

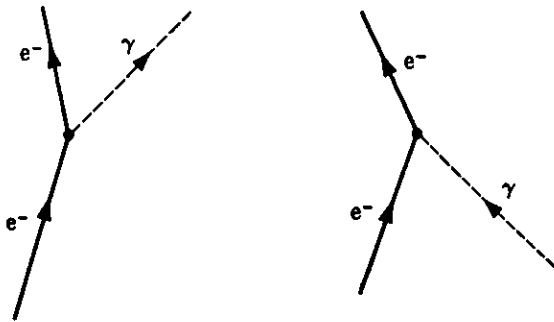
وبموجب النظرية الحالية لتفاعل الالكترونات والفوتونات، فإن الشكل ١١ : ٢٧ هو صورة لما يحدث في الواقع على المقياس دون المجهرى. ومثل هذا المخطط يدعى بمخطط فاينمن *Feynman diagram* نسبة إلى ريتشارد فاينمن *Richard Feynman*، الذي أثبت عام ١٩٤٩ أن هذه الصورة تناظر تماماً العلاقات الرياضية في نظرية المجال *field theory* للالكترونات والفوتونات. ولذلك، فإن هذه المخططات تصور ما هو حادث بالفعل، وتزودنا بطريقة ملائمة لتصنيف العمليات المختلفة الممكنة من فناء، وخلق، وتبادل.

* رؤوس التفاعل الأساسية: Fundamental Interaction Vertices

النقاط الرئيسية في مخطط فاينمن هي الرؤوس vertices ، وهي تمثل تلك النقاط التي (في هذا المثال) تُخلَق عندها الفوتونات أو تُمتص . فجميع العمليات المشتملة على فوتونات ، وتبعاً لذلك جميع التفاعلات الكهرومغناطيسية ، تنشأ عن أحداث أولية من خلق فوتون أو فناءه . وتمثل أحداث التفاعل الأساسية هذه برأس من نوع واحد تشبه أيّاً من المخططين المبينين في الشكل ١٢: ٢٧ . أما الخطوط المتصلة فتمثل الجسيمات المشحونة ، في حين يمثل الخط المتقطع الفوتون . والنقطتان أ وب في الشكل ١١: ٢٧ هما رأسان من هذا النوع .

وإذا كانت الخطوط المتصلة تمثل الخطوط العالمية للالكترونات ، مثلاً ، فإن حدث التفاعل الأساسي يمكن عده حدثاً يتم فيه خلق فوتون أو امتصاصه في نفس الوقت الذي يُغيّر فيه الكترون من حالة حركته . وعلى اية حال فتمّة تفسير أكثر عمومية وأكثر فائدة ؛ إذ يمكن اعتبار الرأس كنقطة عندها ينتهي الخط العالمي لأحد الالكترونات ويبدأ الخط العالمي للكترون آخر . ووفق النظرية هذه ، فإن الرأس تمثل حدثاً فاجعاً بحق ، لا ينجو منه شيء . وبدلاً من التفكير بأن الكترون واحد قد تغيّر حاله عند الرأس ، فإن المرة يستطيع التفكير بأن الكتروناً قد أفني وآخر قد خلق . وبما أنه يستحيل التمييز بين الالكترونات جميعها ، فلا معنى لقولنا إن الالكترون الخارج هو نفس الالكترون الداخل أو إنه مختلف عنه . وعلى كلّ حال ، فإن التفكير بالالكترون الخارج كالالكترون جديد ومختلف يتوافق بصورة أفضل مع النظرية الرياضية للتفاعل الأساسي . هذا ، ويقودنا تفسير الخلق - الفناء ايضاً الى وصف بسيط موحد لأحداث الجسيمات وضديدات الجسيمات .

رأس التفاعل : كل جسيم يُفنى أو يُخلَق



الشكل ١٢: ٢٧ رأسا التفاعل الأساسي بين الالكترون والفوتون.

ويبدو أن الرأس إلى اليمين في الشكل ٢٧: ١٠ تختلف عن تلك الواردة في الشكلين ٢٧: ١١ و ٢٧: ١٢. فبدلاً من نقطة ينتهي عندها خطٌ عالميٌ ويبدأ آخر، فإن هذه الرأس هي عبارة عن نقطة ينتهي عندها كلٌ من الخط العالمى للالكترون والخط العالمى للبوزيترون. وثمة حيلة فنية بسيطة نستطيع بها تغيير الصورة بشكلٍ جوهريٍّ. لنفرض أننا عكسنا اتجاه السهم على خط البوزيترون. أن رأس السهم برغم كل شيء لا يُضيف إلى ذلك جديداً، لأن جميع الجسيمات تتحرك إلى الامام في الزمان. ونستطيع استخداماً بدلاً من ذلك لتمييز الجسيمات من ضديدات الجسيمات. فرأس السهم الذي يشير إلى الاتجاه الصحيح يدل على جسيم (الالكترون مثلاً)، بينما رأس السهم الذي يشير إلى الاتجاه الخاطئ يدل على ضديد جسيم (بوزيترون). وباستخدام هذا النوع من الاصطلاح المنقح، فإننا نبيّن في الشكل ٢٧: ١٣: (أ) رأس فناء لزوج الالكترون - وبوزيترون، وفي الشكل ٢٧: ١٣ (ب) رأس خلق لالكترون - بوزيترون. وتبدو مخططات الرؤوس هذه المُشتملة على بوزيترونات كُنسخ مَلَوِيَّة twisted versions لمخططي الرأسين الاساسيين المبيّنين في الشكل ٢٧: ١٢. والنتيجة العامة هي أن رأس الالكترون - الفوتون الاساسية المصحوبة باطرافها الملوية في جميع الاتجاهات الممكنة في الزمكان تُمثّل جميع التفاعلات الاساسية الممكنة بين الالكترونات، والبوزيترونات، والفوتونات. وتزودنا هذه النتيجة بنظرة بسيطة وعامة إلى الأساس الذي تقوم عليه جميع الظواهر الكهرومغناطيسية.

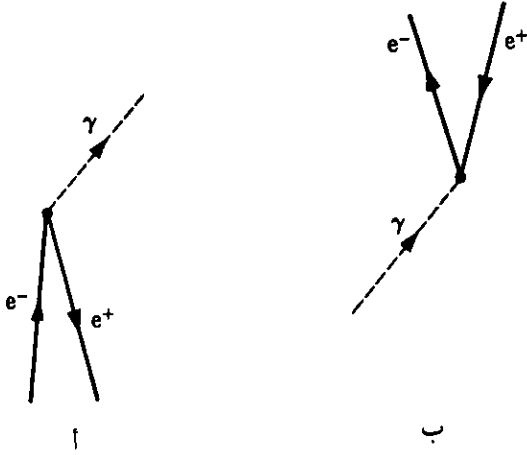
الرأس العامة للكهرومغناطيسية

✱ هل البوزيترونات الكترونات معكوسة في الزمكان؟

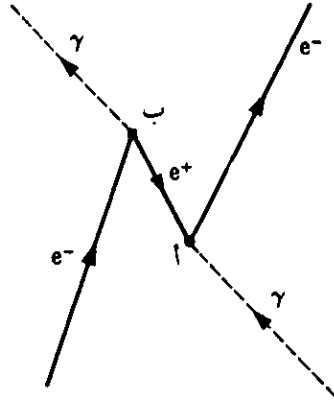
Are Positrons Time-Reversed Electrons?

إن ما بيّنه فاینمن عندما ناقش العلاقة بين مخططات الخطوط العالمية هذه وبنية النظرية الرياضية لتفاعل الالكترون - البوزيترون - الفوتون هو أن عملية عكس رأس السهم هي أكثر من مجرد حيلة فنية. فوفق نظرية المجال للالكترونات، يُعدُّ خلق بوزيترون مكافئاً لفناء إلكترون، (فألعملتان ليستا متماثلتين، إلا أن النظرية تنص على أنه إذا كان بإمكان إحدهما أن تحدث، فيجب أن يكون بإمكان الأخرى أن تحدث ايضاً). وعلاوة على ذلك، فإن الوصف الرياضي لمجال بوزيترون ينتشر إلى الامام في الزمان يماثل وصف

مجال إلكترون ينتشر الى الخلف في الزمان. وانه لمن الممكن والمستقيم تماماً ان نفكر في جسيمات تتحرك الى الخلف في الزمان كما تتحرك الى الامام فيه.



الشكل ٢٧: ١٣: رؤوس اساسية اخرى لتفاعل بين الكترون وفوتون تشتمل على ضديدات الجسيمات (بوزيترونات).



الشكل ٢٧: ١٤: مخطط فاينمن لتشتت فوتون - الكترون (ظاهرة كومتون). وتسهم مخططات اخرى ايضا في النتيجة الاجمالية لهذه العملية.

ولا داعي لأن تؤدي بنا هذه الفكرة الى استنتاجات فلسفية عميقة، بالرغم من أنه لا مهرب من تضميناتها الفلسفية. فالبوزيترون يمكن وصفه على أنه الكترون يتحرك الى الخلف في الزمان، بيد انه لا يوجد ما يضطرنا الى هذا الوصف. ان الوصف الآخر الذي يعد فيه البوزيترون جسيماً عادياً يتحرك الى الامام في الزمان هو ايضاً وصف يتمتع بإمكان مساوٍ. وبالرغم من ذلك، فان فكرة الحركة الى الخلف في الزمان تظل فكرة مثيرة تُسهل صورة التفاعلات الأولية وتزودنا بتفسير طبيعي لوجود ضديد المادة antimatter.

أبسط تفسير للنظرية: تستطيع الالكترونات أن تتحرك الى الامام او الى الخلف في الزمان.

اعتبر، مثلاً، مخطط فاينمن في الشكل ٢٧: ١٤، الذي يُصوِّر إحدى عمليات تشتت الفوتون - الإلكترون (ظاهرة كومتون). فوفق النظرية العادية إلى حركة الزمان في اتجاه واحد، فإننا نبدأ من أسفل المخطط ونقرأه من أسفل إلى أعلى. فأولاً، هناك إلكترون وفوتون يقتربان من بعضهما بعضاً. وعند الرأس أ، يُخلَق الفوتون زوجي الإلكترون - البوزيترون. وينطلق الإلكترون الجديد مبتعداً، بينما يصدُم البوزيترون الإلكترون الأول عند الرأس ب، وهناك يفنيان، ويُولَد فوتون جديد بدلاً منها. أما النظرية البديلة، التي أوضح فاينمن أنها متماسكة أيضاً، فهي أن نتصور الإلكترون الأول يتقدم إلى النقطة ب، حيث يُطلق فوتوناً، وبعكس مساره في الزمان. ثم ينتقل بعد ذلك إلى النقطة أ، حيث يمتص الفوتون الساقط، وبعكس مجراه مرة أخرى خلال الزمان، منطلقاً في الاتجاه الصحيح. إن كلا النظريتين السابقتين تُعدُّ مقبولة ومتناسكة منطقياً.

٢٧: ٦ النظرية TCP :

The TCP theorem

إن العلاقة بين المسارات المعكوسة في الزمان time-reversed وضديدات الجسيمات، وهي علاقة تعكس تماثلاً زمكانياً أساسياً في عالم الجسيمات الأولية، قد وجدت تعبيراً لها في النظرية TCP، التي تدل حروفها الثلاثة على ثلاث عمليات افتراضية: T : عملية عكس الزمان time reversal ؛ C : عملية تصريف الشحنة charge conjugation ، وهو الاسم الفني لعملية مبادلة الجسيمات بضديداتها؛ و P : عملية تعاكس المكان space inversion ، التي تكافئ تقريباً عملية اخذ صورة في المرآة للمكان (وتدعى هذه أحياناً بعملية التبادلية المكانية parity ، ومن هنا جاء الحرف P). وفي الواقع، فإن النظرية TCP هي مبدأ للامتغيرية invariance principle من نوع خاص. وقد ثبت في نهاية الامر كقانون تخضع له كل التفاعلات في الطبيعة (إذ هنالك حاجة إلى فحصها بدقة بالنسبة إلى التفاعلات الضعيفة). وهي تنص على أن ما ينتج عن تطبيق العمليات الثلاث T، C، و P على أية عملية فيزيائية ممكنة هو عملية فيزيائية أخرى ممكنة الحدوث. وهذا الامر ليس بالامر المعقد كما يبدو لأول وهلة، إذ يمكن بسهولة اجراء العمليات الثلاث على أي من مخططات فاينمن المبنية هنا، فكل ما نحتاج اليه هو مرآة حائط وقليل من التخيل.

قانون جديد للامتغيرية

لنعدّ، أولاً، الى أية صفحة تحتوي على مخططٍ صحيحٍ proper من مخططات فاينمن، تكون فيه رؤوس الأسهم المثلثة لضديدات الجسيمات متجهة الى اسفل. إن الشكل ٢٧: ١١ أو أي مخطط لاحق يفي بالغرض. والآن، لاجراء العملية C، تخيل ببساطة أن جميع رؤوس الاسهم قد عكست، فهذا العكس يُبدل جميع الجسيمات بضديداتها. (أن السهم الذي يشير الى الخلف على خط الفوتون هو سهم مقبول، لأن الفوتون هو ضديد نفسه، وهي صفة يشترك فيها مع البيون المتعادل.) فالعملية C، على سبيل المثال، تحوّل عملية انحلال البيون السالب:

ارشادات لاجراء العمليات T
P، C،

$$\bar{\nu}_\mu + \mu^- \leftarrow \pi^-$$

الى عملية انحلال البيون الموجب:

$$\nu_\mu + \mu^+ \leftarrow \pi^+$$

نظراً لأن البيون الموجب هو ضديد البيون السالب.

ولاجراء العملية P، اي التعاكس المكاني، ادر صفحة الكتاب بعيداً عنك، وانظر الى صورة المخطط في المرآة. فهذا يُبدل اليسار باليمين. (وثمة تضمينات أوسع لهذه العملية تتعلق بـ غزل الجسيم ستطرق اليها في الجزء ٢٧: ٨).

واخيراً، إقلب الكتاب رأساً على عقب، وانظر الى المخطط المقلوب. ومن الواضح أن ذلك قد عكس اتجاه الزمن - (العملية T)، الا انه ايضا قد عكس اتجاه رؤوس الاسهم (العملية C)، كما بادل بين اليمين واليسار (العملية P). ولذا، فإن المخطط المقلوب هو حصيلّة تطبيق التحولات الثلاثة: T، C، P على العملية الفيزيائية الاصلية. ان الصورة المقلوبة المتحصلة هي مخطط آخر من مخططات فاينمن يبيّن عملية واقعية ومسموحاً بها فيزيائياً (اذا كانت النظرية TCP صحيحة). وعلى وجه العموم، فالعملية الناتجة سوف لا تكون هي العملية التي بدأت بها، وقد تكون مختلفة تماماً. ولكن، وفق النظرية TCP، ولأن المخطط الاصيلي يُمثّل عملية فيزيائية حقيقية، فان المخطط المقلوب يمثّل كذلك عملية فيزيائية.

ولمشاهدة اثر عملية عكس الزمان بمفردها، يجب إزالة اثر عكس رؤوس الاسهم وتعاكس اليسار - اليمين. ادر الكتاب رأساً على عقب، وانظر الى المخطط المقلوب

في المرآة، وتُحِيلُ رؤوسَ الاسهمِ معكوسة. ان المخططَ الذي يُنتُجُ عن تنفيذِ هذه الاجراءاتِ يوضِّحُ عمليةَ عكسِ الزمانِ بمفردها. وبإمكانك تجريبُ توافقِ أخرى. إنَّ المنظرَ الذي تحصلُ عليه في المرآةِ مع عكسِ رؤوسِ الاسهمِ هو نتاجُ العمليةِ المزدوجةِ PC، وهلمَّ جراً.

لاحظ أنَّ النظريةَ TCP، كغيرها من مبادئِ اللامتغيرية وقوانينِ الحفظ، هي قانونٌ مُنَعُ prohibition law. فهي تنصُّ على أنَّ العملياتِ الممكنةَ الحدوثِ هي فقط تلك العملياتُ التي تكونُ معكوساتها (TCP) ايضاً احداثاً فيزيائيةً حقيقية. واذا كانت العمليةُ الممثلةُ بالمخططِ المعكوسِ بالعملياتِ الثلاثِ (TCP) غيرَ مسموحٍ بها، فان العمليةَ الاصليةَ تكونُ ممنوعةً ايضاً.

وفي الاجزاءِ الثلاثةِ التالية، سنتناولُ مبادئِ اللامتغيرية المرتبطةَ بالعملياتِ T ، P ، و C كلُّ على انفراد.

٢٧: ٧ لامتغيرية عكس الزمن : Time-reversal invariance

لقد قارنَّا في الجزء ١٤ : ١٠ بين لامتغيرية عكسِ الزمانِ التي تُحكِّمُ الطبيعةَ في المدى الصغيرِ وبينَ سهمِ الزمانِ arrow of time ، المتمثلِ في الاتجاهِ المتفردِ للزمانِ الواضحِ في شؤونِ الحياةِ اليومية*. وفي حالة الانظمةِ المعقدة، فثمة اتجاهٌ لتدفقِ الاحداثِ (وهو اتجاهُ تزايدِ الانتروپيا) يزيدُ احتمالُه كثيراً على الاتجاهِ المضادِّ (اتجاهِ تناقصِ الانتروپيا)، حتى أننا اصبحنا ندعو هذا الاتجاهَ للزمانِ بانه اتجاهٌ ممكنٌ، وندعو الاتجاهَ الآخرَ المضادَّ بانه غيرُ ممكنٍ.

ولكي نتبيَّنَ تساؤلَ الزمانِ الأساسيِّ في الطبيعة، فإنَّ علينا ان نفحصَ العملياتِ البسيطةَ المشتملةَ على عددٍ قليلٍ جداً من الاجسام. لنفرضُ أنَّ مسافراً في الفضاءِ مُتجهاً صوبَ مجرةٍ اخرى يأخذُ معه صورةً متحركةً لنظامنا الشمسيِّ كَي يُريها لمُضيفيه. واذا كانت الصورةُ قد أُخذت من نقطةٍ تَبْعُدُ بضعَ مئاتٍ من بلايينِ الاميالِ في اتجاهِ النجمِ

* See Martin Gardner, "Can Time Go Backward?", "Scientific American, January, 1967.

لامتغيرية عكس الزمان في
الميكانيك الكلاسيكية

القطبي عموماً، فانها سوف تُظهر الكواكب كنقط صغيرة ترسم مداراتها الاهليلجية في اتجاه معاكس لعقارب الساعة حول شمس مركزية. أما مخلوقات المجرة الأخرى، نظراً لبراعتهم الواسعة في قوانين الميكانيك، فسوف يشاهدون الصورة باهتمام، وسوف يستنتجون أنها صحيحة وخالية من أية حيلة، وأنها تُصور حقاً سلسلة فعلية من الاحداث الفيزيائية. ولكن، لو عُرض الفيلم لهم في الاتجاه المعاكس، لاقتنعوا أيضاً بصحته على نحو مماثل. ومع أن منظر حركة الكواكب في الاتجاه المعاكس ليس حقيقياً، لأن كواكبنا لا تتحرك في الواقع بهذه الطريقة، الا أنه ممكن، وذلك لتوافقه مع قوانين الميكانيك نفسها.

لندع الآن مسافراً يتجه الى مجرة اخرى، سكانها اذكاء وذوو براعة رياضية لكنهم سُذَّج علمياً. ولنفرض ان مجموعة من هذه المخلوقات شاهدت الفيلم الكوكبي معروضاً في الاتجاه الصحيح، بينما شاهدت مجموعة اخرى نفس الفيلم معروضاً في الاتجاه المعاكس. ولنفرض انه طُلب من المجموعتين استنتاج قانون الجذب العام وقانون الحركة الميكانيكية في ضوء ما شاهدوه. فاذا كانت المجموعتان في مستوى ذكاء نيوتن، فان كليهما سوف تتوصل الى نفس القوانين الصحيحة والمتماثلة.

عرض المناظر بتابعها الصحيح او
المعكوس يؤدي في كلا الحالين الى
استنتاج القوانين نفسها

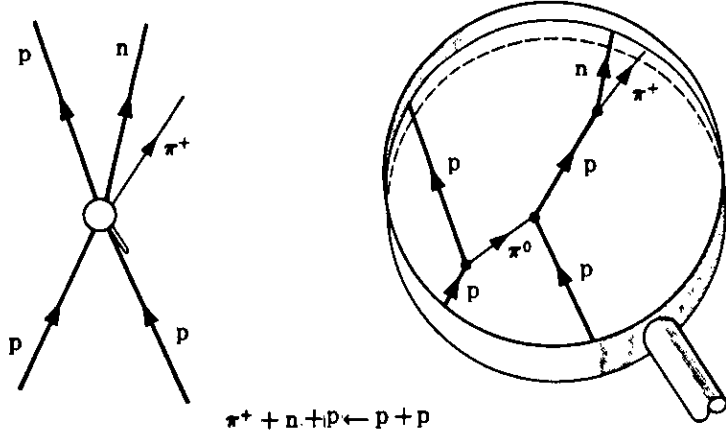
وهذه هي الاهمية الحقيقية لمفهوم لامتغيرية عكس الزمان time-reversal invariance. فقوانين الفيزياء تظل على حالها، من دون تغيير عند إجراء عكس افتراضي لاتجاه الزمان. وتشكل الجملة السابقة محتوى المبدأ الذي يؤكد مفهوم اللامتغيرية. ولا يبرز القيد constraint الذي يفرضه هذا القانون، فان علينا إعادة صياغته بصورة مختلفة هي: إن الاشياء الممكنة الحدوث هي فقط تلك التي يمكن أن تحدث بترتيب معكوس، أو هي بشكل أكثر سلباً: اذا كانت العملية الناتجة عن العكس الزماني لعملية ما غير ممكنة، فان العملية الاصلية نفسها يجب أن تكون مُستحيلة.

ونجد لامتغيرية عكس الزمان أبسط تطبيقاتها في عالم الجسيمات، حيث يبدو أنها تحكم التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية وربما أيضاً الضعيفة*. ويبين الشكل ٢٧ : ٩

+ تبين عام ١٩٦٤ لمجموعة من الباحثين في جامعة برنستون نتيجة لدراساتهم انحلال كيون أن ناتج عمليتي عكس المكان وتصريف الشحنة (C⁺P) ليس مبدأ لامتغيرية صحيحاً تماماً في حالة التفاعلات الضعيفة. ولهذا الاكتشاف تضمنات ممكنة على لامتغيرية عكس الزمان. فاذا كانت النظرية TCP صادقة، فيجب ان تُحرق لامتغيرية T الى درجة صغيرة، بحيث يظل ناتج العمليات الثلاث معاً مبدأ مطلقاً للامتغيرية. وعلى صعيد آخر، فقد يصمد مبدأ لامتغيرية عكس الزمان امام المزيد من الاختبارات. واذا تم ذلك، فستخفق النظرية TCP كمبدأ عام تماماً، مع انها ستحتفظ بالتاكيد بصحة تقريبية.

(د) عملية فناء زوجي الالكترون-البوزيترون. ان العملية الناتجة عن العكس الزماني هي عملية خلق زوجي الالكترون-البوزيترون نتيجة لتصادم فوتونين. [تذكر الارشادات الواردة في الجزء السابق لاجراء عملية عكس الزمان على مخطط فاينمن. ادر الصفحة رأساً على عقب، وانظر الى المخطط في المرآة، واعكس في ذهنك اتجاه الاسهم. واذا فعلت ذلك فسوف ترى فوتونين متجهين نحو بعضهما بعضاً من ناحية أسفل المخطط، والكتروناً وبوزيتروناً متباعدين عن بعضهما بعضاً في أعلى المخطط]. ووفق مبدأ لامتغيرية عكس الزمان، فإن هذه العملية الناتجة عن العكس ليست ممكنة الحدوث فحسب، بل انها قد تحدث بكامل التفاصيل كنسقي مقلوب من احداث التفاعل الاساسية. وبما أن شدة التفاعل عند كل رأس vertex لا تتغير، فثمة نسبة عددية دقيقة يتضمنها قانون لامتغيرية عكس الزمان بين احتمال خلق زوجين pair creation واحتمال فناء زوجين pair annihilation.

مخططات فاينمن المعكوسة زمانياً
تبين عمليات ممكنة



الشكل ٢٧: ١٥ خلق بيون في عملية تصادم بروتون مع بروتون. ان العملية المعكوسة زمانياً ممكنة، بيد انها اقل بكثير في احتمال حدوثها من العملية المباشرة.

دور الاحتمال

ان دور الاحتمال في الاحداث المعكوسة زمانيا الذي يظهر في غاية الوضوح وبشكل مؤلم لسكريتيرة تمحي طباعتها او حلاقي يضيق قصصه للشعر سدى، يُحسُّسنا بوجوده ايضاً في دنيا الجسيمات. فعلمية خلق بسيطة للبيون، مثلاً، يستحيل عكسها من ناحية عملية. فقد يتصادم بروتونان لانتاج بروتون، ونيوترون، وبيون موجب، كما يبين ذلك الشكل ٢٧: ١٥. اما العملية المعكوسة زمانياً فتتطلب التصادم المتزامن تقريباً لثلاثة جسيمات، وهو أمر يكاد يستحيل تحقيقه عملياً. ان المتطلب بأن كل حدث اساسي قابل للعكس

زمانياً هو بحد ذاته شرطٌ مُقيّدٌ يؤثرُ في الصيغة المُمكنة لتفاعل البيون - النيوكلون، ولذا فإن له أثراً هاماً على العملية التي تجري في الاتجاه الامامي للزمان forward-in-time process، سواء أكانت العملية المعكوسة زمانياً time-reversed process مُحتملة الحدوث أم ممكنة بالتجربة أم لم تكن. ويُعدُّ هذا مظهراً هاماً لمبادئ اللامتغيرية ذا صلة بدورها المركزي المتزايد في الفيزياء. فقوانين الميكانيك التي تخضع لها حركة الكواكب تتحدّد بشكل جزئي بشرط لامتغيرية عكس الزمان. ولذلك، فإن المسار الفعلي لحركة الكواكب في السماء يفرضها جزئياً مبدأ لامتغيرية عكس الزمان، بالرغم من أن عملية إيقاف هذه الكواكب وقلب اتجاه حركتها هو أمرٌ غير وارد على الإطلاق. وعلى نحو مماثل يمكن اختبار لامتغيرية عكس الزمان في التفاعلات ما بين الجسيمات حتى لو كانت دراسة العملية المعكوسة زمانياً أمراً غير عملي*.

٢٧: ٨: لامتغيرية تعاكس المكان: التعادلية المكانية:

Space-Inversion Invariance: parity

ان مبدأ التعادلية المكانية، أو مبدأ لامتغيرية تعاكس المكان، ينصُّ على وجود تماثل بين العالم world وصورته في المرآة** وباستخدام تعابير أقرب الى تلك التي استخدمناها لمبدأ لامتغيرية عكس الزمان نقول: إن صورة المرآة لاية عملية فيزيائية تصفُ عمليةً فيزيائيةً ممكنة، وهي محكومة بنفس قوانين العملية ذاتها. فإذا عكس مسافر الفضاء المذكور في الجزء السابق الفيلم الذي معه يساراً يمين، فانه يكونُ بذلك قد عرض صورة المرآة للنظام الشمسي، وهذه الصورة ليست صورة حقيقية ولكنها صورة لنظام فيزيائي ممكن.

ولا تبدو كل صورة مرآة على أنها صورة عادية. فصورة المرآة لصفحة مطبوعة، مثلاً، تبدو خاطئة، ولكن ليس هنالك ما يجعلها غير ممكنة. فعامل الطباعة قد يصمّم حرفاً معكوساً، ويُنْتِجُ صفحةً طباعيةً، تكون، عند النظر إليها مباشرةً، مُشابهةً تماماً لصورة المرآة للصفحة العادية (الشكل ٢٧: ١٦).

* See Oliver E. Overeth, "Experiments in Time Reversal," *Scientific American*, October, 1969.

** يمكن تعريف تعاكس المكان على انه انعكاس لكل نقطة في الفراغ عن مركز نظام للمحاور، وبكافء هذا الانعكاس تفسير إشارة جميع الاحداثيات الكارتيزية الثلاثة: س - س، ص - ص، و - و. ع. أما صورة المرآة فتكافء تعاكس المكان مضافاً اليه دوران ليس بلدي اهمية. ولرؤية هذا التكافؤ، انظر الى صورة المرآة لنظام من المحاور الكارتيزية. فاذا كانت المحاور تُشكّل نظام إحداثيات أيمن right-handed coordinate system، فإن صورة المرآة تُشكّل نظاماً أيسر left-hand system.

على صفحة مطبوعة.

[illegible]

إنَّ وضعَ منظرِ العالمِ المتعاكسِ مكانيًا space inverted يختلفُ كلياً عن وضعِ منظرهِ المعكوسِ زمنيًا time - inverted . ذلك أنَّ صورةَ المرآةِ للعالمِ تبدو طبيعيةً ، اجمالاً ، وتدفعنا بذلك الى التصديقِ بحفظِ التعادليةِ المكانيةِ ، او ما يدعى بلا متغيّرةِ تعاكسِ المكانِ space-inversion invariance . وعلى النقيضِ من ذلك ، فإن منظرَ العالمِ المعكوسِ زمنيًا يبدو سخيّفاً ومستحيلاً ، ويدفعنا الى مقاومةِ فكرةِ لامتغيريةِ عكسِ الزمانِ . وفي كلا الحالين يبدو ان الجسيماتِ قد خدعتنا . فقد ثبت أنَّ مبدأَ لامتغيريةِ عكسِ الزمانِ هو قانونٌ مطلقٌ ، على ضوءِ ما نعرفه حتى الآن ، في حين أنَّ لامتغيريةَ تعاكسِ المكانِ قد تبينَ أنها قانونٌ حفظٍ جزئي ، لا تخضعُ له أبداً التفاعلاتُ الضعيفة . وهذا يعني أنَّ صورةَ المرآةِ لعمليةٍ تفاعلٍ ضعيفٍ فعليةٍ ، كانهلالِ بيتا ، تُظهرُ شيئاً لا يمكنُ حدوثه . وقد تخلّى حتى العلماء عن حذرهم العاديّ فصاروا يعتبرون حفظَ التعادليةِ المكانيةِ كقانونٍ مطلق . وعندما تمَّ التحققُ ، إثرَ اقتراحِ من العالمينِ تُسُنغ داو لي Tsung Dao Lee وننغ يانغ Chen Ning Yang + ، في عام ١٩٥٦ ، من أنَّ التفاعلاتِ الضعيفةَ لا تملكُ تماثلاً مرآتياً symmetry mirror ، فإن ذلك كان بمثابة صدمةٍ للعلماء . وفي ذلك تذكُّرةٌ لنا بأنَّ أيّةَ نظريةٍ لم تُفحصْ بعدُ هي بمثابة بيتٍ مبنيٍّ على الرمالِ .

*** البرهنة على لا حفظ التبادلية المكانية : The Proof of Parity Nonconservation :**

ان نواة الكوبالت $^{60}_{27}\text{Co}$ المُشعَّة، وهي نفس النواة التي قد تُهدِّدُ الحياةَ الانسانيةَ إذا ما صُنِّعتِ الاممُ واستخدمتِ قنابلَ الكوبالتِ Cobalt bombs*، كانت مسؤولةً عن إلقاءِ الضوءِ لاولِ مرةٍ على خَرْقِ مبدِئِ حَفْظِ التَّعَادُلِيَةِ المَكَانِيَةِ في التَّفاعلاتِ الضَّعِيفَةِ.

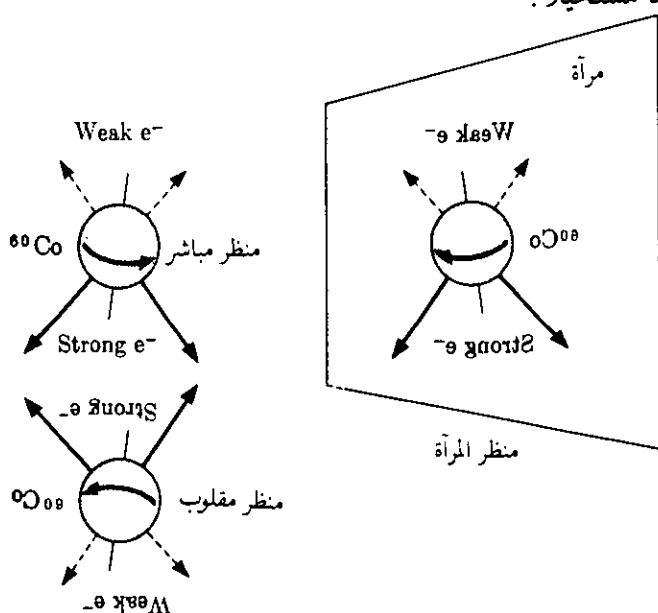
Physical Review 104,254 (1965) +

تفاسم العالمان لي ويانغ Lee and Yang جائزة نوبل في الفيزياء لعام ١٩٥٧ لقاء أبحاثهما في لا حفظ التبادلية المكانية Parity nonconservation . وعندما تم تحديد قانون حفظ التبادلية المكانية، كان عمر لي ٢٩ عاما ويانغ ٣٣. وقد وقف مؤلف هذا الكتاب، مع انه كان يافعا آنذاك، موقفا أكثر تحفظا وخسر خمسين سنتا في رهانه على ان حفظ التبادلية المكانية سوف يثبت كقانون مطلق يصبح في جميع الاحوال.

• «قبلة الكوبالت» هي سلاح نووي حراري مغلف بغلاف من ^{60}Co . إن عملية أسر النيوترونات في الغلاف تولّد كميات من النظير ^{60}Co المشع، الذي يبلغ نصف عمره ٥,٢٦ سنة.

وكانت التجربة العملية التي أجراها تشيان - شيونغ وو Chien-Shiung Wu بسيطة جداً من حيث المبدأ. إذ تم تصنيف نوى الكوبالت بحيث يكون غزلها spin (حركتها الدورانية الذاتية) عند النظر إليها من أعلى، في اتجاه معاكس لعقارب الساعة. [انظر الى المنظر المباشر direct view في الجزء العلوي اليسر من الشكل ١٧: ٢٧ الذي يُبين نواة ^{60}Co التي زخمها الزاوي الغزلي يتجه الى أعلى]. وفي التجربة الفعلية، تم تحضير أعداد هائلة من نوى ^{60}Co بنفس الكيفية تماماً. ولوحظ بعد ذلك، عند الانحلال البيتاوي للنوى واحدة إثر واحدة، أن جميع الالكترونات المنبعثة تقريباً قد انطلقت في الاتجاه السفلي. وتبين الاسهم المتصلة في الشكل الاتجاه المفضل لابتعاث الالكترونات. وتبين صورة المرآة لهذه العملية النواة ^{60}Co تدور ظاهرياً في الاتجاه المعاكس، مع كون الالكترونات ما تزال تُبتعث في الغالب الى اسفل. (ويجب ان نتذكر، بالطبع، أن النواة الواحدة من ^{60}Co تُطلق الكترونات واحدا فقط). ومن جهة أخرى، فاذا قلبنا جهاز التجربة بأكمله بما في ذلك جميع النوى، رأساً على عقب، فإن اتجاه دوران النوى سوف يتغير، كما سوف يتغير أيضاً اتجاه ابتعاث الالكترونات. والاستنتاج الذي لا مهرب منه في هذه الحالة هو أن المنظر المقلوب ومنظر المرآة للعملية الاصلية غير متوافقين مع بعضهما بعضاً، ولا بد أن يكون أحدهما او كلاهما مستحيلا.

الانحلال اللامتماثل للنوى
التي يُنتظم غزلها في اتجاه محدد



الشكل ١٧: ٢٧ : انحلال نواة موجبة من ^{60}Co ومناظر مختلفة لعملية الانحلال. الاسماء المقلوبة لا دلالة لها، اما الاشياء القابلة للقياس فيزيائيا فهي وحدها التي لها معنى في المناظر المختلفة. [ملحوظة: ابقيت الاسماء والرموز على حالها بلا ترجمة لتوضيح المقصود بالتعادلية المكانية].

هذا، ولدينا من الاسباب الموجبة ما يدعونا إلى الاعتقاد بأن المنظر المقلوب يُصوّر عملية ممكنة الحدوث. فبإمكان المجرب ان يقلب أجهزته رأساً على عقب من دون ان يُغيّر نتائجهُ (لأن الجاذبية لا تمثل أي دور هنا). وهذا القول، فإننا في الواقع نُقحّم مبدأ آخر للامتغيرية، وهو التماثل الاتجاهي للمكان isotropy of space الذي يستند اليه قانون حفظ الزخم الزاوي. وفي الواقع، فإن هنالك أدلة كافية على عدم تأثير التفاعلات الضعيفة بعملية الدوران في الفراغ. أما والحال كذلك، فإن النتائج التجريبية الموجزة في الشكل ٢٧: ١٧ تعني ضمناً فشل لامتغيرية تعاكس المكان. فمنظر المرآة لانهلال ^{60}Co هو منظر مستحيل.

قانون لا حفظ التعادلة المكانية:
المنظر في المرآة يُظهرُ عملية
مستحيلة

وتكمن قيمة كل قانون من قوانين الحفظ او مبدأ من مبادئ اللامتغيرية في القيود التي يفرضها لتقييد حرية الطبيعة. فبالنسبة الى تجربة ^{60}Co ، فإن لامتغيرية المرآة mirror invariance تتطلب تساوي عدد الالكترونات المنطلقة الى اعلى مع عددها المنطلق الى اسفل، أي تتطلب في الحقيقة أن يكون نمطا ابتعاث الالكترونات الى اعلى والى اسفل متماثلين تماماً، اذ عند ذلك فقط يتفق المنظر المقلوب مع منظر المرآة. اما اذا أبطل مفعول قانون حفظ التعادلة المكانية، فإن هذا القيّد يزول، ويُسمح عندها للالكترونات بالابتعاث بأية طريقة تماماً (تسجّم مع قوانين الحفظ الاخرى). ان التفاعلات الضعيفة، كما هي في الواقع، تخرق حفظ التعادلة المكانية الى الحد الأقصى الممكن.

ولكن، لماذا انقضى أكثر من خمسين عاما بين اكتشاف انهلال بيتا واكتشاف عدم خضوعه لمبدأ حفظ لامتغيرية المكان؟ ثمة سبب ديناميكي حراري لذلك. فتجربة ^{60}Co كانت في الواقع أعقد بكثير مما قد يتّينا. اذ أن عملية تحضير النوى بحيث تنتظم وتدور كلها في نفس الاتجاه هي عملية صعبة، لأن الطاقة الحركية عند درجات الحرارة العادية (طاقة الاهتياج الحراري) تفوق كثيرا طاقة التصنيف alignment energy الناتجة عن تفاعل العزم المغناطيسي النووي مع مجال مغناطيسي خارجي. ويستحيل تصنيف النوى عند درجة حرارة الغرفة بسبب الاهتياج (الاضطراب) الحراري حتى ولو استخدمنا مجالا مغناطيسيا قويا. ومن الواضح أن تجربة ^{60}Co سوف تكون عديمة الفائدة لو أن نصف عدد النوى كان يَغرل في اتجاه ونصفها الثاني كان يَغرل في الاتجاه الآخر. إذ يتساوى في هذه الحالة

عدد الالكترونات المُبتعثة في كلا الاتجاهين، ويتعذر علينا بذلك معرفة أي شيء عن لامتغيرية المرآة mirror invariance، أي قانون حفظ التعادلية المكانية. ولتصنيف النوى وللإبقاء عليها مصفوفة استعانت السيدة وو بمجموعة من العاملين في المكتب القومي للمعايير National Bureau of Standards الذين كانوا خبراء في الوصول إلى درجات الحرارة المنخفضة جداً. وأنقص بذلك الاضطراب الحراري [على درجة حرارة ٠,١ ك (0.1 k)] إلى حدٍّ أمكن معه الإبقاء على نوى الكوبالت مصفوفة وأجراء التجربة.

عملية تصنيف غزل النوى
تتطلب درجات حرارة منخفضة

* النيوتريونات اليسرى : Left - Handed Neutrinos

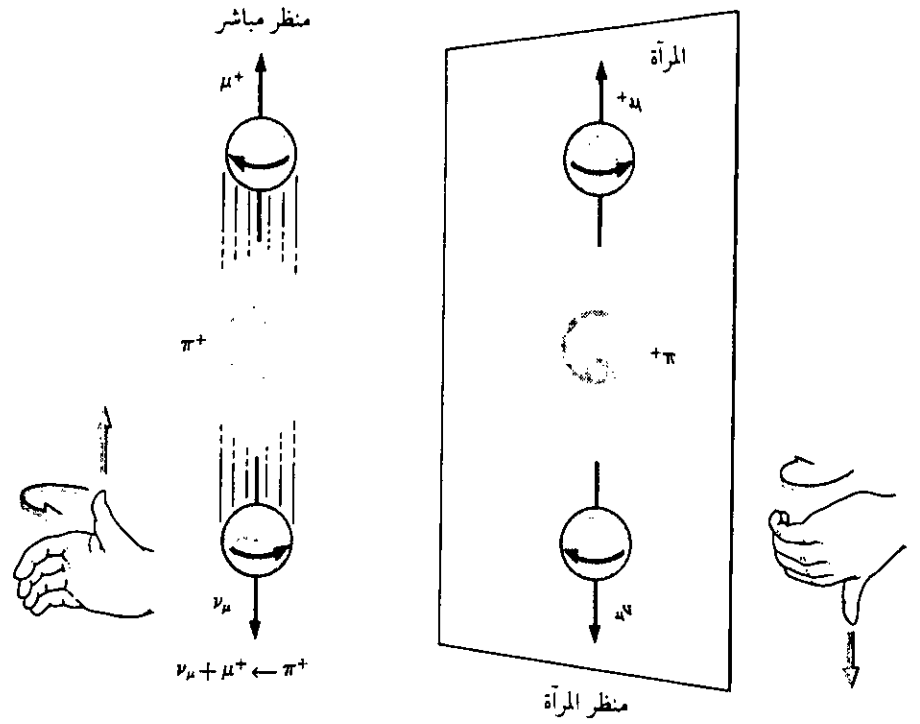
من بين الأدلة الأخرى العديدة على فشل لامتغيرية المرآة، ليس هنالك ما هو أبسط وأكثر اقناعاً من اكتشاف أن النيوترينو «أيسر» left - handed. وقد وُجدَ بالتجربة أن جميع النيوتريونات تتحرك بحيث يتعاكس متجه غزها $\vec{S}$ مع متجه زخمها $\vec{P}$. ويدعى هذا النمط من الحركة نمطاً أيسر. (أما ضديدات النيوترينو، فإن متجه غزها $\vec{S}$ يوازي دائماً، ولذا فهي يُمنى right - handed). وبما أن منظر المرآة لنيوترينو أيسر (الشكل ٢٧ : ١٨) هو نيوترينو أيمن، ولأنه لم يُعثر أبداً على نيوترينو أيمن في الطبيعة، فإن منظر المرآة منظرٌ مستحيل. إن أيّ إخلالٍ بالتوازن في أعداد النيوتريونات اليمنى واليسرى يتضمن خرقاً لمبدأ حفظ التعادلية المكانية. ولذا فإن حقيقة كون جميع النيوتريونات يسريات هي نتيجة لخرق التفاعلات الضعيفة، بأقصى ما يمكن، لمبدأ حفظ التعادلية المكانية.

النيوترينو الأيسر يُظهر أقصى
خرق لقانون حفظ التعادلية
المكانية.

* حفظ التعادلية المكانية (لامتغيرية المكان) : Conservation of Parity

لقد ركّزنا حتى الآن على إخفاق قانون حفظ التعادلية المكانية. وفيما عدا التفاعلات الضعيفة، فإن هذا القانون في الواقع قانونٌ قويٌّ وصحيحٌ يُقيد ما يمكن حدوثه من أحداث. وعلى سبيل المثال، لو انحلت النواة ^{60}Co انحلالاً غاماً gamma decay بدلاً من انحلال بيتا، لتساوى عدد الفوتونات المُبتعثة في الاتجاهين. ولو حدث ذلك، لكان التفاعل الكهرومغناطيسي وحده، وليس التفاعل الضعيف، هو المعنيٌّ بالامر، ولاقتضى مبدأ لامتغيرية المرآة النتيجة المتماثلة التي أشرنا إليها.

جميع التفاعلات عدا الضعيفة
منها تحفظ التعادلية المكانية
(لامتغيرية المكان)



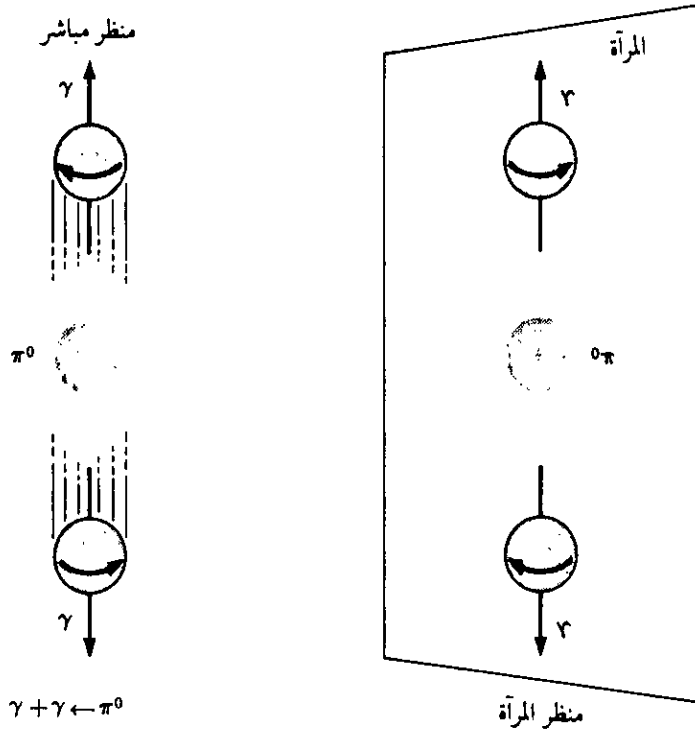
الشكل ٢٧ : ١٨ : النيوتريـنو الـيسـرُ الناتـجُ عن عمـليـةِ انحلالِ بـيـونٍ موجـبٍ مع صـورـتـه الـيـمـنـى في المـرآة.

وبالمثل ، فإن انحلال البيون المتعادل الى فوتونين :

$$\gamma + \gamma \leftarrow \pi^0$$

والذي هو نتاج فعل مشترك للتفاعلات القوية والكهرومغناطيسية ، يختلف تماماً عن الانحلال الضعيف للبيون المشحون . ولنفرض أنه في انحلال معين انطلقت فوتونات يسريات (الشكل ٢٧ : ١٩) . إن منظر المرآة لهذه العملية يُظهر فوتونات يمينيات ، ولذا فإن مبدأ حفظ لامتغيرية المرآة يقضي بأن يحدث الانحلال إلى فوتونات يمنية بنفس الاحتمال تماماً ، ذلك لأن جميع قوانين الطبيعة (التي تحكم هذه العملية) هي نفس القوانين في عالم المرآة كما هي في عالم الواقع . ولو كان الانحلال إلى فوتونات يسرى مفضلاً في عالم الواقع ، ولو بقدر يسير جداً ، لكانت الفوتونات اليمينية مفضلة بنفس القدر في عالم المرآة ، ولكان هذا خرقاً لمبدأ لا متغيرية تعاكس المكان .

وفي الفيزياء قبل الكوانتية ، كان حفظ التعادلية المكانية معروفاً ، ولكنه عُدد غير هام . أما في الفيزياء الكوانتية فقد تم الاعتراف بقوته بسبب القيود التي فرضها على تدفق



الشكل ٢٧ : ١٩ : انحلال البيون المتعادل وصورته في المرآة. ولأن التفاعلات التي تحكم هذا الانحلال تخضع لمبدأ حفظ لامتغيرية المرآة، فإن منظر المرآة يصور نمطاً يمكننا لانحلال البيون المتعادل. ويمكن للفوتونات أن تكون إما يسوية أو يمنية.

الاحداث الخاضعة لقوانين الاحتمال. وقد تضاعفت أهميته الآن نتيجة لاكتشاف أن بعض التفاعلات تخضع له وبعضها الآخر لا يخضع. اما السبب الوجيه في خرق التفاعلات الضعيفة لقانون حفظ التعادلية المكانية فما زال قيد البحث.

٢٧ : ٩ : لامتغيرية تصريف الشحنة : Charge-conjugation Invariance

يُعرف تصريف الشحنة بعملية مبادلة الجسيمات بضديداتها. أما الصلة بين تصريف الشحنة وكل من عكس الزمان وتعاكس المكان فينشأ عن وصف ضديدات الجسيمات بأنها جسيمات تتحرك الى الخلف في الزمان. وقد رافق الاطاحة بمبدأ حفظ التعادلية المكانية إطاحة أقل صيتاً لمبدأ لامتغيرية تصريف الشحنة. اما الوضع الراهن لهذين المبدأين فهو كالتالي: ان التفاعلات الضعيفة تخرق بشكل فاضح لامتغيرية المكان

الحالة الراهنة للعمليات C , P ,
T

(P) ولا متغيرة الشحنة (C)، ولكن ذلك يحدث بشكل يجعل اللامتغيرة المولفة منها (PC) صحيحة تقريباً. وتعدّ لامتغيرة الزمان (T) صحيحة تقريباً على الأقل - وربما اطلاقاً - بالنسبة الى التفاعلات الضعيفة. وبالنسبة الى التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية، والى القدر الذي نعرفه الآن، فان اللامتغيرات الثلاث C، T، و P، عند أخذ كل منها على انفراد، هي قوانين صحيحة.

ويحرق النيوتريـنو الـيسـر الذي يحرق لامتغيرة نعاكس المكان لامتغيرة تصريف الشحنة أيضاً. لنعتبر انحلال البيون الموجب:

$$\nu_{\mu L} + \mu_L^+ \leftarrow \pi^+$$

ان الرمز التحتي L يدل على أنّ النيوتريـنو والميون الموجب ينطلقان بغزل أيسر. ونحن نعلم أنّ تأثير C في هذه العملية هو مبادلة الجسيمات بضديديتها، بينما ينحصر تأثير P في تحويل الحركة اليسرى الى حركة يمنى (الرمز التحتي R يشير الى ذلك). ولذلك نحصل على العمليات المحولة التالية:

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_{\mu L} + \mu_L^- &\leftarrow \pi^- : C \\ \nu_{\mu R} + \mu_R^+ &\leftarrow \pi^+ : P \\ \bar{\nu}_{\mu R} + \mu_R^- &\leftarrow \pi^- : PC \end{aligned}$$

اللامتغيرة المولفة PC

إنّ تحويل C يؤدي الى عملية مستحيلة (لم تسبق لها أن شوهدت) لأن هذا التحويل يحول النيوتريـنو الـيسـر الى ضديد النيوتريـنو الـيسـر، وضديدات النيوتريـنو، كما نعلم، كلّها يمنى. ولذلك، فان هذا الانحلال الناتج عن تفاعل ضعيف يحرق اللامتغيرة C. كذلك فإنّ تطبيق تحويل P على العملية الاصلية لانحلال البيون الموجب يحول النيوتريـنو الـيسـر الى نيوتريـنو أيمن، مؤدياً بذلك مرة أخرى الى عملية لم تسبق مشاهدتها. ولكن تأثير C و P معاً يغيّر النيوتريـنو الـيسـر الى ضديد نيوتريـنو أيمن. ان الانحلال الاخير في مجموعة الانحلال السابقة هو ما نشاهده في الواقع في عملية انحلال البيون السالب. ولذا فان تطبيق التحويل PC على عملية فيزيائية ممكنة يؤدي الى عملية اخرى هي أيضاً ممكنة فيزيائياً. ومن خلال المثال السابق وعدد من الامثلة الاخرى، فقد امكن التحقق من أنّ

• يُقرأ ترتيب العمليات من اليسار الى اليمين.

التفاعلات وحتى التفاعلات الضعيفة اللامنضبطة منها لا تخرق اللامتغيرية المؤلفة من العمليتين P و C بشكل فاضح . ولسوء حظ مبدأ البساطة الذي يتجلى عادة في الطبيعة، والذي يتوق الفيزيائي دوماً الى تحقيقه، فقد أظهر الانحلال الضعيف للكيون kaon أن اللامتغيرية المؤلفة PC هي صحيحة تقريباً، لا إطلاقاً.

ولاستكمال صورة التحولات TCP ، فاننا نذكر فيما يلي نتائج نوعين آخرين من العكس على عملية انحلال البيون الموجب :

$$\begin{aligned} T : \pi^+ \leftarrow \mu_L^+ + \nu_{\mu L} \quad (\text{نعم}) \\ TCP : \pi^- \leftarrow \mu_R^- + \bar{\nu}_{\mu R} \quad (\text{نعم}) \end{aligned}$$

عمليتان ممتتان نظرياً

ان عملية عكس الزمان T بمفردها تُغيّر من ترتيب الاحداث في العملية الاصلية . اما العكوس الثلاثة معا TCP ، فتُغيّر الايسر الى اليمين، والجسيمات الى ضديدات الجسيمات، والقبل الى البعد. انّ اياً من هذه التحولات ممكن الحدوث فيزيائياً بكل يقين تقريباً، الا انه لا يوجد امل في اختبار اي منها تجريبياً.

٢٧ : ١٠ : نظير الغزل : Isospin

ان كلّ حقيقة اساسية عن سلوك المادة تجد أصلها في قانون من قوانين الحفظ . وهذا الزعم الجذاب الذي ما زال يُفتقر الى البرهان يجد ما يدعمه في تاريخ اثنين من قوانين الحفظ : الغرابة ونظير الغزل .

ان الحقائق الغريبة المعروفة عن الانتاج السريع والانحلال البطيء لبعض الجسيمات الجديدة، ووجود بعض العمليات وغياب بعضها الآخر، وجدت جميعها تفسيراً بسيطاً لها في حفظ صفة جديدة من صفات المادة، عُمدت باسم الغرابة strangeness . اما مبدأ اللامتغيرية الذي تستند اليه الغرابة فما زال مجهولاً . وكل ما نعلمه هو أنه إذا خصصنا لكل جسيم عدد غرابة strangeness number - بالاضافة الى شحنته وغزله وعدد عائلة الباريون او الالكتران او السميون له - فان حفظ الغرابة في التفاعلات القوية يُفسّر مجموعة كبيرة من الحقائق التجريبية، أهمها غياب عدد من العمليات التي كان من الواجب مشاهدتها لولا خرقها لمبدأ حفظ الغرابة .

استعراض لمفهوم الغرابة

وَيُعَدُّ نظيرُ الغَزْلِ isospin ، الذي هو صفةٌ أُخرى ذاتُ اسمٍ غريبٍ، من هذا النوع. فهو «شيءٌ» آخرٌ إضافيٌّ تَحْمِلُهُ الجُسَيْمَاتُ التي تتفاعلُ بقوة. ويظلُّ هذا «الشيءُ» ثابتاً خلالَ العملياتِ الخاصةِ للتفاعلاتِ القويّةِ. وخلافاً للشحنة، وعددِ الباريون، والغَرابَةِ، التي هي كمياتٌ عدديةٌ، فإن نظيرَ الغَزْلِ كميةٌ مُتَّجِهَةٌ، ويشملُ قانونُ حفظِهِ كلاً من مقداره واتجاهه. غيرَ أنَّ هذا المُتَّجِهَ لا يُشيرُ إلى أيِّ اتِّجَاهٍ في الفضاءِ العاديِّ. اذ يوجدُ في فضاءٍ مُجرَّدٍ abstract space يُدعى بفضاءِ نظيرِ الغَزْلِ، أو ببساطةِ الفضاءِ I، الذي يَقَعُ خارجَ مدى الإدراكِ الحسيِّ للإنسان.

نظيرُ الغَزْلِ مُتَّجِهٌ في الفضاءِ I

إن المفاهيمَ من مثلِ هذا المفهومِ لا تُستحدثُ في الفيزياءِ دونَ مُسَوِّغٍ معقولٍ. وفي حالتنا هذه، فإن مفهومَ نظيرِ الغَزْلِ أُدخلَ لتبسيطِ وصفِنَا للطبيعةِ مع أنه مفهومٌ مُجرَّد. ويُعَدُّ نظيرُ الغَزْلِ من ابتداعِ فيرنر هيزنبرج Werner Heisenberg الذي قدَّمَهُ في بحثِهِ الأولِ عن النيوترونِ والبنيةِ النوويةِ عامَ ١٩٣٢. ومتأثراً بشكلٍ مباشرٍ بعلاقةِ القَرَابَةِ بين النيوترونِ والبروتونِ، أدرك هيزنبرج تماماً التشابهَ بينهما، وبَيَّنَ أنه يمكنُ عَدُّ هذينِ الجُسَيْمَيْنِ كحالتينِ لَجُسَيْمٍ واحدٍ، هو النيوكلون nucleon. فإذا كانَ مُتَّجِهٌ نظيرِ الغَزْلِ لنيوكلونٍ يشيرُ إلى «أعلى» (ولا علاقةَ لذلكِ «بأعلى» الفضاءِ العاديِّ)، فإننا نراهُ كبروتون. وإذا كانَ يتجهُ إلى «أسفل»، فإننا نراهُ كنيوترون. وإذا وُجدَ اثنانِ أو أكثرُ من النيوكلوناتِ معاً، كما في باطنِ النواةِ، فإن متجهاتِ نظيرِ الغَزْلِ I المختلفةِ تَجْمَعُ معاً لتعطينا المحصلةَ التي قد تشيرُ إلى أعلى، أو إلى أسفل، أو إلى اتِّجَاهَاتٍ أُخرى ممكنة.

لثنائيِ النيوكليون، $I = \frac{1}{2}$

وبموجبِ نظريةِ هيزنبرغ، يُعَدُّ النيوكلونُ ثنائياً doublet، بمعنى، أنه يمكنُ أن يوجدَ في إحدى حالتينِ ممكنتينِ فقط، كنيوترونٍ أو كبروتون. ولم يكن هذا أولَ سلوكٍ ثنائيٍّ يُشَاهَدُ في الطبيعةِ. فجُسَيْمُ غَزْلِهِ نصفُ وحدةٍ، كالبروتونِ أو الإلكترونِ، يمكنُ أن يوجدَ وغَزْلُهُ يشيرُ إما إلى أعلى أو إلى أسفل (في الفضاءِ العاديِّ). إن تَكْمِيَةَ quantization الاتِّجَاهِ تُقَيِّدُ اتِّجَاهَاتِ غَزْلِهِ المسموحِ بها باثنينِ فقط. ولذلك فإنَّ طريقةَ هيزنبرغ في وصفِ البروتونِ والنيوترونِ كحالتينِ لنفسِ الجُسَيْمِ تطابقُ رياضياً الغَزْلَ. ومن ثَمَّ سُمِّيتِ الصفةُ الجديدةُ بنظيرِ الغَزْلِ - وهي تسميةٌ غيرُ موفقةٍ في الواقعِ، لارتباطِها رياضياً، لا فيزيائياً، بالغَزْلِ. وبما أنَّ تَغْيِيرَ نيوترونٍ

الى بروتون يُغَيَّرُ نَوَاةَ الذرة من نظير الى آخر، سُمِّيت الكمية الجديدة بالغَزَلِ النظير isotopic spin ، واختصرت بعد ذلك الى نظير الغزل isospin ، وبالنسبة الى مجموعة من النيوكلونات، فإن دوران مُتَجِه نظير الغزل الكلي في الفضاء I يُكافئ تغيير نواة الى اخرى من دون تغيير العدد الكلي للنيوكلونات . وعلى ذلك، فان انحلال بيتا هو عملية تؤدي الى دوران مُتَجِه نظير الغزل.

متعددات جسيمية اخرى

وتستند أهمية نظير الغزل في الوصف الحديث للجسيمات الى حقيقتين : الاولى، إن العديد من الجسيمات يوجد في مجموعات متقاربة، كالبروتون والنيوترون . ويمكن عُدُّ كل مجموعة كجسيم واحد يتبدى في عِدَّة مظاهر مختلفة في شحناتها، تبعاً لاتجاه متجه نظير الغزل. فالبيونات الثلاثة، مثلاً، تُكوِّن ثلاثياً triplet . ويمكن وصفها بنجاح كأوجه ثلاثة مختلفة لكنونية واحدة مقدار نظير غزلها يساوي وحدة واحدة. واما ثنائي النيوكلون والكيون فكل منهما يتميز بنظير غزل مقدار نصف وحدة. اما جسيم لامدا المتعادل، الذي لا يوجد شريك مشحون له، فيقف بمفرده كأحادي، ومقدار نظير غزله يساوي صفراً. ويبين الجدول ٣: ٢٧ اعداد نظير الغزل الكوانتية للجسيمات التي تتفاعل بقوة.

الجدول ٣: ٢٧ : اعداد نظير الغزل الكوانتية للجسيمات التي تتفاعل بقوة. بالنسبة الى ضديدات الجسيمات، تظل I على حالها، وتُعكس إشارة I.

الجسيم	نظير الغزل	حالة الشحنة للجسيم	مرتبة نظير الغزل في «اتجاه المحور»
	I		I
البيون	١	π^- π^0 π^+	١- صفر ١+
الكيون	$\frac{1}{2}$	K^0 K^+	$\frac{1}{2}$ - $\frac{1}{2}$ +
ايتا	صفر	η^0	صفر
نيوكلون	$\frac{1}{2}$	n p	$\frac{1}{2}$ - $\frac{1}{2}$ +
لامدا	صفر	Λ^0	صفر

الجسيم	نظير الغزل	حالة الشحنة للجسيم	مركبة نظير الغزل في «أشياء المحور»
سيفيا	١	Σ^- Σ^0 Σ^+	1^- صفر 1^+
اكساي	$\frac{1}{2}$	Ξ^- Ξ^0	$\frac{1}{2}^-$ $\frac{1}{2}^+$
اوميغا	صفر	Ω^-	صفر

حفظ نظير الغزل قانون
للتفاعلات القوية

والحقيقة الثانية، والاكثر اهمية، ان قانون حفظ الغزل يحكم التفاعلات القوية فقط. ويعني هذا من ناحية فنية ان احتمال اية عملية او شدة اى تفاعل لا يتغيران اذا دار متجه نظير الغزل الكلي في الفضاء I. ومن النتائج التي تترتب على هذا القانون ان التفاعل بين بروتون وبيون موجب يجب ان يكون تماما نفس التفاعل بين نيوترون وبيون سالب، لان التغير من $(\pi^+ + p)$ الى $(\pi^- + n)$ يكافئ عملية دوران كل من متجهي نظير الغزل للنيوكلون والبيون، من اعلى الى اسفل.

وتكمن أهمية قانون حفظ نظير الغزل في فكرة استقلال الشحنة charge independence. وبصورة تقريبية، يمكننا القول ان التفاعلات القوية لا تأبه لمقدار ما يحملها الجسيم من شحنة. ويتساوى في ذلك البروتون والنيوترون، كما يتساوى فيه البيون الموجب والسالب والمتعادل، اذ تتفاعل هذه جميعها بنفس الكيفية. ان الامر تماماً كما لو ان الشحنة تأتي بالوان مختلفة، في حين ان التفاعل القوي لا يستطيع ان يرى سوى الاسود والابيض.

خرق القانون من التفاعلات
الاخرى

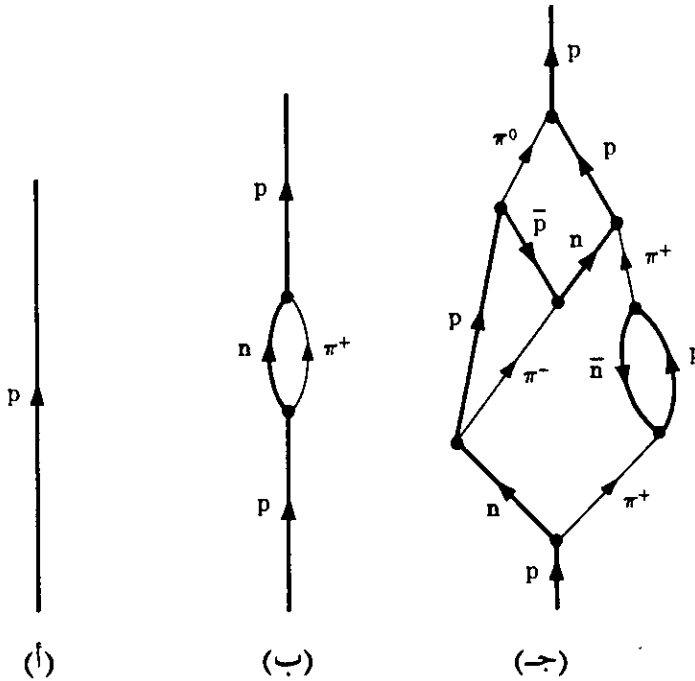
وعلى النقيض من ذلك، يستطيع الفوتون رؤية الالوان بكل وضوح. فهو يتفاعل مع الجسيمات المشحونة، ولا يفعل ذلك بنفس السهولة مع الجسيمات المتعادلة. ولذلك، فان التفاعلات الكهرومغناطيسية تخرق قانون حفظ نظير الغزل. والى القدر الذي نعرفه حالياً، فان هذا هو القانون الوحيد الذي لا تشترك فيه التفاعلات القوية والتفاعلات

الكهرومغناطيسية .

وليس بغريب ان تُحرق التفاعلات الضعيفة أيضا قانون حِفْظِ نظير الغَزَلِ . ففي انحلالِ جُسَيْمٍ لامدا، مثلا:

$$\pi^0 + n \leftarrow \Lambda^0 \quad \text{أو} \quad \pi^- + p \leftarrow \Lambda^0$$

يكون مقدار نظير الغزل صفرًا في البداية . ولكن نظير الغزل يساوي نصف وحدة للنيوكلون الناتج ووحدة واحدة للبيون الناتج . ويتضام هذان الاثنان ليعطيا مجموعاً مقداره إما نصف أو ثلاثة انصاف، اي مقداراً في كلا الحالين يختلف عن الصفر . ووفق الادلة المتوافرة حالياً، فإن جُسَيْمٍ لامدا يختار نمط الانحلال الاقل خرقاً، بحيث يؤول الى التوليفة النهائية التي مقدار نظير غزلها يساوي نصف وحدة .



الشكل ٢٧ : ١٠ : مخططات فاينمن المرافقة لبروتون مفرد معزول .

Submicroscopic chaos : الفوضى دون المجهرية : ٢٧ : ١١

ان معظم مخططات فاينمن التي سبق عرضها في هذا الفصل تمثل تقريباً ما نشاهده في الواقع . ولكن قلة منها - وهي التي تشتمل على جُسَيْمَاتٍ تقديرية virtual particles — لا

تُمَثِّلُ ما نشاهدُهُ في الواقع . فالْمَخْطُطُ الْمَبِينُ في الشكْلِ ٢٧ : ٩ (هـ) ، مثلاً ، يُبَيِّنُ بيوناً تقديرياً يجري تبادلُهُ بين اثنين من النيوكلونات لأحداثِ قُوَّةٍ بينهما . ان الباحث الذي يقومُ بالتجربة لا يرى سوى النيوكلونين ، ولذا فإنَّ عليه أن يستنتج من سلوكيهما بأنَّ بيوناً واحداً قد انتقلَ خلالَ زمنٍ يساوي تقريباً ١٠-٢٣ ث ، من أحدِ النيوكلونين الى الآخر . وتَظْهَرُ ايضاً جسيماتٌ تقديريةٌ في الشكْلين ٢٧ : ١١ و ٢٧ : ١٤ .

وكما أَكْثَدْنَا في الجزء ٢٥ : ٦ ، فإنَّ الجُسيماتِ التقديريةَ تُمَثِّلُ دوراً هاماً ومثيراً على وجهِ الخصوص فيما يسمَّى بالتفاعلِ الذاتيِّ self - interaction . وسنُعِيدُ هنا فَحْصَ هذه الظَّاهِرةِ باستخدامِ مَخْطُطَاتِ فايْنْمَن . فَمَثِلُ الجُسيمِ الحرِّ الى التَّفاعلِ مع نفسه يُبَيِّنُ بأشدِّ وضوحٍ الصَّورةَ الجديدةَ للعالمِ دونَ المجهرِيِّ ، وهي صورةٌ تعكسُ نشاطاً فوضوياً مستمرّاً لا يُسْتَنى منه أيُّ جُسيمٍ .

ويمكن تمثيلُ البروتونِ المفردِ الذي يقيعُ ساكناً وحيداً في الفضاءِ الحرِّ ، بالقدرِ الذي تكشفُ عنه الملاحظةُ الجاهريَّةُ ، بخطَّ عالميِّ رأسيِّ [الشكْلِ ٢٧ : ٢٠ (أ)] . الا أنَّ الصَّورةَ ، على المستوى دونَ المجهرِيِّ ، مختلفةٌ جداً . فالخرقُ المؤقتُ transitory violation لقانونِ حفظِ الطاقةِ الذي يسمَحُ به مبدأُ الارتبابِ لهيزنبرغِ Heisenberg uncertainty principle يُدْخِلُ تَعْقِيداً غنياً الى نَمَطِ الخطوطِ العالميةِ وَحَتَّى لجُسيمٍ مفردٍ . فيستطيعُ البروتونُ ، مثلاً ، ان يُطْلَقَ بيوناً وان يمتصَّهُ ثانيةً [الشكْلِ ٢٧ : ٢٠ (ب)] . او ، حَتَّى انه يستطيعُ على مقياسِ زمنيٍّ اقصرٍ ، إجهادَ قانونِ حفظِ الطاقةِ بقدرِ اكبرٍ من الجُسيماتِ التقديرية . ويُبَيِّنُ الشكْلِ ٢٧ : ٢٠ (ج) نسقاً ممكناً من الاحداثِ ، معقداً وغيرَ مُتَماثلٍ - اختلطَ فيه الحابلُ بالنابلِ messy كما يقولُ الفيزيائيُّ - إلا أنَّه مع ذلك نسقٌ واقعي . فبين الحين والحين يشتركُ كلُّ بروتونٍ برقصةِ الخلقِ والفناءِ هذه ، ويَخْرُجُ سالماً معافى عندَ الطرفِ الآخرِ ، ويحدثُ نفسُ الشَّيءِ خلالَ أيِّ سلسلةٍ أخرى مُعَقَّدةٍ من الاحداثِ تتوافقُ معَ قوانينِ الحفظِ الاخرى ومبدأِ الارتبابِ . وكما نعرفُ حالياً ، فلا يُسْمَحُ بخرقِ قانونِ حفظِ الشحنةِ وقوانينِ حفظِ عددِ العائلةِ الثلاثةِ ولو للحظةٍ من الزمانِ . ولذلك ، فان هذه القوانينِ تتحققُ عندَ كُلِّ رأسٍ vertex في المخططِ المبيِّنِ في الشكْلِ ٢٧ : ٢٠ (ج) . ويشتملُ كُلُّ رأسٍ في الشكْلِ على خطِّ باريونٍ «داخِلٍ» incoming ، وخطِّ باريونٍ

السلوك المعقد لجسيم «ساكن»

الشحنة والكميات الاخرى
محفوظة عند كل رأس تفاعل

«خارج» outgoing ، وخطُ بيون. وفي المجلدِ ، يشتمل الشكل ٢٧ : ٢٠ (ج) على بروتونات، وضديدات بروتونات، ونيوترونات، وضديدات نيوترونات، وبيونات موجبة، وسالبة، ومتعادلة.

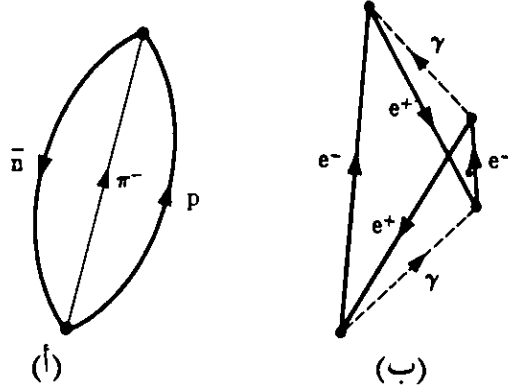
وبما أن الجسيمات، حتى الجُسَيْمِ المنفرد، تكونُ في حالة اضطرابٍ مُستمرة كهذه، فقد نتساءل عن وضعٍ أبسط من ذلك وهو وضعُ الفضاء الخالي البسيط plain empty space . وتزودنا نظرية المجالِ field theory بجوابٍ مفاده أن الفضاء الخالي هو أبعد ما يكونُ عن كونه خالياً تماماً، اذ هو مكانٌ يزخرُ بالحياة. ذلك ان خرقَ قانونِ حفظِ الطاقة للحظاتٍ مؤقتةٍ قصيرة جداً يسمحُ بتكوينِ الجُسَيْماتِ من العدم، ثم بتلاشيها. ومخططات الخلاءِ التامِ vacuum diagrams في الشكل ٢٧ : ٢١ تُبينُ بعضَ ما قد يحدثُ (ويحدثُ بالفعل) في الفضاءِ الخالي. وقد أطلقَ اسمُ الخلاءِ الفيزيائيِّ physical vacuum على الفضاءِ المليءِ باستمرارٍ بهؤلاءِ القادمين والمغادرين للحظتين، تمييزاً له من الخلاءِ العاري bare vacuum اللاحقيقي. وعلى نحوٍ مماثل، فاننا نطلقُ على الجُسَيْمِ الافتراضيِّ الخاملِ تماماً في الشكل ٢٧ : ٢٠ (أ) اسمَ الجُسَيْمِ العاري bare particle تمييزاً له من الجسيم الفيزيائيِّ physical particle الحقيقي، او الجُسَيْمِ المَكْبِيِّ dressed particle الذي يُوجدُ أحياناً في حالاتٍ من النشاطِ كالمبينة في الشكلين ٢٧ : ٢٠ (ب) و(ج).

الخلاء الفيزيائي الحيوي

وبسبب تعقيده يحملُ الشكل ٢٧ : ٢٠ (ج) رسالةً خاصةً عن العالمِ دونَ المجهرِيِّ submicroscopic تنمُّ على فوضى : فوضى chaos أقحمتها أحداثُ الخلقِ والفناءِ الأساسية، وتنطوي على نظاميةٍ order فَرَضَتْها قوانينُ الحفظ. ان موضوعَ النظاميةِ والفوضى، المشارُ إليه، يبينُ بمنتهى الوضوحِ الثورةَ الكاملةَ في نظرتنا الى العالمِ التي أدت اليها انجازاتُ الفيزياءِ في القرنِ الحالي.

وباختصارٍ، فالنظرةُ الجديدةُ هي عبارة عن فوضى قابعة تحت نظامية ظاهرة. وتُخالفُ هذه النظرةُ الى ابعادِ الحدودِ النظرةَ التي تطورت واشتدَّ ساعدُها في القرونِ الثلاثةِ من عهدِ كِبَلَر الى عهدِ آينشتاين، والتي هي عبارة عن نظامية تقبُّع تحت فوضى ظاهرة.

النظرة الجديدة: فوضى نظامية



الشكل ٢٧: مخططات خلافاً تُبين الوجود الانتقالي (المؤقت) للجسيمات في الفضاء الخالي.

وبموجب النظرية القديمة، فإن قوانين الطبيعة الأساسية، بالرغم من مظاهر المصادفة وعدم اليقين التي يديها العالم من حولنا، هي في الأساس بسيطة ومنظمة، ولذلك فإن سلوك الطبيعة على المستوى دون المجهرى هو في الأساس بسيط ومنظم أيضاً. إن لبنات بناء الكون هي جسيمات أولية، كل منها بمفرده بسيط ويمكن التنبؤ به، أما التعقيد وعدم اليقين فينبعان، بحسب النظرية الكلاسيكية، من التفاعلات المتعددة التي تحدث في مجموعة الجسيمات الأولية العديدة. فلاحتمال مثلاً، لا يظهر إلا في مقياس الكبير، ولا يظهر في مقياس الصغير إطلاقاً.

النظرية الكلاسيكية: نظامية
تعلموا الفوضى

وهذه النظرية القديمة إلى الفوضى (أو التعقيد على الأقل) على مقياس الكبير والنظامية (أو البساطة) على مقياس الصغير، تحتوي، بالطبع، على الكثير من الصدق. فالصفات الجرمية (الجسمانية) bulk properties للمادة تختزل إلى تفسيرات جزئية، والتنوع الهائل للجزيئات يُفسر بأقل من ١٠٠ عنصر. ومع ذلك، فإذا سبرنا ما هو دون ذلك، تظهر لنا فوضى أكثر أساسية. فقواعد الاحتمال الكوانتية تصبح أكثر، لا أقل، أهمية، بسبب تقلص مقاييس الزمان والمكان. إذ نجد لمعظم الجسيمات وجوداً انتقالياً. وحتى الجسيمات الباقية منها، والمشغولة دوماً كما نعلم برقصات محمومة مع أسراب من الجسيمات التقديرية، هي أبعد بكثير من أن تكون بسيطة. فالفضاء الخالي نفسه هو مقر نشاط فوضوي.

وبما أن التعقيد السابق الناتج عن اختلاف الحجم والتنظيم هو في الحقيقة أمر واقع،

فلم تكن ثورة الفكر قلباً تاماً *complete reversal* للأفكار الكلاسيكية حول النظامية والفوضى. بل إن الثورة قد تمثلت في نقل مَصَدِرِ النظامية من التفاعلات الأولية ونشاط *activity* الجسيمات الى القيود *constraints* المهيمنة التي فرضتها قوانين الحفظ. ان التصور الجديد للعالم هو عبارة عن فوضى عارمة تقريباً تحكمها فقط مجموعة من القوانين المُقيدة، اي عالمٌ يحدث فيه بالفعل كل ما يظهر أنه ممكن الحدوث، بشرط خضوعه فقط لقيود قوانين الحفظ هذه.

والسؤال الذي يطرح نفسه هو: هل هذه الفوضى الاساسية للطبيعة ظاهرة مؤقتة في العلم سوف يحل محلها في المستقبل نظامية أعمق؟ ربما. وليس لدينا أية أدلة على الاطلاق تبني عليها اجابة عن هذا السؤال، ولكن ينبغي علينا أن نذكر امكانين رئيسين: الأول أن الحدث الأولي للخلق والفناء الذي يبدو حالياً انه يحدث بشكل مفاجع *catastrophically* عند نقطة واحدة في الزمكان قد ثبتت، عند الفحص الادق، انه نسق او تتابع سريع من الاحداث المتدفقة والاكثر انتظاماً. وقد ثبت أن احتمال الميكانيك الكوانتية يتركز فقط على التعقيد الشديد للاشياء التي نَعُدُّها حالياً بأنها بسيطة. اما الامكان الثاني، فهو ان نظرتنا الى عالم الصغير جداً قد تُصِبح بسهولة اكثر، لا اقل، فوضوية مما سبق. ولا يزال الزمكان نفسه يَقِيعُ خاملاً في صورتنا للعالم. فبينما آجالات والجسيمات تروح وتغدو، يَقِيعُ الزمان والمكان حاملين، ويوفّران فقط المسرح الذي يؤدي عليه الممثلون ادوارهم. وثمة من الاسباب ما يدعونا الى الاعتقاد بأن نظرية الجسيمات في المستقبل قد تشتمل على المكان والزمان من حيث أنها ممتلآن وليس من حيث أنها مجرد مسرح للأحداث. واذا كان الامر كذلك، فإن الالتفافات *convolutions* العجيبة للمكان والزمان و/أو تكمية *quantization* الزمكان قد تُسهّان في إحداث المزيد من الفوضى في نظرتنا الى العالم.

ما الدور المستقبلي للزمكان؟

ومهما يكن الاتجاه الذي تسير فيه نظرية الجسيمات المستقبلية (والتأمل في هذا الامر تسلية غير ناجعة، ومن غير المحتمل ان يُشَم، فلا بد من تأكيد أن النظرية الحالية سوف تُستكمل على الأرجح بدلاً من ان تُرفض. وكما ان ميكانيك نيوتن ما زالت مناسبة تماماً لوصف حركة الكواكب، فمن المحتمل ان تظل النظريات الحالية للجسيمات مناسبة

لوصف جميع مظاهر عالم الجسيمات التي امكن فهمها حتى الآن بصورة كمية. وبالرغم من ذلك، فالنظرية الاعمق هي التي يكون لها التأثير الاشد في نظرتنا الى الكون، وهذه النظرة قد تتغير بشكل جذري في المستقبل.

في القرن السابع عشر، مد الانسان بصره الى اعلى وإلى اسفل في هذا الكون، وشعر بصغر قدره عندما اتخذت الأرض التي يسكنها موقعها الصغير كتتفة من المادة تقع في احدى قرن هذا الكون. وفي القرن الحالي، ننظر الى الأسفل وإلى الدّاخل، ونجد اسباباً جديدة تحملنا على مزيد من التواضع. فحيثما توقعنا ان نجد بعض الكتل الصلبة للمادة التي تعمل كلبّات بناء للانسان وعالمه، فاننا نجد بدلاً من ذلك فوضى من الخلق والفناء، واسراباً من نثب المادة الانتقالية، ومكونات هشة للمجالات الموجية. وحيثما توقعنا ان نجد قوانين يقين *certainty laws*، وجدنا قوانين احتمال *probability laws*، ونذونا كأننا نرى يد المصادفة تعمل عند كل منعطف. فوجود الجسيمات المستقرة مصادفة، ولا نهائية عمر النيوترون داخل النواة مصادفة، وكوننا طليقين من أي تهديد بالفناء من ضديدات الجسيمات مصادفة. وتقف فوق الفوضى والاحتمالات، قوانين الحفظ، فافرضة نظامها على طاقة الكون اللامنضبطة لتخلق منها، في العالم من حولنا، ابنية ذات تعقيد مذهش، وترتيب لا يصدق.

خلاصة الأفكار والتعاريف

- تنتمي جميع التفاعلات المعروفة بين الجسيمات الأولية الى واحد من الانواع الاربعة التالية التي تتفاوت جدا في شدتها: (١) التفاعلات القوية، (٢) التفاعلات الكهرومغناطيسية، (٣) التفاعلات الضعيفة، و(٤) التفاعلات الجاذبية.
- تؤثر التفاعلات القوية في البيون وجميع
- كتلة الميون محيرة، لانها كبيرة الى حد يكفي لنسبتها الى التفاعلات القوية، ومع ذلك، فإن الميون لا يتفاعل بقوة.
- تخضع التفاعلات القوية لأكبر عدد من قوانين الحفظ.
- الجسيمات الاثقل، ولكنها لا تؤثر في الجسيمات التي هي أخف منه.

□ يبدو الالكترُونُ والميونُ متطابقين في كلِّ الاشياء ما عدا كتلتيهما المختلفتين وتميزهما في التفاعلات الضعيفة.

□ تمتلك جسيمات التفاعلات القويّة عدداً كوانتياً للغرابة وتخضع لقانون حفظ الغرابة. ويُفسّر هذا العدد الانتاج القوي والانحلال الضعيف لجسيمات مثل Λ , Σ , و K .

□ تدعى الجسيمات التي تنحل بالتفاعلات القويّة ويُعمّر من رتبة 10^{-10} ثانية او اقل من ذلك بالرنينات.

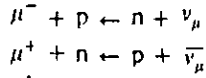
□ الجُسيمات التي تتفاعل بقوة تتوافر بأعداد كبيرة. وهذه الجسيمات، بكلِّ تأكيد تقريباً، يجب أن تكون حالات لنظامٍ تخفيّ underlying system.

□ تُنتج النيوتريونات في التفاعلات الضعيفة، ويكشف عنها فقط من طريق التفاعلات الضعيفة.

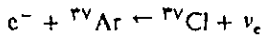
□ اكتشف صديّد النيوترينو المصاحب للالكترُون عن طريق تفاعل انحلال بيتا العكسي: $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$

□ اكتشف نيوترينو الميون وصديّد النيوترينو عام ١٩٦٢ في إحدى

تجارب الطاقة العالية، باستخدام التفاعلين:



□ اجريت محاولة للكشف عن النيوتريونات الشمسية باستخدام التفاعل:



□ تصلح مخططات الخطوط العالمية لتصنيف تفاعلات الجسيمات، لأنَّ جميع التفاعلات تشتمل على أحداثٍ خلقي وفناء عند نقاط الزمكان.

□ عند رأس التفاعل الاساسي الذي تنطوي عليه كافة التفاعلات الكهرومغناطيسية، يُفنى جسيم مشحون، ويُخلَق آخر، ويُخلَق او يُفنى فوتون.

□ تُبين النظرية الكوانتية للفوتونات والالكترونات (الكهروديناميكية الكوانتية quantum electrodynamics) انه يمكن النظر الى البوزيترون كالكترُون يتحرك الى الخلف في الزمان.

□ لامتغرية عكس الزمان : اذا كان نسق ما من الاحداث ممكناً بترتيب ما، فانه يكون ممكناً في الترتيب العكسي.

وتخضع لهذا القانون التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية. اما صحته للتفاعلات الضعيفة فهي غير مؤكدة.

□ يظهر خرق مبدأ لامتغيرية عكس الزمان في العالم الجاهري لان ترتيباً معيناً للاحداث (اي ترتيب زيادة الانتروبيا) يزيد احتمال حدوثه بكثير على الترتيب المعاكس.

□ لامتغيرية تصريف الشحنة C : اذا كانت عملية ما ممكنة، فان نفس العملية، عند مبادلة الجسيمات بضديدات الجسيمات، تبدو ممكنة ايضا. وتخضع لهذا القانون التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية، بينما تخرقه الى اقصى حد التفاعلات الضعيفة.

□ لامتغيرية تعاكس المكان (P) : اذا كانت عملية ما ممكنة، فان صورتها بالمرآة تمثل عملية أخرى ممكنة. وتخضع لهذا القانون التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية بينما تخرقه التفاعلات الضعيفة الى ابعد الحدود.

□ تخرق التفاعلات الضعيفة لامتغيرية التوليفة PC لدرجة طفيفة. اما لامتغيرية التوليفة TCP فيعتقد بأنها ذات صحة مطلقة، الا انها لم تُفحص بدقة بالنسبة الى التفاعلات الضعيفة.

□ تحمل الجسيمات التي تتفاعل بقوة عدد نظير الغزل الكوانتي isospin ، وتخضع لقانون حفظ نظير الغزل. ويفسر مفهوم نظير الغزل وجود الجسيمات المتعددة الشحنة charge multiplets (كثنائي النيوكلون وثلاثي البيون)، وعدم اعتماد القوى النووية على الشحنة.

□ تصف النظريات الحالية المعروفة المجال دون النووي subnuclear domain بدلالة نشاط فوضوي دائم. وتعزو البساطة والنظامية فيه الى قوانين الحفظ المقيدة ومبادئ اللامتغيرية وليس إلى الوحدات الاساسية للمادة والطاقة.

س ٢٧ : ١ أي نوع من أنواع التفاعلات الأربعة يظهر عندما تُمسك بهذا الكتاب وترفعه عن الطاولة .

س ٢٧ : ٢ أي أنواع التفاعلات الأربعة يؤثر في كل من الجسيمات التالية : (أ) النيوترون، (ب) البيون، (ج) النيوتريون، (د) الالكتران؟ وجه انتباهك الى العلاقة بين عدد التفاعلات وكتلة الجسيم .

س ٢٧ : ٣ لقد افترض البعض وجود تفاعل «فَوْضِعِيفِ superweak» أضعف من التفاعلات الضعيفة ولكنه أقوى من الجاذبية . (١) اذا وُجدَ هذا التفاعل، فهل تتوقع ان يؤثر في عدد اكبر أو أقل من عدد الجسيمات التي تتأثر بالتفاعلات القوية؟ (٢) هل تتوقع لهذا التفاعل ان يخضع لعدد اكبر أو أقل من قوانين الحفظ التي تخضع لها التفاعلات الضعيفة؟

س ٢٧ : ٤ (١) هل توجد جسيمات مشحونة كتلتها تساوي صفراً؟
(٢) هل توجد جسيمات غير مشحونة كتلتها لا تساوي صفراً؟
(٣) ما اقل جسيم لا يتأثر بأي تفاعل قوي؟
(٤) ما أخف الجسيمات التي تتفاعل بقوة؟

س ٢٧ : ٥ يمكن وصف الالكتران «كنيوترينو مشحون»، او النيوترينو «كالكترون متعادل». اذكر بعض الخصائص التي تجعل الجسيمين e و e⁻ يظهران كزوجين وثيقي الصلة .

س ٢٧ : ٦ (١) اذكر طريقة واحدة لخلق ميون . (٢) اذكر طريقة واحدة لافناء ميون .

س ٢٧ : ٧ يؤسّر الميون السالب، بعد ابطائه في المادة الى سرعة بطيئة نسبياً، بإحدى ذرات المادة، ويكون ذرة ميونية . ثم يهبط هبوطاً متسلسلاً عبر حالات مُقَيَّدة bound states ، وأخيراً ينحل أو يتفاعل مع نواة الذرة (انظر التمرين ٢٧ : ٢) . صف المصير المحتمل لميون موجب يدخل قطعة من مادة صلبة .

س٢٧ : ٨ ما اتجه المجال المغناطيسي المؤثر في غرفة الفقايع في الشكل ٢٧ : ٢ ؟

س٢٧ : ٩ (١) عدد الغرابة لجسيم أميغا هو -٣ . واحد صيغ انحلاله التقليدية هي : $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$. اشرح لماذا يكون هذا الانحلال «بطيئاً» (متوسط العمر يساوي تقريباً 10^{-10} ثانية) . (٢) يستطيع جسيم يدعى Ξ (١٥٣٠) [انظر التمرين ٢٧ : ٩] ان ينحل الى نفس الجسيمين الناتجين عن انحلال Ω^- ، ولكن بعمر يقل بكثير عن عمر جسيم Ω^- . ما عدد الغرابة لجسيم Ξ (١٥٣٠) ؟

س٢٧ : ١٠ (١) الجسيمان Σ^- و Λ^0 لهما نفس عدد الغرابة . لماذا لا ينحل الجسيم Σ^- بسرعة كبيرة (من خلال التفاعلات القوية) الى الجسيم Λ^0 وجسيم أو جسيمات أخرى ؟ (٢) احدى صيغ انحلال Σ^- النادرة هي :

$$\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}_e$$

هل ينحصر هذا الانحلال للتفاعل الكهرومغناطيسي ، او للتفاعل الضعيف ، او لتفاعل الجاذبية ؟

س٢٧ : ١١ (١) يجب أن تكون الجسيمات بالتأكيد مظاهر مختلفة لبنية تحتية substratum أعمق ، وسيتم اكتشاف مبدأ موحد بسيط لهذا الغرض . (٢) المجال دون النووي هو من ناحية جوهريه أعقد من المجالين الذري والجزئي ، وليس ثمة من سبب يدعونا الى توقع وجود انتظام بسيط بين الجسيمات . دافع عن إحدى وجهتي النظر السابقتين .

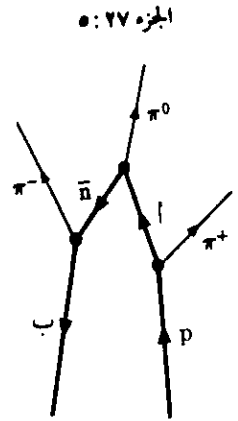
س٢٧ : ١٢ ان مفهوم الجسيم بلا كتلة وبلا شحنة يقلق بعض الناس . (١) اذكر عدة صفات يمتلكها هذا الجسيم ويمكن قياسها . (٢) هل تستطيع التفكير في كينونة ليس لها كتلة ، ولا شحنة ، ولا طاقة (بحيث انها لا تضيف طاقة الى نظام ولا تطرح طاقة منه ولا تتأثر بالجاذبية) . هل يمكن لمثل هذا الجسيم الافتراضي ان يمتلك أية صفة قابلة للقياس ؟

س ٢٧: ١٣ اشرح لماذا تُنتج أي عملية انصهار نجمية stellar fusion ، محصلتها تحويل الهيدروجين الى هيليوم، نيوتريونات، ولا تنتج ضديدات النيوتريونات. (تلميح: تخضع العملية لواحد أو أكثر من قوانين الحفظ.)

س ٢٧: ١٤ تُعدّ مفاعلات الانشطار النووي مصادر قوية لضديدات النيوتريونات. هل ستكون مفاعلات الاندماج أو الانصهار النووي المستقبلية والتي تنتج طاقتها عن التفاعلين DD وDT مصادر قوية للنيوتريونات أو ضديدات النيوتريونات؟

س ١٧: ١٥ (١) تصور وجود مخلوقات على كوكب آخر ترى نيوتريونات طاقتها بضعة ملايين من الإلكترون فولتات بدلاً من فوتونات طاقتها بضعة الكرون فولتات. صف صورة العالم كما تراها هذه المخلوقات. هل ستكون الشمس اسطع من النجوم؟ هل سيكون فرق بين الليل والنهار؟ بين أعلى وأسفل؟ (٢) لماذا يُعدّ وجود هذه المخلوقات «غير ممكن»، بمعنى أنه لا يتوافق مع ما نعرفه عن الطبيعة؟

س ٢٧: ١٦ صف العملية التي يصورها مخطط فاينمن المبين في الشكل المرافق. ما الجسيمات المثلثة بالقطعتين أ وب؟



س ٢٧: ١٧ تُعطى الجسيمات، في كل من قوانين حفظ عدد العائلة، أعداد عائلة موجبة، بينما تُعطى ضديدات الجسيمات أعداد عائلة سالبة. ناقش هذه الحقيقة بدلالة رؤوس مخططات فاينمن، شارحاً كيف أن نظام الإشارة هذا يرتبط منطقياً وببساطة بسلوك الخطوط الداخلية الى رؤوس التفاعل الأساسية والخطوط الخارجة منها.

س ٢٧: ١٨ توضح مخططات فاينمن العديد من قوانين الحفظ بطريقة تصويرية واضحة. (١) اشرح كيف يوضح شكل رؤوس الإلكترون - الفوتون الأساسية في الشكلين ٢٧: ١٢ و ٢٧: ١٣ قانوني حفظ الشحنة وعدد عائلة الإلكترون.

(٢) أي مخططات فاينمن في هذا الفصل توضح قانوني حفظ آخرين .

س٢٧: ١٩ قال ريتشارد فاينمن في خطاب تسلمه جائزة نوبل أنه عندما كان طالب دراسات عليا في جامعة برنستون، استدعاه يوما استاذهُ جون ويلر John Wheeler وقال له: «فاينمن، اني اعرفُ السبب في أن جميع الالكترونات لها نفس الشحنة ونفس الكتلة، لانها جميعاً هي نفس الالكترون». باستخدام فكرة المخطوط العالمية التي تتجه الى الامام والى الخلف في الزمان، اشرح فكرة ويلر. (تذكر اننا، عند لحظة معينة، لا نعي سوى شريحة واحدة من الزمكان). [محاضرة جائزة نوبل لفاينمن المشوقة جداً ظهرت في المجلة: *Physics Today*, August 1966].

الجزء ٢٧: ٦

س٢٧: ٢٠ ما نتيجة تطبيقين متتاليين لكل من (أ) عملية عكس الزمان؟ (ب) عملية تصريف الشحنة؟ (ج) عملية تعاكس المكان؟

س٢٧: ٢١ تمثل مخططات فاينمن المرافقة للاشكال ١٦: ٢٧ - ١٨: ٢٧ عمليات فيزيائية ممكنة. ما أثر تطبيق النظرية TCP على كل من هذه العمليات؟

الجزء ٢٧: ٧

س٢٧: ٢٢ حركة الكواكب هي مثال على عملية في العالم الجاهري نفي بشرط لامتغرية عكس الزمان. (١) اذكر عملية جاهرية أخرى تخضع تقريباً على الأقل لمبدأ لامتغرية عكس الزمان. (٢) اذكر عمليتين جاهريتين تخرقان مبدأ لامتغرية عكس الزمان.

س٢٧: ٢٣ اذكر قانوناً كلاسيكياً يتوافق مع مبدأ لامتغرية عكس الزمان وقانوناً آخر يتناقض مع نفس المبدأ.

س٢٧: ٢٤ يُعبّر أحياناً عن مبدأ لامتغرية عكس الزمان بالصيغة التالية: لو أمكن عكس اتجاه الزمان، لبقيت قوانين الطبيعة على حالها. ويمكن لهذه الصياغة ان تكون مضللة، لأنها تشير الى حدث غير ممكن ظاهرياً - اي في عكس اتجاه الزمان. صُغ المبدأ بطريقة تشير الى عمليات او نسق من الاحداث في دنيا الواقع، لا في عالم افتراضي معكوس زمانياً.

س ٢٧ : ٢٥ يصدمُ جُسَيْمٌ ذو طاقةٍ عاليةٍ نواةً فيحطّمُها الى عدّة قطعٍ ، كما يَخْلُقُ ايضاً عدّة جُسَيْماتٍ جديدة . ناقشْ بحذرٍ ما اذا كانت هذه العملية تخضعُ لمبدأ لا متغيّرية الزمانِ ام لا .

س ٢٧ : ٢٦ اكتبْ فقرةً توفّقُ فيها بينَ اللاتماثل asymmetry الواضحِ للزمانِ في العالمِ الجاهريِّ وتماثلِ الزمانِ الذي يبدو أنه يُميّزُ قوانينَ العالمِ دونَ المجهرِيِّ (ملحوظة : اذا اكتشفَ ان الجسيماتِ تحرقُ مبدأ لا متغيّرية الزمانِ ، فإن ذلك لا يؤثر في القضية المطروحة ، ذلك لأن اللاتماثلَ الجاهريَّ لا يُعزى الى غيبٍ أو تشويهٍ طفيفٍ في التماثلِ دونَ المجهرِيِّ .)

س ٢٧ : ٢٧ سمِّ (أ) شيئاً معيّناً في العالمِ الجاهريِّ صورتهُ في المرآة تُظهرُ شيئاً يوجدُ بالفعل في العالمِ ، و(ب) شيئاً معيّناً في العالمِ الجاهريِّ صورتهُ في المرآة تُظهرُ شيئاً لا يوجدُ في العالمِ . اشرحْ لماذا لا يَحْرُقُ وجودُ الشيءِ المُعيّنِ الثاني قانونَ لا متغيّرية عكسِ الزمانِ .

الجزء ٢٧ : ٨

س ٢٧ : ٢٨ (١) اشرحْ كيف يكونُ لمداراتِ الأقمارِ الصناعية لا متغيّرية المرآة . (٢) ضعْ قاعدةً لمداراتِ الأقمارِ الصناعية تُحَرِّقُ لا متغيّرية المرآة . (ملحوظة : لكي يَحْرُقَ القمرُ الصناعي لا متغيّرية المرآة ، فإنّ عليه ان يتحرّك في ثلاثة أبعاد ، لا في بعدَيْن اثنتين .)

س ٢٧ : ٢٩ لا يخضعُ قانونُ الحفظِ ، الى الحدِّ الذي نعلّمهُ ، لقوانينِ الاحتمالِ . وهو إمّا أن تخضعَ له عملية ما دائماً أو لا تخضعُ له أبداً ، وبالرغم من ذلك ، فاننا نتكلّم عن قوانينِ حفظٍ جزئيةٍ . اشرحْ ما نعنيه تماماً بقانونِ حفظٍ جزئي ، وقارنهُ بقانونِ حفظٍ مُطلق .

س ٢٧ : ٣٠ ينحلُّ الكَيونُ السَّالِبُ احياناً الى مَيونٍ سالبٍ وجُسَيْمٍ آخر . (١) ما الجُسَيْمُ الآخرُ ؟ . (٢) هل يتعيّن على غَزَلِ الميونِ ان يُشيرَ الى اتّجاهٍ مُعيّنٍ ؟ اذا كان الامرُ كذلك ، فأين يتّجه ؟ (٣) يجب ان يشتملَ هذا الانحلالُ على التفاعلِ الضعيفِ . لماذا ؟

س٣١: ٢٧ يمكنُ تصميمُ رادارٍ بحيثُ يُشعُّ فوتوناتٍ يُمنى فقط (ويقالُ كلاسيكياً إنَّ الموجةَ ذاتُ استقطابٍ دائريٍّ أيمنٍ (right - circularly polarized). اشرح لماذا لا يَحترقُ وجودُ الهوائيِّ قانونَ حفظِ التعادليةِ المكانيةِ .

الجزء ٩: ٢٧

س٣٢: ٢٧ اذا تمكَّنَ صَديدُ النيوتريـنو الـافلاتِ من الفناءِ لمدةٍ كافيةٍ تَسمحُ له بالانحلالِ التلقائيِّ ، (١) فما نواتجُ انحلالِه؟ (٢) وما عمرُه؟

س٣٣: ٢٧ يمكنُ للمرءِ ان يتصوَّرَ كينوناتٍ مترافقةَ الشحنةِ charge - conjugate entities وعملياتٍ مترافقةَ الشحنةِ charge - conjugate processes . (١) ما تصريفُ الشحنةِ لذرةِ الهيدروجينِ H^+ ؟ صف بَعْضَ خصائصها . (٢) اذا شوهدتُ سلسلةُ بالمر Balmer series في ضوءِ احدى المجراتِ البعيدةِ ، فهل يستطيعُ العلماءُ بطريقةٍ ما التأكدُ ما اذا كان الضوءُ منطلقاً من ذراتِ هيدروجينٍ او من كينوناتٍ مترافقةِ الشحنةِ ناتجةً عنها؟

الجزء ١٠: ٢٧

س٣٤: ٢٧ اشرح لماذا يكونُ التفاعلُ القويُّ بين Σ^- و k^+ مُشابهاً للتفاعلِ القويِّ بين Σ^- و k^0 ، بينما لا يكونُ التفاعلُ الكهرومغناطيسيُّ بين كلِّ زوجين منها متماثلاً؟ .

س٣٥: ٢٧ هل القوى المُتبادلةُ بين نيوترونٍ - نيوترونٍ وبروتونٍ - بروتونٍ متشابهةٌ من كافةِ النواحي؟ هل هي متشابهةٌ من بعضِ النواحي؟

طبيعة العلم

س٣٦: ٢٧ العِلْمُ هو الكشفُ عن حقيقةِ الكونِ ، كذلك هو تكوينُ وصفٍ بسيطٍ للطبيعةِ . اكتب باختصارٍ ، استناداً الى اشياءَ محددةٍ تعلَّمتَها في علمِ الفيزياءِ ، مؤيداً الدَّعوةَ القائلةَ إنَّ وجهتي النظرِ السابقتينِ متوافقتان ، وإنَّ كليهما صحيحةٌ .

س٣٧: ٢٧ لقد أنتجَ التقدُّمُ العلميُّ فيما مضى تفاعلاً متبادلاً بين النظريةِ والتجربةِ . أيهما تعتقدُ أنه سيمثِّلُ دوراً أهمَّ في تقدُّمِ الفيزياءِ مستقبلاً: النظريةُ أم التجربةُ؟ ولماذا؟

التمارين : EXERCISES

ت ٢٧: ١ عند استخدام ارقام مُقَرَّبَةٍ، يكونُ نصفُ قطرِ الكونِ 10^{10} سنةً ضوئيةً ونصفُ قطرِ جُسيْمٍ أوليٍّ 1 ف.م. (١) بين ان نسبةً هاتين المسافتين هي بالتقريب 10^{10} ، وهي نفسُ نسبةِ شدَّتَيِ التفاعلاتِ القويةِ وتفاعلاتِ الجاذبيةِ. (٢) يظُنُّ بعضُ الفيزيائيين ان تساويَ هاتين النسبتين صفةٌ مُميّزةٌ للطبيعة، لا مُجرّدُ مصادفةٍ. فان كانوا مُحَقِّقِينَ في ذلك، فماذا كانت النسبةُ بين شدَّتَيِ التفاعلاتِ القويةِ وتفاعلاتِ الجاذبيةِ في الماضي البعيد؟ وماذا ستكونُ عليه النسبةُ بينهما في المستقبل؟

الجزء ٢٧: ١

اختياري: هل تستطيعُ التفكيرَ في طريقةٍ يُمكنُ فيها إخضاعُ هذا التخمينِ للاختبارِ بالتجربة؟

ت ٢٧: ٢ الاسرُ المداريُّ orbital capture هو عمليةٌ تفاعلٍ ضعيفٍ ذاتُ صلةٍ وثيقةٍ بانحلالِ بيتا، ويحدثُ للميوناتِ كما يحدثُ للالكتروناتِ. (١) اكتب علاقاتِ التحويلِ لعمليةِ اسرٍ ميونٍ سالِبٍ (أ) بروتونٍ و(ب) بالنواةِ $^{14}_7\text{N}$. (لاحظ أن هذا النوع من «النشاطِ الاشعاعيِّ» قد يؤثرُ في النوى المُستقرّةِ عادةً.) (٢) ما مقدارُ الطاقةِ التي تنطلقُ من عمليةِ اسرٍ ميونٍ ؟

الجزء ٢٧: ٢

ت ٢٧: ٣ اكمل الجدولُ التالي :

العنصر	نصف القطر النووي (ف.م)	نصف قطر بور للحالة الميونية 51 (ف.م)	نصف قطر بور الميوني نصف القطر النووي
^1_1H	١	٢٥٦	٢٥٦
$^{12}_6\text{C}$	٣		
$^{78}_{34}\text{Se}$	٥		
$^{208}_{82}\text{Pb}$	٧		

ت ٢٧: ٤ (١) تحقق، باستخدام نظرية بور، من أن الطاقةَ الرابطةَ binding energy لميونٍ في الحالةِ 51 في ذرةِ رصاصٍ (عد = ٨٢) تساوي تقريباً 19 م.إف. (اقترح: ابدأ بالتدرج من الطاقةِ الرابطةِ 13.6 إف لالكترُونٍ في ذرةٍ

هيدروجين). (٢) الطاقة الرابطة، بالتجربة، لميون في الحالة S١ في الرصاص تساوي تقريباً نصف هذه القيمة المحسوبة. لماذا تختلف القيمة التجريبية عن القيمة النظرية بهذا القدر الكبير؟ (من المفيد اكمال الجدول في التمرين السابق قبل الاجابة عن هذا السؤال.)

الجزء ٢٧: ٣

ت ٢٧: ٥ يمكن إبدال الالكترين بأية شحنة سالبة لتكوين ذرة قصيرة العمر. (١) رتب الذرات التالية تصاعدياً بحسب حجمها (مفترضاً نفس النواة في كل حالة ومعتبراً أن النواة ثقيلة الى حد يكفي لجعل تصحيح الكتلة المختزلة غير ضروري): (أ) ذرة ميوونية عددها الكوانتي الرئيس $n=1$ ، (ب) ذرة بيونية لها $n=2$ ، (ج) ذرة كيونية لها $n=3$ ، (د) ذرة صديدي بروتون لها $n=4$. (٢) يصل الميون عادة الى الحالة S١ قبل أن ينحل أو يؤسر. اما البيون، او الالكترين، او صديدي البروتون فمن المحتمل ان يتفاعل مع النواة قبل ان يصل الى الحالة S١، لماذا هذا الاختلاف؟

ت ٢٧: ٦ اكتب عمليتي تفاعل بين الجسيمات التي تتفاعل بقوة تحرقان لو حدثتا حفظ الغرابة، ولكنهما تتوافقان مع جميع قوانين الحفظ المطلقة.

ت ٢٧: ٧ (١) أي التفاعلات التالية توضح الانتاج المترافق associated production للجسيمات الغريبة؟

$$(أ) K^+ + \Sigma^- + p \leftarrow n + p$$

$$(ب) \mu^- + \mu^+ + p \leftarrow p + \gamma$$

$$(ج) \pi^+ + K^0 + \Sigma^+ + n \leftarrow p + p$$

(٢) اكمل التفاعل التالي، آخذاً بعين الاعتبار حفظ الشحنة، وعدد الباريون، وعدد الغرابة. (هناك اكثر من اجابة واحدة ممكنة، كما ان هناك ضرورة لاكثر من جسيم.)

$$+ \Xi^0 \leftarrow p + p$$

ت ٢٧: ٨ (١) أيّ التفاعلاتِ وعملياتِ الانحلالِ التاليةِ يحفظُ الغرابةُ؟

(٢) لأيّ التفاعلاتِ: القوية، ام الضعيفة، ام الكهرومغناطيسية تخضعُ كلُّ

عملية مما يلي:

$$\gamma + \gamma \leftarrow \pi^0 \quad (\text{أ})$$

$$\pi^- + p + p \leftarrow n + p \quad (\text{ب})$$

$$\nu_\mu + n \leftarrow p + \mu^- \quad (\text{ج})$$

$$\pi^- + p \leftarrow \Lambda^0 \quad (\text{د})$$

$$n + \Sigma^+ \leftarrow p + \Lambda^0 \quad (\text{هـ})$$

ت ٢٧: ٩ كتلةُ جسيم من الرنيناتِ غيرُ مُحَدَّدةٍ بالضبط . وبعطينا قياسُ كتلةِ الرنين الذي

يدعى $\Xi(1530)$ مثلاً، قيمةً متوسطةً: ك متره = ٣٠٠٠ ك θ بارتياحٍ مقداره

Δ ك = ١٤ ك θ (ك θ هي كتلة الكترون). (١) ما متوسطُ عمرِ $\Xi(1530)$

بالتقريب؟ (٢) ما المسافةُ التي يتحركُها هذا الجُسيمُ في المتوسطِ قبل أن ينحلَّ

إذا كانت سرعته سر = ١، ٥٠ ؟ (ملحوظة: التسمية ١٥٣٠ تشيرُ الى الطاقةِ

الساکنة التقريبية للرنين بالوحدة مـ إف .)

ت ٢٧: ١٠ الميزوناتُ π ، η ، K و $\bar{K}$ تُشكِّلُ «ثَمَانِيَّةً» (octet) (مجموعةً من ثمانية

جُسيماتٍ مماثلةٍ للباريوناتِ n ، p ، Λ ، Σ و Ξ .) إعملْ مخططاً شبيهاً

بمخططِ الشكلِ ٥: ٢٧ يوضِّحُ نَمَطَ الشحنةِ والشحنةِ الفوقيةِ لهذه الثمانية

الميزونية. (ورد تعريفُ الشحنةِ الفوقيةِ hypercharge في الحاشيةِ اسفلِ

الصفحة ٦١١ . لاحظْ ان إشارةَ الشحنةِ والشحنةِ الفوقيةِ تُعكَّسُ في حالةِ

ضديداتِ الجُسيماتِ .)

ت ٢٧: ١١ متوسطُ مسافةِ اختراقِ نيوترينو طاقتُه ١ مـ إف لمادةٍ صلبةٍ (كثافتُها ٢١٠ كـ

الجزء ٢٧: ٤

غ/م^٣) يساوي تقريباً ٢١٠ سنةً ضوئيةً . أجِرِ عمليةً حسابيةً بسيطةً

تزوِّدنا ببعضِ المعلوماتِ عن احتمالِ اختراقِ جُسيمِ النيوترينو للكوْنِ دونَ

توقف (المسافة = ١٠ سنةً ضوئيةً، ومتوسط كثافة المادة في الكون = ١٠^{-٢٧}

كـ غ/م^٣).

ت ٢٧: ١٢ متوسط المسار الحر mean free path لنيوترينوات ذات طاقة معينة يساوي 10^{10} (أي ما يقرب من ١٠ . سنة ضوئية) في الحديد الصلب. فإذا أصاب دفق flux مقداره 10^{10} من هذه النيوترينات في كل ثانية لوحاً من الحديد سمكه ١ م.، فما متوسط زمن الانتظار بين حدثين متوالين من أحداث امتصاص النيوترينوات؟

الجزء ٢٧: ٥

ت ٢٧: ١٣ ارسم مخططات الخطوط العالمية للعمليات «أ» و«د» في التمرين ٢٧: ٨.

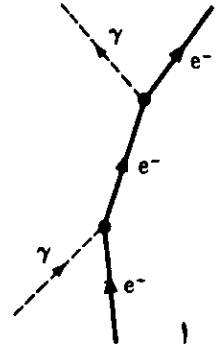
ت ٢٧: ١٤ ارسم مخططات الخطوط العالمية لانساق الأحداث التالية في العالم الجاهري.
(١) قذيفة أطلقت رأسياً إلى أعلى فانفجرت إلى ثلاث قطع تطايرت إلى اليسار واليمين. ضمن المخطط المركبات الأفقية للحركة فقط. (٢) لاعب كرة بيسبول يستعد لاستقبال الكرة وهو ممسك بمضربه في حالة سكون. تلامس الكرة المضرب لفترة قصيرة، فتعكس اتجاه سرعتها ويرتد المضرب.
(٣) سفينة شحن فضائية تتجه نحو مختبر مداري orbiting laboratory. يُقذف كيس بريد من شخص إلى آخر ثم يتباعد الشخصان. سم لكل من هذه الحالات الثلاث، ظاهرة جسيمية أولية تتميز بمخطط يحوي خطوطاً عالمية مشابهة لها تماماً.

ت ٢٧: ١٥ لا تتفاعل الأمواج الكهرومغناطيسية مع بعضها بعضاً من وجهة النظر الكلاسيكية (وانما تخضع لمبدأ التراكب superposition principle). أما بموجب الميكانيك الكوانتية، فإن الفوتونات يمكن أن تتفاعل معاً. باستخدام رؤوس التفاعل الأساسية فقط من النوع المبين في الشكلين ٢٧: ١٢ و ٢٧: ١٣، ارسم مخطط فاينمن الذي يمثل تشتت الضوء بالضوء: يقترب فوتونان من بعضهما بعضاً، فيتفاعلان، ثم يتباعدان من الفوتونات عن منطقة التفاعل.

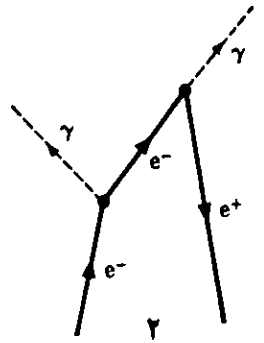
الجزء ٢٧: ٦

ت ٢٧: ١٦ (١) ما العملية الفيزيائية التي يمثلها نسق الأحداث المبين في مخطط فاينمن في الشكل المرافق (١). اكتب معادلة لهذا التفاعل. (٢) ما العملية

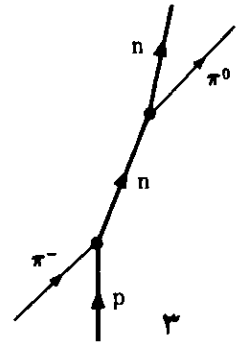
الفيزيائية التي يُمثلها المخطط إذا أخضعناه لعملية تصريف الشحنة C ؟
هل هي مُمكنة؟ هل من المُحتمل ملاحظتها عملياً؟ (٣) ما العملية
الفيزيائية التي يُمثلها المخطط إذا أخضعناه لعملية عكس الزمان T ؟ هل
هي مُمكنة؟ هل من المُحتمل ملاحظتها عملياً؟



ت ٢٧: ١٧ اجب عن الاسئلة الواردة في التمرين ٢٧: ١٦ بالنسبة الى المخطط المبيّن في
الشكل المرافق (٢).



ت ٢٧: ١٨ اجب عن الاسئلة الواردة في التمرين ٢٧: ١٦ بالنسبة الى المخطط المبيّن
في الشكل المرافق (٣).



الجزء ٢٧: ٧

ت ٢٧: ١٩ ارسم مسار قمر صناعي افتراضي لا يخضع للامتغرية عكس الزمان.

ت ٢٧: ٢٠ حدّد عمليات تتناول الجُسيات الأولية لها الصفات التالية:

- (١) العملية المعكوسة زمانياً هي نفس العملية الاصلية.
- (٢) العملية المعكوسة زمانياً، بالرغم من اختلافها عن العملية الاصلية،
شائعة وسهلة التحقيق. (٣) العملية المعكوسة زمانياً، بالرغم من أنها مُمكنة
من حيث المبدأ، مُستحيلة التحقيق عملياً.

الجزء ٢٧ : ٩

ت ٢٧ : ٢١ يضربُ ضديدُ نيوترون بروتوناً محدثاً انحلال بيتا العكسي التالي : $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$. (١) ما التفاعل
الناتج عن اخضاع التفاعل السابق لعملية عكس الزمان ؟ (٢) هل هو
ممكن من حيث المبدأ ؟ برّر اجابتك ؟ (٣) هل هو ممكن عملياً ؟ برّر اجابتك ؟

ت ٢٧ : ٢٢ أخضع التفاعل الوارد في التمرين السابق للعمليات P ، PC ، T . أي
التفاعلات الناتجة ممكن من حيث المبدأ ؟ هل يصلح أي منها للدراسة العملية
في المختبر ؟

ت ٢٧ : ٢٣ (١) سمّ عملية واحدة تظل على حالها عند اخضاعها لعملية تصريف
الشحنة C . (٢) سمّ عملية غير انحلال البيون تؤل عند اخضاعها
لتصريف الشحنة C الى عملية مُستحيلة .

الجزء ٢٧ : ١٠

ت ٢٧ : ٢٤ رباعية رينات تدعى Δ (١٢٣٦) لها نفس الكتلة تقريباً، أما شحناتها فهي
 $+$ ٢ ، $+$ ١ ، صفر ، و-١ . (١) ما عدد نظير الغزل isospin للرباعية Δ
(١٢٣٦) ؟ (٢) ينحل كل من هذه الرينات الى نيوكليون وبيون عن طريق
التفاعلات القوية . هل يتفق هذا وحفظ نظير الغزل ؟ (٣) ما عدد الغرابة
للرباعية Δ (١٢٣٦) ؟

الجزء ٢٧ : ١١

ت ٢٧ : ٢٥ يُخلق زوجا الكترون - بوزيترون من العدم في الخلاء vacuum . (١) كم
يمكن أن يمضي من الزمن قبل ان يُفني هذان الزوجان نفسيهما ؟؟ (٢) ما
المسافة التي تنتشر عليها هذه الظاهرة الانتقالية ؟ فارن هذه المسافة بحجم
ذرة وحجم نواة .

المسائل : Problems

الذرات الميونية المزدوجة نادرة

م ٢٧ : ١ شعاع ميونات سالبة شدته $= 10^{11}$ ميون / ث يضرب هدفاً . أما منطقة
الهدف التي يجري فيها ابطاء الجسيمات وأسرّها لتكوين ذرات ميونية فتحتوي

على $s = 10^4$ ذرة. اجب عن الاسئلة التالية جبرياً وعددياً. (١) اذا كان متوسط عمر الذرة الميونية $\tau = 2$ ميكروثانية، فما العدد التقريبي للذرات الميونية الموجودة داخل الهدف عند لحظة ما؟
 (٢) ما الاحتمال التقريبي لتكون ذرة ميونية مزدوجة (ذرة تحتوي على اثنين من الميونات) خلال زمن $t = 1$ ساعة؟

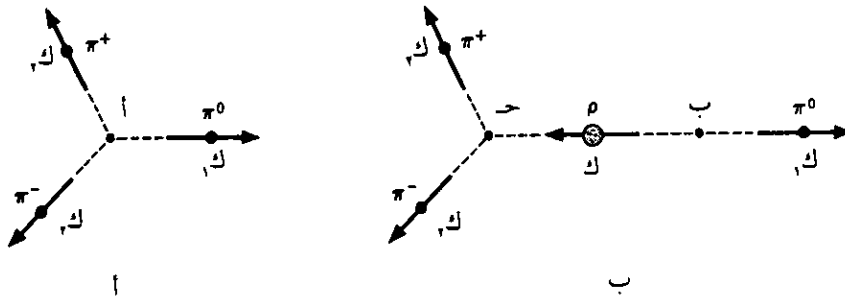
دليل حركتي على وجود الرنين

م ٢٧: ٢ يدرس باحث عملية فناء ضديدات البروتونات من النوع التالي:

$$\pi^0 + \pi^- + \pi^+ \leftarrow p + \bar{p}$$

الذي تكون فيه الطاقة الحركية للبروتون وضديد البروتون مهملة. (١) اذا خلقت الجسيمات الثلاثة متزامنة [عند النقطة أ في الشكل المجاور (أ)]، فإن مقادير الطاقة الكلية للجسيم π^0 يجب ان تغطي مدى معيناً يمتد بين قيمتين: عظمى ط وصغرى ط مد. ما قيمة ط مد وقيمة ط مد؟ (للحصول على قيم الطاقة الساكنة للجسيمات، انظر الجدول ٢٧: ١). (٢) اذا كانت العملية تشتمل على الرنين p وتحدث على مرحلتين [انظر الشكل المجاور (ب)]:

$\pi^0 + p \leftarrow p + \bar{p}$ عند النقطة ب، متبوعاً بالتفاعل $\pi^- + \pi^+ \rightarrow \pi^0$ عند النقطة ح، فانه يجب مشاهدة مجموعة من البيونات المتعادلة في مدى ضيق من الطاقة. اشرح سبب ذلك. (٣) يلاحظ الباحث وجود عدد غير عادي من الجسيمات π^0 طاقتها الكلية قريبة من ٧٨٧ م. إف. ما الكتلة ك (بالوحدة م إف) التي يجدها الباحث للرنين الذي لا نشاهده في الواقع؟



م ٢٧: ٣ (١) متوسط عمر الرنين الذي اكتشفه الباحث في المسألة السابقة هو 3×10^{-14} ث. ما مدى الطاقة التقريبي الذي تقع فيه مجموعة جسيمات π^0 التي تخلق مع

الرينينات P ؟ (٢) ناقش بحذر التضمنات التجريبية لقصر عمر الرنين .
افترض أن عمره كان حتى أقصر من ذلك . كم من القصر يجب أن يكون العمر
ليلغى wash out اثر الرنين [بحيث يستحيل التمييز بين مرحلتَي المخطط
(ب) ومرحلة المخطط (أ) الواحدة .] ؟ قارن المسافة التي يقطعها الرنين
بمدى القوة النووية .

رؤوس التفاعلات القوية

م ٢٧: ٤ يُمثل التفاعل الكهرومغناطيسي الاساسي برؤوس لها ثلاث شُعب كتلك
المبينة في الشكلين ١٢: ٢٧ و ١٣: ٢٧ ، أي بخطين لجسيمين مشحونين وخط
واحد لفوتونٍ تتقابل معا عند نقطة في الزمكان . كذلك تكون رؤوس التفاعلات
القوية ثلاثية الشعب : أيضاً : فهناك خطان لباريونين وخط لميزون واحد
تتقابل معا عند نقطة واحدة . (١) ارسم عدة رؤوس لتفاعلات قوية اساسية
تحفظ الشحنة ، وعدد الباريون ، وعدد الغرابة . (٢) باستخدام مثل هذه
الرؤوس الاساسية ، ارسم مُحططات الخطوط العالمية : (أ) للانتاج المترافق
للجسيمات الغريبة في تصادم بروتون - بروتون و(ب) في تصادم كيون - بروتون
لا ينجو منه لا الكيون ولا البروتون .

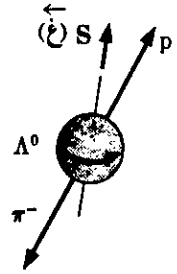
العكس الزمني الكلاسيكي

م ٢٧: ٥ تشتمل عملية عكس الزمان ، في الفيزياء الكلاسيكية ، على عكس اشارة مُتغيّر
الزمن t حينما يظهر . فالقانون الثاني للديناميك الحرارية ، مثلاً ، يتحول تحت
فِعْل العملية T من $\frac{S}{T} \leq$ صفر الى $\frac{S}{T} \geq$ صفر . وبما أن اللامتساوية
الثانية لا تُصِف الطبيعة بصدق ، فان قانون الديناميك الحرارية الثاني لا يخضع
لمبدأ لامتغيرية عكس الزمان . (١) ان عملية عكس الزمان تُغيّر اشارة
السُرعة المتجهة velocity ولا تُغيّر اشارة التسارع . لماذا؟ (٢) ان عملية
عكس الزمان تُغيّر اشارة المجال المغناطيسي ولا تُغيّر اشارة المجال
الكهربائي . لماذا؟ (تلميح : فُكّر في سلوك الشّحنات والتيار الكهربائي التي
هي مصادر source لهذه المجالات) . (٣) ابحث لامتغيرية عكس الزمان (او
انعدامها) لقانون نيوتن الثاني في كل من أمثلة الحركة التالية : (أ) جُسيم يتحرك
في مجال مركزي ، (ب) قطرة صغيرة خاضعة لتأثير الجاذبية وقوة الانجرار

drag force الناتجة عن قانون ستوكس ، (ج) جسيم مشحون يتحرك بجوار سلك حامل للتيار، و(د) جسيم مشحون يتحرك بين لوحين مكثف.

انحلال لامدا

م ٢٧:٦ لقد اثبتت التجربة أن البروتون في عملية انحلال لامدا $\pi + p \leftarrow \Lambda^0$ يُفضل الابتعاث في اتجاه عزل جسيم لامدا $\vec{S}$. بينما يفضل البيون الابتعاث في اتجاه معاكس لعزل جسيم لامدا $\vec{S}$ (انظر الشكل المجاور). (١) اشرح لماذا تخرق هذه الصفة الاتجاهية للانحلال قانون حفظ التعادلية المكانية. (٢) ارسم مخططاً للانحلال الناتج عن تأثير عملية تصريف الشحنة C في الانحلال الأصلي. وإذا علمت أن هذا الانحلال ينتج عن التفاعلات الضعيفة، فهل تظن أن رسمك يصف عملية ممكنة؟ (٣) ما نواتج انحلال ضديد جسيم لامدا؟ حدد الصفات الاتجاهية المُتوقعة لعملية الانحلال هذه.



الملاحق*

Appendices

صفحة

٣ م	١ - وَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ (SI)
٥ م	٢ - أ) الكَمِّيَّاتُ الفِيزِيَاءِيَّةُ : رَمُوزُهَا وَوَحَدَاتُهَا الدَّوْلِيَّةُ
١٠ م	ب) تَعْرِيبُ رَمُوزِ وَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ وَمِصْطَلَحَاتِهَا
٢٠ م	٣ - مُعْطَيَّاتُ عِدَدِيَّة
٣١ م	٤ - عَوَامِلُ التَّحْوِيلِ
٣٤ م	٥ - مُعَادَلَاتُ الكَهْرُومَغْنَاطِيَّيَّةِ بِوَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ (م كس ث) وَالْوَحَدَاتِ الْغَاوُسيَّةِ (سِرْغْ ث)
٣٨ م	٦ - صِيْغُ رِيَاضِيَّة
٥٠ م	٧ - الدَّوَالُ الثَّلَاثِيَّة
٥٤ م	٨ - الدَّالَّةُ الْأُسِّيَّة
٥٦ م	٩ - الدَّالَّةُ اللَّوْغَارِيْتِمِيَّة

* أَخَذْتُ هَذِهِ الْمَلَاْحِقَ عَنْ مَقْدَمَةِ لِلْفِيزِيَاءِ الْكَلَّاسِيكِيَّةِ وَالْحَدِيثَةِ، الْمَجْلَدِ الْأَوَّلِ الَّذِي رَاجَعَهُ الدُّكْتُورُ هَمَامُ غَضِيْبٍ.

ملحق ١ . وَحَدَاتُ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ (SI)

(هذا الملحق مُقتبس من تقرير ميكتلي « نظام الوحدات الدولي » :

E. A. Mechtly, "The International System of Units," NASA Report SP-7012, 1969,

الذي يمكن الحصول عليه من العنوان التالي :

Superintendent of Documents, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. 20402, U.S.A.)

الوحدات الأساسية	
الطول	المتر METER (م) هو الطول الذي يساوي ١٦٥٠ ٧٦٣,٧٣ أطوال موجية wavelengths في الفراغ vacuum من الإشعاع radiation المناظر لانتقال transition ذرة كريبتون ٨٦ بين المستويين 2p _{١٥} و 5d _٥ .
Length	
الكتلة	الكيلوغرام KILOGRAM (كـ غ) هو كتلة النموذج الدولي للكيلوغرام [الذي هو عبارة عن أسطوانة خاصة من أشابة (سبيكة) alloy بلاتين وإيريديوم محفوظة يقبى في سيفر بفرنسا].
Mass	
الزمن	الثانية SECOND (ث) هي الفترة الزمنية التي تكافئ ٩ ١٩٢ ٦٣١ ٧٧٠ دورة من الإشعاع المناظر لانتقال ذرة سيزيوم ١٣٣ بين المستويين المفرطى الدقة hyperfine levels لحالة الخمود ground state.
Time	
التيار الكهربائي	الأمبير AMPERE (أ) هو ذلك التيار الكهربائي الثابت الذي ، لو أُنقي عليه في موصلين conductors مستقيمين ومتوازيين ذوي طول لامتناه ومقطع عرضي دائري مُهمل وعلى بُعد ١ م عن بعضهما البعض في الفراغ ، لأحدث بين هذين الموصلين قوة لكل وحدة طول تُعادل ٢ × ١٠ ^{-٧} ن/م.
Current	
درجة الحرارة	الكلفن KELVIN (ك) هو الكسر ٢٧٣,١٦/١ من درجة الحرارة الدينامية thermodynamic temperature لنقطة الماء الثلاثية triple point.
Temperature	

• كذلك يُستخدم عادة الرمز ° للثانية.

القنْدِيلَةُ CANDELA (قد cd) هي الشَّدةُ المنيرِيَّةُ ، في الاتِّجاه العمودي ، لسطحٍ مساحتهُ $(\frac{1}{600000})$ م² من جسمٍ أسودٍ blackbody عند درجة حرارة تجمُّدٍ freezing البلاتين تحت ضَغْطٍ ١٠١ ٣٢٥ ن/م² .

الشَّدةُ المنيرِيَّةُ
Luminous intensity

بعضُ الوَحَدَاتِ الهَامَّةِ الأُخْرَى

النِّيوتُن NEWTON (ن N) هو تلك القوَّةُ التي تُكْسِبُ كتلةَ ١ كسرغ تسارعاً مقداره ١ م/ث² .

القوَّةُ
Force

الجُولُ JOULE (ج J) هو الشَّغلُ الذي يُبْذَلُ عند إِزاحةِ نقطةٍ تأثيرِ قوَّةٍ مقدارها ١ ن مسافةً ١ م باتِّجاهِ القوَّةِ .

الطَّاقةُ
Energy

الوَاطُ WATT (و W) هو القُدْرَةُ التي تُؤَدِّي إلى إنتاجِ طاقةٍ بمعدَّلٍ ١ ج/ث .

القُدْرَةُ
Power

الكُولُوم COULOMB (كل C) هو الشَّحنةُ التي يَنْقُلُها تيارٌ كهربائيٌّ مقداره ١ أ في ١ ث .

الشَّحْنَةُ
Charge

الفُولْت VOLT (ف V) هو فرقُ الجَهْدِ بَيْنَ نَقْطَتَيْ سِلْكٍ مُوصَّلٍ يَنْقُلُ تياراً ثابتاً مقداره ١ أ عندما تُساوِي القُدْرَةُ المَبْدُودَةُ بَيْنَ النِّقْطَتَيْنِ ١ و .

الجَهْدُ
Potential

الْأُوم OHM (مر Ω) هو المَقَاوِمَةُ الكهربائيَّةُ بَيْنَ نَقْطَتَيْ مُوصِّلٍ عندما يُخْدِثُ فرقُ جَهْدٍ ثابتٌ قُدْرُهُ ١ ف ، ويؤثِّرُ بَيْنَ هَاتَيْنِ النِّقْطَتَيْنِ ، تياراً مقداره ١ أ في هذا الموصِّل ، حيث لا يكونُ هذا مصدراً لآيَّةِ قوَّةٍ دافعةٍ كهربائيَّةٍ electromotive force .

المَقَاوِمَةُ
Resistance

الْفَارَاد FARAD (فد F) هو مُوَاسَعَةٌ مُكْتَفٍ كهربائيٌّ يَنْتِجُ بَيْنَ لَوْحَيْهِ فرقُ جَهْدٍ ١ ف عندما يُشْحَنُ بِشِحنةٍ ١ كل .

المُوَاسَعَةُ (السَّعة)
Capacitance

الهِنْرِي HENRY (هن H) هو مُحَاثَةٌ دَائِرَةٌ مُغْلَقَةٌ closed circuit تَنْتِجُ فيها قوَّةُ دافعةٍ كهربائيَّةٍ مقدارها ١ ف عندما يَتَغَيَّرُ التَّيارُ في الدَّائِرَةِ بِانْتِظَامٍ بِمعدَّلٍ ١ أ/ث .

المُحَاثَةُ (المُؤَاثِرَةُ)
Inductance

الْفَيْبِر WEBER (فب Wb) هو الدَّفْقُ المغناطيسيُّ الذي ، عند وصله دارةً مكوَّنةً من لفَّةٍ واحدة ، يُخْدِثُ فيها قوَّةً دافعةً كهربائيَّةً مقدارها ١ ف عندما يُخَفِّضُ إلى الصِّفْرِ بِمعدَّلٍ منتظمٍ في ١ ث .

الدَّفْقُ المغناطيسيُّ
Magnetic flux



ملحق ١.٠٢) الكميات الفيزيائية : رموزها ووحداتها الدولية

الكمية	الرمز الشائع	الوحدة	الوحدة مُعبراً عنها بدلالة وحدات النظام الدولي الأساسية
تسارع	a	م / ث ^٢	m/sec ²
زاوية (مستوية)	θ, φ	دائرية (مسر)	radian (rad)
تسارع زاوي	α	مسر / ث ^٢	rad / sec ²
تردد (نواثر) زاوي	ω	مسر / ث	rad / sec
زخم زاوي	L, J	كـرغ م / ث ^٢	kg m ² /sec
غزل	S		
سرعة متجهة زاوية	ω	مسر / ث	rad / sec
سرعة زاوية	ω		
مساحة	S, A	م ^٢	m ²
عدد ذري	Z		
مواصلة	C	فاراد (فد) (= كل / ف)	farad (F) (= C/V)
شحنة	q, e	كولوم (كل)	coulomb (C)
كثافة الشحنة			
الحجمية	ρ	كل / م ^٣	C/m ³
السطحية	σ	كل / م ^٢	C/m ²
الخطية	τ	كل / م	C/m

الكمية	الرمز الشائع	الوحدة	الوحدة مُعَبَّرٌ عنها بدلالة وَحَدَاتِ النظام الدولي الأساسية
مُوصِّلِيَّةٌ	σ	١ / م ^(٥)	٢ ث ^٣ / كـ غ م ^٣ A ^٢ sec ^٣ / kg m ^٣
تِيَارٌ (كهربائي)	I	أمبير	A
كثافة التيار	J	أ / م ^٢	A / m ^٢
كثافة	ρ	كـ غ / م ^٣	kg / m ^٣
ثَابِتُ العَاِزِلِ	ϵ_c		
إِزَاحَةٌ	s	متر	m
مَسَافَةٌ	d		
طُولٌ	l, L		
عَرْمٌ ثَنَاقُطْبِيٌّ كهربائي	p	كل م	A sec m
مَجَالٌ كهربائي	E	ف / م	kg m / A sec ^٣
دَفْقٌ كهربائي	Φ_E	ف م	kg m ^٣ / A sec ^٣
قُوَّةٌ دَافِعَةٌ كهربائية	$\mathcal{E}$	فولت (ف)	kg m ^٢ / A sec ^٣
طَاقَةٌ	E	جول (ج)	kg m ^٢ / sec ^٢
طَاقَةٌ دَاخِلِيَّةٌ	U		
طَاقَةٌ حَرَكِيَّةٌ	K		
طَاقَةٌ وَضْعٌ	U		
إِنْتَرْوبِيَا	S	ج / ك (كـ تـ سـ غـ ر / كـ kcal / K)	kg m ^٢ / sec ^٢ K
قُوَّةٌ	F	نيوتن (ن)	kg m / sec ^٢
تَرْدُدٌ (تواتر)	ν	هرتز (هز)	sec ^{-١}

(٥) كذلك تُسْتَخْدَمُ هذه الأَيَّامُ الوَحْدَةُ سِمْ / م للمُوصِّلِيَّةِ ، حَيْثُ يُشِيرُ الرَّمْزُ سِمْ (S) إِلَى سِيْمَنْسِ siemens ، وَحَدَّةُ المَوَاصِلَةِ الكَهْرَبَائِيَّةِ conductance الَّتِي يَرْمِزُ إِلَيْهَا غَالِبًا بِالْحَرْفِ G.

الكمية	الرمز الشائع	الوحدة	الوحدة مُعبراً عنها بدلالة وحدات النظام الدولي الأساسية
حرارة	Heat	Q	جول (ج) joule (J) (سُغَر أو كسُغَر) (cal or kcal)
مُحَاثَة (مُوَاثَرَة)	Inductance	L	هنري (هن) henry (H)
عَزْمُ ثَنَاقُطْبِيٍّ مغناطيسيٍّ	Magnetic dipole	μ	ن م / نس N m/T
مَجَالٌ مغناطيسيٌّ	Magnetic field	B	تسلا (نس) tesla (T) (= فب / م ^٢ Wb/m ²)
دَفْقٌ مغناطيسيٌّ	Magnetic flux	Φ_B	فير (فب) weber (Wb)
كُتْلَة	Mass	m, M	كيلوغرام KILOGRAM
عَدَدٌ كُتْلِيٌّ	Mass number	A	
حرارة نوعية موليّة	Molar specific heat	C	ج / كمول ك J/kmole K (كسعر / كمول ك) (kcal/kmole K)
وزن جزيئيّ	Molecular weight	M.W.	كسغ / كمول kg/kmole (= غ / مل gm/mole) (= م / جزيء amu/molecule)
عَزْمُ قُصُورٍ	Moment of inertia	I	كسغ م ^٢ kg m ²
زَخْمٌ	Momentum	p	كسغ م / ث kg m/sec
دَوْرَة	Period	T	ث
نَفَاذِيَّة	Permeability	κ_m	
ثَابِتُ النَفَاذِيَّة	Permeability constant	μ_0	ن / أ ^٢ N/A ² (= هن / م H/m)

الوحدة	الرمز الشائع	الكمية	الوحدة	الرمز الشائع	الكمية
Permittivity of space	ϵ_0	سَمَاحِيَّةُ الْفَرَاغِ	كل ^٢ / ن م ^٢	$C^2/N m^2$	أ ^٢ ث ^٤ / كـ غ م ^٣
			(= F/m	(= F/m	
			م / فد =)	م / فد =)	
Pole strength	P	قُوَّةُ (شدة) الْقُطْبِ	ن / نس	N/T	أ م
Potential	V	جَهْدٌ	فولت (ف)	volt (V)	كـ غ م ^٣ / أ ث ^٣
Voltage		فَلْطِيَّةٌ	(= J/C	(= J/C	
			كل = ج / كل	كل = ج / كل	
Power	P	قُدْرَةٌ	واط (و)	watt (W)	كـ غ م ^٣ / ث ^٣
			(= J / sec	(= J / sec	
			ث = ج / ث	ث = ج / ث	
Pressure	P, p	ضَغْطٌ	ن / م ^٢	N / m^2	كـ غ م ^٣ / ث ^٣
Resistance	R	مُقَاوَمَةٌ	أوم (م)	ohm (Ω)	كـ غ م ^٣ / أ ^٢ ث ^٣
			(= V / A	(= V / A	
			أ / ف =	أ / ف =	
Specific heat	C	حَرَارَةٌ نَوْعِيَّةٌ	ج / كـ غ ك	$J/kg K$	م ^٣ / ث ^٣ ك
		(أنظر أيضاً حرارة نوعية مولية)	(كـ سُر / كـ غ ك	(كـ سُر / كـ غ ك	
			(kcal/kg K	(kcal/kg K	
Temperature	T	درجة حرارة	كلفن	KELVIN	ك
time	t	زَمَنٌ	ثانية	SECOND	ث
Torque	T	عَزْمٌ دَوْرَانٌ	ن م	$N m$	كـ غ م ^٣ / ث ^٣
Velocity	v	سَرَجَهَةٌ	م / ث	m/sec	م / ث
Speed	v	سرعة			
Volume	V	حَجْمٌ	م ^٣	m^3	م ^٣
Wave function	ψ	دَالَّةٌ مَوْجِيَّةٌ	عادة م ^{٢/٣}	$m^{-3/2}$	م ^{-٣/٢}
			(م ^{-١/٢} في بُعْدٍ واحدٍ)	(م ^{-١/٢} في بُعْدٍ واحدٍ)	
Wave number	$k, 1/\lambda$	عَدَدٌ مَوْجِيٌّ	م ^{-١}	m^{-1}	م ^{-١}
Wavelength	λ	طَوْلٌ مَوْجِيٌّ	م	m	م
Work	W	شَغْلٌ	جول (ج)	joule (J)	كـ غ م ^٣ / ث ^٣
			(= N m	(= N m	
			م = ن م	م = ن م	

قائمة أبجدية بالمختصرات المعتمدة للوحدات

المختصر	الوحدة	المختصر	الوحدة
ampere	أمبير	A	أ
angstrom	أنغستروم	Å	Å
astronomical unit	وحدة فلكية	A.U.	م ف
atomic mass unit	وحدة كتلة الذرة	amu	م
atmosphere	جوي	atm	—
coulomb	كولوم	C	كل
degree Celsius	درجة سيلسيوس	°C	س
calorie	سعر	cal	—
centimeter	سنتيمتر	cm	سم
degree (angle)	درجة (زاوية)	deg (°)	(°)
electrostatic unit	وحدة استاتيكية كهربائية	esu	—
electron volt	إلكترون فولت	eV	إف، ء ف
faraday	فاراد	F	فد
degree Fahrenheit	درجة فهرنهايت	°F	ف
fermi; femtometer	فيرمي ؛ فيمتومتر	fm	م
foot	قدم	ft	—
gauss	غاوس	G	—
gram	غرام	gm	غ
henry	هنري	H	هن
hour	ساعة	hr	س
hertz	هرتز	Hz	هز
inch	بوصة	in	—
joule	جول	J	ج
kelvin	كلفن	K	ك
kilocalorie	كيلوسعر	kcal	كسع
kilogram	كيلوغرام	kg	كسرغ
kilomole	كيلومول	kmole	كممل
pound	باوند	lb	—
meter	متر	m	م
minute	دقيقة	min	د
newton	نيوتن	N	ن
degree Rankine	درجة رانكين	°R	ر
revolutions per minute	دورات في الدقيقة	rpm	—
second	ثانية	sec	ث
tesla	تسلا	T	نس
volt	فولت	V	ف
watt	واط	W	و
weber	فير	Wb	فب
micrometer; micron	مايكرومتر ؛ مايكرون	μm	مي م
ohm	أوم	Ω	م

ملحق ٣. مَعطَيَاتٌ عَدَدِيَّةٌ

لِلْمُعْطَيَاتِ (الْبَيِّنَاتِ) الْفِيزِيَاءَةِ، أَنْظَرِ - بِالإِضَافَةِ إِلَى هَذَا الْمَلْحَظِ - الْجَدَاوِلَ الْمُنَاسِبَةَ فِي مَتْنِ الْكِتَابِ.

جدول ٣,١ بَعْضُ الْجُسَيْمَاتِ الْأَوَّلِيَّةِ الْأَكْثَرِ أَهَمِّيَّةً

Some of the More Important Elementary Particles

جدول ٩,٢ بَعْضُ خَوَاصِّ الْمَدَارَاتِ الْكَوْكَبِيَّةِ الَّتِي كَانَتْ مَعْرُوفَةً لِكِبْلَرِ

Some Properties of Planetary Orbits Known to Kepler

جدول ١١,١ الْخَوَاصُّ الرَّئِيسِيَّةُ لِكَوَاكِبِ الشَّمْسِ التَّسْعَةِ الْمَعْرُوفَةِ

Principal Properties of the Sun's Nine Known Planets

جدول ١٣,١ دَرَجَاتُ حَرَارَةِ الْإِسَالَةِ لِبَعْضِ الْغَازَاتِ الْعَادِيَّةِ

Liquefaction Temperatures of Some Common Gases

جدول ١٣,٢ الْحَرَارَاتُ النَّوعِيَّةُ لِبَعْضِ الْمَوَادِّ الْعَادِيَّةِ فِي دَرَجَةِ حَرَارَةِ الْغُرْفَةِ

Specific Heats of Some Common Materials at Room Temperature

جدول ١٣,٣ حَرَارَاتُ الْإِنصِهَارِ وَالتَّبَخِيرِ لِبَعْضِ الْمَوَادِّ الْعَادِيَّةِ تَحْتَ الضَّغْطِ الْجَوِّيِّ

Heats of Fusion and Vaporization of Some Common Materials at Atmospheric Pressure

جدول ١٥,١ مَوْصَلِيَّاتُ بَعْضِ الْمَوَادِّ الْعَادِيَّةِ فِي دَرَجَةِ حَرَارَةِ الْغُرْفَةِ

Conductivities of Some Common Materials at Room Temperature

جدول ١٥,٢ ثَوَابِتُ الْعَازِلِ لِبَعْضِ الْمَوَادِّ

Dielectric Constants of Some Materials

جدول ١٦,١ نَفَازِيَّاتُ κ_m وَتَأَثُّرِيَّاتُ χ_m مُخْتَارَةٌ

Selected Permeabilities κ_m and Susceptibilities χ_m

جدول ١٨,١ سُرْعَةُ الصَّوْتِ فِي الْمَوَادِّ الْعَادِيَّةِ

The Speed of Sound in Common Substances

جدول ٢٣,١ تَرْدُدُ عَتَبَةِ (مُبْدِي) الكَهْرُوضُوتِيَّةِ ودَالَّةُ الشُّغْلِ لبُضْعَةِ فِلْزَاتِ (مَعَادِن)

Photoelectric Threshold Frequency and Work Function for Several Metals

جدول ٢٤,٣ الجدولُ الدَّوْرِيُّ لِلْعَنَاصِرِ

Periodic Table of the Elements

جدول ٢٦,١ خَوَاصُ اِضْمَحْلَالِ أَلْفَا لِبُضْعِ نَوَى

Alpha-Decay Properties of Several Nuclei

أ - الثَّوَابُ الفِيزِيَايِيَّةُ Physical Constants

[هذا الجدولُ مُقْتَبَسٌ مِنْ كِتَابِ تَبْلُورٍ وَبَارْزِكِرٍ وَلَانْغِنْبِرْغٍ ، الثَّوَابُ الْأَسَاسِيَّةُ وَالِدِّيْنَامِيكَا الكَهْرَبَايِيَّةُ الْكَمْبِيَّةُ :]

B. N. Taylor, W. H. Parker, and D. N. Langenberg, *The Fundamental Constants and Quantum Electrodynamics* (New York: Academic Press, 1969).

وَيُمْكِنُ إِعْجَادُ مَقَالَةٍ مُبَسَّطَةٍ جَيِّدَةٍ عَنِ الثَّوَابِ الْأَسَاسِيَّةِ ، لِنَفْسِ هَؤُلَاءِ الْمُؤَلِّفِينَ ، فِي عِدَدِ نَشْرِينَ أَوَّلِ (أَكْتُوبَر) ، ١٩٧٠ ، مِنْ مَجَلَّةِ *Scientific American* . هَذَا ، وَقَدْ اخْتَصِرَتْ truncated الأَرْقَامُ الْمُدَوَّنَةُ هُنَا نَجِثُ بِكَوْنِ الشُّكِّ فِي كُلِّ مَحَا ١ ± - عَلَى الْاَكْثَرِ - فِي الْخَانَةِ digit الْآخِرَةِ .]

القيمة	الرمز	الكتابة
$6.67 \times 10^{-11} \text{ م}^3 / \text{كسغ}^2$ (أو $\text{م}^3 / \text{كسغ ث}^2$)	G	ثَابِتُ الْجاذِبِيَّةِ Gravitational constant
$6.0222 \times 10^{23} \text{ جسيم / مول}$ (أو $\text{م}^3 / \text{غ}$)	N_0	عَدَدُ أَفُوغَادُورُو Avogadro's number
$1.3806 \times 10^{-23} \text{ ج / ك}$ $8.617 \times 10^{-5} \text{ ء / ك}$	k	ثَابِتُ بُولْتزْمَان (ثَابِتُ الْغَازَاتِ الْمَجْهَرِيَّةِ) Boltzmann's constant (microscopic gas constant)
$1.60 \times 10^{-19} \text{ ك / ء}$	$\frac{1}{k}$	

القيمة	الرمز	الكمية
٨,٣١٤ ج / مل ك ١,٩٨٧٢ كسر سكر / كسر مل ك	$R (= N_0 k)$	ثابتُ الغازاتِ الجاهريُّ Macroscopic gas constant
$١,٦٠٢١٩ \times ١٠^{-١٩}$ كل $٤,٨٠٣٣ \times ١٠^{-١٠}$ esu	e	وَحْدَةُ الكَمِّ للشُّحْنَةِ Quantum unit of charge
$٩,٦٤٨٧ \times ١٠^4$ كل / مل $٢,٨٩٢٦ \times ١٠^{14}$ esu / مل	$F (= N_0 e)$	ثابتُ فارادي (١ مُول من الكهرباء) Faraday's constant (1 mole of electricity)
$٨,٨٥٤١٩ \times ١٠^{-١٠}$ كل ^٢ / ن م ^٢ $١,١١٢٦٥٠ \times ١٠^{-١٠}$ كل ^٢ / ن م ^٢	$\epsilon_0 \left(= \frac{1}{\mu_0 c^2} \right)$ $4\pi\epsilon_0 \left(= \frac{4\pi}{\mu_0 c^2} \right)$	سَمَاحِيَّةُ الْفَرَاغِ Permittivity of space
$٨,٩٨٧٥٥ \times ١٠^9$ ن م ^٢ / كل ^٢ $4\pi \times ١٠^{-٧}$ ن / أ ^٢ (بالضبط ، حسب التعريف)	$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(= \frac{\mu_0 c^2}{4\pi} \right)$ μ_0	ثابتُ النفاذية Permeability constant
$١,٢٥٦٦٣٧ \times ١٠^{-1٠}$ ن / أ ^٢ $١٠^{-٧}$ ن / أ ^٢ تماماً	$\frac{\mu_0}{4\pi}$	
$٢,٩٩٧٩٢٥ \times ١٠^8$ م / ث	c	سرعةُ الضَّوِّ Speed of light
$٦,٦٢٦٢ \times ١٠^{-34}$ ج ث $٤,١٣٥٧ \times ١٠^{-1٥}$ ء ف ث $٤,١٣٥٧ \times ١٠^{-11}$ مغ ء ف ث	h	ثابتُ بلانك Planck's constant

القيمة	الرمز	الكمية
1.05459×10^{-34} ج ث 6.5822×10^{-16} ف ث 6.5822×10^{-16} مغ ف ث	$\hbar \left(= \frac{h}{2\pi} \right)$	
1.75880×10^{11} كل / كغ 5.2728×10^{17} esu / غ	$\frac{e}{m_e}$	نسبة الشحنة إلى الكتلة للإلكترون Charge-to-mass ratio for electron
9.1096×10^{-31} كغ 5.4859×10^{-4} م	m_e	كتلة الإلكترون Mass of electron
1.67261×10^{-27} كغ 1.0072766 م $m_e (1836.11)$	m_p	كتلة البروتون Mass of proton
1.67492×10^{-27} كغ 1.0086652 م $m_e (1838.64)$	m_n	كتلة النيوترون Mass of neutron
0.51100 مغ ف	$m_e c^2$	الطاقة الذاتية للإلكترون Intrinsic energy of electron
938.26 مغ ف	$m_p c^2$	الطاقة الذاتية للبروتون Intrinsic energy of proton
939.55 مغ ف	$m_n c^2$	الطاقة الذاتية للنيوترون Intrinsic energy of neutron

القيمة	الرمز	الكمية
$10^{-1} \times 1,0973731$	$R_{\infty} \left[= \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m_e e^4}{4\pi\hbar^3 c} \right]$	ثابت ريدبرغ لنواة لامتناهية الكتلة Rydberg constant for infinitely massive nucleus
$10^{-1} \times 1,0967758$	R_H	ثابت ريدبرغ لهيدروجين ١ Rydberg constant for hydrogen 1
$10^{-3} \times 7,29735$ أو $137,036/1$	$\alpha \left(= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} \right)$	ثابت التركيب الدقيق Fine structure constant
$10^{-11} \times 0,529177$ $\dot{\text{م}} 0,529177$	$a_0 \left(= \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} \right)$	نصف قطر بور Bohr radius
$10^{-12} \times 2,42631$	$\lambda_c \left(= \frac{h}{m_e c} \right)$	طول موجة كومتون للإلكترون Compton wavelength of the electron
$10^{-13} \times 3,86159$ نم $386,159$	$\lambda_c \left(= \frac{h}{m_e c} \right)$	طول موجة كومتون المختزل للإلكترون Reduced Compton wavelength of the electron
$10^{-24} \times 9,2741$ ج/نس	$\mu_B \left(= \frac{eh}{2m_e} \right)$	مغنيطون بور Bohr magneton

توليفات مفيدة من الثوابت

$$10^{-28} \times 2,3071 \text{ ج م}$$

$$14,400 \text{ ء ف م}$$

$$1,4400 \text{ مغ ء ف نم}$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$$

القيمة	الرمز	الكمية
$3,1616 \times 10^{-21}$ ج م $1,97329 \times 10^{-31}$ ء ف م ١٩٧,٣٢٩ مغ ء ف هـ	hc	
$6,1044 \times 10^{-29}$ ج م ^٢ $3,8100$ ء ف م ^٢ $3,8100 \times 10^{-41}$ مغ ء ف هـ ^٢	$\frac{h^2}{2m_e}$	
$3,3246 \times 10^{-42}$ ج م ^٢ $2,0751 \times 10^{-3}$ ء ف م ^٢ $20,751$ مغ ء ف هـ ^٢	$\frac{h^2}{2m_p}$	
$8,98755 \times 10^{16}$ ج / كـ ر غ $9,3148 \times 10^8$ ء ف / هـ $931,48$ مغ ء ف / هـ	c^2	

ب - مُعْطَيَاتُ أَرْضِيَّةٌ " Terrestrial Data

(٥ أنظر الحاشية أسفل جدول د ، صفحة م ٣٠)

القيمة	الكمية
$9,80665$ م / ث ^٢ : قيمة الإسنادِ المِباريةِ $9,7804$ م / ث ^٢ عند خطِّ الإستواءِ $9,8322$ م / ث ^٢ عند القطبينِ	تسارعُ الجاذبيَّةِ عند سطحِ البحرِ Acceleration of gravity at sea level (g)

القيمة	الكمية
$5,98 \times 10^{24}$ كـرغ	كتلة الأرض Mass of earth (M_E)
$3,986 \times 10^4$ ن م ^٢ /كـرغ (أو م ^٣ /ث ^٢)	كتلة الأرض مضروبة في ثابت الجاذبية Mass of earth times gravitational constant ($M_E G$)
$6,37 \times 10^6$ م 6370 كـم 3960 ميلاً القيمة المتوسطة التقريبية	نصف قطر الأرض Radius of earth (R_E)
$6378,2$ كـم عند خط الإستواء $6356,8$ كـم عند القطبين	
$4,008 \times 10^7$ م 24902 ميل	المحيط الإستوائي للأرض Equatorial circumference of earth
الجو	
$1,013 \times 10^5$ ن/م ^٢	ضغط الهواء المعياري عند سطح البحر (٧٦٠ ملم من الزئبق) Standard air pressure at sea level (760 mm of Hg)
$1,293$ كـرغ/م ^٣	الكثافة المعيارية للهواء الجاف عند سطح البحر وصفر ش Standard dry air density at sea level and 0 °C
$1,20$ كـرغ/م ^٣	الكثافة الاعتيادية للهواء الرطب عند سطح البحر و ٢٠ ش Typical moist air density at sea level and 20 °C

القيمة	الكمية
٣٣١ م/ث ٧٤٠ ميلاً/س	سرعة الصوت في الهواء المعياري في صفر ش Speed of sound in standard air at 0 °C
٣٤٤ م/ث ٧٧٠ ميلاً/س	السرعة الاعتيادية للصوت في الهواء الرطب في ٢٠ ش Typical speed of sound in moist air at 20 °C
٧٨ ، N ₂ بالثة ٢١ ، O ₂ بالثة ١ ، Ar بالثة	التركيب التقريبي للغو، مُقدَّراً بعدد الجزيئات Approximate composition of atmosphere, by number of molecules
٢٨,٩٧	متوسط الوزن الجزيئي للهواء الجاف Mean molecular weight of dry air
$C_p = ٠,٢٤٠٣$ كـ سُغَر/كـرغ كـ $C_v = ٠,١٧١٥$ كـ سُغَر/كـرغ كـ $C_p' = 3.503R$ $C_v' = 2.500R$	الحارارتان النوعيتان للهواء المعياري Specific heats of standard air
١,٤٠١	نسبة الحارارتين النوعيتين للهواء المعياري Ratio of specific heats of standard air (γ)

ج - كثافات المواد العادية تحت الشروط المعيارية لدرجة الحرارة والضغط

Densities of Common Materials at Standard Conditions of Temperature and Pressure

الكثافة		المادة	
(كغ/م ^٣)	(غ/سم ^٣)		
٠,٠٨٩٩	$٨,٩٩ \times ١٠^{-٥}$	Hydrogen (H ₂)	هيدروجين
٠,١٧٨٥	$١,٧٨٥ \times ١٠^{-٤}$	Helium (He)	هيليوم
١,٢٥٠	$١,٢٥٠ \times ١٠^{-٣}$	Nitrogen (N ₂)	نيتروجين
١,٤٢٩	$١,٤٢٩ \times ١٠^{-٣}$	Oxygen (O ₂)	أكسجين
١,٢٩٣	$١,٢٩٣ \times ١٠^{-٣}$	Air	هواء
٦٦٠ - ٦٩٠ (٧٠٠ ~)	٠,٧ ~	Gasoline	غازولين
٨٠٦	٠,٨٠٦	كحول (إيثانول ؛ أو كحول أثيلي) Alcohol (ethanol)	
$١,٠٠٠ \times ١٠^{-٣}$	١,٠٠٠	Water	ماء
$١,٣٦٠ \times ١٠^{-٤}$	١٣,٦٠	Mercury	زئبق
$٢,٧٠ \times ١٠^{-٣}$	٢,٧٠	Aluminum	ألومنيوم
$٧,٨٦ \times ١٠^{-٣}$	٧,٨٦	Iron	حديد
$٨,٩٦ \times ١٠^{-٣}$	٨,٩٦	Copper	نحاس
$١,١٤ \times ١٠^{-٤}$	١١,٤	Lead	رصاص

د - مُعْطَيَاتُ فَلَكَتَيْهِ ° Astronomical Data

القيمة	الكمية
$3,844 \times 10^8$ م $2,389 \times 10^8$ ميل	المسافة من مركز الأرض إلى مركز القمر Distance from center of earth to center of moon
٢٧,٣٢ ي $2,360 \times 10^6$ ث	دَوْرَةُ الْقَمَرِ Period of moon
$7,35 \times 10^{22}$ كـغ $M_E (0,0123)$	كُتْلَةُ الْقَمَرِ Mass of moon
$1,738 \times 10^6$ م $R_E (0,2728)$	نُصْفُ قُطْرِ الْقَمَرِ Radius of moon
١,٦٢ م/ث ^٢ $g (0,165)$	تَسَارُعُ الجاذبيَّةِ عند سطح القمر Acceleration of gravity at the surface of the moon
$1,496 \times 10^{11}$ م المتوسط $9,30 \times 10^8$ ميل $1,471 \times 10^{11}$ م عند نقطة الحضيض perihelion $1,521 \times 10^{11}$ م عند نقطة الأوج aphelion	المسافة من مركز الأرض إلى مركز الشمس (١ م.م) Distance from center of earth to center of sun (1 A.U.)
$1,99 \times 10^{30}$ كـغ $M_E (0,01 \times 3,329)$	كُتْلَةُ الشَّمْسِ Mass of sun (M_S)

القيمة	الكمية
$1,3272 \times 10^{30} \text{ كغ}$ (أو 10^{30} ث)	كتلة الشمس مضروبة في ثابت الجاذبية Mass of sun times gravitational constant ($M_s G$)
$6,960 \times 10^8 \text{ م}$ $R_E (10^9, 2)$	نصف قطر الشمس Radius of sun (R_s)
$365,26 \text{ ي}$ $3,156 \times 10^7 \text{ ث}$	دورة الأرض Period of earth
$2,98 \times 10^4 \text{ م/ث}$	متوسط السرعة المدارية للأرض Average orbital speed of earth
$5,93 \times 10^{-3} \text{ م/ث}^2$ $(6,05 \times 10^{-3} \text{ م/ث}^2)$	متوسط التسارع المداري للأرض Average orbital acceleration of earth

المصدر: كتاب ألين ، الكميات الفلكية :

C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, second edition (London: The Athlone Press, University of London, 1963).

وثمة مرجعان مفيدان آخران للمعطيات الفيزيائية هما :

Handbook of Chemistry and Physics (Cleveland, Ohio: The Chemical Rubber Co.),

الذي يتفق باستمرار ، و

American Institute of Physics Handbook, third edition (New York: McGraw-Hill Book Co., 1972).



ملحق ٤ . عوامل التحويل

يُعدُّ هذا الملحق عوامل التحويل مباشرة (مثل ٢,٥٤ سرم / بوصة) بدلاً من إدراجها في معادلات (على غرار ١ بوصة = ٢,٥٤ سرم) ، وذلك توثيقاً للملاءمة في حساب الوحدات . فيمكن ضرب أية كمية في ، أو قسمتها على ، عوامل تحويل مناسبة حيث أن كل عامل تحويل يكافئ الواحد الصحيح . وعوامل التحويل المسبوقة بنقطة (•) هي دقيقة وتصلح لتعريف إحدى الوحدات بدلالة أخرى . فـ ٠,٣٠٤٨ م / قدم ، مثلاً ، يُعرف القدم بأنه ٠,٣٠٤٨ م بالضبط .

١ — الطول

- ٣١٠ سرم / لتر
- ٠,٩٤٦٣٥ لتر / كواز
- ٣,٧٨٥٤ × ١٠^{-٣} م / غالون

- ٢١٠ سرم / م
- ٣١٠ م / كرم

٣ — الزمن

(اليوم هو متوسط يوم شمسي solar day ؛
أما السنة فهي سنة نجمية sidereal year •)

- ٣٦٠٠ ث / س
- ٨,٦٤ × ١٠^٤ ث / ي
- ٣٦٥,٢٦ ي / سنة
- ٣,١٥٥٨ × ١٠^٧ ث / سنة

- ٢,٥٤ سرم / بوصة
- ١٢ بوصة / قدم
- ٥٢٨٠ قدماً / ميل
- ٠,٣٠٤٨ م / قدم

- ١,٦٠٩٣٤٤ × ٣١٠ م / ميل
- ١,٦٠٩٣٤٤ كرم / ميل

- ١,٤٩٥٩٨ × ١١٠ م / صفر
- ٩,٤٦١ × ١٠^{١٥} م / سنة ضوئية
- ٣,٠٨٤ × ١٦١٠ م / فغ

٤ — السرعة

- ١٠^{-٦} م / مي م (أو م / مايكرون)
- ١٠^{-١٠} م / م
- ١٠^{-١٥} م / صفر

- ٠,٣٠٤٨ (م / ث) / (قدم / ث)
- ١,٦٠٩ × ٣١٠ (م / ث) / (ميل / ث)
- ٠,٤٤٧٠ (م / ث) / (ميل / س)
- ١,٦٠٩ (كرم / س) / (ميل / س)
- ٣١ م

٢ — الحجم

- ٣-١٠ م^٣ / لتر

٥ - التَّسَارُع

٩ - القُوَّة

$$\bullet \quad ٠,٣٠٤٨ \text{ (م/ث}^2\text{) / (قدم/ث}^2\text{)}$$

$$\bullet \quad ١٠^\circ \text{ دابن / ن}$$

$$\bullet \quad ١٠^\circ \text{ ن / دابن}$$

$$٤,٤٤٨٢ \text{ ن / باوند - قُوَّة}$$

٦ - الزَّاوِيَة

$$(١ \text{ باوند - قُوَّة } 1\text{bf} = \text{وزن } ١ \text{ باوند عند الجاذبيَّة}$$

$$\text{المعياريَّة [} \theta = ٩,٨٠٦٦٥ \text{ م/ث}^2\text{]})$$

$$\bullet \quad ٦٠ \text{ ثانية قوسية (}^\circ\text{) / دقيقة قوسية (}^\circ\text{)}$$

$$\bullet \quad ٦٠ \text{ دقيقة قوسية (}^\circ\text{) / درجة (}^\circ\text{)}$$

$$\bullet \quad \pi / ١٨٠ (\cong ٥٧,٣٠) \text{ درجة (}^\circ\text{) / دائريَّة (مسر)}$$

$$\bullet \quad 2\pi (\cong ٦,٢٨٣) \text{ دائريَّة / دَوْرَة}$$

١٠ - الضَّغْط

$$\bullet \quad ٠,١ \text{ (ن/م}^2\text{) / (داين/سم}^2\text{)}$$

$$\bullet \quad ١٠^\circ \text{ (ن/م}^2\text{) / بر}$$

٧ - الكُتْلَة

$$\bullet \quad ١٠^3 \text{ غ / كغ}$$

$$\bullet \quad ١,٠١٣٢٥ \times ١٠^\circ \text{ (ن/م}^2\text{) / جَوِّيَّ}$$

$$\bullet \quad ١,٠١٣٢٥ \times ١٠^\circ \text{ (داين/سم}^2\text{) / جَوِّيَّ}$$

$$\bullet \quad ١,٠١٣٢٥ \text{ بر / جَوِّيَّ}$$

$$٤٥٣,٥٩ \text{ غ / باوند}$$

$$٠,٤٥٣٥٩ \text{ كغ / باوند}$$

$$٢,٢٠٤٦ \text{ باوند / كغ}$$

$$١٣٣,٣٢ \text{ (ن/م}^2\text{) / مر م من الزَّبَق (صفر ش)}$$

$$٣,٣٨٦ \times ١٠^3 \text{ (ن/م}^2\text{) / بوصة من الزَّبَق}$$

$$\text{(صفر ش)}$$

$$١,٦٦٠٥٣ \times ١٠^{-٢٧} \text{ كغ / م}$$

$$٦,٠٢٢٢ \times ١٠^{-٢٦} \text{ م / كغ}$$

$$٦,٠٢٢٢ \times ١٠^{-٢٣} \text{ م / غ}$$

$$٦,٨٩٥ \times ١٠^3 \text{ (ن/م}^2\text{) / (باوند-قُوَّة/بوصة}^2\text{)}$$

$$\text{أو psi}$$

٨ - الكثَاثَة

١١ - الطَّاقَة

$$\bullet \quad ١٠^3 \text{ (كغ/م}^3\text{) / (غ/سم}^3\text{)}$$

$$١٦,٠١٨ \text{ (كغ/م}^3\text{) / (باوند/قدم}^3\text{)}$$

$$١,٦٠١٨ \times ١٠^{-٢} \text{ (غ/سم}^3\text{) / (باوند/قدم}^3\text{)}$$

(للتَّحوِيل من كتلة إلى طاقة، أنظر

قيم ϵ الواردة في نهاية ملحق أ٣.)

- ١٠^٧ إرغ / ج
- ١٠^٧ ج / إرغ
- ١,٠٠ ش / ك
- ١,٨٠ ف / ش
- ١,٨٠ ز / ك
- $T = (ك) T + ٢٧٣,١٥$ (ش)
- $T = (ش) T = [٣٢ - (ف)]$ / ١,٨٠
- $T = (ك) T = (ز) / ١,٨٠$
- ٤,١٨٤ ج / سُر
- ٤,١٨٤ ج / ك سُر
- ٣١٠ سُر / ك سُر

(يُعرَفُ الكيلوسُر [كسُر] أيضاً
بالسُرِ الغذائي، أو السُرِ الكبير.)

١٤ - الكمّيات الكهربائية

(لاحظ أن ٢,٩٩٧٩ تُقَرَّبُ جيّداً بالرقم ٣,٠٠.)

- الشحنة : ٢,٩٩٧٩ × ١٠^٩ esu / كل
- التيار : ٢,٩٩٧٩ × ١٠^٩ (esu / ث) / أ
- الجهد : ٢٩٩,٧٩ ف / فولت ساكن (statvolt)
- المجال الكهربائي : ٢,٩٩٧٩ × ١٠^٩ (ف / م) / (فولت ساكن / سم)

- المجال المغناطيسي : ١٠^٩ غاوس / تس
- الدفق المغناطيسي : ١٠^٩ غاوس سم^٢ / فب
- قوّة القطب : ١٠ وَحدة سرغ ث / ميشيل

(وَحدة سرغ ث = cgs unit = ١٠^٩ إرغ / سم^٢ ;
ميشيل = michell = أ م)

- ١,٦٠٢١٩ × ١٠^{-١٩} ج / ء ف
- ١,٦٠٢١٩ × ١٠^{-١٣} ج / مغ ء ف
- ١٠^٦ ء ف / مغ ء ف
- ٣,٦٠ × ١٠^٦ ج / كروس (kW hr)
- ٤,٢٠ × ١٠^{١٢} ج / ك طن (kiloton)
- ٤,٢٠ × ١٠^{١٥} ج / مغ طن (megaton)
- ٠,٠٤٣٣٦ (ء ف / جزئي) / كسر / مل
- ٢٣,٠٦ (كسر / مل) / (ء ف / جزئي)

١٢ - القُدرة

- ٧٤٦ و / قُدرة حصان (horsepower)

١٣ - درجّة الحرارة

- ١,٠٠ ف / ز



ملحق ٥. معادلات الكهرومغناطيسية بوحدة النظام الدولي (مكث)
والوحدات الغاوسية (سرغث)

لا تُؤخذ الأقطاب المغناطيسية بعين الاعتبار في المعادلات التالية. كما تُناظر أرقام المعادلات تلك المبينة في متن الكتاب.

أ- المعادلات التي تكون واحدة لكلتا العنيتين من الوحدات

المعادلة	وَصْفُ فَعْوَى المعادلة
$I = \frac{dq}{dt}$	(١٥,٥) علاقة التَّيار بالشَّحنة
$F_E = q'E$	(١٥,١٨) علاقة المجال الكهربائي بالقوة الكهربائية
$\Phi_E = \int E \cdot dS$	(١٥,٣٠) تعريف الدَّفْق الكهربائي
$\Phi_B = \int B \cdot dS$	(١٦,١٩) تعريف الدَّفْق المغناطيسي
$\oint B \cdot dS = 0$	(١٦,٢٣) الصَّفة الحَلْزُونِيَّةُ للمجال المغناطيسي
$V = \frac{U}{q}$	(١٥,٥٥) تعريف الجَهْد
$V_2 - V_1 = - \int_{r_1}^{r_2} E \cdot ds$	(١٥,٤٨)
$E = -\nabla V$	(١٥,٦٧) علاقتا الجَهْدِ بالمجال الكهربائي الساكن
$J = \sigma E$	(١٥,٨٤) قانون أوم
$V = IR$	(١٥,٨٨)
$P = IV$	(١٥,٥٧) القُدْرَةُ الْمُفْتَرَنَةُ بالتَّيار وِفَرْقِ الجَهْدِ
$P = I^2 R$	(١٥,١٠٧)
$P = \frac{V^2}{R}$	(١٥,١٠٨) القُدْرَةُ في الدَّارَةِ الخَطِيئَةِ

المعادلة	وَصَفُ فَعْوَى المعادلة
$p = ql$	(١٥,٧١) تعريف عزم الشَّاقْطِيّ الكهربائيّ
$U = -p \cdot E$	(١٥,٧٣) طاقة الشَّاقْطِيّ الكهربائيّ
$U = -\mu \cdot B$	(١٦,١٦) طاقة الشَّاقْطِيّ المغناطيسيّ
$C = \frac{q}{V}$	(١٥,١٠٩) تعريف المُوَاسَّعة (السعة)
$U = \frac{1}{2} CV^2$	(١٥,١١٩) الطاقة المخزونة في مكثفٍ
$L = - \frac{\mathcal{V}}{\left(\frac{dI}{dt}\right)}$	(١٧,٤٤) تعريف المُحَاثَةِ (المُوَاثَرَةِ)
$U = \frac{1}{2} LI^2$	(١٧,٧١) الطاقة المخزونة في مِحَثٍ inductor

ب - المعادلات التي تكون مختلفة لفِئَتِي الوَحَدَاتِ

المعادلة للوَحَدَاتِ الغَاوِسيَّةِ	المُعَادَلَةُ لَوَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ	وَصَفُ فَعْوَى المعادلة
$F_{12} = \frac{q_1 q_2 i_{12}}{r^2}$	$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2 i_{12}}{r^2}$	(١٥,١٥) قانون كُولُوم
$E = \frac{qi_r}{r^2}$	$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qi_r}{r^2}$	(١٥,٢٠) المجال الكهربائيّ لشحنةٍ نُقْطِيَّةِ
$V = \frac{q}{r}$	$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$	(١٥,٦٠) الجَهْدُ لشحنةٍ نُقْطِيَّةِ
$\oint E \cdot dS = 4\pi q$	$\oint E \cdot dS = \frac{q}{\epsilon_0}$	(١٥,٣٦) قانون غَاوَس
$E = 4\pi\sigma$	$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$	(١٥,٤٤) المجال الكهربائيّ قُرْبَ مُوَصِّل
$C = \frac{A}{4\pi d}$	$C = \frac{\epsilon_0 A}{d}$	(١٥,١١٢) مُوَاسَّعةٌ (سعة) مكثفٍ ذي لوحين متوازيين
$u = \frac{1}{8\pi} (E^2 + B^2)$	$u = \frac{1}{2\epsilon_0} E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2$	(١٦,٢٥) كثافة الطاقة لمجالٍ كهرومغناطيسيّ
$F_M = \frac{q'}{c} v \times B$	$F_M = q' v \times B$	(١٦,٢٧) القُوَّةُ المغناطيسيَّةُ على شحنةٍ متحرِّكةٍ
$dF = \frac{I'}{c} ds \times B$	$dF = I' ds \times B$	(١٦,٤٣) القُوَّةُ المغناطيسيَّةُ على عُنْصُرٍ تيارٍ

وصفُ فُخوى المعادلة	المعادلة لَوَحَدَاتِ النِّظامِ الدَّولِيِّ	المعادلة لِلوَحَدَاتِ الغَاوِسيَّةِ
المجالُ المغناطيسيُّ الَّذِي تُحْدِثُهُ شِخْنَةٌ متحرِّكةٌ	$B = \frac{\mu_0 q v \times i_r}{4\pi r^2}$ (١٦,٣٦)	$B = \frac{q v \times i_r}{c r^2}$
المجالُ المغناطيسيُّ الَّذِي يُحْدِثُهُ عُنْصُرُ تَبَارٍ	$dB = \frac{\mu_0 I ds \times i_r}{4\pi r^2}$ (١٦,٥٦)	$dB = \frac{I ds \times i_r}{c r^2}$
نصفُ قُطرِ الانحناءِ لِشِخْنَةٍ تدورُ في مجالٍ مغناطيسيِّ	$r = \frac{p_{\perp}}{q'B}$ (١٦,٣٠)	$r = \frac{p_{\perp} c}{q'B}$
العزمُ المغناطيسيُّ لِحَسِيمٍ دائِرٍ	$\mu = \frac{q}{2m} L$ (١٦,٥٤)	$\mu = \frac{q}{2mc} L$
العزمُ المغناطيسيُّ لَعُرْوَةٍ مِنَ التَّبَارِ current loop	$\mu = IA$ (١٦,٤٩)	$\mu = \frac{IA}{c}$
القُوَّةُ لِكُلِّ وَحْدَةٍ طَوِيلٍ عَلَى تَبَارَيْنِ متوازيين	$\frac{dF}{ds} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}$ (١٦,٧٤)	$\frac{dF}{ds} = \frac{2I_1 I_2}{c^2 d}$
المجالُ المغناطيسيُّ لِسِلْكٍ مستقيمٍ	$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}$ (١٦,٦١)	$B = \frac{2I}{cx}$
طَوِيلُ المجالِ المغناطيسيِّ دَاخِلَ مِلَفٍّ حلزونيِّ طَوِيلٍ	$B = \mu_0 n I$ (١٦,٦٩)	$B = \frac{4\pi n I}{c}$
قانونُ الحثِّ الكهرومغناطيسيِّ electromagnetic	$\oint E \cdot ds = - \frac{d\Phi_B}{dt}$ (١٧,١)	$\oint E \cdot ds = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi_B}{dt}$
قانونُ أمبير وقانونُ الحثِّ المغناطيسيِّ الكهربائيِّ magnetoelectric	$\oint B \cdot ds = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$ (١٧,٢٩)	$\oint B \cdot ds = \frac{4\pi I}{c} + \frac{1}{c} \frac{d\Phi_E}{dt}$
سُرْعَةُ الضَّوئيةِ	$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ (١٧,٧٧)	لا يوجد نظيرٌ لهذه المعادلة ؛ إذْ تظهرُ c عَلَى نَحْوِ صَرِيحٍ فِي المعادلاتِ الغَاوِسيَّةِ

ج - الصورة التفاضلية لمعادلات ماكسويل

النظام الغاوسي	النظام الدولي
$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho$	$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$
$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$
$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$	$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$
$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi\mathbf{J}}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$	$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0\mathbf{J} + \mu_0\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$



ملحق ٦ . صِيَغٌ رِيَاضِيَّةٌ

بعض الصيغ الرياضية أدناه تتجاوز الاحتياجات المباشرة لهذا الكتاب ، وذلك بغية توفير مرجع لمقررات أخرى أو لشغل إضافي اختياري فذ يرغب المدرس في تعيينه . أما إذا توخيت خلاصة compendium من الصيغ أشمل بكثير ، فانظر الطبعة الرابعة من كتاب دوايت ، جداول لتكاملات ومقطعات رياضية أخرى : Herbert Dwight, *Tables of Integrals and Other Mathematical Data*, 4th edition (New York : The Macmillan Company, 1961).

فهذا المرجع الممتاز ، المعتدل حجماً وسِعراً ، هو استثمار جيد . وسيتب فائدته طيلة سيرة المرء الدراسية والمهنية .

أ - الإشارات الرياضية Mathematical Signs

- = بُسَاوِي
- ≠ لَا بُسَاوِي
- ≈ بُسَاوِي . تَقْرِيْباً
- ≡ مُطَابِقٌ مَعَ ، يُعْرَفُ بِأَنَّهُ
- > أَكْبَرُ مِنْ
- ≥ أَكْبَرُ مِنْ أَوْ بُسَاوِي
- » أَكْبَرُ بِكَثِيرٍ مِنْ
- < أَصْغَرُ مِنْ
- ≤ أَصْغَرُ مِنْ أَوْ بُسَاوِي
- « أَصْغَرُ بِكَثِيرٍ مِنْ
- ~ مُتَنَاسِبٌ مَعَ

[لاحظ أن الانفراج ، في الإشارات ه - ١٠ أعلاه ينبغي أن يكون صوب الطرف الأكبر في مُجَابَنَةِ (لامتساوية) inequality معينة ، بينما يجب أن يكون رأس الزاوية ، باتجاه الطرف الأصغر . وعلى ذلك ، فدلّول هذه الإشارات السَّتْ ينطبق فقط على المُتَبَيِّنَاتِ المكتوبة بالحروف اللاتينية (من اليسار إلى اليمين) .]

(المشرف)

Arithmetic: Powers of 10

ب - الحِسَاب : قُوَى ١٠

$$10^a 10^b = 10^{a+b}$$

$$10^a / 10^b = 10^{a-b}$$

$$(10^a)^b = 10^{ab}$$

ج - الجَبْر Algebra

□ الكسور FRACTIONS

$$a \left(\frac{b}{c} \right) = \frac{ab}{c} \qquad \frac{\left(\frac{b}{c} \right)}{d} = \frac{b}{cd}$$

$$\left(\frac{a}{b} \right) \left(\frac{c}{d} \right) = \frac{ac}{bd} \qquad \frac{\left(\frac{a}{b} \right)}{\left(\frac{c}{d} \right)} = \frac{ad}{bc}$$

$$\frac{a}{b} + \frac{c}{d} = \frac{ad + bc}{bd}$$

□ جَذْرًا مَعَادِلَةٍ تَرْبِيعِيَّةٍ ROOTS OF A QUADRATIC EQUATION

$$x = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad \text{فَإِنْ} \quad ax^2 + bx + c = 0 \quad \text{إِذَا كَانَتْ}$$

$$x = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \gamma} \quad \text{فَإِنْ} \quad x^2 + 2\beta x + \gamma = 0 \quad \text{وَإِذَا كَانَتْ}$$

□ مَفْكُوكَاتُ ذَاتِ الْحَدَيْنِ BINOMIAL EXPANSIONS

$$n! = n(n-1)(n-2) \cdots 2 \cdot 1 \quad : n \text{ (integer)} \quad \text{عَامِلِيٌّ factorial عَدَدٍ صَحِيحٍ}$$

$$\left(\frac{q}{n} \right) = \frac{q!}{n! (q-n)!} \quad : n \text{ و } q \text{ الصَّحِيحَيْنِ} \quad \text{مُعَامِلُ ذَاتِ الْحَدَيْنِ لِلْعَدَدَيْنِ الصَّحِيحَيْنِ}$$

$$(a \pm b)^2 = a^2 \pm 2ab + b^2$$

$$(a \pm b)^3 = a^3 \pm 3a^2b + 3ab^2 \pm b^3$$

كَي نَحْسَبَ الكَمِيَّةَ $(a+b)^n$ ، اَكْتُبْهَا عَلَى الصُّورَةِ :

$$a^p(1+x)^p \quad \text{حيث} \quad x = b/a \quad \text{أو على الصورة :}$$

$$b^p(1+x)^p \quad \text{حيث} \quad x = a/b$$

$$(1 \pm x)^p = 1 \pm px + \frac{p(p-1)}{2!} x^2 \pm \frac{p(p-1)(p-2)}{3!} x^3 + \dots$$

تكون هذه متسلسلة متناهية إذا كان p عدداً صحيحاً موجباً. أما لقيم p الأخرى، فتكون متسلسلة لامتناهية تتقارب converges للقيم $|x| < 1$.

حالات خاصة :

$$p = -1: \frac{1}{1 \pm x} = 1 \mp x + x^2 \mp x^3 + x^4 \mp \dots$$

$$p = -2: \frac{1}{(1 \pm x)^2} = 1 \mp 2x + 3x^2 \mp 4x^3 + 5x^4 \mp \dots$$

$$p = \frac{1}{2}: \sqrt{1 \pm x} = 1 \pm \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 \pm \frac{1}{16}x^3 - \dots$$

$$p = -\frac{1}{2}: \frac{1}{\sqrt{1 \pm x}} = 1 \mp \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2 \mp \frac{5}{16}x^3 + \dots$$

□ الأعداد المركبة COMPLEX NUMBERS

$$(a + ib) + (c + id) = (a + c) + i(b + d)$$

$$(a + ib)(c + id) = (ac - bd) + i(bc + ad)$$

$$\frac{a + ib}{c + id} = \frac{(a + ib)(c - id)}{c^2 + d^2}$$

$$|a + ib|^2 = (a + ib)^*(a + ib) = (a - ib)(a + ib) = a^2 + b^2$$

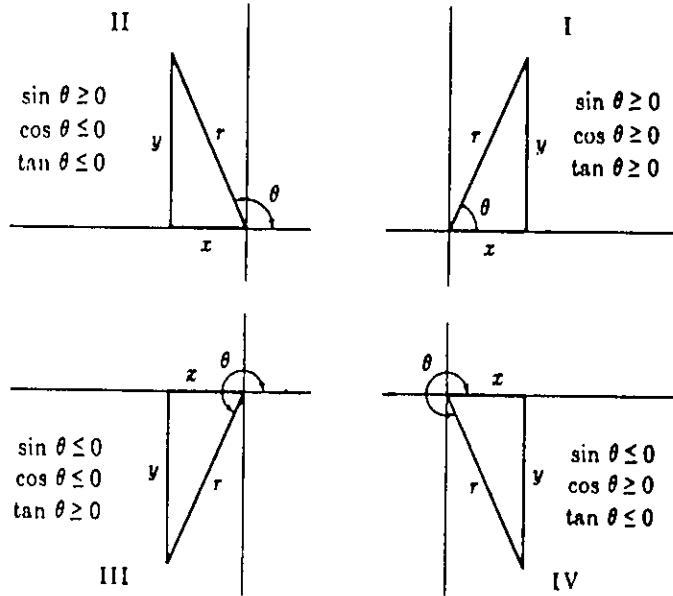
$$\theta = \arctan(b/a) \text{ و } r = \sqrt{a^2 + b^2}, \text{ حيث } a + ib = re^{i\theta}$$

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$$

د - المثلثات Trigonometry

□ تعريف الدوال المثلثية DEFINITIONS OF TRIGONOMETRIC FUNCTIONS

الدوال العكسية inverse functions : إذا كانت $(\theta \text{ جا } \theta = u)$ ، فإن $(\text{قو جا } u = \theta)$ ، ونكتب أحياناً $\theta = \arcsin u$ ، ونكتب أحياناً $\theta = \sin^{-1} u$ (جا⁻¹ u). ويرمز بالمثل إلى الدوال العكسية الأخرى : $\arccos u$ ، $\arctan u$ ، وهلم جرا.



$$\sin \theta = \frac{y}{r}$$

$$\cos \theta = \frac{x}{r}$$

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta}{\cos \theta} = \frac{y}{x}$$

$$\csc \theta = \frac{1}{\sin \theta} = \frac{r}{y}$$

$$\sec \theta = \frac{1}{\cos \theta} = \frac{r}{x}$$

$$\cot \theta = \frac{1}{\tan \theta} = \frac{x}{y}$$

SIMPLE PROPERTIES خواص بسيطة □

$$\sin(-\theta) = -\sin \theta$$

$$\sin\left(\theta \pm \frac{\pi}{2}\right) = \pm \cos \theta$$

$$\sin(\theta \pm \pi) = -\sin \theta$$

$$\cos(-\theta) = \cos \theta$$

$$\cos\left(\theta \pm \frac{\pi}{2}\right) = \mp \sin \theta$$

$$\cos(\theta \pm \pi) = -\cos \theta$$

$$\tan(-\theta) = -\tan \theta$$

$$\tan\left(\theta \pm \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{\tan \theta} = -\cot \theta$$

$$\tan(\theta \pm \pi) = \tan \theta$$

□ قِيمُ زَوَايَا خَاصَّةٍ VALUES FOR SPECIAL ANGLES

الزَاوِيَة					الدَّالَّة
٠°	١٥°	٣٠°	٤٥°	٦٠°	
١	$0.8660 = \frac{\sqrt{3}}{2}$	$0.7071 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$0.5 = \frac{1}{2}$	صفر	جا θ
صفر	$\frac{1}{2}$	$0.8660 = \frac{\sqrt{3}}{2}$	$0.7071 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	١	جتا θ
∞	$1.7321 = \sqrt{3}$	١	$0.5774 = \frac{1}{\sqrt{3}}$	صفر	ظا θ

بالتسبُّعِ لِقِيَمِ أُخْرَى وَلِلْجَدَاوِلِ، أَنْظَرِ مِلْحَقَ ٧.

□ صِيغُ مِثْلِيَّةٍ TRIGONOMETRIC FORMULAS

$$\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1 \quad \sec^2 \theta - \tan^2 \theta = 1 \quad \csc^2 \theta - \cot^2 \theta = 1$$

$$\sin 2\theta = 2 \sin \theta \cos \theta \quad \sin \frac{1}{2}\theta = \sqrt{\frac{1 - \cos \theta}{2}}$$

$$\begin{aligned} \cos 2\theta &= \cos^2 \theta - \sin^2 \theta \\ &= 2 \cos^2 \theta - 1 \\ &= 1 - 2 \sin^2 \theta \end{aligned} \quad \cos \frac{1}{2}\theta = \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{2}}$$

$$\tan 2\theta = \frac{2 \tan \theta}{1 - \tan^2 \theta} \quad \tan \frac{1}{2}\theta = \sqrt{\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta}}$$

$$\sin(A \pm B) = \sin A \cos B \pm \cos A \sin B$$

$$\cos(A \pm B) = \cos A \cos B \mp \sin A \sin B$$

$$\tan(A \pm B) = \frac{\tan A \pm \tan B}{1 \mp \tan A \tan B}$$

$$\sin A \pm \sin B = 2 \sin \left[\frac{1}{2}(A \pm B) \right] \cos \left[\frac{1}{2}(A \mp B) \right]$$

$$\cos A + \cos B = 2 \cos \left[\frac{1}{2}(A + B) \right] \cos \left[\frac{1}{2}(A - B) \right]$$

$$\cos A - \cos B = 2 \sin \left[\frac{1}{2}(A + B) \right] \sin \left[\frac{1}{2}(B - A) \right]$$

$$\tan A \pm \tan B = \frac{\sin(A \pm B)}{\cos A \cos B}$$

$$\sin A \sin B = \frac{1}{2}[\cos(A - B) - \cos(A + B)]$$

$$\cos A \cos B = \frac{1}{2}[\cos(A - B) + \cos(A + B)]$$

$$\sin A \cos B = \frac{1}{2}[\sin(A - B) + \sin(A + B)]$$

$$\sin \theta + \sin 2\theta + \sin 3\theta + \cdots + \sin n\theta = \frac{\sin \left[\frac{1}{2}(n+1)\theta \right] \sin \left(\frac{1}{2}n\theta \right)}{\sin \left(\frac{1}{2}\theta \right)}$$

$$\cos \theta + \cos 2\theta + \cos 3\theta + \cdots + \cos n\theta = \frac{\cos \left[\frac{1}{2}(n+1)\theta \right] \sin \left(\frac{1}{2}n\theta \right)}{\sin \left(\frac{1}{2}\theta \right)}$$

□ خواص مثلث PROPERTIES OF A TRIANGLE

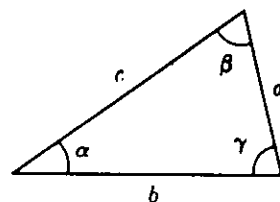
$$\alpha + \beta + \gamma = \pi$$

$$a^2 = b^2 + c^2 - 2bc \cos \alpha$$

$$b^2 = c^2 + a^2 - 2ca \cos \beta$$

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$$

$$\frac{a}{\sin \alpha} = \frac{b}{\sin \beta} = \frac{c}{\sin \gamma}$$



لثلاث قائم $\left(\gamma = \frac{\pi}{2}\right)$: $a^2 + b^2 = c^2$

□ مفكوكا متسلسلتين SERIES EXPANSIONS

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \frac{x^7}{7!} + \dots$$

$$\cos x = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \frac{x^6}{6!} + \dots$$

تتقارب هاتان المتسلسلتان لسائر قيم x .

هـ - الدالتان الأسية واللوغاريتمية Exponential and Logarithmic Functions

للجداول والقيم العددية، أنظر الملحقين ٨ و ٩.

$$e = 2.71828$$

$$e^x e^y = e^{x+y}$$

$$(e^x)^n = e^{nx}$$

$$e^{\ln x} = x$$

$$e^{-1/\tau} = 0.5 \quad \text{for} \quad \tau = \tau \ln 2 = 0.6931\tau$$

$$e^{1/\tau} = 2 \quad \text{for} \quad \tau = \tau \ln 2 = 0.6931\tau$$

$$e^{\pm x} = 1 \pm x + \frac{x^2}{2!} \pm \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} \pm \dots$$

$$e^0 = 1$$

$$e^x / e^y = e^{x-y}$$

$$a^x = e^{x \ln a}$$

$$e^{-\ln x} = 1/x$$

تتقارب هذه المتسلسلة لجميع قيم x .

$$\ln e = 1$$

$$\ln (xy) = \ln x + \ln y$$

$$\ln (1/x) = -\ln x$$

$$\ln (e^x) = x$$

$$\ln a = 2.3026 \log_{10} a$$

$$\ln (1 \pm x) = \pm x - \frac{x^2}{2} \pm \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} \pm \dots$$

$$\ln \left(\frac{1+x}{1-x} \right) = 2 \left(x + \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} + \frac{x^7}{7} + \dots \right)$$

$$\ln 1 = 0$$

$$\ln (x/y) = \ln x - \ln y$$

$$\ln (x^n) = n \ln x$$

$$\ln (a^x) = x \ln a$$

$$\log_{10} a = 0.43429 \ln a$$

تتقارب هاتان المتسلسلتان للقيم $|x| < 1$.

و — حساب التفاضل والتكامل Calculus

في الآتي f ، و g ، و u دوال؛ في حين أن a ، و b ، و n ثوابت.

□ بعض قواعد التفاضل SOME RULES OF DIFFERENTIATION

$$\frac{d}{dx} (fg) = \frac{df}{dx} g + f \frac{dg}{dx}$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{f}{g} \right) = \frac{\frac{df}{dx} g - f \frac{dg}{dx}}{g^2}$$

$$\frac{d}{dx} [f(u)] = \frac{df}{du} \cdot \frac{du}{dx}$$

□ خاصيتان خطيتان LINEARITY PROPERTIES

$$\frac{d}{dx} (af + bg) = a \frac{df}{dx} + b \frac{dg}{dx}$$

$$\int (af + bg) dx = a \int f dx + b \int g dx$$

□ التكامل المحدود THE DEFINITE INTEGRAL

$$D = \int_a^b f(x) dx = I(x) \Big|_a^b = I(b) - I(a),$$

حيث I هو التكامل غير المحدود ، $I(x) = \int f(x) dx$ ، أو ضد (نقيض) المشتقة $f(x) = dI(x)/dx$: antiderivative .

□ التكامل بالأجزاء INTEGRATION BY PARTS

$$\int_a^b f(x) \frac{dg}{dx} dx = f(x)g(x) \Big|_a^b - \int_a^b \frac{df}{dx} g(x) dx$$

□ متسلسلة تيلور TAYLOR SERIES

إذا وجدت كل مشتقات دالة ما عند نقطة معينة ، أمكن كتابة الدالة كمسلسلة قوى حول تلك النقطة . كذلك يمكن تقريب الدوال التجريبية empirical على نفس المنوال .

$$f(x) = f(x_0) + (x - x_0) \left(\frac{df}{dx} \right)_{x_0} + \frac{(x - x_0)^2}{2!} \left(\frac{d^2f}{dx^2} \right)_{x_0} + \frac{(x - x_0)^3}{3!} \left(\frac{d^3f}{dx^3} \right)_{x_0} + \dots$$

حيث نَحَسِبُ جميع المشتقات عند $x = x_0$.

□ بعض المشتقات SOME DERIVATIVES

(أنظر أيضاً جدول ٥،٢ .)

$$\frac{d}{dx} (x^n) = nx^{n-1}$$

$$\frac{d}{dx} (\sin ax) = a \cos ax$$

$$\frac{d}{dx} (\cos ax) = -a \sin ax$$

$$\frac{d}{dx} (\tan ax) = a \sec^2 ax = \frac{a}{\cos^2 ax}$$

$$\frac{d}{dx} \left(\arcsin \frac{x}{a} \right) = \frac{\pm 1}{\sqrt{a^2 - x^2}}$$

(الإشارة + في الزنئين الأول والرابع)
(الإشارة - في الزنئين الثاني والثالث)

$$\frac{d}{dx} \left(\arccos \frac{x}{a} \right) = \frac{\mp 1}{\sqrt{a^2 - x^2}} \quad \left(\begin{array}{l} \text{الإشارة - في الرّبعين الأوّل والثاني} \\ \text{الإشارة + في الرّبعين الثالث والرّابع} \end{array} \right)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\arctan \frac{x}{a} \right) = \frac{a}{a^2 + x^2}$$

$$\frac{d}{dx} (e^{ax}) = ae^{ax}$$

$$\frac{d}{dx} (\ln ax) = \frac{1}{x}$$

□ بعض التكاملات غير المحدودة SOME INDEFINITE INTEGRALS

(أنظر أيضاً جدول ٥,٧ .)

يجب إضافة ثابت اعتباطي إلى كل من التكاملات التالية.

$$\int x^n dx = \frac{x^{n+1}}{n+1}, \quad n \neq -1$$

$$\int \frac{1}{x} dx = \ln |x|$$

$$\int (a + bx)^n dx = \frac{(a + bx)^{n+1}}{b(n+1)}, \quad n \neq -1$$

$$\int \frac{dx}{a + bx} = \frac{1}{b} \ln |a + bx|$$

$$\int \frac{dx}{a^2 + x^2} = \frac{1}{a} \arctan \frac{x}{a}$$

$$\int \frac{dx}{a^2 - x^2} = \frac{1}{2a} \ln \left| \frac{a+x}{a-x} \right|$$

$$\int \sqrt{a + bx} dx = \frac{2}{3b} (a + bx)^{3/2}$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{a + bx}} = \frac{2}{b} \sqrt{a + bx}$$

$$\int \sqrt{x^2 + a^2} dx = \frac{1}{2} x \sqrt{x^2 + a^2} + \frac{1}{2} a^2 \ln (x + \sqrt{x^2 + a^2}) .$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{x^2 + a^2}} = \ln (x + \sqrt{x^2 + a^2})$$

$$\int \sqrt{x^2 - a^2} dx = \frac{1}{2}x \sqrt{x^2 - a^2} - \frac{1}{2}a^2 \ln |x + \sqrt{x^2 - a^2}|$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{x^2 - a^2}} = \ln |x + \sqrt{x^2 - a^2}|$$

$$\int \sqrt{a^2 - x^2} dx = \frac{1}{2}x \sqrt{a^2 - x^2} + \frac{1}{2}a^2 \arcsin \frac{x}{a}$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{a^2 - x^2}} = \arcsin \frac{x}{a}$$

$$\int \sin ax dx = -\frac{1}{a} \cos ax$$

$$\int \cos ax dx = \frac{1}{a} \sin ax$$

$$\int \tan ax dx = -\frac{1}{a} \ln |\cos ax|$$

$$\int \csc ax dx = \frac{1}{a} \ln |\tan \frac{1}{2}ax|$$

$$\int \sec ax dx = \frac{1}{2a} \ln \left(\frac{1 + \sin ax}{1 - \sin ax} \right)$$

$$\int \cot ax dx = \frac{1}{a} \ln |\sin ax|$$

$$\int \arcsin \frac{x}{a} dx = x \arcsin \frac{x}{a} + \sqrt{a^2 - x^2}$$

$$\int \arccos \frac{x}{a} dx = x \arccos \frac{x}{a} - \sqrt{a^2 - x^2}$$

$$\int \arctan \frac{x}{a} dx = x \arctan \frac{x}{a} - \frac{1}{2}a \ln (a^2 + x^2)$$

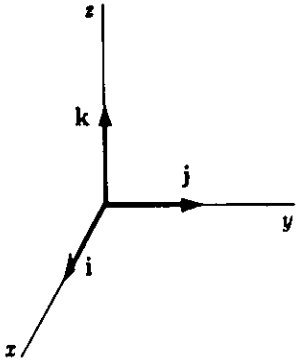
$$\int e^{ax} dx = \frac{1}{a} e^{ax}$$

$$\int x e^{ax} dx = \frac{1}{a} \left(x - \frac{1}{a} \right) e^{ax}$$

$$\int \ln ax dx = x \ln ax - x$$

$$\int x \ln ax dx = \frac{1}{2}x^2 \ln ax - \frac{1}{4}x^2$$

ز - المتجهات Vectors



تكونُ متجهات الوحدة i ، j ، و k

موازية للمحاور x ، y ، و z على الترتيب .

المتجهُ بدلالةِ المركباتِ الديكارتيةِ : $a = a_x i + a_y j + a_z k$

متجهُ الموضع : $r = x i + y j + z k$

مقدارُ متجهٍ : $|a| = a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}$

□ حاصلُ الضربِ المقداري SCALAR PRODUCT

$a \cdot b = ab \cos \theta$ ؛ حيث θ هي الزاوية الصغرى بين a و b .

$$a \cdot b = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$$

$$a \cdot b = b \cdot a$$

□ حاصلُ الضربِ الاتجاهي VECTOR PRODUCT

$$a \times b = (a_y b_z - a_z b_y) i + (a_z b_x - a_x b_z) j + (a_x b_y - a_y b_x) k$$

$|a \times b| = ab \sin \theta$ ؛ حيث θ هي الزاوية الصغرى بين a و b

$$a \times b = -b \times a$$

□ خواصُ متجهات الوحدة PROPERTIES OF UNIT VECTORS

$$i \cdot i = j \cdot j = k \cdot k = 1$$

$$i \cdot j = j \cdot k = k \cdot i = 0$$

$$i \times j = k, \quad j \times k = i, \quad k \times i = j$$

$$j \times i = -k, \quad k \times j = -i, \quad i \times k = -j$$

ح - تفاضلُ وتكاملُ المتجهات Vector Calculus

F و G هنا دالتان اتجاهيتان ؛ r دالة قياسية ؛ و a و b ثابتان عدديتان .

□ المشتقات DERIVATIVES

$$\frac{dF}{dt} = \frac{dF_x}{dt} i + \frac{dF_y}{dt} j + \frac{dF_z}{dt} k$$

$$\frac{d}{dt}(f\mathbf{F}) = \frac{df}{dt}\mathbf{F} + f\frac{d\mathbf{F}}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}(a\mathbf{F} + b\mathbf{G}) = a\frac{d\mathbf{F}}{dt} + b\frac{d\mathbf{G}}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{F} \cdot \mathbf{G}) = \frac{d\mathbf{F}}{dt} \cdot \mathbf{G} + \mathbf{F} \cdot \frac{d\mathbf{G}}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{F} \times \mathbf{G}) = \frac{d\mathbf{F}}{dt} \times \mathbf{G} + \mathbf{F} \times \frac{d\mathbf{G}}{dt}$$

□ التكاملات INTEGRALS

$$\int \mathbf{F}(t) dt = \left[\int F_x(t) dt \right] \mathbf{i} + \left[\int F_y(t) dt \right] \mathbf{j} + \left[\int F_z(t) dt \right] \mathbf{k}$$

التكامل الخطي line integral : $\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = \int F_{\parallel} ds$ ، حيث $F_{\parallel}$ هي مركبة $\mathbf{F}$ الموازية لمسار التكامل المعين عند كل نقطة .

التكامل السطحي surface integral : $\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \int F_{\perp} dS$ ، حيث $F_{\perp}$ هي مركبة $\mathbf{F}$ العمودية على سطح التكامل المعين (أو الموازية للمتجه $d\mathbf{S}$) عند كل نقطة .

□ عمليات اتجاهية تلزم في الأعمال الأكثر تقدماً VECTOR OPERATIONS NEEDED IN MORE ADVANCED WORK

يكون تدرج gradient دالة قياسية دالة اتجاهية :

$$\nabla f = \frac{\partial f}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial f}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial f}{\partial z} \mathbf{k}$$

في حين أن تباعد divergence دالة اتجاهية يكون دالة قياسية :

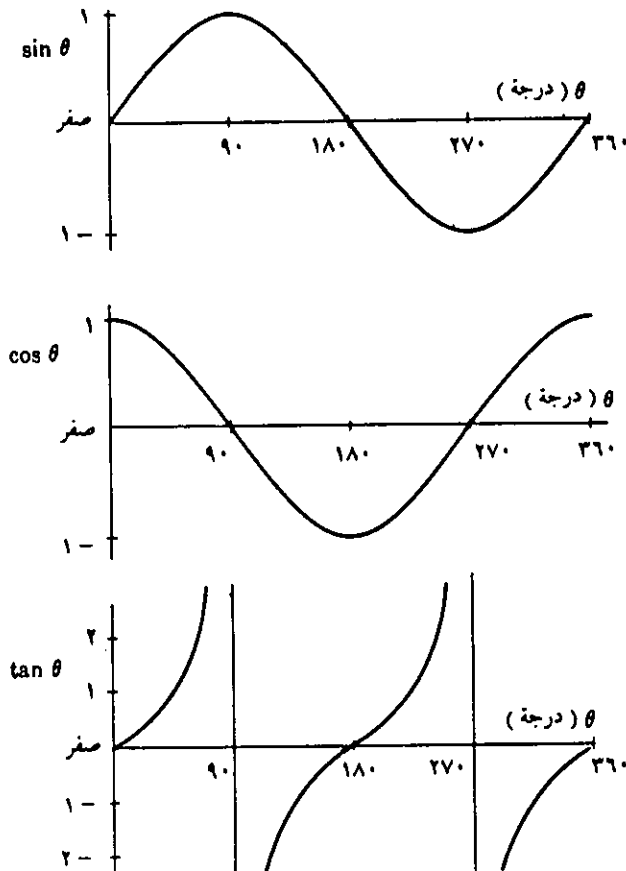
$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

كما يكون التفاف curl دالة اتجاهية دالة اتجاهية محورية :

$$\nabla \times \mathbf{F} = \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \mathbf{k}$$



ملحق ٧ . الدَّوالُّ المثلَّثِيَّةُ



يُعطي الجدولُ على الصَّفحةِ التَّالِيَةِ جَا θ ($\sin \theta$) ، وجتا θ ($\cos \theta$) ، وظا θ ($\tan \theta$) في الرُّبْعِ الأوَّلِ
 $\cdot (0 \leq \theta \leq 90 \text{ deg})$

أما للرُّبْعِ الثَّانِي ، فَاجْرِ القِيَاسَ إِلَى الخَلْفِ ابتداءً من 180° ، ثُمَّ استخدمِ العلاقاتِ

$$\sin (\pi - \theta) = \sin \theta$$

$$\cos (\pi - \theta) = -\cos \theta$$

$$\tan (\pi - \theta) = -\tan \theta$$

كذلك للرُّبْعِ الثَّالثِ ، أَجْرِ القِيَاسَ إِلَى الأَمَامِ ابتداءً من 180° ، واستخدمِ

٥٠م

$$\begin{aligned}\sin(\pi + \theta) &= -\sin \theta \\ \cos(\pi + \theta) &= -\cos \theta \\ \tan(\pi + \theta) &= \tan \theta\end{aligned}$$

وأخيراً للربيع الرابع ، أجزر القياس إلى الخلف ابتداءً من صفر (أو ٣٦٠) ، ثم استخدم

$$\begin{aligned}\sin(-\theta) &= -\sin \theta \\ \cos(-\theta) &= \cos \theta \\ \tan(-\theta) &= -\tan \theta\end{aligned}$$

هذا ، وتُعرف دوالٌ مثلثيةٌ أخرى بالعلاقات

$$\csc \theta = \frac{1}{\sin \theta} \quad \sec \theta = \frac{1}{\cos \theta} \quad \csc \theta = \frac{1}{\tan \theta}$$

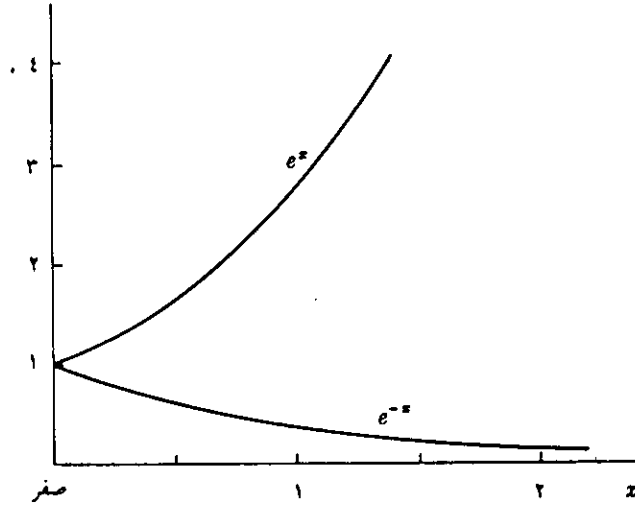
ظا θ	جنا θ	جا θ	الزاوية θ		ظا θ	جنا θ	جا θ	الزاوية θ	
			دائرية	درجة				دائرية	درجة
					٠,٠٠٠٠	١,٠٠٠٠	٠,٠٠٠٠	٠,٠٠٠٠	صفر
٠,٢٨٦٧	٠,٩٦١٣	٠,٢٧٥٦	٠,٢٧٩٣	١٦	٠,٠١٧٥	٠,٩٩٩٨	٠,٠١٧٥	٠,٠١٧٥	١
٠,٣٠٥٧	٠,٩٥٦٣	٠,٢٩٢٤	٠,٢٩٦٧	١٧	٠,٠٣٤٩	٠,٩٩٩٤	٠,٠٣٤٩	٠,٠٣٤٩	٢
٠,٣٢٤٩	٠,٩٥١١	٠,٣٠٩٠	٠,٣١٤٢	١٨	٠,٠٥٢٤	٠,٩٩٨٦	٠,٠٥٢٣	٠,٠٥٢٤	٣
٠,٣٤٤٣	٠,٩٤٥٥	٠,٣٢٥٦	٠,٣٣١٦	١٩	٠,٠٦٩٩	٠,٩٩٧٦	٠,٠٦٩٨	٠,٠٦٩٨	٤
٠,٣٦٤٠	٠,٩٣٩٧	٠,٣٤٢٠	٠,٣٤٩١	٢٠	٠,٠٨٧٥	٠,٩٩٦٢	٠,٠٨٧٢	٠,٠٨٧٣	٥
٠,٣٨٣٩	٠,٩٣٣٦	٠,٣٥٨٤	٠,٣٦٦٥	٢١	٠,١٠٥١	٠,٩٩٤٥	٠,١٠٤٥	٠,١٠٤٧	٦
٠,٤٠٤٠	٠,٩٢٧٢	٠,٣٧٤٦	٠,٣٨٤٠	٢٢	٠,١٢٢٨	٠,٩٩٢٥	٠,١٢١٩	٠,١٢٢٢	٧
٠,٤٢٤٥	٠,٩٢٠٥	٠,٣٩٠٧	٠,٤٠١٤	٢٣	٠,١٤٠٥	٠,٩٩٠٣	٠,١٣٩٢	٠,١٣٩٦	٨
٠,٤٤٥٢	٠,٩١٣٥	٠,٤٠٦٧	٠,٤١٨٩	٢٤	٠,١٥٨٤	٠,٩٨٧٧	٠,١٥٦٤	٠,١٥٧١	٩
٠,٤٦٦٣	٠,٩٠٦٣	٠,٤٢٢٦	٠,٤٣٦٣	٢٥	٠,١٧٦٣	٠,٩٨٤٨	٠,١٧٣٦	٠,١٧٤٥	١٠
٠,٤٨٧٧	٠,٨٩٨٨	٠,٤٣٨٤	٠,٤٥٣٨	٢٦	٠,١٩٤٤	٠,٩٨١٦	٠,١٩٠٨	٠,١٩٢٠	١١
٠,٥٠٩٥	٠,٨٩١٠	٠,٤٥٤٠	٠,٤٧١٢	٢٧	٠,٢١٢٦	٠,٩٧٨١	٠,٢٠٧٩	٠,٢٠٩٤	١٢
٠,٥٣١٧	٠,٨٨٢٩	٠,٤٦٩٥	٠,٤٨٨٧	٢٨	٠,٢٣٠٩	٠,٩٧٤٤	٠,٢٢٥٠	٠,٢٢٦٩	١٣
٠,٥٥٤٣	٠,٨٧٤٦	٠,٤٨٤٨	٠,٥٠٦١	٢٩	٠,٢٤٩٣	٠,٩٧٠٣	٠,٢٤١٩	٠,٢٤٤٣	١٤
٠,٥٧٧٤	٠,٨٦٦٠	٠,٥٠٠٠	٠,٥٢٣٦	٣٠	٠,٢٦٧٩	٠,٩٦٥٩	٠,٢٥٨٨	٠,٢٦١٨	١٥

ظا θ	جتا θ	جا θ	الزاوية θ		ظا θ	جتا θ	جا θ	الزاوية θ	
			دائرية	درجة				دائرية	درجة
١,٤٨٢٦	٠,٥٥٩٢	٠,٨٢٩٠	٠,٩٧٧٤	٥٦	٠,٦٠٠٩	٠,٨٥٧٢	٠,٥١٥٠	٠,٥٤١١	٣١
١,٥٣٩٩	٠,٥٤٤٦	٠,٨٣٨٧	٠,٩٩٤٨	٥٧	٠,٦٢٤٩	٠,٨٤٨٠	٠,٥٢٩٩	٠,٥٥٨٥	٣٢
١,٦٠٠٣	٠,٥٢٩٩	٠,٨٤٨٠	١,٠١٢٣	٥٨	٠,٦٤٩٤	٠,٨٣٨٧	٠,٥٤٤٦	٠,٥٧٦٠	٣٣
١,٦٦٤٣	٠,٥١٥٠	٠,٨٥٧٢	١,٠٢٩٧	٥٩	٠,٦٧٤٥	٠,٨٢٩٠	٠,٥٥٩٢	٠,٥٩٣٤	٣٤
١,٧٣٢١	٠,٥٠٠٠	٠,٨٦٦٠	١,٠٤٧٢	٦٠	٠,٧٠٠٢	٠,٨١٩٢	٠,٥٧٣٦	٠,٦١٠٩	٣٥
١,٨٠٤٠	٠,٤٨٤٨	٠,٨٧٤٦	١,٠٦٤٧	٦١	٠,٧٢٦٥	٠,٨٠٩٠	٠,٥٨٧٨	٠,٦٢٨٣	٣٦
١,٨٨٠٧	٠,٤٦٩٥	٠,٨٨٢٩	١,٠٨٢١	٦٢	٠,٧٥٣٦	٠,٧٩٨٦	٠,٦٠١٨	٠,٦٤٥٨	٣٧
١,٩٦٢٦	٠,٤٥٤٠	٠,٨٩١٠	١,٠٩٩٦	٦٣	٠,٧٨١٣	٠,٧٨٨٠	٠,٦١٥٧	٠,٦٦٣٢	٣٨
٢,٠٥٠٣	٠,٤٣٨٤	٠,٨٩٨٨	١,١١٧٠	٦٤	٠,٨٠٩٨	٠,٧٧٧١	٠,٦٢٩٣	٠,٦٨٠٧	٣٩
٢,١٤٤٥	٠,٤٢٢٦	٠,٩٠٦٣	١,١٣٤٥	٦٥	٠,٨٣٩١	٠,٧٦٦٠	٠,٦٤٢٨	٠,٦٩٨١	٤٠
٢,٢٤٦٠	٠,٤٠٦٧	٠,٩١٣٥	١,١٥١٩	٦٦	٠,٨٦٩٣	٠,٧٥٤٧	٠,٦٥٦١	٠,٧١٥٦	٤١
٢,٣٥٥٩	٠,٣٩٠٧	٠,٩٢٠٥	١,١٦٩٤	٦٧	٠,٩٠٠٤	٠,٧٤٣١	٠,٦٦٩١	٠,٧٣٣٠	٤٢
٢,٤٧٥١	٠,٣٧٤٦	٠,٩٢٧٢	١,١٨٦٨	٦٨	٠,٩٣٢٥	٠,٧٣١٤	٠,٦٨٢٠	٠,٧٥٠٥	٤٣
٢,٦٠٥١	٠,٣٥٨٤	٠,٩٣٣٦	١,٢٠٤٣	٦٩	٠,٩٦٥٧	٠,٧١٩٣	٠,٦٩٤٧	٠,٧٦٧٩	٤٤
٢,٧٤٧٥	٠,٣٤٢٠	٠,٩٣٩٧	١,٢٢١٧	٧٠	١,٠٠٠٠	٠,٧٠٧١	٠,٧٠٧١	٠,٧٨٥٤	٤٥
٢,٩٠٤٢	٠,٣٢٥٦	٠,٩٤٥٥	١,٢٣٩٢	٧١	١,٠٣٥٥	٠,٦٩٤٧	٠,٧١٩٣	٠,٨٠٢٩	٤٦
٣,٠٧٧٧	٠,٣٠٩٠	٠,٩٥١١	١,٢٥٦٦	٧٢	١,٠٧٢٤	٠,٦٨٢٠	٠,٧٣١٤	٠,٨٢٠٣	٤٧
٣,٢٧٠٩	٠,٢٩٢٤	٠,٩٥٦٣	١,٢٧٤١	٧٣	١,١١٠٦	٠,٦٦٩١	٠,٧٤٣١	٠,٨٣٧٨	٤٨
٣,٤٨٧٤	٠,٢٧٥٦	٠,٩٦١٣	١,٢٩١٥	٧٤	١,١٥٠٤	٠,٦٥٦١	٠,٧٥٤٧	٠,٨٥٥٢	٤٩
٣,٧٣٢١	٠,٢٥٨٨	٠,٩٦٥٩	١,٣٠٩٠	٧٥	١,١٩١٨	٠,٦٤٢٨	٠,٧٦٦٠	٠,٨٧٢٧	٥٠
٤,٠١٠٨	٠,٢٤١٩	٠,٩٧٠٣	١,٣٢٦٥	٧٦	١,٢٣٤٩	٠,٦٢٩٣	٠,٧٧٧١	٠,٨٩٠١	٥١
٤,٣٣١٥	٠,٢٢٥٠	٠,٩٧٤٤	١,٣٤٣٩	٧٧	١,٢٧٩٩	٠,٦١٥٧	٠,٧٨٨٠	٠,٩٠٧٦	٥٢
٤,٧٠٤٦	٠,٢٠٧٩	٠,٩٧٨١	١,٣٦١٤	٧٨	١,٣٢٧٠	٠,٦٠١٨	٠,٧٩٨٦	٠,٩٢٥٠	٥٣
٥,١٤٤٦	٠,١٩٠٨	٠,٩٨١٦	١,٣٧٨٨	٧٩	١,٣٧٦٤	٠,٥٨٧٨	٠,٨٠٩٠	٠,٩٤٢٥	٥٤
٥,٦٧١٣	٠,١٧٣٦	٠,٩٨٤٨	١,٣٩٦٣	٨٠	١,٤٢٨١	٠,٥٧٣٦	٠,٨١٩٢	٠,٩٥٩٩	٥٥

ظا θ	جنا θ	جا θ	الزاوية θ		ظا θ	جنا θ	جا θ	الزاوية θ	
			دائرية	درجة				دائرية	درجة
١٤,٣٠١	٠,٠٦٩٨	٠,٩٩٧٦	١,٥٠١٠	٨٦	٦,٣١٤	٠,١٥٦٤	٠,٩٨٧٧	١,٤١٣٧	٨١
١٩,٠٨١	٠,٠٥٢٣	٠,٩٩٨٦	١,٥١٨٤	٨٧	٧,١١٥	٠,١٣٩٢	٠,٩٩٠٣	١,٤٣١٢	٨٢
٢٨,٦٣٦	٠,٠٣٤٩	٠,٩٩٩٤	١,٥٣٥٩	٨٨	٨,١٤٤	٠,١٢١٩	٠,٩٩٢٥	١,٤٤٨٦	٨٣
٥٧,٢٩٠	٠,٠١٧٥	٠,٩٩٩٨	١,٥٥٣٣	٨٩	٩,٥١٤	٠,١٠٤٥	٠,٩٩٤٥	١,٤٦٦١	٨٤
∞	٠,٠٠٠٠	١,٠٠٠٠	١,٥٧٠٨	٩٠	١١,٤٣٠	٠,٠٨٧٢	٠,٩٩٦٢	١,٤٨٣٥	٨٥



ملحق ٨. الدالة الأسية



e^{-x}	e^x	x	e^{-x}	e^x	x
٠,٣٣٢٩	٣,٠٠٤٢	١,١	١,٠٠٠٠	١,٠٠٠٠	صفر
٠,٣٠١٢	٣,٣٢٠١	١,٢	٠,٩٠٤٨	١,١٠٥٢	٠,١
٠,٢٧٢٥	٣,٦٦٩٣	١,٣	٠,٨١٨٧	١,٢٢١٤	٠,٢
٠,٢٤٦٦	٤,٠٥٥٢	١,٤	٠,٧٤٠٨	١,٣٤٩٩	٠,٣
٠,٢٢٣١	٤,٤٨١٧	١,٥	٠,٦٧٠٣	١,٤٩١٨	٠,٤
			٠,٦٠٦٥	١,٦٤٨٧	٠,٥
٠,٢٠١٩	٤,٩٥٣٠	١,٦	٠,٥٤٨٨	١,٨٢٢١	٠,٦
٠,١٨٢٧	٥,٤٧٣٩	١,٧	٠,٤٩٦٦	٢,٠١٣٨	٠,٧
٠,١٦٥٣	٦,٠٤٩٦	١,٨	٠,٤٤٩٣	٢,٢٢٥٥	٠,٨
٠,١٤٩٦	٦,٦٨٥٩	١,٩	٠,٤٠٦٦	٢,٤٥٩٦	٠,٩
٠,١٣٥٣	٧,٣٨٩١	٢,٠	٠,٣٦٧٩	٢,٧١٨٣	١,٠

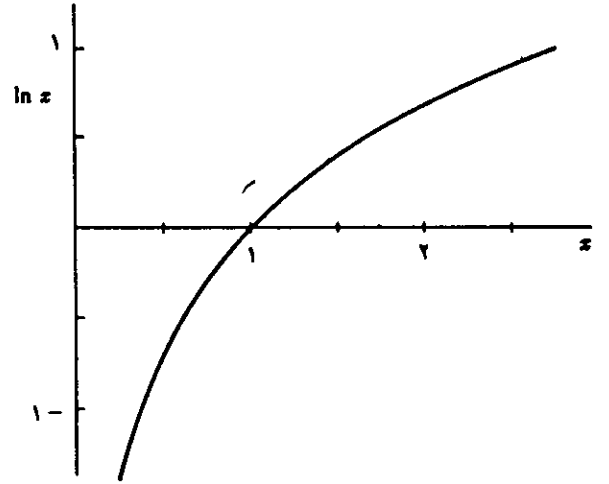
٥٤ م

e^{-x}	e^x	x	e^{-x}	e^x	x
٠,٠٠٨٢٣	١٢١,٥١	٤,٨	٠,١١٠٨٠	٩,٠٢٥	٢,٢
٠,٠٠٦٧٤	١٤٨,٤١	٥,٠	٠,٠٩٠٧٢	١١,٠٢٣	٢,٤
			٠,٠٧٤٢٧	١٣,٤٦٤	٢,٦
٠,٠٠٤٠٩	٢٤٤,٦٩	٥,٥	٠,٠٦٠٨١	١٦,٤٤٥	٢,٨
٠,٠٠٢٤٨	٤٠٣,٤٣	٦,٠	٠,٠٤٩٧٩	٢٠,٠٨٦	٣,٠
٠,٠٠١٥٠	٦٦٥,١٤	٦,٥			
٠,٠٠٠٩١	١٠٩٦,٦	٧,٠	٠,٠٤٠٧٦	٢٤,٥٣٣	٣,٢
٠,٠٠٠٥٥	١٨٠٨,٠	٧,٥	٠,٠٣٣٣٧	٢٩,٩٦٤	٣,٤
			٠,٠٢٧٣٢	٣٦,٥٩٨	٣,٦
			٠,٠٢٢٣٧	٤٤,٧٠١	٣,٨
٠,٠٠٠٣٤	٢٩٨١,٠	٨,٠	٠,٠١٨٣٢	٥٤,٥٩٨	٤,٠
٠,٠٠٠٢٠	٤٩١٤,٨	٨,٥			
٠,٠٠٠١٢	٨١٠٣,١	٩,٠	٠,٠١٥٠٠	٦٦,٦٨٦	٤,٢
٠,٠٠٠٠٧	١٣٣٦٠,	٩,٥	٠,٠١٢٢٨	٨١,٤٥١	٤,٤
٠,٠٠٠٠٥	٢٢٠٢٦,	١٠,٠	٠,٠١٠٠٥	٩٩,٤٨٤	٤,٦



ملحق ٩. الدالة اللوغاريتمية

$\ln x$	x	$\ln x$	x
١,٥١٤١ -	٠,٢٢	٢٠,٧٢٣ -	٩-١٠
١,٤٢٧١ -	٠,٢٤	١٣,٨١٦ -	٦-١٠
١,٣٤٧١ -	٠,٢٦	١١,٥١٣ -	٥-١٠
١,٢٧٣٠ -	٠,٢٨	٩,٢١٠ -	٤-١٠
١,٢٠٤٠ -	٠,٣٠	٦,٩٠٨ -	٣-١٠
١,٠٤٩٨ -	٠,٣٥	٤,٦٠٥٢ -	٠,٠١
٠,٩١٦٣ -	٠,٤٠	٣,٩١٢٠ -	٠,٠٢
٠,٧٩٨٥ -	٠,٤٥	٣,٥٠٦٦ -	٠,٠٣
٠,٦٩٣١ -	٠,٥٠	٣,٢١٨٩ -	٠,٠٤
		٢,٩٩٥٧ -	٠,٠٥
٠,٥٩٧٨ -	٠,٥٥		
٠,٥١٠٨ -	٠,٦٠	٢,٨١٣٤ -	٠,٠٦
٠,٤٣٠٨ -	٠,٦٥	٢,٦٥٩٣ -	٠,٠٧
٠,٣٥٦٧ -	٠,٧٠	٢,٥٢٥٧ -	٠,٠٨
٠,٢٨٧٧ -	٠,٧٥	٢,٤٠٧٩ -	٠,٠٩
		٢,٣٠٢٥٩ -	٠,١٠
٠,٢٢٣١ -	٠,٨٠	٢,١٢٠٣ -	٠,١٢
٠,١٦٢٥ -	٠,٨٥	١,٩٦٦١ -	٠,١٤
٠,١٠٥٤ -	٠,٩٠	١,٨٣٢٦ -	٠,١٦
٠,٠٥١٣ -	٠,٩٥	١,٧١٤٨ -	٠,١٨
٠,٠٠٠٠	١,٠٠	١,٦٠٩٤ -	٠,٢٠



$\ln x$	x	$\ln x$	x	$\ln x$	x	$\ln x$	x
٢,٥٦٤٩	١٣,٠	١,٨٢٤٥	٦,٢	٠,٩٥٥٥	٢,٦	٠,٠٤٨٨	١,٠٥
٢,٦٠٢٧	١٣,٥	١,٨٥٦٣	٦,٤	٠,٩٩٣٣	٢,٧	٠,٠٩٥٣	١,١٠
٢,٦٣٩١	١٤,٠	١,٨٨٧١	٦,٦	١,٠٢٩٦	٢,٨	٠,١٣٩٨	١,١٥
٢,٦٧٤١	١٤,٥	١,٩١٦٩	٦,٨	١,٠٦٤٧	٢,٩	٠,١٨٢٣	١,٢٠
٢,٧٠٨١	١٥,٠	١,٩٤٥٩	٧,٠	١,٠٩٨٦	٣,٠	٠,٢٢٣١	١,٢٥
٢,٧٧٣	١٦	١,٩٧٤١	٧,٢	١,١٣١٤	٣,١	٠,٢٦٢٤	١,٣٠
٢,٨٣٣	١٧	٢,٠٠١٥	٧,٤	١,١٦٣٢	٣,٢	٠,٣٠٠١	١,٣٥
٢,٨٩٠	١٨	٢,٠٢٨١	٧,٦	١,١٩٣٩	٣,٣	٠,٣٣٦٥	١,٤٠
٢,٩٤٤	١٩	٢,٠٥٤١	٧,٨	١,٢٢٣٨	٣,٤	٠,٣٧١٦	١,٤٥
٢,٩٩٦	٢٠	٢,٠٧٩٤	٨,٠	١,٢٥٢٨	٣,٥	٠,٤٠٥٥	١,٥٠
٣,٠٩١	٢٢	٢,١٠٤١	٨,٢	١,٢٨٠٩	٣,٦	٠,٤٣٨٣	١,٥٥
٣,١٧٨	٢٤	٢,١٢٨٢	٨,٤	١,٣٠٨٣	٣,٧	٠,٤٧٠٠	١,٦٠
٣,٢٥٨	٢٦	٢,١٥١٨	٨,٦	١,٣٣٥٠	٣,٨	٠,٥٠٠٨	١,٦٥
٣,٣٣٢	٢٨	٢,١٧٤٨	٨,٨	١,٣٦١٠	٣,٩	٠,٥٣٠٦	١,٧٠
٣,٤٠١	٣٠	٢,١٩٧٢	٩,٠	١,٣٨٦٣	٤,٠	٠,٥٥٩٦	١,٧٥
٣,٤٦٦	٣٢	٢,٢١٩٢	٩,٢	١,٤٣٥١	٤,٢	٠,٥٨٧٨	١,٨٠
٣,٥٢٦	٣٤	٢,٢٤٠٧	٩,٤	١,٤٨١٦	٤,٤	٠,٦١٥٢	١,٨٥
٣,٥٨٤	٣٦	٢,٢٦١٨	٩,٦	١,٥٢٦١	٤,٦	٠,٦٤١٩	١,٩٠
٣,٦٣٨	٣٨	٢,٢٨٢٤	٩,٨	١,٥٦٨٦	٤,٨	٠,٦٦٧٨	١,٩٥
٣,٦٨٩	٤٠	٢,٣٠٢٥٩	١٠,٠	١,٦٠٩٤	٥,٠	٠,٦٩٣١٥	٢,٠٠
٣,٧٣٨	٤٢	٢,٣٥١٤	١٠,٥	١,٦٤٨٧	٥,٢	٠,٧٤١٩	٢,١
٣,٧٨٤	٤٤	٢,٣٩٧٩	١١,٠	١,٦٨٦٤	٥,٤	٠,٧٨٨٥	٢,٢
٣,٨٢٩	٤٦	٢,٤٤٢٣	١١,٥	١,٧٢٢٨	٥,٦	٠,٨٣٢٩	٢,٣
٣,٨٧١	٤٨	٢,٤٨٤٩	١٢,٠	١,٧٥٧٩	٥,٨	٠,٨٧٥٥	٢,٤
٣,٩١٢	٥٠	٢,٥٢٥٧	١٢,٥	١,٧٩١٨	٦,٠	٠,٩١٦٣	٢,٥

$\ln x$	x	$\ln x$	x
٥,٢٩٨	٢٠٠	٤,٠٠٧	٥٥
٥,٧٠٤	٣٠٠	٤,٠٩٤	٦٠
٥,٩٩١	٤٠٠	٤,١٧٤	٦٥
٦,٢١٥	٥٠٠	٤,٢٤٨	٧٠
٦,٣٩٧	٦٠٠	٤,٣١٧	٧٥
٦,٩٠٨	٣١٠	٤,٣٨٢	٨٠
٩,٢١٠	٤١٠	٤,٤٤٣	٨٥
١١,٥١٣	٥١٠	٤,٥٠٠	٩٠
١٣,٨١٦	٦١٠	٤,٥٥٤	٩٥
٢٠,٧٢٣	٩١٠	٤,٦٠٥	١٠٠



Absorption	امتصاص	Antineutrino creation	خلق ضد نيوترينو، تخليق (توليد) ضد نيوترينو
Absorption of light	امتصاص الضوء	Antineutrino detection	الكشف عن ضد نيوترينو
Absorption of radiation	امتصاص الاشعاع	Arrow of time	سهم الزمن
Absorption of X-rays	امتصاص الاشعة السينية	Artificial Radioactivity	النشاط الاشعاعي الصناعي، الاشعاعية الصناعية
Absorption	خطوط الامتصاص	Associated production	انتاج مترافق
Acceterated frame	اطار إسناد مُسرَّع	Astronomical data	بيانات فلكية
Acceleration of gravity	تسارع الجاذبية	Atomic Age	العصر الذري
Actinium series	متسلسلة (سلسلة) الاكتينيوم	Atomic beam	حزمة ذرية
Agreement of observations	اتفاق الملاحظات	Atomic bomb	قنبلة ذرية
Air viscosity	لزوجة الهواء	Atomic mass	كتلة ذرية
Air drag	انجرار الهواء	Atomic nucleus	نواة ذرية
Airspeed meter	مقياس سرعة الهواء	Atomic number	عدد ذري
Alignment of nuclei	تصنيف النوى	Atomic properties	صفات (خصائص) ذرية
Alpha decay	انحلال الفا	Atomic weight	وزن ذري
Alpha-neutron reaction	تفاعل جسيم الفا - النيوترون	Available energy	طاقة متاحة
Alpha particles	جسيمات الفا	Average lifetime	متوسط العمر
Alpha-proton reaction	تفاعل جسيم الفا - البروتون		
Alpha rays	أشعة الفا		
Alpha-triton reaction	تفاعل جسيم الفا - التريون		
Amplitude	سعة ، اتساع	Balmer series	متسلسلة (سلسلة) بالمر
Amu (atomic mass unit)	وحدة الكتلة الذرية	Bare particle	جسيم عارٍ
Angle variable	متغير زاوي	Bare vacuum	خلاء تام
Angular momentum	زخم زاوي	Barn	البارن
Angular momentum conservation	حفظ الزخم الزاوي	Barrier	حاجز
Angular momentum coupling	اقتران الزخم الزاوي	Barrier penetration	اختراق حاجز
Annihilation and creation	الفناء والخلق	Baryon conservation	حفظ الباريون
Annihilation of positrons	فناء البوزيترونات	Beta decay	انحلال بيتا
Antikaon	ضديد كيون	Betadecay of heavy nuclei	انحلال بيتا للنوى الثقيلة
Antineutrino	ضديد نيوترينو	Beta decay of light nuclei	انحلال بيتا للنوى الخفيفة

Beta particle	جسيم بيتا	Cathode	مهبط
Beta rays	اشعة بيتا	Cathode-ray tubes	انابيب أشعة المهبط
Bevatron	البيفاترون	Cathode rays	أشعة المهبط
Binding energy	طاقة رابطة	cavity radiation	اشعاع فجوة
Binomial expansion	مفكوك ذات الحدين	Center-of-mass frame	اطار مركز الكتلة
Black-body radiation	اشعاع الجسم الاسود	Central field approximation	تقريب المجال المركزي
Black holes	الثقوب السوداء	Centrifigal force	القوة النابذة (الطاردة)
Blue shift	الازاحة الزرقاء	Cgs system	نظام الوحدات السغثي
Bohr atom	ذرة بور	Chain reaction	تفاعل متسلسل
Bohr radius	نصف قطر بور	Chaos and order	الفوضى والنظامية
Bohr magneton	مغنيطون بور	Charge	شحنة
Bohr model	نموذج بور	Charge conjugation	تصريف الشحنة
Bohr orbits	مدارات بور	Charge conjugation invariance	لامتغيرية تصريف الشحنة
Bonding	ربط	Charge conmsorvation	حفظ الشحنة
Boundary conditions	شروط حدية	Charge Independence	استقلال عن الشحنة
Boundary layer	طبقة حدية	Charge-to-mass ratio	نسبة الشحنة الى الكتلة
Brackett series	متسلسلة (سلسلة) براكت	Charge multiplets	متعددات شحنية
Bragg angles	زوايا براغ	Charts of nuclei	جداول النوى
Bragg planes	مستويات براغ	Classical limit	حد كلاسيكي ، نهاية كلاسيكية
Brehme diagram	مخطط (شكل) بريمي	Classical mechanics	الميكانيك الكلاسيكية
Bubble-chamber	غرفة الفقاعات	Classical turning point	نقطة الانعطاف الكلاسيكية
Buoyant force	قوة الطفو، قوة الدفع الى اعلى	Classically allowed region	منطقة مسموح بها من وجهة الميكانيك الكلاسيكية
		classically forbidden region	منطقة ممنوعة كلاسيكيا
C - invariance	اللامتغيرية C	Clocks	ساعات
	(لامتغيرية تصريف الشحنة)	Closed-shell nuclei	نوى مغلقة الغلاف ، نوى مملوءة
C operation	العملية C		الغلاف الخارجي
	(عملية تصريف الشحنة)	closed-shell numbers	اعداد الاغلفة المغلقة
Capture	أسر ، اعتقال	Cloud - chamber	غرفة غيمة
Capture of electrons	أسر الالكترونات	Cobalt bombs	قنابل كوبالت
Capture of nuetrons	أسر نيوترونات	collisions	تصادمات

combination principle	المبدأ التوافقي	Cross section of alpha particles	مقطع عرضي لجسيمات الفا
complex number	الاعداد المركبة	Cross section for fission	مقطع عرضي للانشطار
Components	مركبات ، مكونات	Cross section for nuclear reaction	مقطع عرضي لتفاعل نووي
Components of angular momentum	مركبات الزخم الزاوي	Crystals	بلورات
Components of angular momentum	مركبات الغزل	Curie	الكوري ، وحدة شدة الاشعاع
Components of spin	مركبات الغزل	Curvature of wave function	نقوس او تحدب او انحناء
Compton effect	ظاهرة كومبتون	Curved space	مكان منحن (مقوس)
compton scattering.	تشتت (تبعثر) كومبتون	Curved spacetime	زمكان منحن (مقوس)
Compton wavelength	طول كومبتون الموجي		
Conduction electrons	الكثرونات التوصيل		
Conjugate variables	متغيرات مترافقة	DD reaction	تفاعل ديوترون - ديوترون
Conservation	حفظ	DT reaction	تفاعل ديوترون - تريتيوم
Conservation law	قانون حفظ	de Broglie Equation	معادلة ديبروي
Contact potential	جهد التلامس	de Broglie waves	امواج ديبروي
Continuous spectra	اطياف متصلة	de Broglie wave length	طول ديبروي الموجي
Control rods	قضبان ضبط	Decay chains	سلاسل انحلال
Conversion factors	معاملات تحويل ، عوامل تحويل	Decay of particles	انحلال جسيمات ، اضمحلال جسيمات
Coordinates	احداثيات	Decay probability	احتمال انحلال ، احتمال اضمحلال
Corpuscles	دقائق	De coupling	فك اقتران
Correspondence principle	مبدأ التناظر	Deflection of light by gravity	حرف الضوء بالجاذبية
Cosine function	دالة جيب تمام	Deformation	تشوه ، تشويه
Cosmic radiation	اشعاع كوني	Deformation parameter	بارامتر تشوه ، معلمة تشوه
Coulomb energy	طاقة كولبية	Degeneracy	انفساخ
Coulomb force	قوة كولم ، قوة كولبية	Density of nuclear matter	كثافة المادة النووية
Coulomb scattering	تشتت كولم ، تشتت كولبي	Deterium	الديتريوم
Coupling of angular momenta	اقتران الازخام الزاوية	Deuteron	الديوترون
Coupling constant	ثابت اقتران	Diatomic molecules	جزيئات ثنائية الذرة
Covalent bonding	ربط تساهمي	Differential cross section	مقطع عرضي تفاضلي
Creation of particles	خلق (تخليق) جسيمات	Diffraction of particles	حيود جسيمات
Critical mass	كتلة حرجة	Dilation of time	تباطؤ الزمان
Cross section	مقطع عرضي	Diode	صمام ثنائي

Dipole	ثنائي قطبي ، ثنائي قطبي	Elementary particles	جسيمات أولية
Dipole moment	عزم ثنائي قطبي	Emanation	فيض
Disagreement of measurements	اختلاف القياسات	Emission hypothesis	فرضية الانبعاث
Discreteness	انفصال	Emission of light	انبعاث (انبعاث) ضوء
Distortion of energy-level pattern	تشويه (تحريف)	Energy	طاقة
	نمط مستويات الطاقة	Energy of a classical wave	طاقة موجة كلاسيكية
Doppler effect	ظاهرة دوبلر	Energy of a harmonic oscillator	طاقة هزاز (مهتز) او
Doppler shift	ازاحة دوبلر		مذبذب) توافقي
Doublets	ثنائيات (خطوط طيفية ثنائية)	Energy of magnetic interaction	طاقة تفاعل مغناطيسي
Downhill rule of particle decay	قاعدة الهبوط من المرتفعات	Energy of motion	طاقة حركة
	في انحلال الجسيم	Energy of a particle	طاقة جسيم
Dressed particle	جسيم مكسو	Energy of states	طاقة حالات
		Energy conservation	حفظ الطاقة
		Energy conservation in particle decays	حفظ الطاقة في
Eigenvalue	قيمة مميزة		انحلالات الجسيمات
Electric charge	شحنة كهربائية	Energy diagram	رسم الطاقة (رسم طاقي)
Electric energy	طاقة كهربائية	Energy-level	مستوى طاقة (مستوى طاقي)
Electric field	مجال كهربائي	Energy-level diagram	رسم المستويات الطاقية
Electric force	قوة كهربائية	Energy-momentum four vector	متجه الطاقة - الزخم الرباعي
Electromagnetic interaction	تفاعل كهرومغناطيسي	Energy scale	مقياس طاقة - مقياس طاقي - سلم طاقي
Electromagnetic radiation	اشعاع كهرومغناطيسي	Energy uncertainty	ارتباب الطاقة - ارتباب طاقي
Electromagnetism	الكهرومغناطيسية	Entropy of radiation	انتروبيا الاشعاع
Electron	الالكترونون	Eta particle	جسيم إيتا
Electron capture	اسر الكترون	Ether	اثير
Electron charge	شحنة الالكترون	Ether wind	رياح اثيرية
Electron charge-to-mass ratio	نسبة شحنة الكترون الى كتلته	Ether-drag hypothesis	فرضية انجرار الاثير
Electron mass	كتلة الكترون	Event	حدث
Electron orbital frequency	تواتر مداري لالكترونون ، تردد مداري	Exchange of photons	تبادل فوتونات
Electron spin	غزل الكترون	Exchange of pions	تبادل بيونات
Electron stability	استقرار الكترون	Exchange force	قوة تبادل ، قوة تبادلية
Electron scattering	تشتت الكترون	Excited states	حالات مهيجة ، حالات مستثارة

Excitation	تهيج ، استثارة		
Exclusion principle	مبدأ المنع ، مبدأ الاقصاء	g - factor	العامل g-factor
Expanding universe	كون متمدد	Galilean invariance	لا متغيرة غاليليو
Exponential decay	انحلال أسّي	Galilean transformation	تحويل غاليليو
Exponential function	دالة أسّية	Gamma decay	انحلال غاما
Exposure to radiation	التعرض للإشعاع	Gamma rays	اشعة غاما
		Gas-discharge tubes	انابيب تفريغ (انفراغ) الغاز
		Gauss' Law	قانون غاوس
Faith in simplicity	الايان بالبساطة	Geiger counter	عداد غايجر
Family groups of particles	مجموعات عائلية للجسيمات	General relativity	نظرية النسبية العامة
Fermi (fm)	الفيرمي (ف م)	Geodesic line	خط جيوديسي
Feynman diagram	مخطط فاينمن	Geometro dynamics	الديناميك الهندسية
Field	مجال	Geometry	هندسة
Fine structure	بنية دقيقة	Granularity	جسيية
Fine-structure constant	ثابت البنية الدقيقة	Gravitational field	مجال جاذبي
Fission	انشطار	Gravitational force	قوة الجاذبية
Fitzgerald contraction	انكماش فيتزجيرالد	Gravitational interaction	تفاعل جاذبي
Fluorescence	اللفص ، التفلور	Gravitational mass	كتلة الجاذبية
Fluorescent bulbs	مصابيح لاصفة	Gravitational potential	جهد الجاذبية
Flux of particles	دفق جسيمات	gravitational red shift	ازاحة الجاذبية الحمراء
Force	قوة	Graviton	الجرافيتون
Four-vectors	متجهات رباعية (البعد)	Gravity	الجاذبية
Four dimension	البعد الرابع	Great-circle route	مسار (طريق) الدائرة العظمى
Frames of reference	اطر اسناد ، اطر مرجعية	Ground state	حالة ارضية
Fraunhofer lines	خطوط فرونفور	Group velocity	سرعة متجهة زمرية ، سرعة متجهة جمعية
Frequency	تواتر (تردد)	Gyromagnetic ratio	النسبة الغيرومغناطيسية
Frequency shift	ازاحة في التواتر ، ازاحة تواترية		
Friction	احتكاك		
Fringes	اهداب	H bomb	قنبلة هيدروجينية
Functions	دوال ، اقترانات	Half life	نصف العمر
Fusion	اندماج ، دمج ، صهر	Halogens	الهالوجينات

Harmonic oscillator	هزاز توافقي ، مُذبذب توافقي	Invariant mass	كتلة لامتغيرة
Heavy water	ماء ثقيل	Ionic bonding	ربط أيوني
Heisenberg uncertainty principle	مبدأ الارتياب لهايزنبرج	Ionization energy	طاقة تأين
Helium-neon laser	ليزر هيليوم - نيون	Ionizing power	قدرة تأين
Hole	فجوة	Ionizing power of radiation	قدرة تأين اشعاع
Hydrogen atom	ذرة هيدروجين	Island of stability	جزيرة الاستقرار
Hydrogen molack	جزيء هيدروجين	isomeric tranisitions	انتقالات أيسومرية
Hyper charge	شحنة فوقية	Isospin conservation	نظير (شبه) الغزل
Hyperfine structure	بنية فوق دقيقة ، بنية فوؤدقيقة	Isotope shift	ازاحة نظيرية
		Isotopes	نظائر (متماكنات)
		Isotopic spin	غزل نظير
I space	فراغ نظير الغزل - الفراغ I	Isotropy of space	تجانس المكان
Impact parameter	بارامتر تصادم		
Independent-particle model	نموذج الجسيمات المستقلة	Kinetic energy	طاقة حركية
Index of refraction	معامل انكسار		
Inertial force	قوة قصورية		
Inertial frames	اطر قصورية	Lamb shift	ازاحة لامب
Inertial mass	كتلة قصور	Lambda particle	جسيم لامدا
Inner electrons	الكترونات داخلية	Laser-induced fusion	دمج مستحث بالليزر
Integrals	تكاملات	lasers	الليزرات
Integration by parts	التكامل بالاجزاء	left-handed neutrinos	نيوترينوات يسرى
Intensity	شدة	Legendre polynomial	كثير حدود لجندري
Intensity of radioactivity	شدة النشاط الاشعاعي ، شدة الاشعاعية	lifetime	عمر
Interaction	تفاعل	Light emission and absorption	ابتعاث الضوء وامتصاصه
Interference	تداخل	Line spectra	اطياف خطية
Interference of photons	تداخل فوتونات	Line of stability	خط الاستقرار
Interference of waves	تداخل امواج	Linearity properties	صفات الخطية
Internal conversion	تحول داخلي	Liquid-droplet model	نموذج قطيرة السائل
Interval	فترة	Lithium deutride	ديوترايد الليثيوم
Invariance	لامتغيرة	Local interactions	تفاعلات موضعية
Invariance of physical laws	لامتغيرة القوانين الفيزيائية	Localization of waves	موضع الامواج ، موضعة الامواج

Lorentz contraction	انكماش لورنتز	Momentum	زخم
Lyman series	متسلسلة (سلسلة) ليمان	Momentum conservation	حفظ الزخم
		Momentum-energy four vector	متجه الزخم - الطاقة الرباعي
		Mossbauer effect	ظاهرة مُسْبَوْر
Mach's principle	مبدأ ماخ (مبدأ ماك)	Multiplets	متعددات
Magic numbers	اعداد سحرية	Multiplicity of atomic states	تعددية الحالات الذرية
Magnetic confinement	الحجز (الحبس) المغناطيسي	Muon	الميون
Magnetic dipole	ثنائي قطبي مغناطيسي	Muon decay	انحلال الميون، اضمحلال الميون
Magnetic moment	عزم مغناطيسي	Muon-electron puzzle	لغز الميون - الالكترون
Magnetic field	مجال مغناطيسي	Muonic atoms	ذرات ميونية
Magnetic interaction energy	طاقة تفاعل مغناطيسية		
Maser	الميزر		
Mass conservation	حفظ الكتلة	n-type semiconductors	اشباه (انصاف) الموصلات
Mass - energy equivalence	تكافؤ الكتلة - الطاقة		من النوع السالب
Mass number	عدد الكتلة	Natural Radioactivity	نشاط اشعاعي طبيعي،
Mass spectroscopy	كاشف طيف الكتلة، مكشاف الكتلة		اشعاعية طبيعية
Massless particles	جسيمات عديمة الكتلة	Natural units	وحدات طبيعية
Men life	متوسط العمر	Neon lights	اضواء النيون
Mechanical equivalent of heat	المكافئ الميكانيكي للحرارة	Neutrino	نيوترينو
Metastable state	حالة فوق مستقرة	Neutron	نيوترون
Michelson	مقياس تداخل ميكلسون	Neutron capture	اسر نيوترون
Michelson-Morley experiment	تجربة ميكلسون - مورلي	Neutron decay	انحلال نيوترون، اضمحلال نيوترون
Micro waves	امواج ميكروية (الميكرويف)، امواج مُصَفَّرَة	Neutron mass	كتلة نيوترون
Millikan Oil-drop experiment	تجربة قطرة الزيت للمليكان	Neutron scattering	تشتت نيوترون
Minkowski diagrams	رسوم (مخططات) منكوفسكي	Neutron stabilization	إقرار نيوترون، استقرار نيوترون
Mirror invariance	لامتغيرية المرآة	Neutron number	عدد النيوترون
Mirror nuclei	نوى مرآتية	Neutron stars	نجوم نيوترونية
MKS system of units	نظام الوحدات المكثي	Newtonian mechanics	الميكانيك النيوتونية
Models of the universe	نماذج الكون	Newton's first law	قانون نيوتن الاول
Molecules	جزيئات	Non-euclidean geometry	هندسة لاأقليدية
Moment of inertia	عزم قصور		

Non-localizability of waves	لا قابلية تموضع الامواج ، لا قابلية الامواج للحصر		
Normalization of wave functions	تسوية الدوال الموجية	Objectivity of observation	موضوعية الملاحظة
Nuclear binding energy	طاقة رابطة نووية	Omega baryon	جسيم أميغا
Nuclear charge	شحنة نووية	Omega Resonance	رنين أميغا
Nuclear charge density	كثافة الشحنة النووية	Orbital angular momentum	زخم زاوي مداري
Nuclear charts	جداول نووية	Orbital capture	أسر مداري
Nuclear composition	تركيب نووي	Orbital frequency	تواتر مداري ، تردد مداري
Nuclear deformation	تشوه (تشويه) نووي	Orbits	مدارات
Nuclear density	كثافة نووية	Order	نظام ، نظامية
Nuclear energy levels	مستويات الطاقة النووية	Orientation of angular momentum	وجهة الزخم الزاوي
Nuclear energy scale	مقياس الطاقة النووية	Oscillator	هزاز
Nuclear force	قوة نووية	Oscilloscope tube	انبوب كاشف الاهتزازات
Nuclear lifetimes	اعمار نووية	Outer electrons	الكثرونات خارجية
Nuclear mass	كتلة نووية		
Nuclear Radius	نصف قطر نووي		
Nuclear Reactions	تفاعلات نووية	P - invariance	لامتغيرية التعادلية المكانية ، لامتغيرية تعاكس المكان ، اللامتغيرية P
Nuclear Rotation	دوران نووي	P-n junction	مقرن موجب - سالب
Nuclear Rotational energy	طاقة دوران نووية	P operation	عملية التعادلية المكانية ، عملية تعاكس المكان ، العملية P
Nuclear shell structure	بنية غلافية نووية	P operator	عاملة التعادلية المكانية ، عاملة تعاكس المكان ، العاملة P
Nuclear spin	غزل نووي	P-type semiconductor	شبه موصل من النوع الموجب
Nuclear stability	استقرار نووي	Pairs	ازواج
Nuclear transitions	انتقالات نووية	Paradox	نقيضة
Nuclear fission	انشطار نووي	Parity conservation	حفظ التعادلية المكانية ، حفظ تماكسية المكان
Nuclear fusion	اندماج (دمج) نووي	Parity non-conservation	لا حفظ التعادلية المكانية ، لا حفظ تماكسية المكان
Nuclear stockpile	كومة نووية		
Nucleons	النوكليونات		
Nucleus	نواة		

Particle multiplets	متعددات الجسيم	Postulates of special relativity	فروض النسبية الخاصة
Particle theory of light	النظرية الجسيمية للضوء	Potential	جهد
Paschen-back effect	ظاهرة باشن - باك	Potential energy	طاقة وضع ، طاقة وضعية
Periodic table	الجدول الدوري	Potential energy of interatomic interaction	طاقة وضع
Periodicity	الدورية		تفاعل يذري
Periods of elements	دورات العناصر	Potential-energy barrier	حاجز طاقة وضع
Permittivity of free space	ساحية الخلاء	Precession	استباق
Perturbation	تُرْجاف	Principal quantum number	عدد كوانتي اساسي ، عدد كوانتي رئيس
P fund series	متسلسلة (سلسلة) فند	principle of equivalence	مبدأ التكافؤ
Phase velocity	سرعة متجهة طورية	Principle of relativity	مبدأ النسبية
Photoelectric effect	المفعول الكهروضوئي ، الظاهرة الكهروضوئية	Probability	احتمال
Photographic emulsion	مستحلب فوتوغرافي (تصويري)	Probability of alpha decay	احتمال انحلال الفا
Photon	فوتون	Probability of barrier penetration	احتمال اختراق حاجز
Photon emission	ابتعاث فوتون	Probability of momentum	احتمال الزخم
Photon-exchange	تبادل فوتون	Probability of position	احتمال الموضع
Photon-electron scattering	تشتت فوتون - الكترون	Probability of transitions	احتمال الانتقالات
Photon-electron interaction	تفاعل فوتون - الكترون	Proper time	الزمن الصحيح
Physical vacuum	خلاء طبيعي	Proton	البروتون
Pick up reaction	تفاعل لاقط	Proton-alpha reaction	تفاعل بروتون - جسيم الفا
Pile	كومة	Proton-deuteron reaction	تفاعل بروتون - ديوترون
Pions	بيونات	Proton-neutron reaction	تفاعل بروتون - نيوترون
Planck's constant	ثابت بلانك	Proton number	عدد البروتون
Planetary archits	مدارات كوكبية ، مدارات كواكب	Proton - proton cucle	دورة بروتون - بروتون
Plasmas	البلازما	pulsars	النجوم النابضة
Polarizability	الاستقطابية		
Polarization of atoms	استقطاب الذرات		
Position	الموضع		
Position four-vector	متجه الموضع الرباعي	Quadrupole moment	عزم رباعي قطبي
Positronium	ذرة البوزيترون	Quantization	تكمية ، تكميم
Positron	البوزيترون	Quantization of angular momentum	تكمية (تكميم) الزخم الزاوي
Postulates	فروض	Quantization of charge	تكمية (تكميم) الشحنة

Quantization of energy	تكمية (تكسيم) الطاقة	Reciprocity	تبادلية
Quantization of orientation	تكمية (تكسيم) الوجهة	Recoil	ارتداد
Quantum amplitude	سعة كوانتية	Red shift	الازاحة الحمراء
Quantum jumps	طفرات (قفزات) كوانتية	Reduced Compton wave length	طول كومتون الموجي المختزل
Quantum-mechanical cosine	جيب التمام الميكانيكي الكوانتي	Reduced de Broglie wave length	الطول الموجي الديبرويي المختزل
Quantum Mechanics	الميكانيك الكوانتية، ميكانيك الكم	Relativity	النسبية
Quantun Numbers	اعداد كوانتية	Relativity of length	نسبية الطول
Quantum Number of isospin	عدد نظير الغزل الكوانتي	Relativity of observation	نسبية الملاحظة
Quantum Number of strangeness	عدد الغرابة الكوانتي	Relativity of simultaniety	نسبية التزامن
Quantum states	حالات كوانتية	Relativity of time	نسبية الزمن
Quasars	الكويزرات (أشباه النجوم)	relativity of velocity	نسبية السرعة المتجهة
		Relativistic	نسبوي
		Rem	الرُم
Rad	الراد	Rep	الرَب
Radiation	اشعاع	Resonance	رنين
Radical	شِق	Rest mass	كتلة السكون
Radioactive decay	انحلال اشعاعي، انحلال ناشط اشعاعياً	Ritz combination principle	المبدأ التوافقي لرتز
Radioactive series	سلسلة اشعاعية، سلسلة ناشطة اشعاعيا	Rotating frame	اطار دوران
radioactivity	نشاط اشعاعي، إشعاعية	Roentgen	الروتجن
Radius	نصف قطر	Rotation	دوران
Radius of atoms	نصف قطر ذرة	Rotational energies	طاقات دورانية
Radius of Nucleus	نصف قطر نواة	Russel - Saunders coupling	اقتران رسل - سوندرز
Radius of Bohr orbits	نصف قطر مدار بور	Rydberg constant	بِت ريديبيرج
Radon	الرادون		
Range	مدى		
Range of partices	مدى الجسيمات	SI units	وحدات النظام العالمي
Range of exchange force	مدى قوى التبادل	Scalar product	الضرب المقداري / الضرب القياسي
Rare gases	غازات خاملة	Scattering	تشتت، تبعثر
Reactions	تفاعلات	Schrodinger Equation	معادلة شرودنجر
Reactors	مفاعلات	Selection rules	قواعد اختيار
Recession of galaxies	تباعد المجرات	Self-interaction	تفاعل ذاتي

Semi conductors	اشباه (انصاف) موصلات	Speed	سرعة
Semi-Empirical mass formula	صيغة الكتلة شبه الامبريقية	Speed limit	حد السرعة
Series	متسلسلة (سلسلة)	Spherical geometry	هندسة كروية
Series limit	نهاية المتسلسلة	Spin	غزل (لاف)
Shape	شكل	Spin of nuclei	غزل النوى
Shell model	النموذج الغلافي - النموذج القشري	Spin orientation	وجهة الغزل
shell structure	البنية الغلافية (القشرية)	Spin-dependence nuclear force	قوة نووية معتمدة على الغزل
Shielding	الحجب	Spin-orbit coupling	اقتران الغزل - المدار
Sigma particle	جسيم سِيغما	Spin-orbit energy	طاقة الغزل - المدار
Simultaneity	التزامن ، التوافق	Spin polarizer	مستقطبة الغزل
Sine function	دالة جيبية	Spin states	حالات الغزل
Single-slit diffractim	حيود الشق المنفرد	Spontaneous emission	ابتعاث تلقائي
Singlets	أحاديات	Stability	استقرار
Solar Energy	طاقة شمسية	Stanford linear accelerator	مسارع ستانفورد الخطي
Solar neutrinos	نيوترينوات شمسية	Stardust	غبار نجمي
Solid angle	زاوية مجسمة	Stars	نجوم
Solids	جوامد	States	حالات
	قاعدة تكميم سمرفلد - ولسون	Stationary states	حالات مستقرة
Sommerfeld-Wilson quantization Rule		Steady-state model	نموذج الحالة المستقرة (الثابتة)
Space	المكان ، الفضاء	Stellar evolution	التطور النجمي
Space inversion	تعاكس المكان	Step function	دالة درجة (درجة)
Space inversion invariance	لا متغيرة تعاكس المكان	Steradian	استيراديان
Space like interval	فترة شبه مكانية	Stern-Gerlach experiment	تجربة شترن - غرلاخ
Spacetime	الزمكان	Stimulated emission	ابتعاث مستحث
Spacetime diagrams	مخططات (رسوم) الزمكان	Stokes's law	قانون ستوكس
Spacetime trajectories	مسارات زمكانية	Stopping Potential	جهد موقف
Spark chamber	غرفة الشرارة	Strange particles	جسيمات غريبة
Special relativity	النسبية الخاصة	Strangeness	الغرابية
Spectral lines	خطوط طيفية	Strangeness quantum number	عدد الغرابية الكوانتي
Spectroscopy	مطيافية	Strangeness conservation	حفظ الغرابية
Spectrum	طيف	Stripping Reaction	تفاعل مُعرِّ

Strong interaction	تفاعل قوي	Time uncertainty	ارتباب الزمن
Strongly interacting particles	جسيمات تتفاعل بقوة	Total cross section	مقطع عرضي كلي
Subjectivity of observation	ذاتية الملاحظة	Transition probability	احتمال الانتقال
Superposition	تراكيب	Transitions (Quantum)	انتقالات (كوانتية)
Superposition of quantum states	تراكيب حالات كوانتية	Transmutation	تحول
Superposition of spin states	تراكيب حالات غزلية	Transuranic elements	عناصر بعد اليورانيوم
Superposition of wave functions	تراكيب دوال موجية	Triplets	ثلاثيات
Super relativistic particles	جسيمات فوق نسبية، جسيمات فوننسوية	Triton	التريتون
Surface tension	توتر سطحي	Turning point	نقطة انعطاف
Surface thickness of nuclei	سمك سطح النوى	Twin paradox	نقيضة التوأمين
Synchronization of clocks	مواقنة الساعات (مزمنة الساعات)	Two-slit interference	تداخل الشقين
System of particles	نظام جسيمات		
		Uncertainty	ارتباب
T-invariance	لامتغيرية عكس الزمن ، اللامتغيرية T	Uncertainty of position	ارتباب الموضع
T operation	عملية عكس الزمن ، العملية T	Uncertainty of momentum	ارتباب الزخم
TCP theorem	النظرية TCP	Uncertainty principle	مبدأ الارتباب
Tachyon	التاخيون	Uncertainty time-energy form	صيغة ارتباب الزمن - الطاقة
Taylor series	متسلسلة تيلر	Unified field theory	نظرية المجال الموحد
Term diagram	الرسم الحدّي	Uniform gravitational field	مجال جاذبية منتظم
Term (spectral)	حدود (طيفية)	Unit vectors	المتجهات الوحدة
Thermonuclear reaction	تفاعل نووي حراري	Units	وحدات
Thermonuclear weapon	سلاح نووي حراري	Universe	كون ، وجود
Thomson model of the atom	نموذج طومسون للذرة		
Threshold frequency	نواثر العتبة ، النواثر الحرج		
Time	الزمان ، الزمن		
Time dilation	تباطؤ الزمن	Vacuum	خلاء
Time-like four vector	متجه رباعي شبه زمني	Vacuum diagrams	مخططات الخلاء
Time-like interval	فترة شبه زمنية	Vacuum polarization	استقطاب الخلاء
Time reversal	عكس الزمن	Valence	التكافؤ

Van der waals force	قوة فان دير والس		
Vector model	نموذج متجهي		
Velocity	سرعة متجهة (مُرجّحة)	X rays	اشعة سينية
Velocity - addition formula	صيغة جمع السرعات المتجهة	Xi particles	جسيمات إكساي
Vertices of Feynman diagrams	رؤوس مخططات فاينمن		
Vibration	اهتزاز، اهتزازة (ذبذبة)		
Virtual particles	جسيمات تقديرية	Yukawa potential energy	طاقة وضع يوكوا
Visual effect	تأثير بصري، ظاهرة بصرية		
		Zeeman Effect	ظاهرة زيمان
Wave function	دالة موجية	Zero of energy	صفر الطاقة
Wavenature of matter	الطبيعة الموجية للمادة	Zero-point energy	الطاقة الصفرية
Wave number	العدد الموجي		
Wave-particle duality	ثنوية الجسيم - الموجة		
Wave theory of light	النظرية الموجية للضوء		
Wave vector	المتجه الموجي		
Wave length	الطول الموجي		
Waves	امواج		
Weak interaction	تفاعل ضعيف		
Weightlessness	انعدام الوزن		
Work function	دالة الشغل		
World-line diagrams	مخططات الخطوط العالمية		