

الفيزياء الكلاسيكية والحديثة^٢

المجلد الثاني

تأليف

كينيث و. فورد

معهد نيومكسيكو للتعليم والتكنولوجيا

ترجمة

الدكتور محمود الكوفحي

كلية العلوم، جامعة اليرموك

الدكتور عمر حسن الشيخ

كلية التربية، الجامعة الأردنية

الدكتور عبد الجواد أبو الهيجا

كلية العلوم، الجامعة الأردنية

راجع وأشرف على إخراجه

الدكتور عمر حسن الشيخ

منشورات مجمع اللغة العربية الاردني

١٤٠٧هـ — ١٩٨٧م

Kenneth W. Ford

UNIVERSITY OF MASSACHUSETTS AT BOSTON

Volume 2

Classical and Modern **Physics**

A TEXTBOOK FOR STUDENTS OF SCIENCE AND ENGINEERING

XEROX COLLEGE PUBLISHING *Lexington, Massachusetts | Toronto*

مُقدِّمةُ المؤلِّف

هذا هو المجلدُ الثاني لكتابٍ من ثلاثة مجلداتٍ لطلبة العلوم والهندسة . والمجلدان ١ و٢ اللذان يتوافران في طبعةٍ مُجمَّعةٍ وأيضاً كمجلدين منفصلين ، يغطيان مجالات الفيزياء الكلاسيكية كما يُقدِّمان بعض أفكار الفيزياء الحديثة . ويمكنُ للمجلدِ الثالثِ ان يُستعملَ ككتابٍ دراسيٍّ لمساقٍ فصليٍّ في الفيزياء الحديثة . وثمة طرقٌ أخرى يمكنُ بها إستخدامُ المجلداتِ الثلاثة . فبحذفِ العديد من أجزاءِ الفصول ، وربما بحذفِ بعضِ الفصولِ الكاملة ، يمكنُ للكتابِ بأكمله أن يلبي حاجاتِ مساقٍ سنويٍّ يشملُ معاً الفيزياء الكلاسيكية والحديثة . وفي حالةِ مُعالجةِ موضوعاتِ الكتابِ على مهلٍ ، فقد توفَّرَ المجلداتِ الثلاثةُ مقدِّمةً تفصيليةً للفيزياء تمتدُّ على مدى سنتين دراسيتين . هذا ، وقد حاولتُ أن يأتي الكتابُ كلاً متماسكاً مع احتوائه في الوقتِ نفسه على أجزاءٍ مستقلةٍ عن بعضها بعضاً بصورةٍ كافيةٍ ، تما يسمَحُ بمرونةٍ بالغةٍ في طريقةِ أستخدامِهِ . اما أجزاءُ المجلداتِ فهي على النحو التالي :

المجلد ١ ٠ ١ مدخل الى الفيزياء .

٠٢ الرياضيات .

٠٣ الميكانيك .

المجلد ٢ : ٠٤ الديناميك الحراري

٠٥ الكهر ومغناطيسية .

المجلد ٣ : ٠٦ النسبية .

٠٧ الميكانيك الكوانتي .

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

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

المرحلة الثانوية، وهو يدرس الآن التفاضل والتكامل في آن واحد مع الفيزياء المقررة للمستنيين الأولين 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، يماثل ما يتطلبه الكتاب الشائع للمؤلفين هاليداي ورزنيك Halliday and Resnick *، بيد أنه يقل عما يتطلبه مساق بيركلي للفيزياء Berkeley Physics Course + أو سلسلة الفيزياء التمهيديّة 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، علاوةً على مستواه في الرياضيات. ومن الخصائص الأساسية لهذا الكتاب ما يلي: (١) لقد حاولت تقديم عرض موحّد للفيزياء الكلاسيكية والحديثة معاً. ومع أن القسمين الأخيرين 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 التمهيديّة الوقت للطلاب 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 اتّخذ طريقاً في علم الفيزياء يُبقي الطالب على صلةٍ 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 حلّ المشكلات. (٥) وكمعين على الدراسة والمراجعة قُسم الكتاب إلى عددٍ كبيرٍ من أجزاء الفصول وبُنودها. أما الملاحظات الهامشية فتبرز الأفكار الرئيسة والمعادلات الهامة، كما أن هنالك خلاصةً بالأفكار والتعاريف تظهر في نهاية كلّ فصل. (٦) وقد حاولت أن أظهر الإثارة في الفيزياء كفرع معرفي حيّ متطور، فعلاً، لم يكتمل بعد. ويشتمل الكتاب على قدرٍ محدودٍ من المادة التاريخية، وقد أوليته بعض الحرص، وأمل أن يكون معظمه تاريخاً صحيحاً لا خرافةً 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

§

ويُقصدُ من «الملاحظات على الكتاب» التي تبدأ في الصفحة هـ أن تكون دليلاً مختصراً لمدرّس المادة. ويمكن تشجيع الطلبة، ايضاً، على قراءة هذه الملاحظات. وكمعين على استخدام المادة بشكل انتقائي، علّمت بعض اجزاء الفصول وينودها بالعلامة (★) للدلالة على أنها اختيارية. وقد وُضعت هذه العلامة لها إما لكونها اصعب من المتوسط أو لأنها خارجة عن العرض الاساسي للفصل المعني. وبالطبع فإن تعيين المادة الاختيارية على هذا النحو هو بالضرورة أمر اعتباري نوعاً ما. فلمعظم المدرسين أفكارهم الخاصة في أية مادة تعطى للطلبة وأية مادة تُحذف، ولذلك فإن الاجزاء المعلّمة بالنجوم هي مجرد اقتراحات أولية.

وتظهر في نهاية كل فصل أسئلة، وتمارين، ومسائل. أما الأسئلة، عدا القليل منها، فيُجاب عنها إنشاءً بالكلام، وقُصد من معظمها أن تثير التفكير، وقد لا يكون لها جواب صحيح محدد. وفضلاً عن ذلك فإن بعضها صعب. وقُصد من التمارين أن تكون فحصاً مباشراً لفهم مادة الفصل من دون أية موارد خاصة أو نقاط خفية دقيقة. وتشتمل التمارين على أعمال حسابية بالإضافة الى 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. ان عدد الاسئلة والتمارين والمسائل المشمولة في الفصول كبير، وهو أكبر بكثير من العدد الذي يُعطى عادة 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 تُعَيّن 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 الهامشية لتصنيف الأسئلة والتمارين والمسائل بحسب الاجزاء المعينة التي ترتبط بها. هذا وقد وُسمت المسائل بموضوعاتها.

وقد استُخدمت وحدات النظام العالمي SI المكنية (م ك ث mks) في الكتاب كله. الا 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 يُبدّل أي جهد لجعل الطالب يألّف 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 الى المجلد الملحق رقمه الذي يحتوي على قائمة واسعة بالمعادلات الكهرومغناطيسية بوحدات النظام العالمي SI وبالوحدات الغاوسية. اما خروجي الوحيد الأهم على ألقاعدة السابقة في معالجة الوحدات فيرد في الفصلين ١٣ و١٤، إذ استُخدمت فيهما السرعات وكيلووات السرعات بنفس الدرجة التي استخدمت فيهما الجول، وحيث عُرف فيهما عدد افوجادرو Avogadro's number بأنه يساوي عدد الجزيئات في مول واحد mole بدلا من عددها في كيلومول واحد kmole.

وَأَنِّي لَأَصِيرُ إِلَى اسْتِمْتَاعِ الطَّلَبَةِ بِهَذَا الْكِتَابِ وَالِاسْتِفَادَةِ مِنْهُ . وَأَعْتَقِدُ أَنَّ هَذَا الْكِتَابَ يُوْدِي غَرَضَهُ عَلَى الْوَجْهِ
الْأَفْضَلِ عِنْدَ عَدَمِ الْإِسْرَاعِ فِي تَغْطِيَةِ جُزْءٍ كَبِيرٍ مِنْ مَادَّتِهِ فِي وَقْتٍ قَصِيرٍ . فَالْمَعَالِجَةُ الْحَرِيصَةُ لِبَعْضِ الْمَادَّةِ وَحَذْفُ بَعْضِهَا
الْآخَرِ سَيُوفِرَانِ عَلَى الْإِرْجَاحِ إِعْدَاداً أَفْضَلَ لِمَتَابَعَةِ دِرَاسَةِ الْفِيزِيَاءِ ، وَالْهَنْدَسَةِ ، وَالْعُلُومِ الْآخَرَى مِنْ عَرْضٍ سَرِيعٍ لِكُلِّ
جُزْءٍ مِنْ أَجْزَائِهَا .

كينث و. فورد

Kenneth W. Ford

ملاحظات على الكتاب

من بين الأقسام السبعة التي يتكوّن منها الكتاب، يوفّر القسم الأولان: مقدمة للفيزياء والرياضيات مادةً تمهيديةً وخلفيةً ضرورية. وثمة مدى واسع من الحرية في اختيار الكيفية التي يمكن بها استخدام هذين القسمين. أمّا الأقسام الخمسة المتبقية، وهي الميكانيك، الديناميك الحراري، الكهرومغناطيسيّة، النسبيّة، والميكانيك الكوانتي فتخصّص لنظريات أساسية معينة في الفيزياء. وفيما يتعلّق بالميكانيك والكهرومغناطيسيّة والنظرية النسبية، فهناك تطوير رياضيّ كامل لنظرياتها. أمّا الديناميك الحراري والميكانيك الكوانتي فيعالجان باهتمام أكثر نوعاً ما بالظواهر والتفاتٍ أقلّ إلى الشكليات الرياضية. [وبالرغم من ذلك، فقد تحاشيت العناوين الأكثر بساطة كالحرارة والظواهر الذرية والنوية، لأنّ هذه الأقسام تؤكد أيضاً وحدة النظريات الفيزيائية وقوتها، وهي لا تفتقر بأيّ حالٍ من الأحوال إلى الرياضيات.] إنّ تقسيم الكتاب إلى أقسام واختيار فصول طويلة نوعاً ما بدلاً من فصول أقصر وأكثر عدداً يقصد منه تحقيق الغاية نفسها، أي المحافظة على البنية الجمالية للفيزياء ماثلة للعيان، في الوقت الذي يسهل فيه على الطالب أن يرى الموضوع كترتيب مربك من الأجزاء غير المترابطة.

القسم الرابع: إنّ المدخل إلى الديناميك الحراري في هذا القسم هو في الأغلب مجهري لا جاهري. ومع ذلك، فحيثما كان ذلك ممكناً، تُعرّض وجهات النظر المجهرية جنباً إلى جنبٍ مع وجهات النظر الجاهرية وتُقارَن معها. وثمة تركيز خاص على حقيقة أنّ الديناميك الحراري هو نظرية تربط بين عالم الأبعاد الصغيرة وعالم الأبعاد الكبيرة وتوحد بينهما.

أمّا الموضوعات الرئيسة في الفصل الثالث عشر فهي مفاهيم الحرارة ودرجة الحرارة والنظرية الحركية للغازات والقانونان: الصفريّ والأول للديناميك الحراري وخواص الغاز. ويبرز الفارق بين الحرارة والطاقة الداخلية ويتركز عليه

في الجزء ١٣ : ٥ . وأما اشتقاق النظرية الحركية لقانون الغاز المثالي (الجزءان ١٣ : ٧ و ١٣ : ٨) فهو بسيط بشكل غير مجحف، إلا أنه مع ذلك صارم ودقيق . وينتهي الفصل بمناقشة آثار التكميم على درجات الحرية والحرارات النوعية .

وفي الفصل الرابع عشر، يُدخَل إلى القانون الثاني للديناميك الحراري من طريق فكرة الاحتمال في الأحداث العشوائية . ومن خصائص هذا الفصل أن مفهوم الانتروبيا والقانون الثاني يُفحصان من عدة زوايا نظر مختلفة : من خلال أفكار تدفق الحرارة، الاحتمال القبلي، اللانظامية، والحركة الدائبة . إن معظم التطبيقات الفعلية المقدمة في هذا الفصل هي تطبيقات على الغازات المثالية، ولذا فإن المدى الأوسع من التطبيقات على القانون الثاني يتطلب جهداً مركزاً إضافياً من جانب المدرس .

القسم الخامس : إن كل فصل من الفصول الأربعة في هذا القسم يشتمل على خليط متوازن من التطورات النظرية، التطبيقات العملية، والمناقشات الوصفية . وتطوّر القوانين الأساسية للكهرومغناطيسية، وتُستعمل في الفصول : الخامس عشر والسادس عشر والنصف الأول من السابع عشر . ويربط النصف الثاني من الفصل السابع عشر بين النظرية الكهرومغناطيسية والأمواج . ويستمر الفصل الثامن عشر في تقديم معالجة موحدة للأمواج والبصريات . وتُستخدم المناقشات الوصفية لغرضين : تقديم أفكار جديدة يتم تطويرها بصورة كمية فيما بعد (كما في الأجزاء ١٥ : ١ ، ١٦ : ١ ، و ١٨ : ٩) أو عرض مادة تطويرها الرياضي فوق مستوى هذا الكتاب (كما في الجزء ١٧ : ١١) . وتتناول الجوانب المختلفة للكهرومغناطيسية معاً في ثلاثة أجزاء خاصة : الجزء ١٦ : ٣ الذي يُقدّم نظرة عامة تمهيدية إلى القوانين التي سيتم تطويرها في الأجزاء اللاحقة، الجزء ١٦ : ١١ الذي يلخص القوانين الموصلة إلى الغرض، والجزء ١٧ : ٥ الذي يلخص جميع قوانين الكهرومغناطيسية . ويُركّز أيضاً على العلاقات بين القوانين المختلفة في أماكن عدة . ويُستخدم التكامليان : الخطي والسطحي (بشكل ضئيل) في هذا القسم من الكتاب في تطبيقات تتصف بدرجة عالية من التماثل .

ويُوفّر الجزءان الأولان من الفصل الخامس عشر خلفية تاريخية وبعض الحقائق العامة حول الظواهر الكهربائية والشحنة الكهربائية . وتطوّر بعد ذلك أفكار وتقنيات هامة في الكهربائية الساكنة في الأجزاء ١٥ : ٣ إلى ١٥ : ٩ . وفي الجزء ١٥ : ٥ ، يُقدّم قانون التراكب معاً كقانون أساسي وكأداة للحسابات . وفي الجزء ١٥ : ٦ ، يُقدّم قانون غاوس كأداة رياضية أقوى لتناول المسائل ذات التماثل الشديد كما يُقدّم التكاملي السطحي . وتردّ التطبيقات

العملية على الدارات والشحنات المسرعة في الأجزاء ١٥: ١٠، ١٥: ١١، و١٥: ١٤. لاحظ أن قانون أوم يُقدّم أولاً بالصيغة $J = \sigma E$ ، ثم يُقدّم بعد ذلك بالصيغة: $J = \sigma E$. ويشتمل الجزء ١٥: ١٢ الخاص بالموسعة على دارة المقاومة - الموسعة (RC)، ويدخل منه أيضاً إلى مناقشة طاقة المجال في الجزء ١٥: ١٥. أما الجزء الاختياري ١٥: ١٣ فيدخل إلى موضوع المواد الكهربائية الثنائية من وجهة مجهرية، إلا أن متجه الازاحة لا يُقدّم فيه.

ويبدأ الفصل السادس عشر بالمغناطيسات والأقطاب المغناطيسية، وهذا المدخل يعين في إبراز أن المغناطيسية والكهرباء ظاهرتان متميزتان (مع أنهما مرتبطتان ببعضهما). كذلك يُمكن هذا المدخل من مناقشة القطب المنفرد الافتراضي. ويهيء العرض الوصفي في الجزء ١٦: ٣ المسرح للتطوير الذي يتبع في الفصلين: السادس عشر والسابع عشر. وتُقدّم قوانين القوة والمجال للشحنات المتحركة في الجزأين ١٦: ٤ و ١٦: ٦، في حين أن الجزء ١٦: ٥ الذي يتوسطهما يُخصّص للتطبيقات. والجزء ١٦: ٧ (القوة المؤثرة في تيار) يماثل الجزء ١٦: ٤، كذلك يماثل الجزء ١٦: ٨ (مجال تيار) الجزء ١٦: ٦. ويقدم قانون أمبير وتُعطى تطبيقات عليه في الجزء ١٦: ٨. وفي الجزء الاختياري ١٦: ١٠، ندخل إلى مغناطيسية المادة من الوجهة المجهرية إلا أن متجه الشدة المغناطيسية H لا يُقدّم فيه.

وفي الفصل السابع عشر، يُبرز التماثل بين قوانين الحث الكهرومغناطيسي وقوانين الحث المغناطيسي الكهربائي (الجزءان ١٧: ١ و ١٧: ٣)، كما يُبرز التوافق بين هذه القوانين والقوانين المقدمة في الفصل السادس عشر. وفي الجزء ١٧: ٤، يُقدّم قانون لينز كنتيجة هامة يتضمنها قانون حفظ الطاقة وكأداة عملية مناسبة لتعيين اتجاهات الآثار الناشئة عن الحث. ويوفر موضوع المحاثية العملي (الجزءان ١٧: ٦ و ١٧: ٧) جسراً للانتقال من قوانين الحث إلى الإشعاع. وتُقدّم في الكتاب دارتا المحاثية - المقاومة والمحثات - الموسعة فقط، أما دارة المقاومة - المحاثية - الموسعة فنظهر في إحدى المسائل. وفي بند اختياري مثير للتحدي، تُشتق المعادلة الموجية في حالة خاصة. وما عدا ذلك، فالمادة المعروضة في الأجزاء ١٧: ٨ وحتى ١٧: ١١ هي وصفية إلى حد كبير. ويمكن النظر إلى الجزء ١٧: ١١ كجزء اختياري. وينبغي أن لا نسو عن النتائج الهامة التي ترد في الفقرة الأولى من الجزء ١٧: ٩.

وتُقدّم الأجزاء الثلاثة الأولى من الفصل الثامن عشر وصفاً نظرياً للأمواج مع إشارة خاصة إلى الاستقطاب والتحالف. ويظهر مبدأ هايجنز في نهاية الجزء ١٨: ٣. ويؤجل المزيد من التطوير الرياضي (الشكلي) للأمواج إلى

الأجزاء الثلاثة الأخيرة من هذا الفصل، حيث يتم فيها تناول ظاهرتي التداخل والحيود. وتوجد البصريّات الهندسيّة في الأجزاء ١٨ : ٤ وحتى ١٨ : ٨. وتطرّق الاشتقاقات النظاميّة لقوانين الانعكاس والانكسار في الأجزاء ١٨ : ٤ وحتى ١٨ : ٦. ويشمل الفصل أيضاً مناقشة لعدة أدوات بصريّة، بدءاً من المكبر اليدويّ وانتهاءً بمحزوز كاشف الطيف.

وتظهر بواذر الميكانيك الكوانتيّ في هذا القسم من الكتاب: تكميم الشحنة في الجزء ١٥ : ٢، ابتعاث الاشعاع وامتصاصه في الجزء ١٥ : ٢، والخطوط الطيفيّة في الجزء ١٨ : ١١.

المحتويات

أ	مقدمة الكتاب	
هـ	ملاحظات على الكتاب	
القسم الرابع : الديناميك الحراري		
الفصل الثالث عشر: درجة الحرارة، الحرارة، والنظرية الحركية		
١		١
١: ١٣	مقدمة للديناميك الحراري	
٢: ١٣	مفهوم درجة الحرارة	
٣		٣
٣: ١٣	المول	
١٢		١٢
٤: ١٣	قانونا درجة الحرارة	
١٥		١٥
٥: ١٣	الطاقة الداخلية والحرارة	
٢٣		٢٣
٦: ١٣	النظرية الحركية للغازات	
٣٠		٣٠
٧: ١٣	ضغط غاز محصور	
٣٤		٣٤
٨: ١٣	التعريف دون المجهرى لدرجة الحرارة	
٤٠		٤٠
٩: ١٣	الحرارة النوعية	
٤٥		٤٥
١٠: ١٣	الغاز المثالي الاحادي الذرة	
٥٢		٥٢
١١: ١٣	القانون الاول للديناميك الحراري	
٥٥		٥٥
١٢: ١٣	نظرية التقسيم المتساوي والقانون الصفري للديناميك الحراري	
٦١		٦١
١٣: ١٣	الحركة البراونية	
٦٥		٦٥
١٤: ١٣	الحرارة النوعية للغازات البسيطة	
٦٨		٦٨
١٥: ١٣	درجات الحرية المجمدة	
٧٦		٧٦

١١٣		الفصل الرابع عشر: الانتروبيا والقانون الثاني للديناميك الحراري
١١٣		١٤: ١ احتمال الاحداث العشوائية
١٢٣		١٤: ٢ احتمال الجزئي
		١٤: ٣ الانتروبيا والاحتمال: المنحى المجهرى
١٢٩		للقانون الثاني للديناميك الحراري
١٣٤		١٤: ٤ تدفق الحرارة والتقسيم المتساوي
١٣٦		١٤: ٥ الحركة الدائمة
		١٤: ٦ الانتروبيا وتدفق الحرارة: المنحى الجاهري
١٣٩		للقانون الثاني للديناميك الحراري
١٤٧		١٤: ٧ بعض التطبيقات على القانون الثاني
١٦٠		١٤: ٨ سلوك الغازات
١٨٢		١٤: ٩ ★ العمليات الدورية
١٨٣		١٤: ١٠ سهم الزمن

القسم الخامس : الكهرومغناطيسية

٢١٧		الفصل الخامس عشر: الكهرباء
٢١٨		١٥: ١ خصائص اساسية للقوة الكهربائية
٢٢١		١٥: ٢ مفهوم الشحنة: حفظها وتكميمها
٢٢٥		١٥: ٣ قانون كولوم للقوة الكهربائية
٢٣٣		١٥: ٤ المجال الكهربائي
٢٤٢		١٥: ٥ قانون التراكب
٢٤٦		١٥: ٦ الدفع الكهربائي - قانون غاوس
٢٥٦		١٥: ٧ الجهد
٢٧٢		١٥: ٨ ★ الشناقبي الكهربائي

٢٧٦	الموصلات في المجالات الساكنة	٩:١٥
٢٨٢	قانون أوم	١٠:١٥
٢٨٩	الدوائر البسيطة	١١:١٥
٢٩٨	المواسعة	١٢:١٥
٣٠٧	المواد المنفذة كهربائياً (الكهر منفذة)	١٣:١٥★
٣١٤	التسريع الكهربائي للجسيمات المشحونة	١٤:١٥
٣٢٢	طاقة المجال	١٥:١٥
٣٦٩	الفصل السادس عشر: الكهرومغناطيسية	
٣٧٠	المغناطيسات والقوة المغناطيسية	١:١٦
٣٧٣	المجال المغناطيسي	٢:١٦
٣٨٢	الاكتشافات الرئيسية في الكهرومغناطيسية	٣:١٦
٣٩٠	القوة المغناطيسية المؤثرة في شحنة متحركة	٤:١٦
٣٩٤	الحرف المغناطيسي للجسيمات المشحونة	٥:١٦
٤٠٣	المجال المغناطيسي الناتج عن شحنة متحركة	٦:١٦
٤٠٩	القوة المغناطيسية المؤثرة في تيار	٧:١٦
٤١٧	المجالات المغناطيسية المتولدة عن تيارات	٨:١٦
٤٣٣	تعريف الأمبير	٩:١٦
٤٣٥	مغناطيسية المادة	١٠:١٦★
٤٤٢	خلاصة بقوانين الكهرومغناطيسية	١١:١٦
٤٧٩	الفصل السابع عشر: المجالات المتغيرة	
٤٨٠	الحث الكهرومغناطيسي	١:١٧
٤٩٣	تطبيقات على الحث الكهرومغناطيسي	٢:١٧
٥٠٠	الحث المغناطيسي الكهربائي	٣:١٧
٥٠٧	قانون لنز	٤:١٧

٥١٠	معادلات ماكسويل	٥: ١٧
٥١٤	المحاثية	٦: ١٧
٥٢٤	اهتزاز الدارة مح س	٧: ١٧
٥٣٠	الطبيعة الموجية للضوء	٨: ١٧
٥٣٧	النظرية الكهرومغناطيسية للضوء	٩: ١٧
٥٤٥	الطيف الكهرومغناطيسي	١٠: ١٧
٥٥١	الابتعاث والامتصاص	١١: ١٧
٥٩٥	الفصل الثامن عشر: الظواهر الموجية	
٥٩٦	الضوء والصوت	١: ١٨
٥٩٩	الاستقطاب	٢: ١٨
٦٠٦	التراكب	٣: ١٨
٦١٥	الانعكاس	٤: ١٨
٦١٧	المرايا	٥: ١٨
٦٢٦	الانكسار	٦: ١٨
٦٣٤	الموشورات	٧: ١٨★
٦٣٨	العدسات	٨: ١٨
٦٤٩	ظاهرة الحيود	٩: ١٨
٦٥٣	التداخل	١٠: ١٨
٦٦١	محزوز الحيود	١١: ١٨
٦٧٣	الحيود من شق منفرد	١٢: ١٨★
٧٢٥	الملاحق	
٧٧٣	قاموس المصطلحات	

الديناميك الحراري

Thermodynamics

الفصل الثالث عشر

درجة الحرارة، الحرارة، والنظرية الحركية

Temperature, Heat, and the Kinetic Theory

كان خيال الإنسان، وما زال، يُتَحَدَّى دوماً بميادين الطبيعة التي تبتعد كثيراً عن مقاييسه المرجعية المباشرة. فقد فَكَّرَ الإنسان ملياً في نظام الكون عندما كَانَ الأمرُ يتعلَّقُ بحدود الأشياء الكبيرة جداً، وقد آحَتَارَ في البنية الأولية للمادة عندما كَانَ الأمرُ يتصلُّ بما تنتهي إليه الأشياء الصغيرة جداً. وقد سَدَّ ميكانيك نيوتن الفجوة بين الميدان الجاهريِّ أو الماكروسكوبيِّ (من الحجم الانسانيِّ) والميدان الكوزمولوجيِّ أو الكونيِّ. أمَّا نظرية الديناميك الحراريِّ (الثرموديناميك) فتصلُّ بين الميدان الجاهريِّ أو الماكروسكوبيِّ والميدان دون المجهريِّ (دون الماكروسكوبيِّ).

١٣: ١ مقدمة للديناميك الحراري:

الديناميك الحراريُّ هو نظرية الحرارة ودرجة الحرارة المركبة على نظرية الميكانيك. ويكمن نجاحه العظيم في أنه يفسر الصفات الجرمية (الجسمانية) للمادة، وخصوصاً الصفات الحرارية، بلغة الميكانيك دون المجهريِّ للذرات والجزيئات. وهذا هو جانب الديناميك الحراريِّ الذي سيركز عليه في هذا الفصل والفصل اللاحق، أي دوره كجسر يصل بين ميدانين من ميادين الطبيعة*.

الديناميك الحراري يربط بين
الجاهري ودون المجهري

* يُقَصَّرُ أحياناً معنى الديناميك الحراري على المنحى الجاهري أو الماكروسكوبي للظواهر الحرارية، في حين يُحْفَظُ لفظ الميكانيك الاحصائي للمنحى دون المجهري. ونستخدم هنا لفظ الديناميك الحراري بمفرده للدلالة على النظرية الكاملة للظواهر الحرارية، شاملاً بذلك المنحيتين المشار إليهما.

وليس الديناميك الحراري نظرية لبنية المادة بشكل مباشر، مع أن تطوره جاري تطور النظرية الذرية للمادة ودعمه. فقد بدأت نظرية الحرارة ودرجة الحرارة تُحرز منزلةً وطيدةً في وقت متأخر من القرن الثامن عشر، وهو الوقت نفسه تقريباً الذي كانت فيه التجارب الكيماوية تُزوّدنا بأول دليل متين على وجود الذرات. وبحلول منتصف القرن التاسع عشر، لم تُبق الأدلة الكيماوية المتوافرة إلا القليل من الشك في وجود الذرات، وكان في ذلك الوقت أن اتحد خيطا النظرية الطبيعية: المجهرى والجاهري ليشكلا معاً ما ندعوه الآن بالديناميك الحراري. ومع نهاية القرن التاسع عشر كان هنالك أدلة هائلة على وجود الذرات، إلا أنها جميعها كانت غير مباشرة. وأخيراً في عام ١٩٠٥، صيّر آينشتاين جسر الديناميك الحراري جسراً مرئياً، إذ بيّن تطبيقه للديناميك الحراري على الحركة البراونية أن دقيقة الغبار الراقصة في سائل ما تستجيب بشكل واضح للعيان لصدم الجزيئات لها. ولم يمض وقت طويل على ذلك حتى تمت ملاحظة مظاهر أخرى للذرات والجزيئات، وحتى بشكل أكثر مباشرة من السابق.

إن بنية الجسم لا تتأثر عادةً عند تحريكه. ومن غير المحتمل أيضاً أن يُغيّر الجسم نفسه، عند شحنه كهربائياً، من شكله أو حجمه أو مظهره؛ ومن ثم، فانه يمكن على المستوى الجاهري دراسة الظواهر الميكانيكية والكهربائية من دون أي اعتبار لبنية المادة. بيد أن الأمر نفسه لا يصح على ظواهر الحرارة، ذلك أن الجسم، عند تسخينه، سيغيّر، على أقل تقدير، حجمه قليلاً، ولربما أيضاً ينصهر أو يغلي أو يفتت أو يشتعل أو ينفجر. ان الكيفية التي يستجيب بها الجسم للحرارة، تتوقف إلى حد كبير جداً على تركيبه: composition. ولا يستطيع الديناميك الحراري، لكونه يُعنى بالحرارة، أن يعزل نفسه عن بنية المادة، ويجب أن لا يُعنى فقط بحقيقة أن المادة تتألف من ذرات وجزيئات، وإنما عليه أيضاً أن يتناول الكيفية التي ترتب فيها هذه الذرات والجزيئات، سواء في الجوامد أو السوائل أو الغازات، وبكيفية حركتها وتفاعلها مع بعضها بعضاً.

الفيزياء الحرارية لا تستطيع
تجاهل بنية المادة

ويُعَد الديناميك الحراري لعدة أسباب أكثر تعقيداً من ناحية رياضية ومفاهيمية من الميكانيك. فأولاً، لا يُعنى الديناميك الحراري بالأنظمة البسيطة التي تتألف من عدد

قليل من الجسيمات أو الأجسام ، بل يُعنى بأنظمة أكثر تعقيداً منها، من ناحية أساسية، تتكوّن من عددٍ هائلٍ من الجسيمات . فقطرة الماء، عند النظر إليها في المستوى الجزيئي، نظامٌ أعقد بكثيرٍ من النظام الشمسي . وثانياً، ينظر الديناميك الحراري إلى الطبيعة في وقتٍ واحدٍ من خلال مجموعةٍ من المناظير المكبّرة تتفاوت من المقياس الذريّ إلى المقياس الانسانيّ وما فوق ذلك . وثالثاً، يُعنى الديناميك الحراريّ بالمادة بجميع صورها وأشكالها forms: الجامد والسائل والغاز، كما يُعنى بكلا التحوّلات الفيزيائية والكيميائية التي تتطرأ عليها .

ولا نحاول في هذا الجزء من الكتاب أن نقدّم عرضاً واسعاً شاملاً (بانورامياً) لنظرية الديناميك الحراريّ بكاملها أو عرضاً منطقياً لجميع مبادئها الأساسية . ولكننا، بدلاً من ذلك، سنركّز انتباهنا على عدة أفكارٍ أساسيةٍ في الديناميك الحراريّ، وبخاصةً الفكرتين التاليتين :

فكرتان أساسيتان

- ١ - الحرارة ودرجة الحرارة مظهران للطاقة الجزيئية .
 - ٢ - التغيرات التلقائية التي تحدث في عالم الأبعاد الكبيرة تتحكم فيها قوانين الاحتمال في عالم الأبعاد الصغيرة .
- وهاتان الفكرتان اللتان تُعنيان بالأواصر بين الميدانين الجاهريّ والمجهريّ تكفيان لدعم جسر الديناميك الحراري ، كما تكفيان أيضاً لتوضيح معنى المبدأين العظيمين اللذين يُعرفان بقانونيّ الديناميك الحراريّ : الأول والثاني .

١٣: ٢ مفهوم درجة الحرارة :

من الأهمية القصوى، عند تناول مفهوم جديد كدرجة الحرارة، أن نتذكّر أنّ التعريف والقياس أمران لا ينفصلان . ومن الصحيح تماماً أن نقول إنّ درجة الحرارة تُعرّف بقراءة مقياس الحرارة (الثرموتر)، ولذا فإنّ الجوهر الحقيقي للتعريف تشتمل عليه الارشادات المفصلة المتعلقة بالكيفية التي ننشئ بها مقياس الحرارة . إنّ نفع هذا التعريف، الذي يُعدّ سؤالاً آخر حيويّاً، سيعتمد على ما إذا كان هذا المفهوم الذي يُعرّف

بمقياس معين للحرارة يُمكن استخدامه لوصف الظاهرة الطبيعية بطريقة بسيطة متسقة ذاتياً.

وفي جزء الفصل هذا، سنتناول درجة الحرارة من وجهة جاهرية أو مكروسكوبية. أن درجة الحرارة بهذا التناول هي مفهوم جديد متميز أو مفهوم أولي غير قابل للاشتقاق مباشرة من المفاهيم الميكانيكية للكتلة والطول والزمن. وفي مكان لاحق في جزء الفصل ١٣: ٨، سنبحث الجانب المجهرى لدرجة الحرارة، وسنكشف أن لدرجة الحرارة في آخر الأمر، وعلى المستوى الجزيئي، أساساً ميكانيكياً.

وعند النظر إلى ما حولنا، لا نجد أي عناء في توقع بعض الاستجابات التي تظهرها المادة اللاحية للحرارة والبرودة والتي يمكن أن تُشكل أساساً لتعريف درجة الحرارة وقياسها. فبالسخن، يزداد طول قضيب معدني، ويتمدد سائل، ويتمدد غاز أو يزداد ضغطه أو يحدث كلا الأمرين معاً. وعندما تكون ساخنة جداً، تنهك معظم المواد وتبتعث طاقة إشعاعية. فضلاً عن ذلك، يحدث بعض التغيرات المميزة عند درجات حرارة محددة كالتجمد والغليان والاشتعال. ومن ناحية مبدئية، فإن أيًا من هذه التأثيرات يمكن استخدامه لتعريف درجة الحرارة وقياسها، وفي الواقع فإن معظمها يُستخدم بالتأكيد في قياس درجة الحرارة. فمقياس درجة حرارة فرن مثلاً يستخدم شريطاً معدنياً، في حين يستخدم مقياس حرارة الهواء الطلق ألاتيادي عموداً من السائل. وقياس الجهاز الذي يسمى البيروميتر pyrometer درجة الحرارة العالية عن طريق قياس الطاقة المشعة.

توجد طرق متنوعة لقياس درجة الحرارة

* مقياس الحرارة الغازي ومقياس كلفن :

The Gas Thermometer and The Kelvin Scale

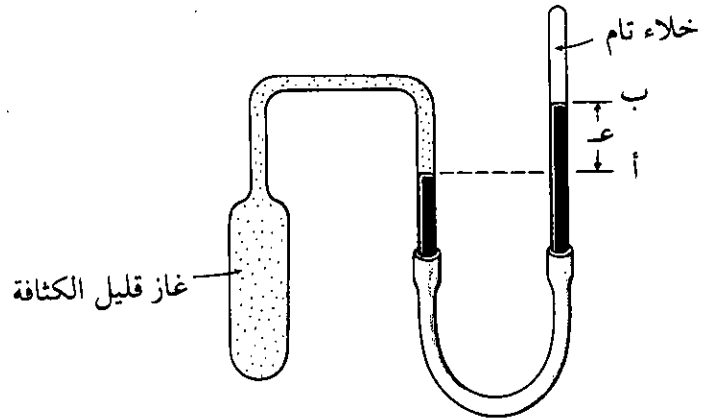
وكمعيار لتعريف مخبري لدرجة الحرارة (عند درجات الحرارة العالية للغاية أو المنخفضة للغاية)، فقد وجد أن مقياس الحرارة الغازي هو أكثر ملاءمة من غيره. وأحد أشكال مقياس الحرارة الغازي الذي يُعرف بمقياس الحرارة الغازي ذي الحجم

الثابت عبارة عن مقياس بسيط جداً* (الشكل ١٣: ١)، وهو جهاز يستخدم لقياس ضغط حجم مُثبت من الغاز. ان الغاز عندما يُسخن يرتفع ضغطه، ويقُلُّ ضَغْطُهُ عندما يَبْرُدُ. ولذا، فإنَّ الضَّغْطَ الذي هُوَ صفةٌ ميكانيكيةٌ للغازِ (أي القوة لوحدة المساحة الواحدة) يرتبطُ بوضوحٍ بما يمكنُ تسميته صفةً حراريةً للغاز، أي بدرجة سخونته أو برودته. وعليه، فإنَّ المفهومَ الجديدَ أي درجة الحرارة يمكنُ تعريفه بدلالة المفهوم الذي أرسيناه سابقاً أي مفهوم الضغط. ويمكنُ ببساطةٍ فائقةٍ تعريفُ درجة الحرارة بحيثُ تتناسبُ طردياً مع الضغطِ على النحو التالي:

درجة الحرارة المعروفة بمقياس
الحرارة الغازي

$$d = a \text{ ض (حجم مثبت) } [T = aP] \dots\dots\dots (١:١٣)$$

وثمة جانبان لهذا التعريف: الأول والأكثر أهميةً تناسبُ درجة الحرارة مع الضغط، هذا التناسبُ الذي يحدّدُ طبيعة مفهوم درجة الحرارة، والثاني اختيارُ ثابت التناسب أ الذي يُعَيِّنُ القيمةَ العدديةَ لدرجة الحرارة د (أو على نحوٍ مكافئٍ، الوَحْدَةُ التي تُقاسُ بها د).



الشكل ١٣: ١: مقياس الحرارة الغازي ذو الحجم الثابت (في صورته المثالية):

يُمكنُ تحريكُ العمودِ الرأسِّي الظاهرِ جهةَ اليمينِ لتثبيتِ مستوى السائلِ أ، وبالتالي تثبيتِ حجمِ الغازِ؛ ولذا يزودنا الفارقُ بين المستويين أ وب (أي الارتفاع عـ) بمقياسٍ لضغط الغاز. إنَّ الضغطَ الأعلى يعني درجة حرارة أعلى (انظر الشكل ١٣: ٢ أيضاً).

* الشكل الآخرُ لمقياسِ الحرارة الغازي، أي مقياسُ الحرارة ذو الضغط الثابت، عبارة عن مقياسٍ بسيطٍ في مبدئه على نحوٍ مساوٍ للشكل الأول، إلا أنَّ استخدامه في الأغراضِ العمليةِ أقلُّ منه نوعاً ما. هذا، وندرسُ مقياسَ الحرارة ذا الضغط الثابت في المسألة ١٣: ٢.

الغاز المثالي: تعريف دون
مجهرى

وَتُعَرَّفُ المعادلة ١٣: ١ ما يُسَمَّى بدرجة الحرارة المطلقة إذا كَانَ الْغَازُ فِي مقياسِ
الحرارة الغازي يسلك كالغاز المثالي. ويُعرَّفُ الْغَازُ المثالي على المستوى الجزيئي بأنه
ذلك الْغَازُ الذي يُمكنُ إهمالُ حجمِ جزيئاته بالنسبة إلى مُتوسطِ تَبَاعُدها عن بعضها
بعضاً، وإهمالُ متوسطِ طاقةِ التفاعلِ الوضعية بين أيّ جزيئين فيه بالمقارنة مع متوسطِ
طاقتهما الحركية. ويُعرَّفُ الْغَازُ المثالي على المستوى الجاهري (المكروسكوبي)
بعملية تقديرٍ استقرائيٍّ خارجيٍّ: Extrapolation. فالهواء ذو الكثافة العادية في
مقياسِ الحرارة الغازي يُعرَّفُ مقياساً مُعَيَّناً لدرجة الحرارة، ويُعرَّفُ، عندما يكونُ ذا كثافةٍ
أقل، مقياساً آخرَ لدرجة الحرارة يختلفُ بعضُ الشيء عن المقياسِ السابق. ولذا يُعرَّفُ
التقديرُ الاستقرائيُّ، عندَ الكثافةِ صفرٍ، مقياساً مُحدَّداً لدرجة الحرارة. ونستطيعُ إعادةَ
العملية نفسها مستخدمين غازاتٍ أخرى في مقياسِ الحرارة الغازية بدلاً من الهواء. وقد
وُجِدَ بالتجربة أن جميعَ الغازاتِ تُعرَّفُ مقياساً واحداً لدرجة الحرارة عندَ حدِّ الكثافةِ صفرٍ
المقدَّرِ استقرائياً، وهذا المقياسُ هو المقياسُ المطلقُ لدرجة الحرارة. وتعدُّ جميعُ
الغازاتِ عندَ حدِّ الكثافةِ المتدنية غازاتٍ مثاليةً. وتعدُّ معظمُ الغازاتِ كالهيدروجين
والهيليوم والنيتروجين والأكسجين، حتَّى عندَ الكثافاتِ العاديةِ، قريبةً جداً من الغازاتِ
المثالية. وسنفترضُ في نقاشنا التالي أن الْغَازَ الحقيقيَّ في مقياسِ الحرارة الغازيِّ
قريبٌ جداً من الْغَازِ المثاليِّ إلى حَدِّ لا يَتطلَّبُ منَّا إجراءَ أيةِ تصحيحات.

الغاز المثالي: تعريف جاهري
(مكروسكوبي)

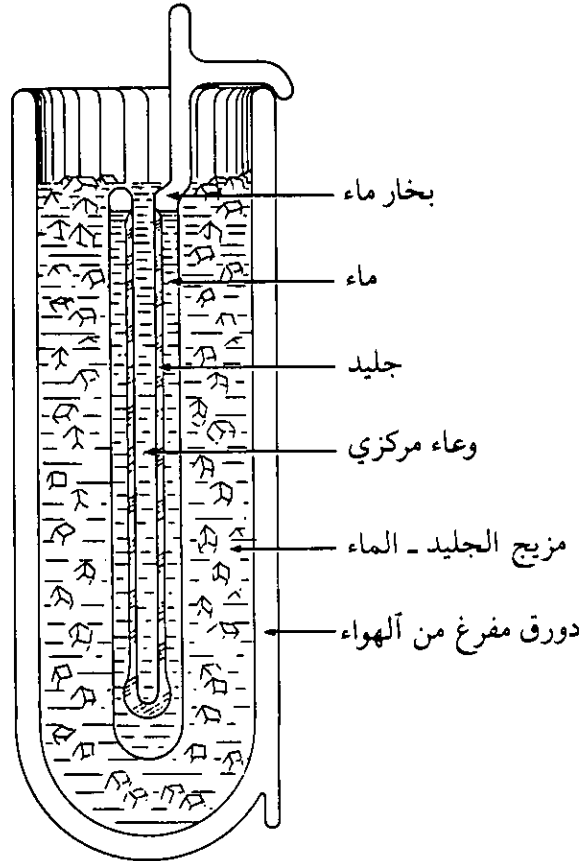
وَتُعَرَّفُ وَحْدَةُ النظامِ العالميِّ لدرجة الحرارة أي الْكِلفن ك (K) بوضعِ درجة
حرارة النقطة الثلاثية للماء مساويةً للدرجة المطلقة ٢٧٣.١٦ ك:

د = ٢٧٣.١٦ ك (٢: ١٣)

إنَّ الماءَ، على الضغطِ العاديِّ، يتجمدُ على درجة حرارةٍ معينةٍ، ويغلي على أخرى.
وبإنقاصِ الضغطِ يُنْقَصُ فارقُ درجة الحرارة بين نُقْطَتَي الْغَلْيَانِ والتجمدِ، ويختفي
الفارقُ بينهما عندَ ضغطٍ حرجٍ مُعَيَّن (يبلغُ في حالةِ الماءِ ٠.٠٠٦ ضغطاً جويًا). وعند

تُعَرَّفُ النقطة الثلاثية للماء
«الْكِلفن»

هذا الشرط الحرج الذي يُسمَّى بالنقطة الثلاثية يوجدُ الجامد والسائل والغازُ معاً في توازن. ولأنَّ هذا الشرطَ فريداً وقابلٌ للإعادة، فإنه ينفعُ كنقطةٍ تعبيرٍ جيدةٍ. ويظهرُ الشكلُ ٢: ١٣ جهازاً يُستخدَمُ لتثبيت درجة حرارة النقطة الثلاثية. ويختارُ العددُ ٢٧٣٫١٦ ليُطابقَ بدقةِ نُقْطَتَيْ التعبيرِ المعياريَّتين السابقتين، أي نُقْطَتَي التجمدِ والغليانِ للماء على الضغطِ المعياري. وتقعُ هاتان النقطتان على مقياسِ كلفنِ المطلقِ قريبتين جداً من ٢٧٣٫١٥ ك، و٣٧٣٫١٥ ك على الترتيب، بحيثُ يكادُ يكونُ الفارقُ بينهما بالضغطِ ١٠٠ ك.



الشكل ٢: ١٣ : خلية النقطة الثلاثية الموجودة في المكتب القومي للمعايير: يوضع مقياس الحرارة الذي يراد تعييره في الوعاء المركزي، ويعيَّن المزيج المتوازن من الجليد والماء وبخار الماء الذي يحيط به درجة الحرارة المعيارية التي عُرِفَتْ بالدرجة ٢٧٣٫١٦ ك. أما مزيج الجليد والماء خارج الوعاء المركزي والدورق المفرغ المحيط به فيُعَيَّنَان على المحافظة على ظروف حرارية منتظمة (نسخ هذا الشكل بموافقة المكتب القومي للمعايير).

وإذا ما جُعِلَتْ درجة حرارة بُصَيْلَةٍ مقياسِ الحرارة الغازيِّ مساويةً لدرجة حرارة النقطة الثلاثية للماء، فإنَّ ضغطَ الغازِ يأخذُ قيمةً محددةً ض_ن (P_t). ولذا يُمكنُ إعادةُ كتابةِ المعادلةِ ١٣ : ١ على النحو التالي :

$$د = \frac{(273.16)}{\text{ض}_ن} \text{ض} \dots\dots\dots (3: 13)$$

$$[T = \left(\frac{273.16}{P_t}\right) P]$$

ويأخذُ الثابتُ أ الذي يساوي $\frac{273.16}{\text{ض}_ن}$ قيمةً خاصةً عند استخدامِ مقياسِ حرارة ما؛ إذ عند استخدامِ مقياسِ حرارة آخرٍ فقد يأخذُ الضَّغطُ ض_ن قيمةً مختلفةً، ولذا فقد تكونُ قيمةُ الثابتِ أ مختلفةً. ومع ذلك، فكلًّا المقياسين يُعرَّفُ نفسَ مقياسِ درجة الحرارة. ويبينُ الشكلُ ١٣ : ٣ الخطَّ المستقيمَ المميزَ الذي يمثُلُ العلاقةَ بين درجة الحرارة د والضَّغطِ ض.

* قياس درجة الحرارة:

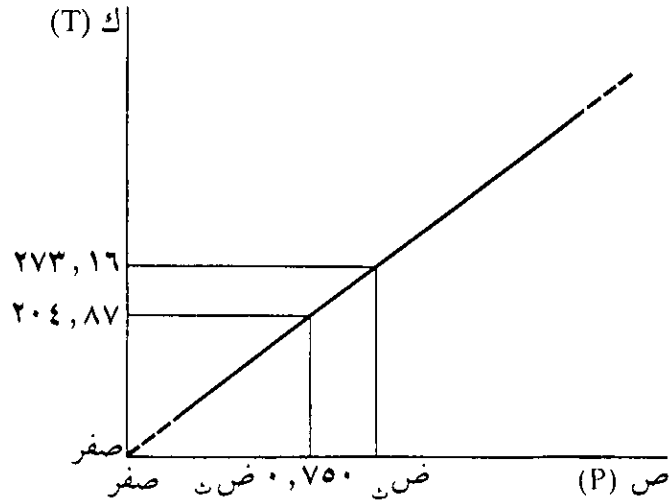
من الواضح أنَّ مقياسَ الحرارة الغازيَّ يجبُ أن يكونَ قادراً على قياسِ درجة الحرارة وعلى تعريفها كذلك. وعند وضعِ بُصَيْلَةٍ مقياسِ الحرارة الغازيِّ في بيئةٍ حراريةٍ مستقرّةٍ، يستقرُّ ضغطُ الغازِ عندَ قيمةٍ محددةٍ، ونقولُ عند ذلك إنَّ مقياسَ الحرارة في توازنٍ مع بيئته. ويُعيَّنُ قياسُ الضَّغطِ من خلالِ المعادلةِ ١٣ : ٣ درجة الحرارة. ودرجة الحرارة المعينةُ هذه هي درجة حرارة مقياس الحرارة. وأما أنَّ درجة الحرارة هذه هي درجة حرارة البيئة أيضاً، فحقيقةُ تَتَطَلَّبُ أساساً تجريبياً مختلفاً (الجزء ١٣ : ٤). وإذا ما جُعِلَ مقياسُ الحرارة الزئبقيُّ أو أيُّ نوعٍ آخرٍ من مقاييسِ الحرارة في توازنٍ مع مقياسِ حرارة غازيٍّ على درجاتِ حرارةٍ مختلفةٍ، فإنَّ مقياسَ الحرارة الجديدَ هذا يمكنُ تعييره، بحيث يقيسُ أيضاً درجة الحرارة المطلقة، على الرغم من عدمِ وجودِ معادلةٍ بسيطةٍ، كالمعادلة ١٣ : ١، تحكمُ سلوكه.

تعبير مقاييس الحرارة الأخرى

ان درجة الحرارة هي بالتعريف كمية مقدارية scalar . ويهيء مقياس الحرارة قيمة عددية واحدة للكمية (د) . ودرجة الحرارة صفة لا اتجاه لها، وهي لا تعتمد على أية إحداثيات. وككل التعاريف في الفيزياء، فإن هذا التعريف تُسَوِّغُه الخبرة، وهو تعريف بسيط، مُتَّسِقٌ ذاتياً، ونافع.

* الصفر المطلق : Absolute Zero

عند وضع بصيلة مقياس حرارة غازي في بيئات تتزايد برودتها بالترتيب، فإنه يسجل ضغطاً تتناقص على التوالي . إن أقل ضغط متوقع لأي غاز هو الصفر، ويعني هذا، بمقتضى المعادلة ١٣ : ٣، أن هنالك درجة حرارة دنيا ممكنة، هي درجة الصفر المطلق (أي صفر كلفن). وأنه لمن قبيل المخاطرة الوصول إلى هذا الاستنتاج اعتماداً على مقياس الحرارة الغازي بمفرده، ذلك لأن كل الغازات تصير سوائل عند تبريدها إلى حد كاف، ومن ثم فلا يعود مقياس الحرارة الغازي يحوي غازاً،



الشكل ١٣ : ٣ : مقياس درجة حرارة كلفن كما يُعَيَّنُه مقياس حرارة غازي : عند النقطة الثلاثية للماء، يأخذ ضغط الغاز القيمة ٠.٧٥٠ ص، وتُعرَّف درجة الحرارة عند هذه النقطة بالدرجة ٢٧٣.١٦ ك. وفي بيئة أخرى، يكون للغاز ضغط آخر، وعندها تُعَيَّن درجة الحرارة بالمعادلة المَعْرِفَة : $d = 0.375 \text{ ص}$. فمثلاً عندما يكون $ص = 0.375$ ، تكون درجة الحرارة $204.87 \text{ ك} = 273.16 \times 0.375$. ويمثل الخط المنقطع في الشكل المنطقة المقَدَّرة استقرائياً التي لا يعود فيها مقياس الحرارة الغازي ملائماً لمقياس درجة الحرارة.

درجة الصفر المطلق هي أقل
درجة حرارة ممكنة

ولا يعودُ يعملُ مثلُ مقياسِ حرارةٍ بسيطٍ. وعلى أية حال، فوجودُ صفرٍ حقيقيٍّ لدرجة الحرارة أمرٌ تدعّمُهُ شواهدٌ (أدلة) أخرى عديدة، وقد اقتربت التجاربُ الحديثةُ الى حدِّ ٠.٠٠١ درجة منه. وتبيّنُ بوضوحٍ الفكرةُ بأنَّ درجة الحرارة هي مظهرٌ للطاقة الجزيئية (الجزء ١٣ : ٨) وجوب وجود صفرٍ مطلق، إذ لا يمكنُ إنقاصُ درجة حرارة نظامٍ ما إلى ما دون قيمتها عندما لا يمكنُ استخلاصُ مزيدٍ من الطاقة منه.

ويُظهرُ الجدولُ ١٣ : ١ درجات الحرارة التي تصيرُ عندها بعضُ الغازاتِ الشائعة سائلة. ومن بين جميعِ الموادِ، يتكاثفُ الهيليوم الى سائلٍ على أقلِّ درجة حرارة، وهي أربع درجات فوق الصفر المطلق*. ولأجلِ قياسِ درجة الحرارة عند درجات الحرارة القريبة من الصفر المطلق يجبُ تصميمُ طرقٍ جديدةٍ تماماً مبنية على العلاقة بين درجة الحرارة والطاقة.

الجدول ١٣ : ١ : درجات حرارة تسييل بعض الغازات الشائعة (تحت ضغط جوي واحد)

المادة	درجة حرارة التسييل ك ° س	المادة	درجة حرار التسييل ك ° س
الهيليوم	٤.٢ - ٢٦٨.٩	الأكسجين	٩٠.٢ - ١٨٣.٠
الهيدروجين	٢٠.٤ - ٢٥٢.٨	الميثان	١١١.٧ - ١٦١.٥
النيون	٢٧.٢ - ٢٤٥.٩	الكلور	٢٣٨.٦ - ٣٤٠.٦
التروجين	٧٧.٤ - ١٩٥.٨	الأمونيا	٢٣٩.٨ - ٣٣.٤
أول أكسيد الكربون	٨١.٧ - ١٩١.٥	البخار	٣٧٢.٢ - ١٠٠.٠+

* يفرد الهيليوم من بين جميع المواد المعروفة بكونه يظل سائلاً عند درجة الصفر المطلق (تحت ضغط جوي واحد).

* مقاييس أخرى لدرجة الحرارة : Other Temperature Scales

نُعرِّف الآن مقياس سِلْسْيوس لدرجة الحرارة الذي عُرِّف سابقاً بنقطة تجمد وغلِيان الماء على ضغط جويٍّ معياريٍّ بدلالة مقياس كلفن بالمعادلة البسيطة التالية :

مقياس سِلْسْيوس

$$د (^{\circ}س) = د (ك) - ٢٧٣,١٥ \quad (٤:١٣)$$

$$[T(^{\circ}C) = T(K) - 273.15]$$

	ك	س°	ف°	ر°
درجة غليان الماء	٣٧٣,١٥	١٠٠	٢١٢ ٢٠٠	٦٧١,٦٧
				٦٠٠
درجة حرارة جسم الانسان	٣١٠,٢	٣٧,٠	٩٨,٦ ١٠٠	٥٥٨,٣
درجة حرارة الغرفة	٢٩٣	٢٠	٦٨	٥٢٨
درجة تجمد الماء	٢٧٣,١٥ النقطة الثلاثية	صفر	٣٢ صفر	٤٩١,٦٧
				٤٠٠
	٢٠٠		١٠٠ -	
		١٠٠ -		٣٠٠
			٢٠٠ -	
	١٠٠			٢٠٠
درجة غليان التروجين	٧٧,٤	١٩٥,٨	٣٢٠,٤ ٣٠٠ -	١٣٩,٢
		٢٠٠ -		١٠٠
درجة غليان الهيدروجين	٢٠,٧	٢٥٢,٥	٤٢٢,٥ ٤٠٠ -	٣٧,٢
الصفر المطلق	صفر	٢٧٣,١٥	٤٥٩,٦٧	صفر

الشكل ١٣ : مقارنة بين مقاييس درجة الحرارة الأربعة.

† إن إشارة الدرجة ° لم تعد تستخدم في مقياس كلفن، إلا أنه يُحتفظ بها للمقاييس الأخرى. فدرجة الحرارة على مقياس سِلْسْيوس يشار إليها بـ °س، كما يشار أحياناً إلى فوارق درجة الحرارة بالرمز °.

ووفق هذا التعريف، فإن درجة تجمد الماء على الضغط المعياري (°س) تقع دون درجة حرارة النقطة الثلاثية بمقدار يساوي ٠.٠١ ك فقط .
ويعرف مقياس فهرنهايت بنقطتي التعبير التاليين :
٣٢° ف = ٠° س و ٢١٢° ف = ١٠٠° س . أما معادلة التحويل بين درجات سلسيوس ودرجات فهرنهايت فهي :

مقياس فهرنهايت د(°ف) = $\frac{9}{5}$ د(°س) + ٣٢ (١٣: ٥)

$$[T(^{\circ}\text{F}) = \frac{9}{5}T(^{\circ}\text{C}) + 32]$$

وأما مقياس رانكن فهو مقياس مطلق (بمعنى أن صفه هو الصفر المطلق)، ويساوي طول وحدة درجة الحرارة الواحدة فيه طول وحدة درجة الحرارة في مقياس فهرنهايت. ويرتبط هذا المقياس بمقياس كلفن بعامل ضرب بسيط على النحو التالي :

مقياس رانكن د(°ر) = $\frac{9}{5}$ د(°ك) (١٣: ٦)

$$[T(^{\circ}\text{R}) = \frac{9}{5}T(^{\circ}\text{K}).]$$

وقلما يستخدم مقياس فهرنهايت ورانكن في البحث العلمي، على الرغم من أنهما ما يزالان يُستخدمان في بعض فروع الهندسة. ويقدم الشكل ١٣ : ٤ مقارنة بين مقياس درجة الحرارة الأربعة التي قد بحثناها.

١٣: ٣ المول :

ينبغي علينا قبل المضي في مناقشة درجة الحرارة أن نذكر بعض الحقائق عن الذرات والكيمياء في أول عهدها. وقد استنتج الكيميائيون بالتدريج في القرن التاسع عشر وقبل أن عرفت كتلة الذرة الواحدة بمدة طويلة، أن كتلة النسبة لذرات عديدة. وسميت هذه الكتلة النسبية التي حُسبت بالنسبة إلى ذرة الهيدروجين التي أخذت كوحدة معيارية بالأوزان الذرية. وفي أيامنا هذه، تُستخدم التسمية نفسها، إلا أن الذرة المرجعية

يُعرف أحد نظائر الكربون وحدة الكتلة الذرية (و.ك.ذ)

المعيارية قد تَغَيَّرَتْ. فذرة الكربون التي تحوي نواتها ستة بروتونات وستة نيوترونات (والتي يشار إليها بالرمز ^{12}C أو ببساطة بالرمز ^{12}C) تعرَّف كتلتها الآن بالضبط بأثني عشرة وَحْدَةً من وَحْدَاتِ الكَتْلَةِ الذرية (و.ك.ذ.). وباستخدام هذا المقياس، فإنَّ الوزن الذريَّ لنظير الهيدروجين الأخف (^1H) يساوي ١.٠٠٧٨. وفي الكيمياء، يشير الوزن الذري عادةً إلى متوسط كتل النظائر المتعددة للعنصر الواحد الموجودة في مزيج النظائري النظامي. وعلى الأرجح، يهتم الفيزيائي أكثر من الكيميائي، بكتل بعض النظائر. ولتجنب هذا الخلط تُسمَّى هذه الكتل بالكتل الذرية بدلاً من الأوزان الذرية. أما الأوزان الجزيئية، كما يدلُّ الاسم على ذلك، فهي كتل الجزيئات التي يُعبَّر عنها بوَحْدَاتِ الكَتْلَةِ الذرية.

وقد حصل الكيميائيون مع نهاية القرن التاسع عشر على فكرة واضحة عن الصلة بين وَحْدَةِ الكَتْلَةِ الذرية والغرام، بمعنى أنهم عرفوا شيئاً عن الكتل الذرية المطلقة والكتل الذرية النسبية. بيد أن القيم الدقيقة لمعامل التحويل هذا (بين وحدة الكتلة الذرية والغرام) لم تُعرَف حتى وقت مبكر من هذا القرن. وتساوي القيمة المضبوطة الحديثة لوحدة الكتلة الذرية بدلالة الغرام والكيلوغرام ما يلي:

$$١.٠٠٧ \times ١٠^{-٢٧} \text{ ك.ذ.} = ١.٠٠٧ \times ١٠^{-٢٧} \text{ غ} = ١.٠٠٧ \times ١٠^{-٢٧} \text{ ك.غ} \dots\dots\dots (١٣: ٧)$$

المول

وفي القرن التاسع عشر، كانت تستخدم وَحْدَةً من العملية الكيميائية سُمِّيت المول. والمول الواحد من الذرات هو عدد الذرات الذي يلزم لتكوين كمية من المادة كتلتها بالغرامات تساوي عددياً كتلة ذرة واحدة بوَحْدَاتِ الكَتْلَةِ الذرية. ويعني هذا على وَجْهِ التقريب أنَّ المول الواحد من ذرات الهيدروجين يساوي عدد ذرات الهيدروجين في غرام واحد منه، وأنَّ المول الواحد من ذرات الكربون يساوي عدد ذرات الكربون في (١٢) غراماً من الكربون. وعلى نحو مماثل، يُعرَّف المول الواحد من جزيئات الماء بعدد جزيئات الماء في (١٨) غراماً من الماء. ولأن ذرتين من الهيدروجين تتحدان معاً

لتكوين جزيء واحد من الهيدروجين وزنه الجزيئي ٢ ، فيصح كذلك القول إن غرامين من الهيدروجين يحويان مولاً واحداً من جزيئات الهيدروجين . ولأن كتلة المول الواحد من المادة تُختارُ لتتناسب مع وزنها الجزيئي أو الذري ، فإن عدد الذرات أو الجزيئات في المول الواحد يكون دائماً نفس العدد . فالمول إذاً ببساطة طريقة ملائمة لتخصيص عدد مُثبت من الجسيمات . ويُسمى عدد الجسيمات في المول الواحد والذي سنستخدم له الرمز (n) عدد أفوجادرو ، وهو عدد كبير جداً بالفعل . ويمكنك بقليل من التفكير أن تتبين أن عدد أفوجادرو يجب أن يكون عدد وحدات الكتلة الذرية في ألغرام الواحد ، أي :

عدد أفوجادرو $n = 6.022 \times 10^{23}$ جسيم / مول أو و.ك.ذ/غ (١٣:٨)

ويجد الكيميائي الذي يشتغل بكميات جاهزية (مكروسكوبية) من المادة أن المول وحدة ملائمة لعد الجزيئات ، تماماً كما قد يجد مدير وكالة حكومية في وحدة المليون دولار وحدة ملائمة لعد الدولارات . إلا أن بينهما بالفعل بعض الاختلاف . فالكيميائي لا يستخدم المول بسبب ملائمته في الوقت الحاضر فحسب ، وإنما أيضاً بسبب أسبقية تاريخية ؛ إذ قبل أن عُرفت القيمة العددية لعدد أفوجادرو ، وحتى على وجه تقريبي ، كان بالامكان تعريف المول الواحد من المادة وأستخدامه ، مثلاً ١٨ غ من الماء أو ١٢ غ من الكربون أو ٥٦ غ من الحديد . وعند الاشتغال بوحدات النظام العالمي ، فمن الملائم على الأغلب في الوقت الحاضر استخدام الكيلومول (١٠^٣ مول) الذي يساوي 6.022×10^{23} جسيماً . وهكذا يمكن التعبير عن الوزن الجزيئي (و.ج) بإحدى الوحدتين المتكافئتين : غ/مول أو ك/غ/ك مول .

وكان ، من بين الافادات الهامة الأولى المتعلقة بالعدد الجزيئي ، تنبؤ أميدو أفوجادرو البارز عام ١٨١١ بأن الحجم المتساوية من جميع الغازات تحتوي ، عند ضغط واحد ودرجة حرارة واحدة ، على عدد واحد من الجزيئات . وكان جوزيف غاي

لوساك قد كشف قبل ذلك بعدة سنوات مظهراً بسيطاً على نحو رائع للغازات المتفاعلة كيميائياً يُعرَف الآن بقانونِ الحجمِ المتحدِ. فعندما يتحدُّ غازان كيميائياً، فإن حَجْمَيْهِمَا الدَاخِلَيْنِ في التفاعل يكونان دائماً بنسبةٍ عدديةٍ بسيطةٍ. وإذا كانَ ناتجُ التفاعل غازاً، فإنَّ حَجْمَهُ أيضاً يرتبطُ بشكلٍ بسيطٍ بِالْحَجْمَيْنِ الْمُتَّحِدَيْنِ. فمثلاً يتحدُّ لتران من الهيدروجين ولترٌ من الأوكسجين ليكونا لترين من البخار. كذلك يتحدُّ لترٌ من النتروجين وثلاثة لتراتٍ من الهيدروجين ليعطيا لترين من الأمونيا. وَخَمَنُ أفوجادرو بشكلٍ صحيحٍ بأنَّ هذا السلوك البسيط يجبُ أن يَدُلَّ على أن وحدةَ الحجم الواحدة من جميع الغازات (عند درجة حرارة وضغط ثابتين) تحوي بالضبط العدد نفسه من الجزيئات. وقد أنقضى تقريباً نصف قرنٍ من الزمنِ حَتَّى تَمَّ التحققُ من تنبؤهِ بصورةٍ مرضيةٍ، وصارَ مقبولاً إجمالاً. وما إن تَمَّ تعيينُ الأوزانِ الجزيئية حَتَّى وُجِدَ أن كثافاتِ الغازاتِ تناسبَت طردياً مع أوزانها الجزيئية. وَيَعْنِي هذا أن عَدَدَ الجزيئاتِ في وَحْدَةِ الحجم الواحدة يجبُ أن يكونَ واحداً. وثمة طريقةٌ أخرى لصياغةِ فَرُضِيَةِ أفوجادرو (التي ما تزال تُسَمَّى فرضيةً رُغمَ التحققِ الوافرِ منها)، وهي: عند درجة حرارة وضغط ثابتين، فإنَّ الحجمَ اللازمَ لاحتواءِ مولٍ واحدٍ من أيِّ غازٍ واحدٍ لجميعِ الغازات. ويساوي حجمُ المولِ الواحدِ من الغازِ تحتَ الظروفِ المعياريين (٢٧٣ ك وضغطٍ جويٍّ واحدٍ)، ٢٢.٤ لتراً (٢٢.٤ × ١٠^{-٣} م^٣، أو ٢٢.٤ × ١٠^{-٣} م^٣).

١٣: ٤ قانونا درجة الحرارة : Two Laws of Temperature

تدخلُ درجة الحرارة في وصفِ الطبيعة من نواحٍ عدة، وهي تفرضُ نفسها على حياتنا كلَّ يومٍ. وهنا سنبحث قانونين أساسيين يشتملان على درجة الحرارة.

* قانون التوازن : The Law of Equilibrium

عندما توضعُ قطعة من لحم البقر في برَّاد، فإنَّ درجة حرارتها تهبطُ تدريجاً، حتى

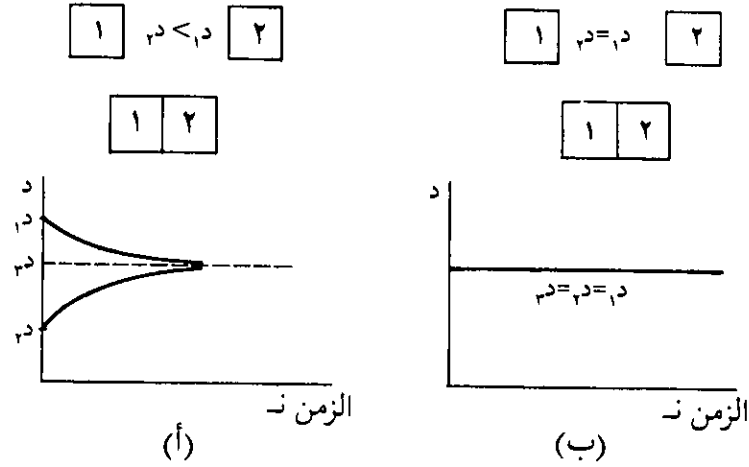
تصبح باردة كالأشياء التي تُحيطُ بها في البراد. وعندما يَسْكُبُ شخصٌ ما في عجلةٍ من أمره ماءً بارداً على قهوته الساخنة، يَسْخُنُ الماءُ وتبرّدُ القهوةُ، وتصلُ درجة حرارة القهوة المخفّفة إلى قيمة منتظمة متوسطة. إنَّ حقيقة أنَّ الشئين المتلامسين يميلان إلى أن يكونا في درجة حرارة واحدة حقيقة مألوفة حتى إنه يسهلُ إغفالُ أهميتها. وهذا الميل للتوازن هو بالفعل أهمُّ حقيقة تجريبية أساسية معروفة عن درجة الحرارة. ويمكنُ صياغة هذه الحقيقة التي تُعرَفُ بقانون التوازن أو أحياناً بالقانون الصفري للديناميك الحراري* على النحو التالي: «يميلُ أيُّ نظامين في حالة تلامسٍ حراريٍّ إلى درجة حرارة واحدة، وهما يصلان إلى حالة التوازن عند درجة الحرارة نفسها». ولهذا القانون جانبٌ ديناميكيٌّ وجانبٌ استاتيكي. فإذا لم يكن النظامان المتلامسان في درجة الحرارة نفسها، فإنَّ درجة حرارة أحدهما أو كليهما ستميلُ إلى التغير في اتجاه التعادل. وقد يعارضُ هذا الميلُ مؤثراتٍ خارجية تضيفُ طاقةً حراريةً إلى أحدهما أو تحُصِمُ طاقةً حراريةً من الآخر. فمثلاً يَمْنَعُ فرنٌ منزلٍ داخلَ المنزل من بلوغِ درجة حرارة خارجِ المنزل. وفي غيابِ هذه المؤثرات، يكونُ اتجاهُ التغير التلقائي دائماً نحو التعادل. أما إذا كان النظامان المتلامسان في درجة الحرارة نفسها، فلا يوجدُ ثمة أيُّ ميلٍ عند أيٍّ منهما لتغيير درجة حرارته تلقائياً، ولذا يقالُ لهما إنَّهُما في حالة توازن، (أنظر الشكل ١٣: ٥).

قانون التوازن هو القانون
الصفري للديناميك الحراري

وعندما يفكرُ المرءُ في درجة الحرارة لا باللغة المألوفة اليومية، وإنما بلغةٍ مجردة كمفهومٍ فيزيائيٍّ جديد، فانه يتبيّنُ أنَّ قانون التوازن قانونٌ خاصٌّ نوعاً ما، وأنَّه لذلك هامٌّ على وجه الافتراض. وهناك كمياتٌ قليلة جداً في الفيزياء تُظهِرُ هذا الميل التلقائي إلى التعادل، فالكتلُ مثلاً لا تظهرُ هذا الميل، وكذلك القوى والسرْعُ والتسارعات. ولذا فمن الطبيعي أن يبحثَ المرءُ عن تفسيرٍ أعمقٍ لهذه الحقيقة الطبيعية. وقد وُجِدَ هذا التفسيرُ في النظرية المجهرية لدرجة الحرارة، وفي أفكار الاحتمال التي تُطبَّقُ على الحركة الجزيئية. وسنعودُ إلى قانون التوازن في الجزء ١٣: ١٢. ومن المثير حقاً أن مثل هذه

* سُمي القانون الأول والثاني للديناميك الحراري في القرن التاسع عشر باسميهما قبل أن أُعْطِيَ قانون التوازن المكانة الأساسية التي يستحقها. ولكي نشير إلى تقدم رتبته على القانون الأول، يُسمَّى هذا القانون القانون الصفري.

الحقيقة الطبيعية «الجليّة» تقوم على بعض أكثر الأفكار أساسية في الديناميك الحراري؛ ولذا ينبغي للعالم أن يتناول المألوف تماماً بنفس الحرص واليقظة اللتين يتناول بهما غير المألوف.



الشكل ١٣: ٥: قانون التوازن: (أ) الصيغة الديناميكية: عندما يُجعل جسمان مختلفان في درجة حرارتهما يتلامسان حرارياً، فإنهما يميلان ليكونا في درجة الحرارة نفسها، (ب) الصيغة الاستاتيكية: عندما يُجعل جسمان متساويان في درجة الحرارة يتلامسان حرارياً، فإنهما يكونان في توازن حراري، ويحتفظان بدرجة الحرارة نفسها.

قانون التوازن هو القاعدة التي يقوم عليها عمل مقياس الحرارة

وكما أُلْمَح إليه في الفصل السابق، فمقياس الحرارة هو يحد ذاته نظاماً طبيعي، وإن ما يكشف عنه هذا المقياس مباشرة هو درجة حرارته. وبسبب قانون التوازن لا غير، يقيس مقياس الحرارة أيضاً درجة حرارة بيئته.

* قانون الغاز المثالي: The Ideal-Gas Law

كشف روبرت بويل Boyle في إنجلترا في عام ١٦٦٠ تقريباً قانون الغازات الذي يحمل اسمه*. ووجد أنه إذا ضُغِطت كمية من الغاز أو سُمِحَ لها بالتمدد على درجة حرارة ثابتة، فإن الضغط الذي تؤثر به يتناسب عكسياً مع الحجم الذي تشغله. ويمكن التعبير

* للحصول على الخلفية التاريخية لهذا الاكتشاف، انظر ماري بوش هول M. Hall: «روبرت بويل»، الأميركية العلمية Scientific American، آب، ١٩٦٧م.

عن قانون بويل بالمعادلة التالية :

ض ح = ثابت (د ثابتة) (٩: ١٣)

قانون بويل

[PV = ثابت (T ثابتة)]

وتختلف قيمة الثابت على يسار المعادلة باختلاف عينات الغاز، إلا أن حاصل ضرب الضغط والحجم لعينة معينة يكون ثابتاً عند تثبيت درجة الحرارة. وقانون بويل ما هو إلا مجرد إفادة عن الصفتين الميكانيكيتين للغاز: ضغطه وحجمه. وتُمثل درجة الحرارة دوراً ثانوياً، إذ يجب أن تكون ثابتة، وهي لا تدخل مباشرة في النص الرياضي للقانون.

أما ضغط عينة من الغاز وحجمها فلم يرتبطا كمياً بدرجة حرارة الغاز إلا في وقت متأخر من القرن الثامن عشر، أي بعد انقضاء فترة على كشف بويل تزيده على القرن، وذلك حين توصل جاك شارل ومن بعده جوزف غاي - لوساك إلى أن حجم الغاز يزد طردياً بزيادة درجة حرارته المطلقة عند تثبيت ضغطه. ويعبر عن القانون الأخير بالرموز على النحو التالي :

ح = ثابت × د (عند ضغط ثابت) (١٠: ١٣)

قانون شارل

وتعرف هذه العلاقة الآن بقانون شارل. وكما في قانون بويل، فإن الثابت لا يأخذ قيمة محددة إلا لعينة معينة من الغاز. وثمة قانون ثالث للغازات، وهو أساسي لعمل مقياس الحرارة الغازي، يتضمن التناسب الطردي بين ضغط الغاز ودرجة حرارته المطلقة عند تثبيت حجمه. ويعبر عن هذا القانون بمعادلة مكافئة للمعادلة ١٣ : ١ على النحو التالي :

ض = ثابت × د (ح ثابت) (١١: ١٣)

قانون ثالث خاص للغازات

وبالفعل، استخدم مقياس الحرارة الغازي لمدة طويلة قبل أن تم اختبار هذا القانون

بدقة. فقد اخترع مقياس الحرارة الغازي عام ١٧٠٢ غيولام أمونتونس Amontons الذي كان أول من تنبأ بوجود صفر مطلق لدرجة الحرارة. بيد أن أمونتونس استخدم في مقياس الحرارة الهواء فقط. وكان شارل وغاي - لوساك أول من قدرا شمولية قوانين الغازات التي هي قابلة للتطبيق على الأوكسجين أو التروجين أو الهيدروجين مثلما تطبق على الهواء. وبسبب هذه الشمولية، فإن المعادلة ١٣: ١١ يمكن أن تكون معاً قانوناً للطبيعة وتعريفاً لدرجة الحرارة.

ويمكن ضم القوانين الثلاثة التي بحثت لتوها في قانون واحد يُعرف الآن بقانون الغاز المثالي. ويمكن كتابة قانون الغاز المثالي كما يلي:

قانون الغاز المثالي

ض ح = ن R د (١٣: ١٢)

$$[PV = n RT]$$

إن المتغيرات الثلاثة التي يشملها هذا القانون هي: الضغط ض (ن/م^٢)، الحجم ح (م^٣) ودرجة الحرارة د (ك). أما الكمية ن فهي عدد مولات الغاز (وهي كمية لا وحدة لها)، وأما R فهو ثابت كوني يُسمى ببساطة ثابت الغاز. وبحق، فإن قانون الغاز المثالي هو إفادة عن سلوك الغازات أكثر قوة مما يتوافر لنا من جميع القوانين الثلاثة الخاصة التي ذكرت لتوها. ولم يكن بالامكان تقدير بساطة قانون الغاز المثالي وشموليته التامة إلا بعد أن قيست الأوزان الجزيئية للغازات، أي بعد زمن شارل وغاي - لوساك. وتبلغ القيمة التجريبية لثابت الغاز R ما يلي:

$$R = ٨٣١٤ \frac{\text{ن م}}{\text{مل ك}} \text{ أو } \frac{\text{ج}}{\text{مل ك}} \quad \dots\dots\dots (١٣: ١٣)$$

• إذا أخذت قيمة ن في المعادلة ١٣: ١٢ لتكون عدد الكيلومولات، فإن R يجب أن تكتب على النحو التالي:
 $R = ٨٣١٤ \times ١٠^٣ \text{ ج/ك مل ك}.$

(لاحظ أن وحدة حاصل ضرب الضغط في الحجم والتي تظهر على يمين قانون الغاز المثالي هي نفس وحدة الطاقة - أنظر المعادلة ١٢: ٥٣). ويتبع عدد كبير من الغازات المختلفة قانون الغاز المثالي بدقة كبيرة، وذلك على امتداد مدى واسع من الضغط والكثافة ودرجة الحرارة.

وثمة طريقة مفيدة للنظر إلى قانون الغاز المثالي، وهي النظر إليه كحلقة وصل بين المظاهر الميكانيكية والحرارية للغاز. فعلى يمين المعادلة ١٢: ١٣ تظهر فقط كميات ميكانيكية وهندسية: الحجم الذي يشغله الغاز والقوة التي يؤثر بها في كل وحدة مساحة من الوعاء الحاوي له. وعلى اليسار تظهر درجة الحرارة. ويوحّد قانون الغاز المثالي بين هذين النوعين من المظاهر. ومن بين جميع آلفادات عن الطبيعة التي تنطوي على مفهوم درجة الحرارة، فإن هذا القانون يعدّ أبسطها وأكثرها أساسية.

إن ظهور عدد المولات n على يسار المعادلة ١٢: ١٣ أمر طبيعي تماماً، فهو يرافق ظهور الحجم على يمينها. فإذا ضوَعف مرتين حجم غاز ما من دون تغيير ضغطه أو درجة حرارته، فمن المعقول أنه لا يمكن تحقيق ذلك إلا بمضاعفة كمية الغاز: أي الكمية n مرتين. ولعلّ من المفيد أن نُعيد التعبير عن قانون الغاز المثالي بدلالة عدد الجزيئات بدلاً من عدد المولات. ولأن هنالك n (N_0) من الجزيئات في المول الواحد (حيث n هو عدد أفوجادرو)، فإن هنالك $n \times N_0$ من الجزيئات في n من المولات. وإذا أشار العدد n (N) إلى العدد الكلي للجزيئات في عينة من الغاز، فإن العلاقة هذه تكتب كما يلي:

$$pV = nRT \quad (14: 13)$$

ويعني هذا أن $\frac{pV}{n}$ يمكن وضعها محلّ n في المعادلة ١٢: ١٣، حاصلين بذلك على ما يلي:

$$\text{ض ح} = \mathfrak{d} \left(\frac{R}{\mathfrak{d}} \right) \text{ د}$$

ولأن $\mathfrak{d}$ ثابت لا يتغير مثل R تماماً، فإن النسبة $\frac{R}{\mathfrak{d}}$ هي ثابت كوني آخر. ويسمى هذا الثابت ثابت بولتزمان Boltzmann's Constant ، نسبة إلى لدفيج بولتزمان، أحد المسهمين الأساسيين في النظرية الديناميكية الحرارية في الجزء الأخير من القرن التاسع عشر. وتبلغ قيمة ثابت بولتزمان الذي يشار إليه بالحرف k ما يلي:

$$k = \frac{R}{\mathfrak{d}} = 1.3806 \times 10^{-23} \text{ ج/ك} \dots\dots\dots (13:15)$$

وقد نسمي R ثابت الغاز الجاهري (المكروسكوبي)، و k ثابت الغاز المجهري (الميكروسكوبي). وبدلالة k يأخذ قانون الغاز المثالي الصيغة التالية:

صيغة أخرى لقانون الغاز
المثالي

$$\text{ض ح} = \mathfrak{d} k \text{ د} \dots\dots\dots (13:16) \quad [PV = N k T]$$

وهذه الصيغة، بالطبع، مجرد إعادة صياغة للقانون نفسه، وهي صيغة غير ملائمة للعديد من الأغراض، لأن $\mathfrak{d}$ عدد كبير جداً، و k عدد صغير جداً. ومع ذلك، فهذه الصيغة تجعل قانون الغاز المثالي على صلة وثيقة بالأساسيات، فتعبّر عنه بالعدد الكلي للجزيئات $\mathfrak{d}$ في عينة محدودة من الغاز.

وثمة شيء مثير يقدمه قانون الغاز المثالي ويتعلق بالصفر المطلق. فعندما تصل درجة الحرارة إلى الصفر على مقياس كلفن يتلاشى الطرف الأيسر من المعادلة ١٣:١٢، وتعني ذلك أن ضغط الغاز المثالي أو حجمه يتلاشى أيضاً. ولا يمكن بلوغ درجة حرارة سالبة على المقياس المطلق، لأن الغاز المثالي لا يستطيع أن يظهر ضغطاً

سالباً، كما أن الحجم السالب لا معنى له. ومن ثم، فلا بد أن يكون كلا طرفي المعادلة ١٣: ١٢: الأيمن والأيسر موجبا*.

■ مثال ١: ما الحجم الذي يشغله مول واحد من الغاز المثالي عند الشرطين المعياريين لدرجة الحرارة والضغط (د = ٢٧٣ ك، ض = ١٣.٠١ × ١٠^٥ ن/م^٢)؟

$$ح = \frac{R \cdot ن}{ض}$$

$$= \frac{٢٧٣ \times ٨.٣١ \times ١}{١٠ \times ١٣.٠١}$$

$$= ٠.٢٢٤ \text{ م}^٣ = ٢٢٤ \text{ لتر}.$$

■ مثال ٢: يتبع غاز الهيليوم في سلوكه قانون الغاز المثالي بدقة كبيرة. اعتبر لتراً من الهيليوم: ضغطه ابتداءً ١٠^٥ ن/م^٢ (أي تقريباً ضغط جوي واحد) ودرجة حرارته ٣٠٠ ك (وهي درجة حرارة قريبة من درجة حرارة الغرفة)، وأفترض أن الغاز يبرد إلى ١٠ ك على ضغط جوي ثابت. فبأي مقدار ينقص حجمه؟ تصور الآن أنه يتمدد عائداً إلى حجمه الأصلي في درجة الحرارة المنخفضة هذه، فما الذي يحدث لضغطه؟ هذه الأسئلة يمكن الإجابة عنها على أحسن وجه باستخدام النسب. فعند ضغط ثابت، يتناسب الحجم مع درجة الحرارة (المعادلة ١٣: ١٠ أو ١٣: ١٢)، ومن ثم فإن:

$$\frac{ح_١}{د_١} = \frac{ح_٢}{د_٢}$$

وعندما يكون ح_١ = ١ لتراً، د_١ = ٣٠٠ ك، د_٢ = ١٠ ك، فإن ح_٢ = ٠.٣٣ لتراً. وبفسر طريقة التفكير هذه يتبين أن التمدد من جديد إلى حجم لتر واحد عند ١٠ ك،

• تدخل درجة الحرارة السالبة في المعالجات الأكثر تقدماً في الديناميك الحراري، وهي طريقة لتمييز نظم معينة لم تبلغ بعد التوازن الحراري. إن أي نظام من هذا النوع يُسمح له ببلوغ التوازن الحراري (عن طريق إعادة توزيع طاقته الداخلية) سيكون له درجة حرارة مطلقة موجبة.

يجب أن يتسبب بنقصان الضغط ثلاثين مرة ليلغ بذلك جزءاً من ثلاثين جزءاً من ضغط جوي واحد. أن نسق الحوادث الذي يتضمنه السؤال كما يلي :

ض _١ = ١ ضغط جوي	ح _١ = ١ لترا	د _١ = ٣٠٠ ك
ض _٢ = ١ ضغط جوي	ح _٢ = ٠.٣٣ لترا	د _٢ = ١٠ ك
ض _٣ = ٠.٣٣ ضغط جوي	ح _٣ = ١ لترا	د _٣ = ١٠ ك

وأخيراً، نستطيع أن نسأل عن عدد مولات الهيليوم وعن عدد الذرات في اللتر الأصلي من الهيليوم. وللحصول على عدد المولات، يمكن كتابة المعادلة ١٣: ١٢ كما يلي :

$$n = \frac{pV}{RT}$$

وبتذكر أن: ١ لترا = ١٠^{-٣} م^٣، نستطيع أن نعوض الأعداد المناسبة في هذه المعادلة لنحصل على :

$$n = \frac{10^{-3} \times 10^5}{8.31 \times 300} = 0.04 \text{ مول (مل).}$$

أما عدد الجزيئات فيساوي :

$$N = n \times N_A = 0.04 \times 6.0 \times 10^{23} = 2.4 \times 10^{22} \text{ جزيئاً.}$$

ومن الجدير بنا أن نتذكر دوماً ضخامة العدد الجزيئي في أية كمية جاهرية (مكروسكوبية) من المادة. وفي هذا المثال، يساوي عدد الجزيئات عدد الذرات، لأن ذرات الهيليوم لا تتحد معاً لتكوين أية جزيئات.

١٣ : ٥ : الطاقة الداخلية والحرارة : Internal energy and heat

تُعرف الطاقة الكلية لعينة من المادة بمجموع جزء جاهري (مكروسكوبي) يسمى الطاقة الجسمية أو الجسمية Bulk Energy وجزء دون مجهري يسمى الطاقة الداخلية Internal . والطاقة الجسمية طاقة ميكانيكية ترتبط بحركة عينة المادة وموضعها باعتبارها كلاً واحداً. أما الطاقة الداخلية فهي طاقة متوزعة عشوائياً وترتبط بحركة الذرات

الطاقة الجسمية = طاقة جاهرية

(مكروسكوبية) = طاقة مرتبة

والجزيئات في العينة وبالتفاعلات بينها. فعندما تَصْعَدُ فقاعةً من الهواء الدافئ إلى الأعلى في الغلاف الغازي الأرضي، فإن طاقتها الجسمية تتكون من طاقة حركية ناشئة عن حركتها الصاعدة وطاقة وضع جاذبية (الشكل ١٣: ٦)، في حين تتكون طاقتها الداخلية من كل الطاقة الإضافية التي تحملها جزيئاتها المائلة في حركتها. ويشار أيضاً إلى هذين النوعين من الطاقة بطاقة مُرتبة ordered وطاقة غير مُرتبة. وستناول في الجزء ١٣: ١١ تحويلات الطاقة من صيغة إلى أخرى. أما هنا فنحنُ معنيون بتعريف نوعي الطاقة وبمفهوم الحرارة الذي هو وثيق الصلة بهما.

الطاقة الداخلية = طاقة دون
مجهريّة = طاقة غير مرتبة

وتعدّ الحرارة غالباً صيغةً أخرى من صيغ الطاقة. وبلغه أدق، فإنّ الحرارة مظهر من مظاهر نقل الطاقة الذي يتمّ بواسطة التصادمات الجزيئية Molecular collisions. فعندما يضاف الكحول الدافئ إلى الماء البارد مثلاً، تفقد جزيئات الكحول بعض طاقتها، في حين تكسب جزيئات الماء طاقة. فالطاقة إذاً قد تمّ نقلها من الكحول إلى الماء، وهذا النقل قد تمّ بفعل العدد الهائل من التصادمات الجزيئية. والحرارة كالتشغل اسم لعملة الطاقة وليس اسماً لطاقة حقيقية، وهي نمط من التبادل الطاقي Energy Exchange.

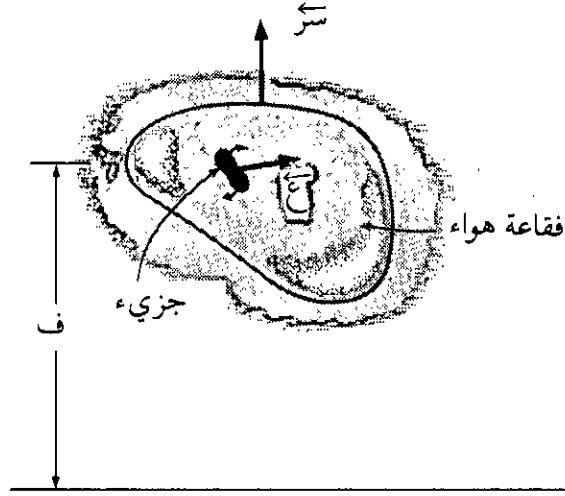
الحرارة نمط من التبادل
الطاقي

ومن السهل أن نخلط بين الحرارة والطاقة الداخلية، ولهذا الخلط سابق تاريخي. ففي الأيام الأولى للديناميك الحراري، دلت الحرارة على كلا المحتوى الطاقي energy content والتبادل الطاقي. وكانت هذه الدلالة وجهة نظر طبيعية تماماً عندما كان ينظر إلى الحرارة على أنها مادة مخزونة في الأجسام، قادرة على التدفق من جسم إلى آخر. وعلى أية حال، فمن المهم الآن أن نُفَرِّق بين هاتين الفكرتين. ذلك أنّ الطاقة الداخلية لا تتغير استجابةً لتدفق الحرارة فحسب، بل أيضاً استجابةً للتشغل work. اعتبر كمية من الهواء موجودة في أسطوانة زجاجية، في أحد طرفيها مكبس (الشكل ١٣: ٧). فكيف نستطيع زيادة طاقتها الداخلية؟ إن تسخين الاسطوانة هو إحدى السبل الممكنة، فبالسخين ينقل السطح الداخلي الدافئ للأسطوانة بعض

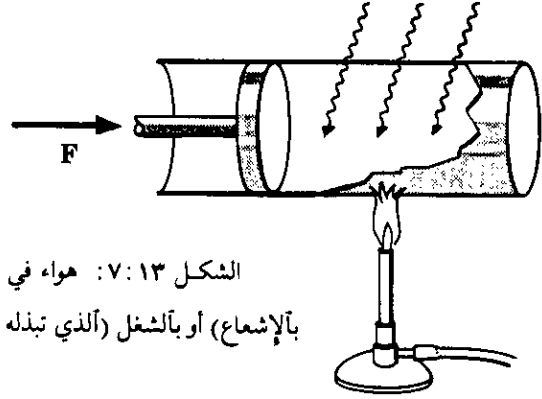
التمييز بين الطاقة الداخلية
والحرارة

الطاقة إلى الهواء فيها، نظراً لأن جزيئات الهواء تصدم باستمرار جزيئات السطح الزجاجي. وهذا النقل هو نقل حرارة Heat Transfer. ومن السبل أيضاً تحريك المكبس إلى داخل الاسطوانة. ويعطي حاصل ضرب القوة اللازمة لتحريك المكبس في المسافة التي يتحركها شغلاً، وهذا الشغل يُنقل إلى الطاقة الداخلية للهواء، فترتفع بذلك درجة حرارة الهواء، كما لو سُخِّن تماماً. ونقول، من قبيل ذكر الشيء، أن الهواء قد سُخِّن وإنه أُسَخِّن؛ إلا أننا من ناحية فنية ينبغي أن نقول إن كلاً من طاقته الداخلية ودرجة حرارته قد ازدادت. وعندما يُبدَّل شغل على الهواء، فإنه يَكْسِبُ طاقةً من الحركة الجسمية الجاهريّة للمكبس. وعندما تُنقل الحرارة إلى الهواء، فإنه يَكْسِبُ طاقةً من الحركة المجهرية لجزيئاته الموجودة في الهواء. وثمة طرق أخرى لاضافة الطاقة إلى الهواء، يمكن تسمية معظمها أيضاً بالحرارة. فمثلاً قد يسقط ضوء على الاسطوانة في الشكل ١٣: ٧، أو قد تضاف مواد كيميائية متفاعلة إلى محتويات الاسطوانة. ان كلاً من هاتين الطريقتين تكافئ نشر مصدر حراري داخل الاسطوانة.

المقارنة بين الشغل والحرارة



الشكل ١٣: ٦: الطاقة الجسمية والطاقة الداخلية: الطاقة الجسمية لفقاعة صاعدة من الهواء الدافئ. هي: $K = \frac{1}{2}mv^2$ ، حيث K هي كتلة الفقاعة. أما طاقتها الداخلية (التي تمثل بالجزيء المتحرك) فهي الطاقة الحركية العشوائية الكلية لجزيئاتها مضافاً إليها الطاقة الوضعية الكلية للتفاعل بين جزيئاتها وطاقة التهييج داخل جزيئاتها.



الشكل ١٣: ٧: هواء في اسطوانة: يمكن زيادة الطاقة الداخلية للهواء بالحرارة (إما بلمه بزنز أو بالإشعاع) أو بالشغل (الذي تبذله قوة تحرك مكبساً)، أما الطاقة الجسمية له فتبقى من دون تغيير.

ولأن الحرارة نمط من التبادل الطاقوي، فمن المنطقي أن تكون وحدة قياس الحرارة هي نفسها وحدة قياس الطاقة، ول سوء الحظ لم يكن التاريخ منطقياً في هذه الحالة، إذ عرفت الحرارة وأستخدمت كمفهوم مقداري quantitative لمدة طويلة قبل أن عرف ارتباطها بالطاقة. ولم تتغير الممارسة القديمة، وما تزال الحرارة يُعبر عنها غالباً بوحدة مختلفة عن وحدة الطاقة المعيارية. ومن وحدات الحرارة الشائعة في العمل العلمي الكالوري أو السعر (سع) الذي يُعرف بالمعادلة ١٣: ١٧. وهذه الوحدة تكاد تساوي بالضبط الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة غرام واحد من الماء من ١٦.٥°س إلى ١٧.٥°س. (أما الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة غرام واحد من الماء درجة واحدة بدءاً من أي درجة حرارة بين ٠°س و ١٠°س فتساوي أيضاً إلى حد قريب جداً سعراً واحداً). وتعد وحدة الكيلو سعر (ك سع) وحدة ملائمة عند استخدام نظام الوحدات العالمي، وهي تساوي تقريباً الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة كيلوغرام واحد من الماء بمقدار ١ ك.

السعر: وحدة من وحدات الحرارة

* المكافئ الميكانيكي للحرارة: The Mechanical Equivalent of Heat

ترتبط الوحدة المعيارية للحرارة بالوحدة المعيارية للطاقة بمعامل التحويل

التالي:

$$J = 4.184 \text{ كج/ك سع} \dots\dots\dots (١٣: ١٧)$$

تعريف السعر

* الاسم الكامل لهذه الوحدة هو: السعر الحراري الكيميائي (Thermochemical Calorie).

ومن التعابير البديلة لهذا المعامل: ٤١٨٤ ر/ج / سع و ٤١٨٤ × ١٠^{١٧} / سع. وتُخبرنا المعادلة ١٣: ١٧ في الظروف الحاضرة بحقيقة عادية عن تحويل الوحدات، كما تُخبرنا بذلك إلى حد بعيد المعادلة: ١ قدم = ٣٠٤٨ ر.م. وفي الوقت نفسه، تخبرنا هذه المعادلة عند تناولها في سياقها التاريخي عن واحد من الكشوفات العظيمة التي تمت في فيزياء القرن التاسع عشر، أي التكافؤ بين الحرارة والطاقة. وأما أن الحرارة مظهر من مظاهر الطاقة، فقد اقترحه أول مرة في العقد الخامس من القرن الماضي جولوس ماير وجيمس جول Mayer & Joule. وقد قام جول بأقدم تحقيق دقيق لهذا التكافؤ. ففي إحدى تجاربه حرك جول السائل بعجلات تجديد تحركها قوى خارجية معروفة، وقاس الشغل الذي يبذله عجل التجديد على السائل، والارتفاع الحاصل في درجة حرارة السائل، ووجد أن الشغل المبذول الذي يساوي تقريباً ٤٢ ر/ج يتسبب في جميع الظروف في نفس الارتفاع في درجة الحرارة الذي ينتج عن كمية من الحرارة المدخلة Input heat مقدارها سعر واحد*. وبمعنى آخر، فهناك، في حدود دقة التجربة، نسبة عديدة ثابتة بين مُدخلين متكافئين من الشغل والحرارة، وتسمى هذه النسبة بالمكافئ الميكانيكي للحرارة.

فكرتان حيويتان في العقد الخامس
من القرن الثامن عشر:
١- معامل تحويل ثابت يربط بين
الحرارة والشغل
٢- حفظ الطاقة مبدأ عام
للطبيعة

وقبل اكتشاف ماير وجول هذا بعدة عقود، كان هنالك دليل وافر على وجود ارتباط من نوع ما بين الحرارة والطاقة الميكانيكية. فقد أفاد الكونت رَمُفورد عام ١٧٩٨، على نحو مقنع جداً في ضوء دراساته حول إنتاج الحرارة بالاحتكاك، بأن الحرارة مظهر أو مجلّي للحركات المجهريّة. وفي الوقت نفسه، كانت الآلات البخارية تثبت أن الطاقة الميكانيكية يمكن توليدها من الحرارة. ومع هذا، فقد أفتقدت هذه العلاقة قبل اكتشاف ماير وجول عنصرين حيويين. فأولاً وقبل كل شيء افتراض هذان العالمان نسبة ثابتة محددة بين الكميات المتكافئة من الحرارة والشغل، وهذا الافتراض بمفرده حول فكرة وصفية إلى قانونٍ مقداري (كمي). وثانياً، وهو أكثر أهمية من الأول، اقترحا قانون حفظ

* جاء اسم الجول لوحدة الطاقة في النظام المَكْنِي أي نظام المتر، الكيلوغرام، والثانية (م ك ث) بالطبع فيما بعد؛ إذ في ذلك الوقت كانت وحدتا الحرارة والطاقة تُعرَّفان باستقلالٍ عن بعضهما بعضاً.

الطاقة كقانونٍ أساسيٍّ وحيدٍ يحكُم جميعَ مظاهر الطبيعة . أمّا حفظُ الطاقةِ الميكانيكيةِ وحفظُ الطاقةِ الداخليةِ فقد تمَّ تعيينُهُما كُلٌّ على حدةِ كقانونين صادقين في القرنِ الثامنِ عشرٍ في بعضِ الحالاتِ المقيّدةِ (تذكّر أنّ الطاقةَ الداخليةَ والحرارةَ لم تكونا متميزتين مِنْ بعضِهما بعضاً في ذلك الوقت) . فعندَ اعتبارِ حركةِ الأرضِ حولَ الشمسِ مثلاً فإنَّ الطاقةَ الميكانيكيةَ للأرضِ تكونُ طاقةً محفوظةً إلى درجةٍ عاليةٍ من الدقةِ ؛ بيدَ أنّ الطاقةَ الميكانيكيةَ لبندولٍ (خَطَّارٍ) متذبذبٍ يَسْكُنُ بالتدريجِ غيرُ محفوظةٍ وتتلاشى . ومن ناحيةٍ ثالثةٍ ، فإنَّ الشغلَ الذي تُنتِجُهُ آلةٌ بخاريةٌ أو قوةُ الإنسانِ العضليةِ ، يُظهرُ إلى الوجودِ طاقةً ميكانيكيةً جديدةً . كذلك ، فالطاقةُ الداخليةُ بذاتها طاقةٌ محفوظةٌ إذا ما تمَّ نقلُها من طريقِ تدفقِ الحرارةِ ومن دونِ أيةِ حركةٍ ميكانيكيةٍ ، غيرَ أنّها قد تَزِيدُ أو تنقصُ إذا ما رافقَ نقلُها قُوًى أو حركةٌ جاهريةٌ . وفي الأغلبِ ، تُحوَّلُ الطاقةُ الميكانيكيةُ إلى طاقةٍ داخليةٍ بالاحتكاكِ .

إنَّ هاتين الفكرتين الجديدتين اللتين قدمهما ماير وجول مرتبطتان بالطبع . فلو أن الحرارةَ والشغلَ لم يرتبطا على نحوٍ كَمِّيٍّ بمعاملِ تحويلٍ ، لما أمكنَ وجودُ أساسٍ يقومُ عليه قانونٌ أعمُّ لحفظِ الطاقةِ . وقد توَصَّلَ كُلُّ من ماير وجول باستقلالٍ عن بعضِهما بعضاً إلى هذه الرؤيةِ العظيمةِ للطاقةِ كمفهومٍ كونيٍّ وحيدٍ قادرٍ على تغييرِ مظهره بشكلٍ جذريٍّ من دونِ أن يُغيَّرَ أبداً مقداره الكليُّ* . فما إنَّ وَحدًا فكريتي الحرارةَ والطاقةَ الميكانيكيةَ حتى أمكنَ التغلبُ على العقبةِ العظيمةِ ؛ ومن ثَمَّ كانَ من السهلِ ضمُّ الطاقةِ الكهرومغناطيسيةِ والطاقةِ الكيماويةِ وأخيراً الطاقةِ النوويةِ إلى الطاقةِ الميكانيكيةِ . وكانَ الشيءُ الهامُّ في عملِهما اقتراحَهما لقانونٍ عامٍّ لحفظِ الطاقةِ . وإذا بدا لأيِّ إنسانٍ راشدٍ أنّ تحريكَ وعاءٍ ألماءٍ بمجدافٍ متابعٍ صيبانيةٍ ، فما عليكِ إلّا أن تتأملَ في تضمناتِ ذلك . وقد وجدَ قانونُ حفظِ الطاقةِ ، الذي ما زال يعدُّ حجرَ الأساسِ في الفيزياءِ الحديثةِ ، تطبيقاتَ في العلومِ والشؤونِ العمليةِ أكثرَ من أيِّ قانونٍ آخرٍ للطبيعةِ .

* كان هرمان فون هلمهولتز أحد الداعين الأوائل إلى فكرة قانون كوني لحفظ الطاقة . ويُمكنك أن تجد وصفاً لفكرته أدنى ألفاهما على جمهور المستمعين عامي ١٨٥٤ و ١٨٦٢ في : «محاضراته العلمية الشعبية» ، (نيويورك : منشورات دوفر ، ١٩٦٢) .

مثال ١ : سَمَحَ طَالِبٌ يَقْرَأُ فِي حَوْضِ الْحَمَامِ لِمَاءِ الْحَمَامِ أَنْ يَصِيرَ بَارِداً جِداً عَلَى نَحْوِ غَيْرِ مَرِيحٍ . وَعَاقِداً الْعَزْمَ عَلَى أَنْ يَحْدُوَ حَدَّوْ جُولٍ ، أَخَذَ يُحَرِّكُ الْمَاءَ بِشِدَّةٍ لِدَقَائِقَ قَلِيلَةٍ فِي مُحَاوَلَةٍ مِنْهُ لَتَسْخِيْنِهِ . فَإِذَا كَانَ الْحَوْضُ يَحْتَوِي عَلَى ١٠٠ كِغَمٍ مِنَ الْمَاءِ ، وَإِذَا حَرَكْتُ يَدَهُ مَسَافَةً كَلِيَّةً تَبْلُغُ ١٤٠ مِ ، بِإِذْلًا فِي الْمتوسطِ قُوَّةً مَقْدَارُهَا ٣٠ نِ ، فَبأيِّ مَقْدَارٍ يَجِبُ أَنْ تَرْتَفِعَ دَرَجَةُ حَرَارَةِ الْمَاءِ ؟ إِنْ الشَّغْلَ الَّذِي قَدْ بَذَلَهُ يَسَاوِي :

$$\text{ش} = \text{ق} = \text{ف} = ٣٠ \times ١٤٠ = ٤٢٠٠ \text{ ج}$$

والحرارة المكافئة لهذا الشغل تساوي :

$$\text{حر} = \frac{\text{ش}}{\text{ج}} = \frac{٤٢٠٠ \text{ ج}}{٤١٨٤ \text{ ج/ك سع}} \approx ١ \text{ ك سع}$$

$$[\varnothing = \frac{W}{J} \approx 1 \text{ kcal}]$$

وتكفي كمية الحرارة هذه لرفع درجة حرارة ١ كغ من الماء بمقدار ١ ك ، ولذلك فهي تزيد درجة حرارة الـ ١٠٠ كغ من ماء الحمام بمقدار ٠.١ ك فقط ، أي بمقدار لا يُدْرَكُ حسيًا .

مثال ٢ : كم عدد درجات الدرج التي ينبغي لامرأة كتلتها ٦٠ كغ أن تصعدّها ، حتى تصرف طبقاً من البوظة يُقدَّرُ بخمسمائة سُعْرٍ غِذَائِيٍّ ؟ الشغل اللازم هو :

$$\text{ش} = \text{J} = \text{حر} = ٤١٨٤ \text{ ج/ك سع} \times ٥٠٠ \text{ ك سع}$$

$$= ٢١ \times ١٠ \text{ ج}$$

أَنَّ الْقُوَّةَ الَّتِي يَجِبُ أَنْ تَبْذُلَهَا الْمَرْأَةُ ضِدَّ الْجاذِبِيَّةِ هِيَ : $\text{ق} = \text{ك} = g = ٦٠ \text{ كغ} \times ٩.٨ \text{ م/ث}^٢ = ٥٨٨ \text{ ن} .$ وَأَمَّا الْمَسَافَةُ الرَّأْسِيَّةُ اللَّازِمَةُ فَهِيَ :

$$\text{ف} = \frac{\text{ش}}{\text{ق}} = \frac{٢١ \times ١٠ \text{ ج}}{٥٨٨ \text{ ن}} = ٣٦٠٠ \text{ م}$$

* هل هذه المقادير معقولة ؟ كم عدد الجالونات التي توجد تقريباً في ١٠٠ كغم ، كم عدد الباوندات التي تزن تقريباً ٣٠ ن ؟ كم من الزمن ينبغي أن ينقضي تقريباً لتحريك اليد المحركة للماء مسافة ١٤٠ م ؟

وبأخذ المسافة بين الدرجة والدرجة لتكون ٣ م، فإن هذه المسافة التي تصعدُها تساوي تقريباً ١٢٠٠ درجة، أي اثنتي عشرة مرة قدر ارتفاع بناية الإمبرستيت. وفي الحقيقة، فالطاقة الغذائية تُظهرُ نفسها بالطبع كحرارة أكثر منها كشغل؛ ومع ذلك فإن الحسابات في هذا المثال تُبينُ لم يكونُ إنقاصُ عددِ السرعات المستهلكة أكبر تأثيراً في تقليل الوزن من الاكثار من التمرينات الرياضية.

المكافئ الميكانيكي للحرارة
كمية كبيرة

ونستطيع أن نُعبّر عن الدرس المستفاد من هذين المثالين بلغةٍ دارجةٍ بقولنا إنَّ أليل من الحرارة يساوي كميةً كبيرةً من الشغل. فما الذي يحدث لو افترضنا خلاف ذلك، وماذا يكون لو كان كلُّ ٤١٨٤ ك سع يساوي ١ ج بدلاً من أن يكون كلُّ ٤١٨٤ ج مساوياً لـ ١ ك سع؟ من المثير دوماً أن نتأمل في العوالم الافتراضية التي يكون فيها للثوابت الفيزيائية قيمٌ تختلفُ عن قيمها في عالمنا نحن. وفي هذا العالم الآخر حيث يساوي الكثير من الحرارة أليل من الشغل، نستطيع أن نتأكد أن القانون العام لحفظ الطاقة سوف يُكشفُ في وقتٍ مبكر، وسوف يكون من الصعب أن نفوتنا العلاقة الكمية التي تربط بين الشغل والحرارة، وسوف تكون الحياة في مثل هذا العالم محفوفةً بالاختار على الأقل. فلو هزَّ الرجل في حوض الحمام نفسه هزةً خفيفةً، لجعل الماء يغلي، ولسمط نفسه حتى الموت، ومن المشكوك فيه حقاً أنه سوف يظل على قيد الحياة، وسوف يكونُ اجداده البرمائيون وهم يحاولون الخروج من البحر قد احترقوا حتى التحمض على وجه الاحتمال، نتيجةً لاحتكاكهم بالرمل.

١٣:٦ : النظرية الحركية للغازات: The Kinetic Theory of Gases

كانت هنالك في أواخر القرن الثامن عشر وأوائل القرن التاسع عشر ثلاثة آراءٍ متصارعةٍ حول طبيعة الحرارة وما يُسمَّى الآن بالطاقة الداخلية. وأفادت وجهة النظر الأولى التي كانت أكثر وجهات النظر الثلاث شيوعاً بأن الحرارة مادة من المواد. وسميت تلك المادة بالسَّيَال الحراري caloric، وكان يُظنُّ إجمالاً أنها ذرَّة في طبيعتها كالمادة

ثلاث وجهات نظر أولى في
الحرارة:
١- الحرارة مادة من المواد (أي
سَيَال حراري)

تماماً. ان التفكير بالحرارة على أنها مادة أمرٌ طبيعي، ذلك أن وجهة النظر هذه تفسّر بيسرٍ حقيقتين أساسيتين: أولاهما أن الحرارة تبدو أنها تتدفق من مكانٍ إلى آخر، وثانيهما أنها مصنوعة أو محفوظة، وعلى الأقل في بعض الظروف. وعلى أية حال، قدّمت بعض الحجج المُنقِعة ضدّ نظرية السّيال الحراري. فمثلاً لم يزن الجسم ضمن حدود الدقة المعروفة آنذاك بعدّ تسخينه أكثر مما كان يزن قبل التسخين. كذلك فانا نستطيع بالاحتكاك أن نحصل من جسم واحد فقط كما يبدو على كمية غير محدودة من الحرارة. وعلاوة على ذلك فإن الحرارة تستطيع أن تمرّ بيسرٍ في أكثر الموادّ الجامدة كثافةً.

أما كل من النظريتين الأخرين فعزّت الحرارة إلى الحركة الجزيئية، إلا أنهما اختلفتا في نوع الحركة الجزيئية المفروضة. ووفق إحداهما التي عاشت لتصبح أساس فهمنا الحديث لطبيعة الحرارة، تتحرك جزيئات الغاز عشوائياً، إذ يضطّك بعضها ببعض. وبجدران الوعاء، ولا تلقى عدا ذلك في سيرها ما يكبح حركتها. ويسمى التطوير الكمي لهذا التصور لسلوك الغاز بالنظرية الحركية Kinetic Theory. ووفق أبسط صيغ النظرية الحركية هذه، تذهب الحرارة التي تُضاف إلى غاز ما في الطاقة الحركية لجزيئاته المتحركة.

٢- الحرارة المرتبطة بالحركة
الجزيئية العشوائية

٣- الحرارة المرتبطة بدوران
الجزيئات في مواضع ثابتة

وعزّت وجهة النظر الأخرى التي تناولت الحرارة كحركة جزيئية حركة دورانية لجزيئات الغاز، ولم تغز لها أية حركة نقلية translational. ولا بد أن عقول بعض العلماء قد تراجعت عن العشوائية والفوضى التي تضمّنتها وجهة النظر السابقة القائلة إن جزيئات الغاز في حركة دائبة وتصادم متكرر. ولذا فوفق نظرتهم الأكثر تنظيماً، مكثت جزيئات الغاز في مواضع نسبية ثابتة سمحت لها بالدوران بسرعة أكبر أو أبطأ عند إضافة حرارة إليها أو سحبها منها. وهذه الصورة للغازات كانت في حقيقة الأمر هي الأكثر رواجاً في أوائل القرن التاسع عشر.

وبإظهار أن الحرارة مظهر من مظاهر الطاقة، نسف ماير وجول وهلمهولتز:

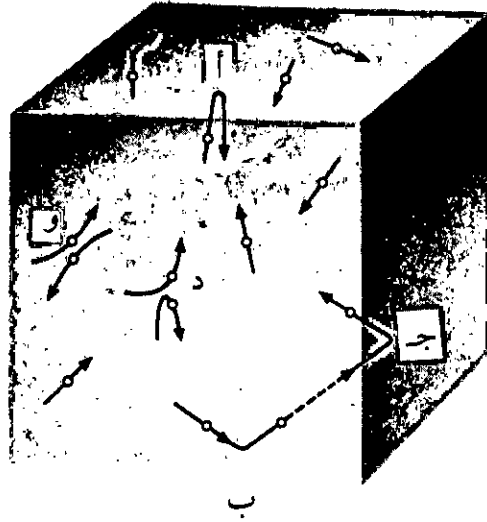
Mayer, Joule, and Helmholtz فكرة السَّيَالِ الحراري. وعلى الرغم من ذلك، ظلَّ أَلْقَارُ حَوْلَ طَبِيعَةِ الْغَازِ يَنْتَظِرُ من يَصْنَعُهُ، ذلك أَنَّ القانونَ العامَّ الجَدِيدَ لِحَفْظِ الطَّاقَةِ (أو مَصُونِيَّتِهَا) لم يُلَقَ بِحَدِّ ذَاتِهِ أَيُّ ضَوْءٍ على هذه الْقَضِيَّةِ. وبدا منذ عام ١٨٥٠ أن الفِكرَتَيْنِ المتصارعتين حَوْلَ طَبِيعَةِ الْغَازِ: أي فكرة أن الْغَازَ جُزَيْثَاتٌ في حَرَكَةٍ عَشَوَائِيَّةٍ وفكرة أنه جُزَيْثَاتٌ تَدُورُ حَوْلَ مَوَاضِعَ ثَابِتَةٍ، لهُمَا فِرْصَةٌ وَاحِدَةٌ في الْبَقَاءِ. وفي الْعَقْدِ الْآتَالِي رَجَّحَتْ آتِنَصَارَاتُ الْنَظَرِيَّةِ الْحَرَكِيَّةِ وَبَسَاطَتُهَا كِفَّةَ الْمِيزَانِ لِصَالِحِ صُورَةِ الْجُزَيْثَاتِ الْمُتَحَرِّكِ عَشَوَائِيًّا. وَنَحْنُ نَعْرِفُ الْآنَ أَنَّ الْجُزَيْثَاتِ تَقُومُ بِكِلَا الْحَرَكَتَيْنِ: الدُورَانِيَّةِ وَالنَّقْلِيَّةِ.

وَبِمَقْتَضَى النَظَرِيَّةِ الْحَرَكِيَّةِ، تَتَحَرَّكُ جُزَيْثَاتُ الْغَازِ فِي جَمِيعِ الْآتِنَجَاهَاتِ وَيَصْطَلُكُ بَعْضُهَا بِبَعْضٍ وَبِجُدْرَانِ الْوَعَاءِ الَّذِي يَحْوِيهَا عَلَى نَحْوِ مُتَكَرِّرِ (الشَّكْلِ ١٣: ٨). وَتَفْتَرِضُ الْنَظَرِيَّةُ الْحَرَكِيَّةُ فِي أَبْسَطِ صِيغَةٍ لَهَا الْفَتْرَاضَاتِ الْخَاصَّةُ الْآتَالِيَّةُ:

- ١ - يَقْضِي كُلُّ جُزْيٍّ من جُزَيْثَاتِ الْغَازِ مَعْظَمَ وَقْتِهِ فِي حَرَكَةٍ حُرَّةٍ بَيْنَ الْتَصَادِمَاتِ، وَجُزْءًا ضَئِيلًا من وَقْتِهِ فَقْطً مُتَفَاعِلًا مَعَ الْجُزَيْثَاتِ الْآخَرَى. وَهَذَا الْفَتْرَاضُ، وَهُوَ افْتِرَاضٌ مُنَاسِبٌ لِمَعْظَمِ الْغَازَاتِ الْحَقِيقِيَّةِ عِنْدَ دَرَجَةِ الْحَرَارَةِ وَالضَّغْطِ الْعَادِيَيْنِ، يَتَطَلَّبُ حَتَّى يَكُونَ صَادِقًا: (أ) أَنَّ يَكُونُ قَطْرُ الْجُزْيِّ أَقْلَ بِشَكْلِ بَالِغٍ من مُتَوَسِّطِ الْمَسَافَةِ بَيْنَ الْجُزَيْثَاتِ وَ(ب) أَنَّ تَكُونَ الْقَوَى الْفَاعِلَةُ بَيْنَ الْجُزَيْثَاتِ ذَاتَ مَدَى قَصِيرٍ، وَأَنَّ يَمْتَدَّ تَأْثِيرُهَا إِلَى مَا هُوَ أَبْعَدُ بِقَلِيلٍ من الْأَحْجَامِ الْفِيزِيَاءِيَّةِ لِلْجُزَيْثَاتِ.
- ٢ - إِنْ كُلُّ تَصَادَمٍ بَيْنَ أَيِّ جُزَيْثَيْنِ أَوْ بَيْنَ الْجُزْيِّ وَجِدَارِ الْوَعَاءِ هُوَ تَصَادَمٌ مَرْنٌ تَكُونُ فِيهِ طَاقَةُ الْحَرَكَةِ مَحْفُوظَةً. (وَبِالْفَعْلِ فَهَذَا الْفَتْرَاضُ مُقَيَّدٌ أَكْثَرَ من الْإِذْمِ، إِذْ أَنَّ نَتَائِجَ الْنَظَرِيَّةِ الْحَرَكِيَّةِ تَتَطَلَّبُ فَقْطً أَنَّ تَكُونَ الطَّاقَةُ الْحَرَكِيَّةُ الْجُزَيْثِيَّةُ الْكُلِّيَّةُ لِلْغَازِ، وَهُوَ فِي حَالَةِ تَوَازُنٍ، ثَابِتَةً. وَمِنْ الْمُمْكِنِ أَنْ تَحْدُثَ تَغْيِيرَاتٌ فِي الطَّاقَةِ الْحَرَكِيَّةِ فِي الْتَصَادِمَاتِ الْفَرْدِيَّةِ. وَعَلَى آيَةِ حَالٍ، فَمِنْ الْأَبْسَطِ لِلْأَغْرَاضِ الْحِسَابِيَّةِ أَنْ نَفْتَرِضَ أَنَّ جَمِيعَ الْتَصَادِمَاتِ مَرْنَةٌ).

الافتراضات الأساسية للنظرية
الحركية

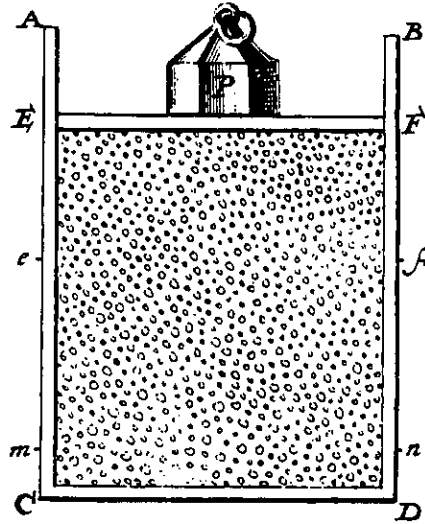
٣ - تحكم قوانين نيوتن حركة الجزيئات والتصادمات بينها.



الشكل ١٣: ٨: الحركة العشوائية لجزيئات الغاز. يشار إلى تصادمات الجزيئات بجدران الوعاء بالنقاط أ، ب، ج، في حين أنه يشار إلى تصادمات الجزيئات ببعضها ببعض بالنقطتين د، و.

ومع أن النظرية الحركية قد تبدو بسيطة من ناحية مفاهيمية، إلا أنها ليست شيئاً يُستوحى مباشرة من خبرتنا بالمادة التي تنتشر حولنا، وبخاصة إذا استثنينا الملاحظة بأن الغاز الحُر (غير المحصور) يميل إلى التمدد بلا حدود. وفي أحد الأبحاث المشيرة للإعجاب التي نُشرت قبل قرن من تهَيُّؤ الجماعة العلمية لتقدير قيمته، استنبط دانيال برنولي Bernoulli الرياضي السويسري عام ١٧٣٨ النتائج المترتبة على النظرية الحركية. ولم يكن لعمله، على ما يبدو، أي تأثير في مسيرة العلم، إذ لم يلتفت إليه قط إلا بعد أن طُوِّر بشكل مستقل جول في إنجلترا من جهة والفيزيائيان الألمانيان: أوغست كرونيج ورودلف كلوسفيوس Kronig & Clausius من جهة أخرى، النظرية نفسها في أربعينات وخمسينات القرن الثامن عشر. وفي القرن الواقع بين هاتين الفترتين، وُضِع شارل وغاي - لوساك القوانين الجاهرية (المكروسكوبية) التي تحكم سلوك الغاز، وتمَّ تحسين مقياس الحرارة الغازي إلى درجة عالية من الكمال، وأصبح الدليل الكيماوي على وجود الذرات والجزيئات مقنعاً على نحو قاطع، وصارت الآلة البخارية تستغل

الطاقة الحرارية لانجاز الشغل الميكانيكي، وقُدِّمت الديناميك الحرارية بصورة مرضية كنظرية كمية، وتمَّ التخلي عن فكرة ألسيال الحراري، وتمَّت صياغة القانون العام لحفظ الطاقة. وفي الوقت الذي أدركت فيه هذه الخطوات الواسعة في علم درجة الحرارة والحرارة القفزة المتقدمة التي قام بها برنولي، كان قد مضى وقت طويل على وفاته ونسي العمل الذي قام به. ومع ذلك، فلما واثى الزمان، أعاد بعث الأفكار نفسها في وقت واحد تقريباً عدة علماء في أماكن مختلفة، كما يجري عادة في تطور العلوم. ومن النادر حقاً أن تستطيع قفزة في المجهول أن تستقر على أرضية متينة، وذلك لأن العدد اللامتناهي من الأخطاء التي يمكن الوقوع فيها يفوق بكثير جُزء الحقيقة المتناهية في صغرها.



هذا الرسم مأخوذ
عن كتاب برنولي:
الهيدروديناميك، ١٧٣٨،
وهو كتاب يشتمل على نظرية
سابقة لزمناها.

نسخ هذا الشكل بإذن من الناشر: منشورات دوفر، نيويورك.

١٣:٧: ضغط الغاز المحصور:

قد يبدو مشيراً للدهش أن أي اشتقاق رياضي مبني على النظرية الحركية يمكن أن يكون بسيطاً. فعلى المستوى دون المجهرى يظهر الغاز كاضطراب (شواش) من الجزيئات الطائرة لا يمكن التنبؤ به، فليس هنالك جزيئات فيه يتحركان بالكيفية نفسها بالضغط، كذلك ليس هنالك جزيء واحد يتحرك مسافة بعيدة جداً قبل أن يصدّم بشدة

أحد الجزئيات في جواره. وعلى الرغم من ذلك، فليس يلزمنا اشتقاق قانون الغاز المثالي إلا الميكانيك الابتدائية وأفكار الاحتمال البسيطة. وينير لنا هذا الاشتقاق مضمون النظرية الحركية، ويوطد، على نحو أهم من ذلك، الصلة بين درجة الحرارة والطاقة الجزئية.

أما ما نسعى إليه بهذا الاشتقاق فهو الربط بين الضغط الذي يوقعه الغاز على جدران وعائه والصفات الميكانيكية للحركة الجزئية أي كتلة الجزئيات وسرعتها. وهذا الربط عبارة عن إنشاء علاقة بين الجاهري (المكروسكوبي) ودون المجهرى، وهو لذلك مَحْطُ اهتمامنا في الديناميك الحراري.

وعندما يَضْطُّك جزيء غاز بالجدار ويرتد عنه، فانه يُسَدِّد إلى الجدار قوة كضربة مطرقة خفيفة جداً. وهذا العدد الهائل من ضربات المطرقة المتواصلة يَنْتُج عنه متوسط قوة تؤثر في الجدار في اتجاه خارج الغاز، وهذه القوة هي مظهر لضغط الغاز.

وبشكل محدد، لِنَعْتَبِر وعاء في شكل متوازي المستطيلات، حوافه موازية لمجموعة من المحاور الكارتيزية (الشكل ١٣: ٩). ولنفترض أن بُعد الوعاء في اتجاه المحور السيني هو l ، وأن مساحة وجهه الموازي للمستوى $ص ع$ هي A ، ولذا يكون حجمه $ح = l A$. لنركز الانتباه الآن على أحد الجزئيات في الوعاء ممن تساوي مكونة سرعته السينية (أي في الاتجاه السيني) في لحظة ما القيمة $ع س$. فما فرصة أن هذا الجزيء سيرتد عن الجدار الأيمن في فترة زمنية صغيرة تالية مقدارها Δz ؟ يمكننا أن نختار Δz صغيرة جداً بحيث يتحرك الجزيء بحرية خلال هذه الفترة بفرصة قليلة للاصطكاك بجزيء آخر (الافتراض الأول في الجزء السابق). ولذا، فإن اصطكاكه بالجدار خلال تلك الفترة يتوقف ببساطة على قدرته على قطع المسافة من موضعه الابتدائي إلى الجدار خلال الفترة نفسها Δz . وإذا كانت المسافة بينه وبين الجدار في البدء أكبر من Δl ، حيث:

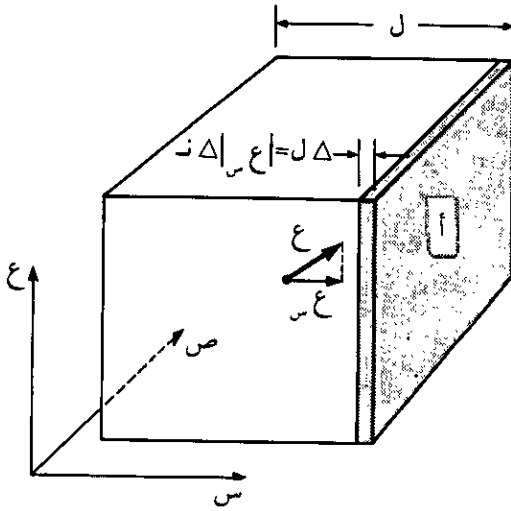
$$\Delta l = l |ع س| \Delta z, \dots\dots\dots (١٣: ١٨)$$

فانه لن يصل إلى الجدار في الفترة Δ ن . أما إذا كان في البدء على مسافة من الجدار لا تزيد على Δ ل (الشكل ١٣ : ١٩) ، وكانت سرعته $ع$ موجبة (حتى يكون متحركاً صوب الجدار) ، فإنه سيضرب الجدار خلال الفترة الزمنية Δ ز . ولأن نُدخل مفهوم الاحتمال . ان احتمال وجود الجزيء الذي اختير موضع اعتبارنا في أي مكان داخل حجم الوعاء هو احتمال واحد . ولذلك فإن احتمال وجوده في لحظة ما على مسافة لا تزيد على Δ ل من الجدار الأيمن يساوي ببساطة $\frac{\Delta}{ل}$. وإذا كان الجزيء يقع ضمن هذه المنطقة القريبة من الجدار ، فان فرصته في أن يتحرك مبتعداً عن الجدار أو متجهاً إليه هي فرصة متساوية . ويكون الاحتمال الصافي لوجود الجزيء ضمن المسافة Δ ل من الجدار وللتحرك في الوقت نفسه صوب الحائط هو :

$$\text{حت} = \frac{1}{4} \frac{\Delta}{ل} = \frac{|ع| \Delta}{4ل} \quad (١٩ : ١٣)$$

احتمال ضرب الجزيء للجدار
في الفترة الزمنية Δ ز

ان الكمية حت هي الاحتمال بأن الجزيء الذي يُختار عشوائياً في الوعاء بمكونة سينية للسرعة مقدارها $ع$ سيرتد عن الجدار الأيمن خلال فترة زمنية مقدارها Δ ز .



الشكل ١٣ : ٩ : وعاء يحوي غازا : الجزيء الذي تساوي مكونة سرعته السينية $ع$ سيضرب الجدار الأيمن خلال الفترة الزمنية Δ ز إذا بدأ حركته من المنطقة القائمة التي يبلغ سمكها $|ع| \Delta$ ن ، وكانت مكونة سرعته $ع$ موجبة .

لنتأمل بعد ذلك في تفاصيل التصادم الجزئي بالجدار. ويوضح الشكل ١٣: ١٠ هذا التصادم. فالجزيء الذي زخمه الابتدائي $\vec{p}_1$ يرتد عن الحائط بزخم مقداره $\vec{p}_2$. لنفترض أن الجدار أملس بحيث لا يوقع على الجزيء الاقوة في الاتجاه السيني ولا يغير إلا المكونة السينية للزخم. ولأن التصادم مرّن (الفترض الثاني في الجزء السابق)، فإن مقدار الزخم لا يتغير، أي أن: $p_1 = p_2$. ومن ثم، يسهل علينا أن نبين أن التغير في زخم الجزيء يساوي:

$$\Delta \vec{p} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \Delta p_x \hat{x} = -2p_x \hat{x} \quad (13: 20) \dots \dots \dots$$

$$[\Delta p = -2p_x = -2mv_x]$$

(ويترك البرهان على هذه العلاقة كتمرين للطالب). ووفق المعادلة ٨: ٨، يساوي التغير في الزخم الدفع $\vec{F}$ ، ولذا فالدفع الذي يسدّد للجزيء يساوي: $-2p_x \hat{x}$ (علماً بأن $p_x < 0$ صفر للجزيء قيد الاعتبار). ومن قانون نيوتن الثالث (الفترض الثالث يستخدم الآن)، يسدّد الجزيء إلى الجدار دفعاً مساوياً في المقدار ومضاداً في الاتجاه، وبمكونة سينية مقدارها:

$$\vec{F} = +2p_x \hat{x} \quad (13: 21) \dots \dots \dots$$

$$[F_x = +2mv_x]$$

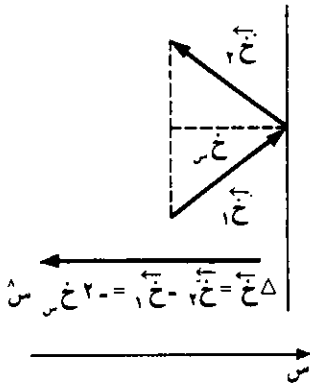
ويُسمّى حاصل ضرب احتمال اصطكاك الجزيء بالجدار في الدفع الذي يسدّده الجزيء للجدار عند اصطكاكه به قيمة التوقع للدفع Expectation value، ويمكن الإشارة إليها بالرمز $\langle F \rangle$:

$$\langle F \rangle = \text{حت } \vec{F} \quad (13: 22) \dots \dots \dots$$

$$[I_1 = fI_x]$$

* $\hat{x} \equiv$ المتجه الوحدة في الاتجاه السيني.

** وعلى نحو أتم، نكتب قيمة التوقع كما يلي: $\langle F \rangle = \text{حت } \vec{F} + (1 - \text{حت}) (0)$ ، وهي تساوي: (احتمال ضرب الجزيء للجدار) $\times$ (الدفع المسدد إلى الجدار عند ضربه) + (احتمال عدم ضرب الجزيء للجدار) $\times$ (الدفع المسدد إلى الجدار عند عدم ضرب الجزيء له).



الشكل ١٣: ١٠: التصادم المرّن لجزيء بجدار أملس.

متوسط الدفع الذي يسدده الجزيء للجدار

ومن المعادلتين ١٣: ١٩ و ١٣: ٢١، نجد أن v_1 هي كما يلي :

$$v_1 = \frac{\Delta z}{L} \text{ ك ع }^2 \dots\dots\dots (٢٣: ١٣)$$

$$\left[I_1 = \frac{\Delta t}{L} m v_x^2 \right]$$

ان الكمية v_1 هي متوسط الدفع المُسَدَّد للجدار خلال الفترة Δz من جزيء واحد مربع مكونة سرعته السينية يساوي (أو تقريباً يساوي) v_1 . وبحساب متوسط الدفع لجميع الجزيئات نجد أن :

$$v_1 = \overline{\frac{\Delta z}{L} \text{ ك ع }^2} \dots\dots\dots (٢٤: ١٣)$$

$$\left[I_1 = \frac{\Delta t}{L} m \overline{v_x^2} \right]$$

متوسط الدفع للجزيء الواحد
من الغاز

ويشير الخطُ القصيرُ فوق الرمز إلى المتوسط، باعتبار جميع الجزيئات في الوعاء. ولذا فالكمية v_1 هي متوسط الدفع للجزيء الواحد المُسَدَّد في اتجاه اليمين خلال الفترة Δz . ويضرب هذه الكمية في عدد الجزيئات N في الوعاء نحصلُ على الدفع الكلي I الذي يُسَدَّد إلى الجدار خلال الزمن Δz :

$$I = N v_1 = N \overline{\frac{\Delta z}{L} \text{ ك ع }^2}$$

$$\left[I = N I_1 \right]$$

$$\left[I = \frac{N}{L} m \overline{v_x^2} \Delta t \right]$$

ووفق المعادلة ٨: ١٢، نجد أن :

$$P = \frac{I}{\Delta z}$$

ولذا، فإن مقدار القوة المتوسطة التي توقعها الجزيئات المرتدة عن الجدار يساوي :

$$P = \overline{\frac{I}{\Delta z} \text{ ك ع }^2} \dots\dots\dots (٢٥: ١٣)$$

متوسط القوة الواقعة على
الجدار الواحد

ان الضغط على الجدار هو: $\text{ض} = \overline{ق} / \text{أ}$ ، أي القوة الواقعة على وحدة المساحة:

$$\text{ض} = \frac{\overline{ق}}{\text{أ}} = \overline{ك ع ر}$$

ولما كان حجم الوعاء $\text{ح} = \text{ل} \text{أ}$ ، فان معادلة الضغط السابقة يمكن كتابتها على النحو التالي:

$$\text{ض} = \frac{\overline{ق}}{\text{ح}} = \overline{ك ع ر} \quad \dots\dots\dots (٢٦: ١٣)$$

ولوضع هذه المعادلة الهامة في صيغة أكثر نفعاً، فإننا نلفظ النظر إلى أن سرعة متوسط المربع للجزيئات mean-square يمكن كتابتها كما يلي:

$$\overline{ع} = \overline{ع ر} + \overline{ع ر} + \overline{ع ر} \quad \dots\dots\dots (٢٧: ١٣)$$

ولأن الغاز في حالة توازن، ولأنه لا يتحرك حركة جسمية، فإن جميع اتجاهات الحركة متاح للجزيئات بالتساوي، ومن ثم يجب أن تكون الحدود الثلاثة على الطرف الأيسر من المعادلة ٢٧: ١٣ متساوية. ولذا فإن متوسط قيمة $\overline{ع ر}$ يساوي:

$$\overline{ع ر} = \overline{ع ر} \quad \dots\dots\dots (٢٨: ١٣)$$

ويعني هذا أن ضغط الغاز يمكن كتابته على النحو التالي:

ضغط الغاز المحصور هو احدى
نتائج الاشتقاق من النظرية
الحركية.

$$\text{ض} = \frac{1}{3} \overline{ق} = \overline{ك ع ر} \quad \dots\dots\dots (٢٩: ١٣)$$

ونظراً لأن المساحة أ والاتجاه السيني لا يظهران في المعادلة، فإن المعادلة تُعطي ضغط الغاز عند أي سطح حاصر للوعاء وترتد عنه الجزيئات، أي الضغط بالفعل عند كل نقطة داخل الوعاء.

ويظهرُ تفحصُ المعادلةِ ١٣ : ٢٩ أنها ذاتُ شبهٍ بمعادلةِ الغازِ المثاليِّ (المعادلة ١٣ : ١٦)، وهو شبهٌ يزدادُ وضوحاً عندَ كتابتها بالصيغةِ التالية :

$$\text{ض ح} = \frac{1}{3} \overline{c^2} \dots\dots\dots (١٣ : ٣٠)$$

المتغيران الجاهريان
(المكروسكوبيان) يَتَجَمَّعان على
اليمين، بينما تتجمعُ المتغيرات
دونَ المجهرية على اليسار

وهذه النتيجةُ الأساسيةُ للنظريةِ الحركيةِ جديرةٌ بالفحصِ بدقةٍ، فهي تُهيِّئُ لنا الربطَ بينِ
العالمين : عالمِ الأبعادِ الكبيرةِ وعالمِ الأبعادِ الصغيرةِ، ففي الطرفِ الأيمنِ من
المعادلةِ ١٣ : ٣٠ الكميتان الجاهريتان : الضغطُ والحجمُ، في حينَ تظهرُ في طرفها
اليسرُ كمياتٌ جزيئيةٌ : كتلةُ الجزيءِ وسرعةُ متوسطِ المربعِ * وعددُ الجزيئاتِ في
الوعاءِ. وتربطُ إشارةُ التساويِ بينَ عالمينِ بعداهما مختلفانِ بشكلٍ كبيرٍ جداً. وهكذا
تربطُ النظريةُ الحركيةُ الصفاتِ الجسميةَ للغازِ : الضغطُ والحجمُ بحركةِ العددِ الهائلِ
من مكوناته المتمايلةِ غيرِ المرئيةِ.

وتصفُ المعادلةُ ١٣ : ٣٠ غازاً مثالياً، بيدَ أنها ما تزالُ تقصرُ عن وصفِ الغازاتِ
الحقيقيةِ وصفاً تاماً. وهناك جانبانِ في الجزيئاتِ قد تَمَّ إغفالُهما : حَجْمُها المحدودُ
وَالْقوى التي تنشرُها لتؤثِّرَ في بَعْضِها بعضاً عَن بعد. وفي إحدى المسائلِ في نهايةِ هذا
الفصلِ، ستتاحُ لكُ فرصةٌ مناقشةِ كيفَ وَلَمْ يُغَيَّرَ الحَجْمُ الجزيئيُّ وَالْقوى الجزيئيةُ
بَعْضُ الشَّيْءِ من قانونِ الغازِ المثاليِّ. أما في الجزءِ التالي، فسنفترضُ صِحَّةَ المعادلةِ
١٣ : ٣٠.

هناك تأثيران بنسبتيان في جعل
الغازات الحقيقية غازات غير
مثالية

١٣ : ٨ التعريفُ دون المجهرى لدرجة الحرارة :

Submicroscopic Definition of Temperature

تتضمنُ المعادلةُ ١٣ : ٣٠ شيئاً هاماً عن درجةِ الحرارة. ولتوضيحِ ذلك نكتبُ

- عند اعتبارِ غازٍ في حالةِ توازنٍ، فإنَّ ع^١ تساوي متوسطَ ع^٢ لجميعِ الجزيئاتِ في لحظةٍ ما، كما تساوي
متوسطَ ع^٢ لجزيءٍ واحدٍ خلالَ فترةٍ زمنيةٍ طويلةٍ.

المعادلتين ١٣ : ١٢ و ٣٠ : ١٣ معاً :

قانون إمبريقي

$$\text{ض ح} = \text{ن R د} \dots\dots\dots (١٢ : ١٣)$$

قانون نظري

$$\text{ض ح} = \frac{1}{3} \text{د ك ع} \dots\dots\dots (٣٠ : ١٣)$$

إنَّ المعادلةَ الأولى تُعبِّرُ عن حقيقةٍ تجريبيةٍ عن السلوكِ الحراريِّ للغازاتِ ، بينما تتضمنُ المعادلةُ الثانيةُ نتيجةً نظريةً أُشتقت من فروضِ النظريةِ الحركيةِ . وإذا كانت النظريةُ الحركيةُ صحيحةً ، فإنَّ الطرفين الايسرين للمعادلتين المذكورتين يجبُ أن يتساويا . لاحظُ أنَّ الطرفَ الأيسرَ للمعادلةِ ١٣ : ١٢ (قانون الغاز المثالي) يحتوي على ثلاثِ كمياتٍ جاهريةٍ : عددِ المولات ن ، وثابتِ الغازِ R ، ودرجةِ الحرارةِ المطلقةِ د . بينما يُعبِّرُ عن الطرفِ الأيسرِ للمعادلةِ ٣٠ : ١٣ بخلافِ ذلك بدلالةِ كمياتٍ جزيئيةٍ . ولذا ، فإنَّ تساويَ هذين الطرفين يهيئُ رابطاً جديداً جوهرياً بينَ الْعَالَمَيْنِ : الْجَاهَرِيِّ ودونَ الْمَجْهَرِيِّ ، كما يُوفِّرُ تعريفاً أساسياً لدرجةِ الحرارةِ .

ونظراً لأنَّ العددَ الكليَّ للجزيئاتِ د في عينةٍ من الغازِ يساوي عددَ المولاتِ ن مضروباً في عددِ الجزيئاتِ د . في المول الواحدِ ، فإنَّ تساويَ الطرفين الذي نحنُ بصددِهِ يمكنُ كتابتهُ كما يلي :

$$\text{ن R د} = \frac{1}{3} \text{ن د} . \text{ك ع}$$

وبقسمةِ كلا الطرفين على المقدارِ ن R ، نحصلُ على تعريفٍ جديدٍ لدرجةِ الحرارةِ :

$$\text{د} = \frac{1}{3} \frac{\text{د}^3}{\text{R}} \text{ك ع} \dots\dots\dots (٣١ : ١٣)$$

وبإجراءِ تغييرين طفيفين في الرموز ، نستطيعُ التعبيرَ عن هذه النتيجةِ بشكلٍ أبسطٍ بكثيرٍ ، فأولاً علينا أن نتذكَّرَ أنَّ $\frac{R}{3}$ هو ثابتٌ بولتزمان k ، وثانياً نلفتُ الانتباهَ إلى أنَّ المقدارَ ك ع

هو مثلاً الطاقة الحركية للجزيء. وعلى ذلك، يمكن كتابة التعريف الجزيئي لدرجة الحرارة بشكل مركّز على النحو التالي :

$$د = \frac{2}{k} \overline{\text{طح}} \quad \dots\dots\dots (٣٢: ١٣)$$

تعريف دون مجهري لدرجة الحرارة

وتفصي هذه المعادلة إلى العبارة الهامة التالية، وهي أنّ درجة حرارة الغاز تتناسب طردياً مع متوسط الطاقة الحركية لمكوناته الجزيئية. إنّ الكمية $\frac{2}{k}$ هي ثابت التناسب، وهي بحد ذاتها غير هامة من ناحية أساسية، إذ أنّ دورها يتمثل في ربط وحدة درجة الحرارة ووحدة الطاقة معاً. وبتغيير مواضع الرموز في المعادلة ٣٢: ١٣، نستطيع أن نعبر عن الطاقة الحركية الجزيئية بدلالة درجة الحرارة كما يلي :

$$\overline{\text{طح}} = \overline{\frac{1}{2} ك ع} = \frac{3}{2} k د \quad \dots\dots\dots (٣٣: ١٣)$$

تناسب طاقة الحركة الجزيئية مع درجة الحرارة

وعليّنا أن نلاحظ أنّ طح في هذه المعادلة تدلّ على الطاقة الحركية النقلية فقط. وتسهم أشكال أخرى من الطاقة الجزيئية كالطاقة الدورانية والاهتزازية في طاقة الغاز الداخلية، غير أنها لا تسهم في تعريف درجة الحرارة.

وإذا كانت النظرية الحركية صحيحةً وكذلك تعريفها لدرجة الحرارة، فمن الممكن استخلاص عدة نتائج تتعلق بسلوك المادة. ونذكر هنا فقط عدداً قليلاً من الاختبارات الكثيرة جداً التي وطّدت حتى الآن بما لا يدع مجالاً للشك صحة النظرية الحركية. فقانون الغاز المثالي متضمّن فيهما، وكذلك فرضية أفوجادرو. ويهيئ الانتشار وانتقال الصوت فحوصاً أكثر مباشرة للصلة بين درجة الحرارة والطاقة الجزيئية. ويُعرف الانتشار بأنه اختلاط نوعين مختلفين من الغاز؛ ويعرف انتقال الصوت (في غاز) بأنه نفاذ نبضة ضغط في الغاز. وتحدث هاتان الظاهرتان فقط لأنّ الجزيئات في حركة، وكلّ

منهما يتم بمعدل يتوقف على السرعة الجزيئية. ويتبع من المعادلة ١٣: ٣٣ أن سرعة متوسط المربع الجزيئية تتناسب طردياً مع درجة الحرارة وعكسياً مع الكتلة الجزيئية:

$$v \sim \sqrt{\frac{2}{k}} \quad \dots \dots \dots (١٣: ٣٤)$$

ولذا، فإن إحدى الطرق التي تستخدم لاختبار صحة التعريف الحركي لدرجة الحرارة تتمثل في البحث عما إذا كانت السرعة الجزيئية تتبع حقاً هذه العلاقة التناسبية. وتؤكد العديد من الاختبارات أنها تتبع بالفعل هذه العلاقة. فمثلاً ينتشر غاز الهيليوم في الهواء بسرعة تزيد أربع مرات على سرعة انتشار ثاني أكسيد الكبريت، ويدل هذا عند تثبيت درجة الحرارة على أن ذرة الهيليوم تتحرك بسرعة تبلغ أربع مرات قدر السرعة التي يتحرك بها جزيء ثاني أكسيد الكبريت. ولأن جزيء ثاني أكسيد الكبريت الذي يبلغ وزنه الجزيئي ٦٤ هو أكبر في كتلته من ذرة الهيليوم بسبع عشرة مرة، فإن التناسب بين مربع السرعة ومقلوب الكتلة يتحقق (عند تثبيت درجة الحرارة). ان الشيء الهام الذي يجب ملاحظته في هذا المثال هو أن الطاقة الحركية لكلا الجزيء والذرة متساوية بسبب تساوي درجة حرارة الغازين. ولذا فإن الجزيء الأكبر كتلة يجب أن يتحرك ببطء أكثر. وهكذا نجد أن على صانع العطور الذي يرغب في أن تفوح رائحة عطره المصنوع بسرعة أكبر من على مسافة ما أن يبحث عن عطر ذي وزن جزيئي مُتَدَن.

وبتغير درجة الحرارة، تتغير الطاقة الحركية الجزيئية، وهي ظاهرة يمكن الاستدلال عليها، على سبيل المثال، من دراسات سرعة الصوت في الهواء. فالصوت ينتقل في الهواء بسرعة تتناسب مع الجذر التربيعي لدرجة الحرارة المطلقة. ويدل هذا، وفق المعادلة ١٣: ٣٤، على أن سرعة الصوت تتناسب مع سرعة جزيئات الغاز. وبالفعل تنبأ النظرية الحركية بهذه العلاقة. ومن الواضح أن موجة الصوت يجب أن لا تتقدم في الغاز بسرعة أكبر من السرعة الجزيئية، لأن الصوت يجب أن ينتقل عبر سلسلة من التصادمات الجزيئية. ومع ذلك، فمما يثير الدهش بعض الشيء أن نبضة

سرعة الانتشار تتناسب مع $\sqrt{\frac{2}{k}}$

الضغط تحرك بسرعة لا تقل كثيراً عن السرعة الجزيئية. وتتنبأ النظرية الحركية بأن سرعة الصوت في الغاز هي :

$$c_{\text{صوت}} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma}{\frac{p}{\rho}}} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$$

سرعة الصوت تتناسب مع $\sqrt{\frac{\gamma}{\rho}}$

حيث ρ هي سرعة جذر متوسط المربع :

$$c_{\text{صوت}} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$$

وتساوي الكمية γ التي هي نسبة الحرارة النوعية للغاز عند ضغط ثابت إلى حرارته النوعية عند حجم ثابت المقدار $\frac{\gamma}{2}$ للغاز ثنائي الذرة كالهواء (الجزء ١٣ : ١٤). ولمثل هذا الغاز، تبلغ سرعة الصوت ما يلي :

$$c_{\text{صوت}} = 331 \text{ م/ث}$$

■ مثال : (أ) ما سرعة جذر متوسط المربع لجزيء من النتروجين في درجة حرارة الغرفة العادية؟ (ب) ما سرعة جزيء الهيدروجين على سطح الشمس الذي تبلغ درجة حرارته ٦٠٠٠ ك؟

نجد بضم المعادلتين ١٣ : ٣٣ و ١٣ : ٣٦ معاً أن :

$$c_{\text{صوت}} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$$

سرعة جذر متوسط المربع الجزيئية

أن كتلة جزيء الهيدروجين الذي يبلغ وزنه الجزيئي ٢٨ تساوي :

$$28 = 16 \times 1.66 \times 10^{-27} \text{ كغ}$$

$$= 4.65 \times 10^{-27} \text{ كغ}$$

وبتعويض المقدار السابق في المعادلة ١٣ : ٣٨ وكذلك القيمتين : $k = 1,38 \times 10^{-16}$ ج/ك و $d = 293$ ك، نحصل على :

$$ع_{جم} \equiv 510 \text{ م/ث}$$

وتساوي هذه السرعة تقريباً ١٥ ماخ، وهي أكبر بخمسين في المئة من سرعة الصوت في الهواء في درجة الحرارة نفسها. وبنفس الطريقة نجد أن $ع_{جم}$ للهيدروجين (الذي وزنه الجزيئي ٢)، في درجة الحرارة ٦٠٠٠ ك تساوي :

$$ع_{جم} = 8650 \text{ م/ث}$$

ويستطيع المرء، اختياريًا، أن يحسب النسبة بين سرعتين كما يلي :

$$\frac{ع_{جم}(\text{هيدروجين})}{ع_{جم}(\text{نيتروجين})} = \sqrt{\frac{د(H_2)}{د(N_2)} \frac{ك(N_2)}{ك(H_2)}}$$

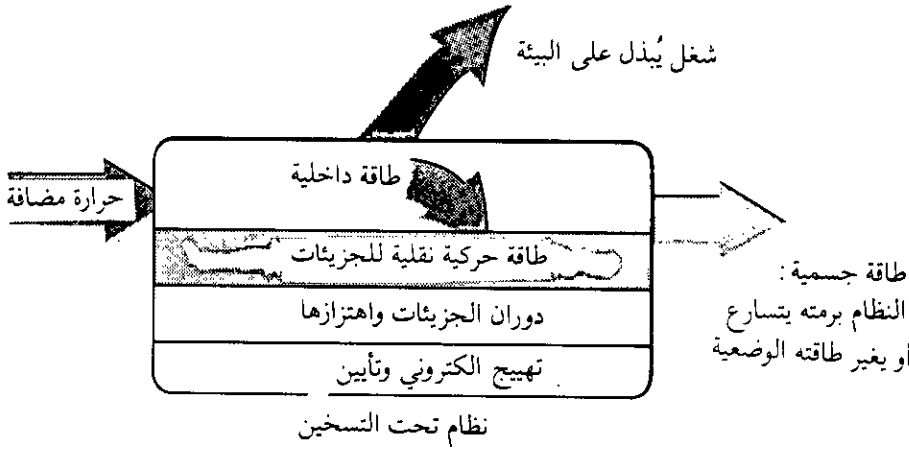
$$14 \times 20,5 \sqrt{=} \\ ع_{جم}(H_2) \equiv 17 ع_{جم}(N_2)$$

١٣ : ٩ الحرارة النوعية : Specific heat

عندما تضاف طاقة حرارة إلى مادة، فإنها تتوزع فيها بطرق مختلفة (الشكل ١٣ : ١١). فقد يذهب جزء منها في الطاقة الجسمية للمادة كما يحدث في تسريع غاز عادم الصاروخ، وقد يذهب جزء آخر في شغل تبذله المادة، عند تمديدتها، على بيتنها، وقد يذهب جزء ثالث في شكل طاقة داخلية لها. أما الجزء الذي يصير طاقة داخلية فقد يذهب بعضه في حركية نقلية جزيئية تسهم في رفع درجة الحرارة، كما قد يذهب بعضه الآخر في تهيج الذرات والجزيئات. ويشمل هذا التهيج الدوران والاهتزاز الجزيئيين، وتفكك الجزيئات وتأيينها عند درجات الحرارة العالية جداً. ويتغير جزء الطاقة الداخلية الذي يأخذ شكل طاقة حركية نقلية من مادة إلى أخرى، ومن درجة

حرارة إلى أخرى، وهو يتوقف على تفاصيل البنية الجزيئية التي لا تهمل هنا. وعلاوة على ذلك، فإنَّ الجزء من جميع الطاقة المضافة الذي يصيرُ طاقةً داخليةً يتوقفُ في مقداره على الظروف الخارجية كحرية المادة في حركتها وتمددِها. ولهذه الأسباب مجتمعةً، فليس هنالك قانونٌ عامٌ بسيطٌ يربطُ التغيرَ في درجة حرارة المادة بالطاقة الحرارية المضافة إليها. وعند اعتبار مادة معينة تُسخَّنُ بطريقة ما، توصفُ العلاقة بين التغير في درجة الحرارة والتغير في الطاقة بكمية تُقاسُ تجريبيًا تُسمى الحرارة النوعية. وتعرَّفُ الحرارة النوعية لمادة بأنها كمية الحرارة التي تلزمُ إضافتها إلى وَحْدَةِ الكتل منها لرفع درجة حرارتها درجةً واحدةً. ونستخدمُ للحرارة النوعية الرمز C ، ووحداتها بالنظام المَكثي (م ك غ ث) هي ج/ك.غ.ك. ومع ذلك، يُعبَّرُ عنها على نحوٍ أشيع بالوحدات ك سع/غ ك أو بما يكافؤها: ك سع/ك.غ.ك.

تعريف الحرارة النوعية



الشكل ١٣: ١١: أنواع الطاقة التي يمكن أن تنتج عن إضافة حرارة إلى نظام: إن جزءاً من الحرارة فقط يذهب كطاقة داخلية، كما أن جزءاً من الطاقة الداخلية فقط يصيرُ طاقةً حركيةً نقليةً (المستطيل القاتم في الرسم)، وهذا الجزء هو الذي يُسهم في رفع درجة حرارة النظام.

ولأن الحرارة النوعية لا تتوقف على نوع المادة موضوع الاهتمام فحسب، وإنما أيضاً على شروط تسخينها الخارجية، فلا بُدَّ إذاً من تخصيص هذه الشروط الخارجية. ويستخدمُ شرطان معياريان (نظاميان) لتعريف الحرارة النوعية: التسخين عند حجمٍ

ثابت والتسخين عند ضغط ثابت. والحرارتان النوعية. المناظرتان لهذين الشرطين هما: γ و γ' . وتُعَيَّن الحرارت النوعية للجوامد والسوائل عادةً عند ضغط ثابت، أما في الغازات فنستخدم كلا الحرارتين: γ و γ' .

وكما أشير إلى ذلك في الجزء ١٣: ٥، يلزم تقريباً سعر واحد من الحرارة لرفع درجة حرارة غرام واحد من الماء ١ ك*. ولذا فالحرارة النوعية للماء هي:

أخذت في أول الأمر الحرارة النوعية للماء معياراً

$$\gamma' (\text{الماء}) \equiv \frac{1 \text{ سع}}{1 \text{ ك سع}} = \frac{1 \text{ ك سع}}{1 \text{ ك غ. ك}} \quad (13: 39)$$

وبعد الماء عند مقارنته مع معظم المواد على درجات الحرارة العادية بأن له حرارة نوعية عالية. لاحظ من الجدول ١٣: ٢ أن الحرارت النوعية للمواد الشائعة الأخرى هي جميعها أقل من ١ ك سع / ك غ. ك. (ويشمل الجدول أيضاً الحرارت النوعية المولية). وأما أن الماء له حرارة نوعية عالية، فلأن كسراً صغيراً فقط من طاقة جزيئاته الداخلية يكون في صورة طاقة حركة نقلية لجزيئاته.

ويتبع من تعريف الحرارة النوعية الصيغة التالية:

$$\Delta \text{ حر} = \gamma \text{ ك} \Delta \text{ د} \quad (13: 40)$$

$$[\Delta Q = CM \Delta T]$$

وتنص هذه الصيغة على أن كمية الحرارة $\Delta \text{ حر}$ اللازمة لرفع درجة حرارة كتلة ك بمقدار $\Delta \text{ د}$ تساوي حاصل ضرب الحرارة النوعية للمادة في الكتلة في فرق درجة الحرارة.

* كان هذا هو التعريف الأصلي للسعر، بيد أن السعر عُرف فيما بعد على نحو أكثر دقة بالحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة غرام واحد من الماء من ١٤٥°س إلى ١٥٥°س. أما السعر الكيمائي الحراري المستخدم في الأعمال العلمية الحديثة، والمعروف بدقة ليساوي ٤١٨٤ جولاً، فيختلف قليلاً عن السعر السابق.

+ تختلف الحرارة النوعية للماء على طول المدى الكامل من صفر°س إلى ١٠٠°س عن القيمة ١ ك سع / ك غ. ك بأقل من ١٪.

وتَصَحُّ هذه الصيغة لِمَدَى من درجات الحرارة لا تتغيرُ فيه ي تغييراً ذا أهمية . أما استخدامُ γ أو γ_r أو أي نوعٍ آخر من الحرارة النوعية في هذه المعادلة فيتوقفُ على الشروط الخاصة التي يحدثُ فيها التسخين .

الجدول ١٣ : ٢ : الحرارة النوعية لبعض المواد
الشائعة في درجة حرارة الغرفة الاعتيادية

المادة	الحرارة النوعية (ك سع / ك غ . ك)	الحرارة النوعية المولية (سع / مل ك)
الهواء	$\gamma = ٠.١٧٢$	$\gamma_r = ٤٩٨$
ثاني أكسيد الكربون	$\gamma = ٠.١٥٣$	$\gamma_r = ٦٧١$
الماء *	$\gamma = ١.٠٠$	$\gamma_r = ١٨٠$
الالومنيوم	$\gamma = ٠.٢٢$	$\gamma_r = ٥٨$
الحديد *	$\gamma = ٠.١١$	$\gamma_r = ٦٠$
النحاس *	$\gamma = ٠.٠٩٢$	$\gamma_r = ٥٩$

* في حالة الجوامد والسوائل ، تختلف γ_r عن γ قليلاً .

ومن الحرارة النوعية المفيدة أيضاً الحرارة النوعية المولية التي تُعرَّفُ بكمية الحرارة اللازمة لرفع درجة حرارة مول واحد من المادة بمقدار ١ ك . ونستخدمُ للحرارة النوعية المولية الرمز γ ، وهي تساوي الحرارة النوعية العادية مضروبةً في عدد الغرامات في المول الواحد [أي الوزن الجزيئي (و.ج)]:

$$\gamma \left(\frac{\text{سع}}{\text{مل ك}} \right) = \gamma_r \left(\frac{\text{سع}}{\text{ك غ}} \right) \times \text{و.ج} \left(\frac{\text{غ}}{\text{مل}} \right) \dots\dots\dots (١٣:٤١)$$

تعريف الحرارة النوعية المولية

أما الصيغة البديلة للصيغة السابقة فهي :

$$Y = \left(\frac{\text{ك. سع}}{\text{ك. مل. ك.}} \right) \times \left(\frac{\text{ك. غ}}{\text{ك. مل.}} \right) \times \text{و. ج.} \quad \dots (١٣: ٤٢)$$

وعلىنا أن نلاحظ أن القيم العددية لهذه الكميات الثلاث لا تتغير بتغيير مجموعة الوحدات. وتطبق المعادلة: $Y = Y \times (\text{و. ج.})$ سواء اخذت الحرارة النوعية عند ضغط ثابت أو حجم ثابت (أو عند أي شرط خاص آخر):

$$Y_{\text{ص}} = Y_{\text{ص}} \times (\text{و. ج.})$$

$$Y_{\text{ح}} = Y_{\text{ح}} \times (\text{و. ج.})$$

وثمة معادلة مكافئة للمعادلة ١٣ : ٤٠ تربط الحرارة بالتغير في درجة الحرارة، وهي :

$$\Delta \text{حر} = Y \Delta T \quad \dots (١٣: ٤٣)$$

$$[\Delta Q = C'n \Delta T]$$

، حيث n هو عدد المولات في المادة.

مثال ١ : أُلقيَ بأربعين غراماً من الألومنيوم في درجة حرارة ٦٠°س في وعاءٍ معزولٍ يحوي ١٠٠غم من الماء في درجة حرارة ١٥°س. فاذا أهمل ضياع الطاقة من نظام الماء والألومنيوم، فما درجة الحرارة النهائية التي يبلغها النظام؟

يخبرنا قانون التوازن بأن الألومنيوم والماء سيبلغان درجة الحرارة نفسها T_f ، ويخبرنا قانون حفظ الطاقة بأن الحرارة التي يكتسبها الماء تساوي الحرارة التي يفقدها الألومنيوم، (لأنه لا يحدث أي تحول في الطاقة إلى الأشكال الأخرى)، أي أن:

قياس الحرارة: الحرارة الكلية
محفوظة (مصونة)

$$\Delta \text{حر}(\text{H}_2\text{O}) + \Delta \text{حر}(Al) = \text{صفر}$$

وباستخدام المعادلة ١٣ : ٤٠ نستطيع أن نكتب:

$$Y_{\text{H}_2\text{O}} (T_f - T_i) + Y_{Al} (T_f - T_i) = \text{صفر}$$

وبتعويضِ مقاديرِ الكمياتِ في المعادلةِ السابقةِ نحصلُ على ما يلي :

$$100 \times 100 \times (15 - \text{د.ن}) + 0.22 \times 40 \times (\text{د.ن} - 60) = \text{صفر}$$

حيثُ يُعبَّرُ عن د بـ سع / غ ك، وعن ك بالغرامات غ، وعن د بـ °س . ويُعطى

الحلُّ للحصولِ على د ما يلي :

$$\text{د.ن} = 18.6^\circ \text{س}$$

■ مثال ٠٢ . شُغل سخانٌ قدرته ١٠٠ واط في غرفةٍ معزولةٍ أبعادها ٤م × ٣م × ٢.٥م،

فكم يلزمُ من الوقت حتى يرفعَ السخانُ درجةَ حرارةِ هواءِ الغرفةِ من صفر°س الى ٥°س؟

يمكنُ إعادةُ التعبيرِ عن المعادلةِ ١٣ : ٤٣ بدلالةِ المشتقاتِ الزمنيةِ :

$$\frac{\text{محر}}{\text{وز}} = \dot{T} \quad \left[\frac{dQ}{dt} = C' n \frac{dT}{dt} \right] \quad \dots \dots \dots (١٣ : ٤٤)$$

ونجدُ في الطرفِ الأيمنِ لهذه المعادلةِ القدرةَ المُدخلةَ التي تساوي :

$$\frac{\text{محر}}{\text{وز}} = 10^\circ \text{واط} = \frac{10^\circ \text{ج/ث}}{4184 \text{ج/سع}} = 24 \text{سع/ث}$$

وفي الطرفِ الأيسرِ، يلزمُنا معرفةُ عددِ مولاتِ الهواءِ (ن) الذي يوجدُ في الغرفةِ التي

حجمُها يساوي ٣٣٠م³. ولَمَّا كان المولُ الواحدُ يشغلُ حجماً مقداره ٢٢٤ لترًا =

٢٢٤.٠م³ (تحت الشرطين المعياريين الابتدائيين)، فإنَّ :

$$n = \frac{330}{224.0} = 1.47 \text{ مل}$$

ولذا، فمعدلُ التغيرِ في درجةِ الحرارةِ يساوي :

$$\frac{\text{حر / و ن}}{\text{ن ح ن}} = \frac{\text{و د}}{\text{و ن}}$$

$$\frac{24 \text{ سع / ث}}{5,0 \text{ سع / مل ك} \times 1340 \text{ مل}} =$$

$$= 0,0036 \text{ ك / ث}$$

ويساوي الزمنُ اللازمُ: $\Delta t = \Delta d / \left(\frac{Q}{W} \right)$ عندما يكون $\Delta d = 5 \text{ ك ما يلي}$:

$$\Delta t = 1390 \text{ ث} \approx 23 \text{ دقيقة (د).}$$



* حرارتنا الانجماد والتصعيد: Heats of Fusion And Evaporation

تعريف تغير الطور

إنَّ تغيرَ الطَّورِ phase change هو تغيرٌ بنيويٌّ في المادة يحدثُ عندَ درجة حرارةٍ وضغطٍ معينين. ويشملُ تغيرُ الطَّورِ التصعيدَ (التَّغيرَ من السَّائلِ إلى الغازِ)، الانجمادَ (التَّغيرَ من السَّائلِ إلى الجَامدِ)، التَّسامي sublimation (التَّغيرَ من الجَامدِ إلى الغازِ)، والتَّغيراتِ من شَكْلِ بَلُوريٍّ إلى آخر. وإذا رافَقَ تغيرَ الطَّورِ تغيرٌ في الطَّاقةِ الداخليَّةِ (وتَغيرٌ في الكثافةِ أيضاً)، فإنه يسمى انتقالاً طَورياً من الرتبةِ الأولى first-order phase transition. فالانصهارُ والغليانُ انتقالان طَورِيَّان من الرتبةِ الأولى. وتُسمَّى التَّغيرُ في الطَّاقةِ لوحدةِ الكتلةِ الواحدةِ المرتبطُ بالانجمادِ - أو بعكسه الانصهار - بحرارةِ الانجماد. وتُسمَّى التَّغيرُ في الطَّاقةِ لوحدةِ الكتلةِ الواحدةِ المرتبطُ بالتصعيدِ بحرارةِ التصعيد. وتساوي هاتان الكميتان في حالةِ أَماءٍ مثلاً عندَ الضَّغطِ المَعيارِي ما يلي:

حرارتنا الانجماد والتصعيد
تُرافقان الانصهار والغليان

حك النجماد $(H_2O) = 80 \text{ سع / غ (أو ك سع / ك غ)} \dots\dots\dots (13: 45)$
حك تصعيد $(H_2O) = 539 \text{ سع / غ (أو ك سع / ك غ)} \dots\dots\dots (13: 46)$

[وتُعرفُ هاتان الكميتان أيضاً بالحرارتين الكامنتين Latent heats ، ومن هنا كانَ الرَّمزُ حك (%)]. ويضمُّ الجدولُ ١٣: ٣ بعضَ مقاديرِ حرارتي الانصهارِ والتصعيدِ لبعضِ

المواد. وكقاعدة عامة، فإنّ الحرارة الكامنة أكبر في قيمتها من الحرارة النوعية، كما أنّ حرارة التصليد أكبر من حرارة الانجماد.

وعلى غرار المعادلتين ١٣: ٤١ و ١٣: ٤٢، يمكن تعريف الحرارة الكامنة المولية كما يلي:

$$\text{حك} = \text{حك} \times (\text{و.ج.}). \dots\dots\dots (١٣: ٤٧)$$

أما الوحدة التي تختار عادةً لحك فهي سع/مل (أو ك/سع/ك مل).

■ مثال ٣: أضيف إلى ١ كغ من الجليد في درجة صفرس وعند ضغط جوي واحد ٢٤٠ ك سع من الحرارة. ما الذي يحدث للجليد؟ يتطلب أنصهار كيلوغرام من الجليد ٨٠ ك سع، ويتطلب رفع درجة حرارته إلى ١٠٠°س ١٠٠ ك سع أخرى، وهذا يُبقي لنا ٦٠ ك سع، ممّا يكفي لتبخير $\frac{1}{4}$ كغ. ولذا يتحوّل الجليد إلى خليط من ٠,٨٩ كغ ماء و ٠,١١ كغ بخاراً، وكلاهما في درجة حرارة ١٠٠°س.

١٣: ١٠ الغاز المثالي الأحادي الذرة: The ideal monoatomic gas

إنّ أبسط مادة يمكن تناولها من ناحية نظرية هي المادة التي تكون فيها الطاقة الداخلية بأكملها في صورة طاقة نقلية. وهذه المادة هي الغاز المثالي الأحادي الذرة الذي يمكن تقريبه بالغازات الحقيقية أحادية الذرة: الهيليوم، النيون، الأرجون، الكربتون، والأكسينون، والرادون.

وعند أخذ عينة من هذا الغاز تحوي ν ذرة فإنّ الطاقة الداخلية له ط_ز (U) تساوي تماماً الطاقة الحركية الكلية له طح (K):

$$\text{ط}_\nu = \text{طح} = \frac{3}{2} \nu k \quad \text{و} \quad [U = K = \frac{3}{2} N k T] \dots\dots\dots (١٣: ٤٨)$$

الطاقة الداخلية لغاز مثالي
أحادي الذرة

وبتسخين العينة مع تثبيت الحجم، تذهب جميع الطاقة الحرارية في شكل طاقة داخلية: $\Delta \text{حر} = \Delta ط$. ولذا يمكن أن نكتب أن:

$$\Delta \text{حر} = \frac{3}{2} k \Delta د \quad (\text{عند تثبيت الحجم}) \quad (٤٩:١٣) \dots\dots\dots$$

ولأغراضنا الخاصة، يمكن أن نعيد كتابة المعادلة ١٣: ٤٩ عند تثبيت الحجم بالصيغة التالية:

$$\Delta \text{حر} = \gamma د ك \Delta د \quad (٥٠:١٣) \dots\dots\dots$$

حيث ك هي كتلة الذرة الواحدة. وبمقارنة المعادلتين ١٣: ٤٩ و ١٣: ٥٠ يظهر أن الحرارة النوعية للغاز المثالي الأحادي الذرة عند تثبيت الحجم هي:

$$\gamma = \frac{3}{2} \frac{k}{ك} \dots\dots\dots \left[C_v = \frac{3}{2} \frac{k}{m} \right] \quad (٥١:١٣) \dots\dots\dots$$

ويمكننا أن نحصل على تعبير بديل للحرارة النوعية γ بضرب كل من البسط والمقام في الطرف الأيسر للمعادلة ١٣: ٥١ بعدد أفوجادرو $د$. إن المقدار $د ك$ في البسط يساوي الثابت R ، ويساوي المقدار $د ك$ في المقام كتلة مول واحد، وهذه الكتلة تساوي في النظام السعوي (س.م.غ.ث) الوزن الجزيئي (و.ج.). ولذا يمكن أن نكتب γ كما يلي:

$$\gamma = \frac{3}{2} \frac{R}{\text{و.ج.}} \dots\dots\dots \left[C_v = \frac{3}{2} \frac{R}{M.W.} \right] \quad (٥٢:١٣) \dots\dots\dots$$

وإذا عُبر عن R بالوحدات سع/مل ك، فإن γ تُعطى بالوحدات سع/غ ك؛ وبالطبع فإن قيمة γ بهذه الوحدات تساوي عددياً القيمة نفسها عند استخدام مجموعة الوحدات ك سع/ك غ. ك. وبضرب المعادلة ١٣: ٥٢ في الوزن الجزيئي (أنظر المعادلة ١٣: ٤٢) فانتنا نحصل على معادلة بسيطة بشكل خاص للحرارة النوعية المولية للغاز المثالي الأحادي الذرة

الحرارة النوعية المولية بسيطة
بشكل خاص

عند تثبيت الحجم ، وهذه المعادلة هي :

$$\text{حيـ} \frac{3}{4} = R \quad [C_v = \frac{3}{2}R] \quad \dots\dots\dots (٥٣: ١٣)$$

الجدول ١٣: ٣: حرارتا الانجماد والتصعيد لبعض المواد الشائعة عند ضَغطٍ جويٍّ واحد .

المادة	درجة الانصهار حرارة الانجماد	درجة الغليان	حرارة التصعيد
(ك)	(ك سع / ك غ)	(ك)	(ك سع / ك غ)
الهيليوم*	-	٤٢	٥٠
الكحول (الإيثنول)	١٥٨	٣٥٢	٢٠٠
الماء	٢٧٣	٣٧٣	٥٣٩
الرصاص	٦٠١	٢٠٢٠	٢١٠
الألومنيوم	٩٣٣	٢٦٠٠	٢٥٢٠
النحاس	١٣٥٦	٢٨٦٠	١١٥٠

* لا يوجد الهيليوم عند ضغط جوي واحد في الحالة الجامدة .

■ مثال ١ : وُجِدَ بالتجربة أن الحرارة النوعية المولية للهيليوم عند حجم ثابت هي ٢٫٩٨ سع/مل ك ، وذلك لمدى واسعٍ من درجات الحرارة . قارن هذه القيمة بالقيمة المتنبأ بها بالمعادلة ١٣: ٥٣؟ وَفَقَّ الْمَعَادِلَةُ الْمَشَارِ إِلَيْهَا ، وَبِإِدْخَالِ الْمَكَافِئِ الْمِيكَانِيكِيَّ لِلْحَرَارَةِ كَمَعَامِلٍ تَحْوِيلٍ ، نَجِدُ أَنَّ :

$$\text{حيـ} \frac{3}{4} = \frac{٨,٣١٤ \text{ ج/مل ك}}{٤,١٨٤ \text{ ج/سع}} = ٢,٩٨ \text{ سع/مل ك}$$

يُعَدُّ الْهِيلِيُومُ بِشَكْلِ تَقْرِيْبِيٍّ إِلَى حَدٍّ بَعِيدٍ غَازًا مَثَالِيًّا أَحَادِيٍّ الذَّرَّةِ

إِذَا آلَتْفَاقُ بَيْنَ الْقِيَمَتَيْنِ مِمْتَاز .

مثال ٢: وعاء ذو حجم ثابت يحوي هواء، ويحوي وعاء آخر مماثل له غاز الأرجون. وكلا الغازين له ضغط واحد ودرجة حرارة واحدة. وَوُجِدَ بِالْقِيَاسِ أَنَّ ٣٣٠ سعراً تلزمُ لرفع درجة حرارة الهواء بمقدار ١ ك، فكم ترفع كمية الحرارة نفسها (٣٣٠ سع) من درجة حرارة الأرجون؟ الأرجون غاز أحادي الذرة، وتساوي حرارته النوعية المولية C_v ٢٩٨ سع/مل ك، أي الحرارة النوعية المولية للهيليوم. (الحرارة النوعية المولية للهواء تظهر في الجدول ١٣: ٢). ونظراً لأن الحرارة المضافة إلى الغازين متساوية، فإننا نستنتج من المعادلة ١٣: ٤٣ أن:

$$(C_v \Delta T)_{\text{هواء}} = (C_v \Delta T)_{\text{أرجون}}$$

وتتضمن الشروط المعطاة أن عدد المولات في الغازين متساوي: $n_{\text{هواء}} = n_{\text{أرجون}}$ ، ومن ثم فإن التغير في درجة حرارة الأرجون يُعطى بـ:

$$\Delta T_{\text{أرجون}} = \frac{(C_v \Delta T)_{\text{هواء}}}{(C_v)_{\text{أرجون}}}$$

وبوضع الأرقام المناسبة نجد أن:

$$\Delta T_{\text{أرجون}} = \frac{(498 \text{ سع/مل ك}) (1 \text{ ك})}{(298 \text{ سع/مل ك})} = 1.67 \text{ ك}$$

ولأن جميع الحرارة التي تُضاف إلى الأرجون تذهب في شكل طاقة حركية نقلية لذراته، فإن درجة حرارته ترتفع أكثر من درجة حرارة غاز كالهواء، حيث يذهب جزء فقط من الحرارة المضافة إليه في شكل طاقة حركية نقلية لجسيماته.



١٣: ١١ القانون الأول للديناميك الحراري:

The First Law Of Thermodynamics

أُنتِجَ من الميكانيك الكلاسيكي قانون أساسي في الحفظ، وهو قانون حفظ الطاقة، الذي يصح في غياب أي تدفق حراري وأي تغير في درجة الحرارة. ويُدعى توسيع هذا

القانون ليشمل الحرارة والطاقة الداخلية بالقانون الأول للديناميك الحراري، وهو مبدأ طبيعي فعال، وجسر هام بين العالمين: عالم الأبعاد الكبيرة وعالم الأبعاد الصغيرة. ويمكن التعبير عن هذا المبدأ بعدة صيغ منها:

إحدى صيغ القانون الأول
للديناميك الحراري

$$\Delta ط = \Delta حر + \Delta ش \quad [\Delta E = \Delta Q + \Delta W] \quad \dots\dots\dots (١٣: ٥٤)$$

وتفيد هذه الصيغة بأن التغير في طاقة نظام ما ($\Delta ط$) تساوي الحرارة المضافة إليه ($\Delta حر$) والشغل الذي يُبذل على النظام ($\Delta ش$). وكأمرٍ اصطلاحِيّ، تعرّف الكميتان: $\Delta حر$ و $\Delta ش$ بحيث تكونان موجبتين عندما تضيف الحرارة أو الشغل طاقة إلى النظام، وسالبتين عندما يفقد النظام طاقة من خلال فقدانه الحرارة أو قيامه بالشغل. وعند أخذ نظام معزول، يكون $\Delta حر = \Delta ش = ٠$ صفر، وتكون $ط = ٠$ ثابت.

وكما أسلفنا في الجزء ١٣: ٥، يمكن تقسيم الطاقة الكلية لنظام ما إلى جزء جاهري (طاقته الجسميّة $ط_ج$) وجزء دون مجهري (طاقته الداخلية $ط_د$). وبدلالة هذين النوعين من الطاقة، يُكتب القانون الأول للديناميك الحراري كما يلي:

$$\Delta (ط_د + ط_ج) = \Delta حر + \Delta ش \quad \dots\dots\dots (١٣: ٥٥)$$

صيغة عامة أخرى للقانون الأول.
للديناميك الحراري

$$[\Delta (U + E_B) = \Delta Q + \Delta W]$$

(أنظر الشكل ١٣: ١٢). ان الطاقة الجسميّة $ط_ج$ للنظام هي طاقته الميكانيكية: طاقته الوضعيّة وطاقته الحركيّة اللتان تُحسبان على المستوى الجاهري. ونهمل في العديد من الأمثلة الهامة في الديناميك الحراري التغيرات في الطاقة الجسميّة. وباعتبار أمثلة من ذلك النوع، يأخذ القانون الأول الشكل التالي:

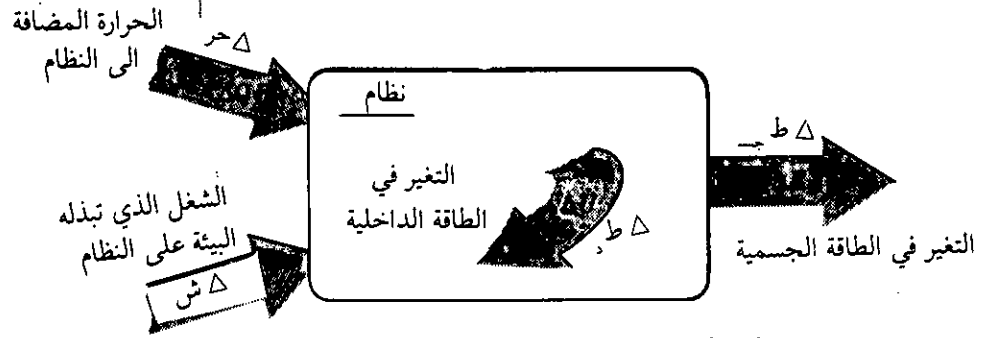
$$\Delta ط_د = \Delta حر + \Delta ش, (\Delta ط_ج = ٠ \text{ صفر}) \quad \dots\dots\dots (١٣: ٥٦)$$

حالة خاصة للقانون الأول

وعلى عكس ذلك، فعند إهمال التأثيرات الحرارية، يمكن وضع كل من $\Delta ط_د$

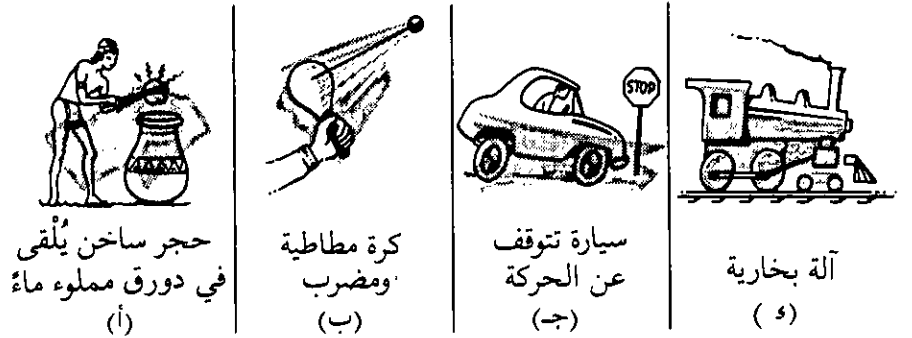
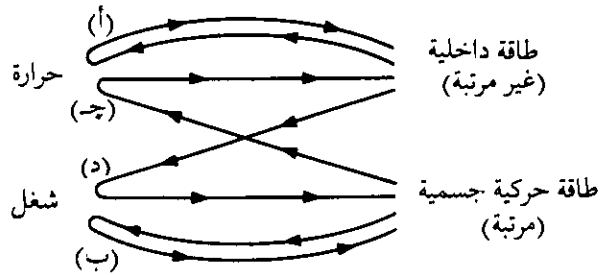
و Δ حر مساوياً للصفر. وعندها يأخذ قانون حفظ الطاقة الشكل الذي تم تطويره في الفصل العاشر:

$$\Delta ط_{ج} = \Delta ش \text{ (باهمال التأثيرات الحرارية) } \dots\dots\dots (١٣: ٥٧)$$



الشكل ١٣: ١٢. القانون الأول للديناميك الحراري هو قانون حفظ للطاقة: $\Delta ط_{ج} + \Delta حر = \Delta ش$

وسنبحث في ما تبقى من هذا الجزء، تحولات الطاقة المتنوعة من أجل توضيح معنى القانون الأول للديناميك الحراري ومجاليه. ويمكن تصنيف بعض هذه التحولات بالاستعانة بالرسم البياني في الشكل ١٣: ١٣. فإلى يمين الرسم يوجد



الشكل ١٣: ١٣. بعض أنماط نقل الطاقة: الأمثلة المبحوثة في المتن توضحها الأسهم في الرسم والرسومات المرقمة المناظرة.

شكلاّن للطاقة : أحدهما طاقةً داخليةً (طاقةٌ غيرُ مرتبة) والآخرُ طاقةً حركيةً جسميةً (طاقةٌ مرتبة). وإلى يسارِ الرسمِ، يوجدُ نمطانِ من تبادلِ الطاقة : الحرارةُ والشغلُ . وتشيرُ الأسهمُ إلى أربعةِ أنواعٍ من تحولاتِ الطاقة ؛ وفي كلّ تحولٍ منها تكونُ بالطبعِ الطاقةُ الكليةُ محفوظةً (مصونة) .

✱ تدفق الحرارة من دون حركة جسمية :

Heat Flow Without Bulk Motion

عندما يلقي رجلٌ قبيلةً بدائيّ حجراً ساخناً في دورقٍ مملوءٍ ماءً، تنقصُ الطاقةُ الدّاخليةُ للحجرٍ وتزيدُ الطاقةُ الدّاخليةُ للماءِ . والحرارةُ هي الآليةُ لتبادلِ الطاقةِ . فعن طريقِ التحويلِ المشارِ إليه بالسهمِ (أ) يصلُ الرجلُ إلى النتيجةِ التي يرغبُ فيها، وهي رفعُ درجةِ حرارةِ الماءِ . وفي هذه الحالةِ لا يُبدلُ أيُّ شغلٍ على الماءِ، ولا يحدثُ أيُّ تغييرٍ في طاقتهِ الجسميةِ . وعند أخذِ النظامِ بمجمليهِ ني الحسبانِ، فإنّ الطاقةَ الدّاخليةَ له تكونُ محفوظةً : $\Delta ط = \text{صفر}$ ، ولذا فإنّ معادلةَ تبادلِ الطاقةِ تكونُ :

$$\Delta \text{حرارة} + \Delta \text{حرارة} = \text{صفر}$$

(لاحظ أن المثالَ ١ في الجزء ١٣ : ٩ يصفُ عمليةً فيزيائيةً مكافئةً) .

✱ الحركة الجسمية من دون تدفق حراري :

Bulk Motion Without Heat Flow

تفقدُ كرةُ المِطاطِ المربوطةُ بالمضربِ بخيطٍ مرِنٍ طاقةً (طاقةً حركيةً جسميةً) عندما تطيرُ بعيداً عن المضربِ . وفي أثناءِ ابتعادِها عن المضربِ، تبدلُ الكرةُ شغلاً على الخيطِ المرِنِ، كما تبدلُ الخيطُ بدوره شغلاً على الكرةِ عند محاولتهِ إرجاعها إلى المضربِ . وكما يشيرُ إلى ذلك السهمُ (ب) في الشكلِ ١٣ : ١٣، تُفقدُ الطاقةُ الحركيةُ ثم تُكسَبُ، ويكونُ الوسيطُ في ذلك الشغلِ . وإذا لم تتغيرِ درجةُ حرارةِ الكرةِ بشكلٍ بارزٍ، فإن طاقّتها توصفُ بالمعادلةِ ١٣ : ٥٧ .

* التبدد بالاحتكاك : Frictional Dissipation

يضغط سائق على الكابح ، وتفقد بذلك سيارته طاقة حركية . وتسحق أسطوانات الكابح والأجزاء المحيطة بها وتكسب طاقة داخلية . وعلى الأرجح ، لا يوجد هنالك شكل آخر من تحولات الطاقة أكثر ألفة في حياتنا اليومية من خسران الطاقة الميكانيكية الذي يصحبه كسب في الطاقة الداخلية . ونظراً لأن الغرض في معظم التطبيقات التي تُعنى بتشغيل الأدوات والآلات تشغيلاً منتظماً هو حفظ الطاقة الميكانيكية ، فإن هذا التحول يعد هدراً للطاقة . وبيد الاحتكاك الطاقة بالكيفية التي يُبدد بها مبدراً ثروته ، وذلك بتحويلها من شكل مرتب إلى شكل غير مرتب . وهذا التحول في الطاقة يُعرف أيضاً بتآكل الطاقة أو أضمحلالها . وفي الشكل ١٣ : ١٣ يُسَطَّ السهم المشار إليه بالرمز (ج) العملية هذه على محور مفرط ، ذلك لأن هذه العملية قد تنطوي على الحرارة والشغل . (عند أية نقطة يُبدل الشغل عند كبح السيارة؟) . وهنا يجب أن ننبه إلى أن المعالجة الكاملة لهذا المثال تتطلب المعادلة ١٣ : ٥٥ .

* ترتيب الطاقة غير المرتبة : The Ordering Of Disordered Energy

عندما يتمدد بخار في اسطوانة ليدفع مكبساً إلى الخارج ، يُبدل شغل لتحريك المكبس ، ويكسب المكبس طاقة حركية . وهذه الطاقة الجسمية المرتبة تُستخلص من الطاقة الداخلية للبخار ، ولذا يجب أن يبرد البخار عند تمدده . ويشير السهم (د) إلى تحول الطاقة غير المرتبة إلى طاقة مرتبة عن طريق الشغل . وعند أخذ البخار بمفرده ، فإن المعادلة ذات العلاقة تكون كما يلي :

$$\Delta \text{ط بخار} = \Delta \text{ش بخار} (\Delta \text{ش سالبة})$$

وعند أخذ المكبس بمفرده ، تكون المعادلة ذات الصلة كما يلي :

$$\Delta \text{ط مكس} = \Delta \text{ش مكس} (\Delta \text{ش موجبة})$$

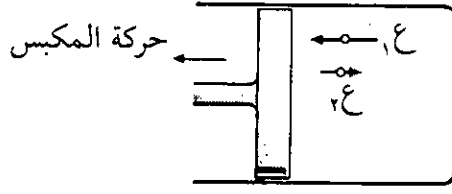
ولأن Δ ش بخار = - Δ ش مكبس ، فإن هاتين المعادلتين تتضامان معاً لتعطي ما يلي :

$$\Delta ط_{ج} = - \Delta ط_{بخار}$$

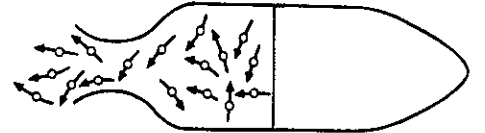
وأما أن البخار المتمدّد في الأسطوانة يجب أن يفقد طاقةً وضعيّةً فنتيجةً حتميّةً لحفظ الطاقة . ومع ذلك ، فمن المثير أن نستقصي الآليّة الدقيقّة التي يتمُّ بها فقدان الطاقة هذا . عندما يرتدُّ جزيء بخار الماء عن المكبس المتراجع فإنه يفقد سرعةً وطاقةً حركةً ، عاملاً بذلك على خفض درجة حرارة البخار (الشكل ١٣ : ١٤ (أ)). وعلى عكس ذلك ، فالجزيء الذي يصطك بالمكبس المتقدّم يرتدُّ بسرعةٍ متزايدةٍ ، كما ترتدُّ كرة التنس التي يضربها مضرب متحرك . ولذا يبردُ الغازُ بالتمددِ ويسخنُ بالانضغاط .

ويهيئ الصاروخُ مثلاً مثيراً بشكلٍ خاصٍّ على تحول الطاقة الداخلية إلى طاقة حركية جسمية ، ذلك لأن الغاز ، في عملية دفع الصاروخ ، يدفع بعضه بعضاً ، ويغيّر شكل طاقته . ويظهر الشكل ١٣ : ١٤ (ب) محركاً صاروخياً مثالياً . فالى جهة اليمين ، توجد غرفة تحوي غازاً ساخناً ، وعلى اليسار توجد الفوهة التي يتدفق منها الغاز الهارب . ويكون للغاز في الغرفة طاقةً داخليةً كبيرةً ، ولا يكون له (بالنسبة إلى الصاروخ) أية طاقة حركية جسمية . وعندما يندفع الغاز جهة اليسار ، فإنه يكتسب طاقةً مرتبةً ؛ ويجب لذلك أن يفقد بعض طاقته غير المرتبة . لاحظ في هذه العملية التحويلية الهامة أنه لا يلزم بتاتاً أن تعاني جزيئات الغاز أيّ تغيير في سرعتها . فالتغير الذي يحدث إنما يحدث في علاقة السرعة الجزيئية المختلفة ببعضها بعض . فداخل غرفة الغاز الساخنة ، تتحرك الجزيئات عشوائياً في جميع الاتجاهات ، وتكون السرعة المتوسطة (المتوسط المتجه) صفراً . بينما في العادم ، تتجه السرعة الجزيئية المتوسطة صوب اليسار ، لأن الغاز بمجمعه يتحرك جهة اليسار . ويظل هنالك بعض الحركة العشوائية التي تراكب على هذه الحركة الجسمية ، إلا أنها في مقدارها أقل مما كانت عليه قبل أن بدأ الغاز بالتمدد . (أفترض أن الجزيئات في غاز العادم تحركت بالضبط متوازيةً بالنسبة إلى بعضها بعضاً وبسرعة واحدة ، فما درجة الحرارة التي يكون فيها غاز العادم؟)

تتحول الفوضى إلى نظامية في
عادم الصاروخ



(أ)



(ب)

الشكل ١٣: ١٤: الآلية الجزيئية لنقل الطاقة من شكلها غير المرتب إلى شكلها المرتب: (أ) يفقد الجزيء المرتب عن المكبس المتراجع طاقة في التصادم. (ب) يُحوّل جزيء الغاز الساخن المندفع في فوهة الصاروخ بعض الحركة العشوائية إلى حركة جسمية مرتبة، ويكون لذلك غاز العادم ذا درجة حرارة أخفض.

١٢: ١٣ نظرية التقسيم المتساوي والقانون الصفري للديناميك الحراري:

The Equipartition Theorem And The Zeroth Law Of Thermodynamics

مثل القانون الأول للديناميك الحراري، يجد القانون الصفري تفسيراً له في تطبيق ميكانيك نيوتن على الحركة الجزيئية. ومع أن قانون التوازن الحراري - أي ميل الأنظمة المتلامسة إلى بلوغ درجة الحرارة نفسها - قبل كبدئية قبل مدة طويلة من اعطائه التقدير الذي استحقه بتغيير اسمه إلى القانون الصفري للديناميك الحراري، إلا أن أساسه الجزيئي أكثر دقة من الأساس الجزيئي لحفظ الطاقة. فمن غير البديهي، بأي حال من الأحوال، انه يجب أن يفضي خضم التصادمات بين الجزيئات ذات الكتل المختلفة إلى التساوي في متوسط طاقتها الحركية، ومن ثم إلى التساوي في درجة حرارتها، ومع ذلك، فإن هذا هو ما يحدث بالضبط. إن فهم هذا التساوي يكمن في صلب تعبير أساسي يدور حول التشارك في الطاقة يُعرف بنظرية التقسيم المتساوي. إن نظرية التقسيم المتساوي هذه هي بدورها نتيجة نظرية تُشتق من أفكار الميكانيك وأفكار الاحتمال والأحصاء المطبقة على التصادمات الجزيئية.

وقبل أن نعرض نظرية التقسيم المتساوي، يجب علينا أن نستقصي فكرة درجة الحرية degree of freedom. ويقال للحرية المنفردة في سلك مستقيم، الحرية في أنزلاقها عليه لا في دورانها حوله (الشكل ١٣: ١٥) إنها تملك درجة حرية واحدة، إذ

درجات الحرية

يلزمُ إحدائِيَّ واحدٌ فقط، وهو موقعُها على السلكِ، لتخصيصِ موضعِها position تماماً. وبعبارةٍ أخرى، فالخرزةُ لا تملكُ إلا نمطاً واحداً من الحركةِ، وهو الانتقالُ من موضعٍ إلى آخرٍ على السلكِ. في حين يكونُ لخرزةٍ حرةٍ الدورانُ حولَ السلكِ وحرّةُ الانزلاقِ عليه (الشكل ١٣: ١٦) درجتا حرية، اذ يلزمُ لها في هذه الحالةُ إحدائِيَّان لتعيينِ موضعِها، ويكونُ لها نمطان من الحركة: النقل والدوران translation and rotation. وتحسبُ درجةُ الحريةِ لنظامٍ يتكوّن من جسيمين أو أكثرَ بجمعِ درجاتِ الحريةِ لعناصره، ويُظهرُ الشكلُ ١٣: ١٧ نظاماً من الخرز له تسعُ درجاتِ حرية.

ويملكُ الجسيمُ الحرُّ في الحركةِ في المكانِ ذي الأبعادِ الثلاثةِ ثلاثَ درجاتِ حريةٍ (الشكل ١٣: ١٨)، وتملكُ ٥ من هذه الجسيمات ٣ من درجاتِ الحرية. وإذا كانَ الجسيمُ في الحقيقةِ جسماً ممتدّاً، فإن له أكثرَ من ثلاثِ درجاتِ حرية، لأنَّ التَّعيينَ التامَّ لموضعِهِ يتطلبُ معرفةَ وجهتهِ في المكانِ orientation، فضلاً عن معرفةِ موضعِهِ فيه. هذا، وتبحثُ درجاتُ الحريةِ لجزيءٍ ثنائيِّ الذرةِ في الجزء ١٣: ١٤.

وصفوةُ القول، إنَّ عددَ درجاتِ الحريةِ لنظامٍ ما هو عددُ الأحداثياتِ التي تلزمُ لتعيينِ ترتيبهِ المكانيِّ تعييناً تاماً، وهو أيضاً عددُ أنماطِ الحركةِ المستقلةِ له independent modes. ونستطيعُ الآن، ومفهومُ درجةِ الحريةِ في حوزتنا، أن نعودَ إلى نظريةِ التقسيمِ المتساوي. إنَّ هذه النظريةَ هي بالمعنى الحرفيِّ نظريةُ القسمةِ المتساويةِ أو التشاركِ المتساوي، وهي تنصُّ على أنَّ الطاقةَ الحركيةَ غيرَ المرتبةِ لنظامٍ ما، بعدَ أن يبلغَ حالةَ التوازن، تتوزعُ في المتوسطِ بالتساوي على جميعِ درجاتِ الحرية. ويكونُ بذلكَ جزءُ الطاقةِ الحركيةِ الذي يُخصَّصُ لكلِّ درجةِ حريةٍ كما يلي:

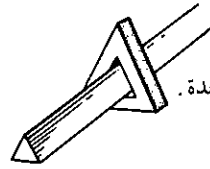
كيف تُعدُّ درجاتُ الحريةِ لنظامٍ ما؟

نظريةُ التقسيمِ المتساوي

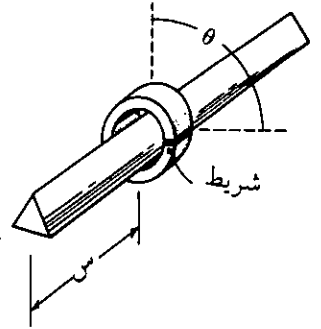
$$(الطاقة الحركية لكلِّ درجةِ حرية) = \frac{1}{2} k T \quad \dots \dots \dots (١٣: ٥٨)$$

وعندما لا تقسمُ الطاقةُ بالتساوي، فإنَّ اتجاهَ التغيرِ التلقائيِّ يكونُ نحوَ القسمةِ المتساوية.

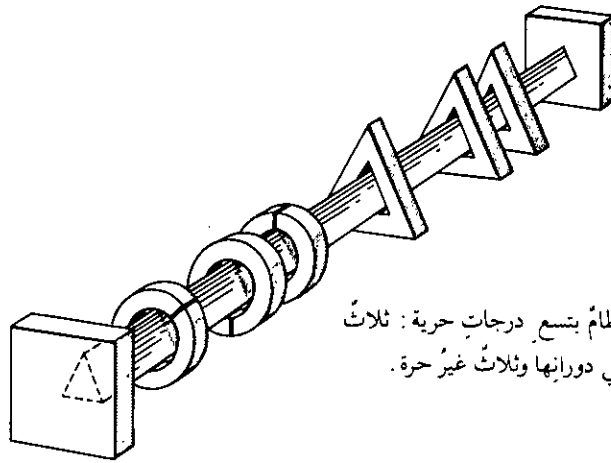
وثمة قيدان في المعادلة ١٣: ٥٨ يجب أن نتنبه لهما. أولهما أن المعادلة المشار إليها هي نتيجة كلاسيكية. أما في العالم الكوانتي (عالم الكموم)، فإن بعض درجات الحرية تُمنع من التشارك بالتساوي في الطاقة الحركية غير المرتبة. وتُبَحِّث تأثيرات التكميم (التكمية) quantization في الجزء ١٣: ١٥. وثانيهما أن المعادلة لا تشير إلا إلى الطاقة الحركية. إن طاقة الوضع ترتبط أيضاً ببعض درجات الحرية. فمثلاً، يَكْسِبُ النمط الاهتزازي لجزيء ثنائي الذرة، عند تهيئته إلى درجة حرارة عالية، طاقة كلية مقدارها k : نصفها أي $(\frac{1}{2}k)$ طاقة حركية والنصف الآخر $(\frac{1}{2}k)$ طاقة وضع. ومن الناحية الأخرى، فلا تَكْسِبُ درجات الحرية: النقلية والدورانية إلا طاقة حركية.



الشكل ١٣: ١٥: خزانة في سلك: نظام بدرجة حرية واحدة.



الشكل ١٣: ١٦: خزانة حرة الدوران حول السلك والانزلاق عليه: لهذا النظام درجتا حرية، إذ أن الإحداثيين s و θ يكفيان لتعيين موضعها بالضغط.

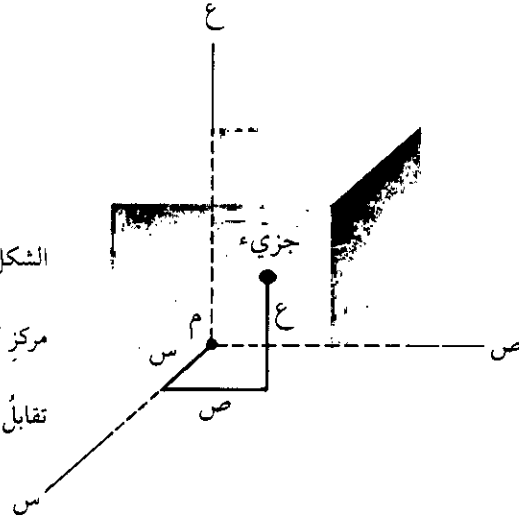


الشكل ١٣: ١٧: نظام بتسع درجات حرية: ثلاث من الخزانات حرة في دورانها وثلاث غير حرة.

الشكل ١٣: ١٨: تُلزَمُ ثلاثةُ إحداثياتٍ لتعيين موضعٍ

مركزِ كتلةٍ جزيءٍ في المكان، وهذه الإحداثياتُ

تقابلُ درجاتِ حُرِيَّتِهِ النَقْلِيَّةِ الثلاثةَ.



ولا يوجدُ هنالك من بين ما تتضمَّنُهُ نظريةُ التَّقْسِيمِ المتساوي ما هو أبسطُ أو أكثرُ أهميةً من القانونِ الصَّفْرِيِّ للدِّينامِيكِ الحَرَارِيِّ. فَالْمِيلُ التَّلَقَائِيُّ للمادةِ إلى درجةِ حرارةٍ منتظمةٍ هو مجردُ نتيجةٍ لِلْمِيلِ التَّلَقَائِيِّ للجزيئاتِ التفاعليةِ إلى قِسْمَةِ طاقةِ حركَتِها قِسْمَةً متساويةً بين درجاتِ حُرِيَّتِها. ولا تملكُ كُلُّ أَلْغَازاتٍ، من ناحيةٍ، أَلْعَدَدَ نَفْسِهِ من درجاتِ الحَرِيَّةِ، إِلَّا أَنْهَا جَمِيعُهَا تملكُ من ناحيةٍ ثَانِيَةٍ العَدَدَ نَفْسِهِ من درجاتِ الحَرِيَّةِ النَقْلِيَّةِ أو الِانْتِقَالِيَّةِ، أي أَلْعَدَدَ ثَلَاثَةٍ. ويترتبُ على ذلك في حالةِ التَّوْازَنِ الحَرَارِيِّ أَنْ تَكُونَ الطَّاقَةُ الحَرَكِيَّةُ النَقْلِيَّةُ لِكُلِّ جزيءٍ مساويةً لِلْمَقْدَارِ $\frac{3}{2} k d$. وهكذا نرى أَنَّ أَلْمَعَادِلَةَ ١٣: ٣٣ تتبَّعُ من أَلْمَعَادِلَةِ ١٣: ٥٨.

يَتَضَمَّنُ التَّقْسِيمُ المتساوي
التَّوْازَنَ الحَرَارِيَّ

التَّقْسِيمِ المتساوي يتضمَّنُ أَنْ:
 $\text{طع} = \frac{3}{2} k d$

ولكي نفهمَ دورَ أَلْاحْتِمَالِ في نظريةِ التَّقْسِيمِ المتساوي، دعنا نتناول دِينَامِيَّاتِ النظامِ أَلْمَصَوَّرِ في الشكلِ ١٣: ١٧. ومع أَنَّ أَلْخُرَزَاتِ لا تُشَبَّهُ أَلْجزيئاتِ، إِلَّا أَنْهَا تُشَكِّلُ نظاماً يُمْكِنُ تَطْبِيقُ نظريةِ التَّقْسِيمِ المتساوي عليه، إِذَا ما تَصَوَّرْنَا أَنَّ أَلْطَّاقَةَ لا تَبْدَدُ أو تَضْمَحَلُّ عندَ أَصْطِكَاكِ أَلْخُرَزِ بَعْضِهِ بَعْضٍ وبِأَلْلُوحَتَيْنِ في أَلْطَّرَفَيْنِ. لِنَتَصَوَّرَ في البداية أَنَّ خَمْساً من أَلْخُرَزَاتِ هي في حالةِ سكونٍ، وَأَنَّ أَلْسَادِسَةَ (التي هي حُرَّةُ الحَرَكَةِ) تُحَرِّكُ بِحَيْثُ تَنْزَلُّ عَلَى السِّلْكِ وتَدورُ حَوْلَهُ بِطَاقَةٍ تساوي ٩٠ إِرْجاً. وَيَتِمُّ في كُلِّ تَصَادُمٍ يَحْدُثُ تَبَادُلُ طَاقَةٍ. وَبِحَسَبِ نظريةِ

التقسيم المتساوي، فإن نتيجة التفاعلات (التصادمات) العديدة بين أجزاء النظام هي على وجه الإجمال قسمة الطاقة بالتساوي بين درجات الحرية. ولذا تحصل كل درجة حرية على ١٠ إرجات. وبعد مرور وقت كافٍ يسمح بانتشار الطاقة المركزة أصلاً في جميع الخزرات - أي بعد أن يوطد التوازن - فاننا نستطيع أن نتصور القيام بسلسلة من قياسات الطاقة. إن أي قياسين منها سوف لا يعطينا توزيع الطاقة نفسه بالضبط؛ إذ قد تكون الطاقة الكلية للخزرة الأولى في لحظة ما (١٦) إرجا ثم تصير «٢١» إرجا في لحظة لاحقة، وهلم جرأً، إلا أن متوسط طاقتها بعد قياسات عديدة سوف يكون ٢٠ (أو تقريباً ٢٠) إرجا، بسبب وجود درجتي حرية لها. وعلى نحو مماثل، فسوف يكون لكل من الخزرتين ٢ و ٣ متوسط طاقة مقداره ٢٠ إرجا، في حين أن الخزرات الثلاث الأخيرة التي نقيّد كل منها بنمط حركة واحد سوف تشترك بالتساوي في الثلاثين إرجا الباقية. وإذا عرّفنا درجة حرارة الخزرات بحيث تتناسب مع الطاقة الحركية النقلية، فإن النظام سوف يبلغ درجة الحرارة المنتظمة رغم التوزيع غير المنتظم لطاقته الكلية. وبالطريقة نفسها تماماً، فالقدر والماء الذي تحويه يميلان إلى درجة الحرارة نفسها، بالرغم من أن الطاقة الداخلية للكيلوغرام الواحد من الماء هي أكبر بكثير من الطاقة الداخلية للكيلوغرام واحد من القدر.

لقد استخدمنا في هذا النقاش كلمة التوازن. وفي الميكانيك الجاهري يشير التوازن عادة إلى موقف إستاتيكي، أي موقف تختفي فيه القوى والعزوم وتنعدم الحركة. أما في التوازن الحراري، من جهة أخرى، فإن النظام لا يكون نظاماً إستاتيكياً، وذلك لأن مكوناته الجزيئية تكون في اضطراب شديد مستمر، ولا تثبت فيه إلا صفاته الاجمالية.

١٣: ١٣ : الحركة البراونية : Brownian Motion

لاحظ عالم النبات الانجليزي روبرت براون في عام ١٨٢٧ أن حبوب اللقاح العالقة في سائل تبدو، عند النظر إليها بالمجهر، على أنها في حالة مستمرة من

الاضطراب، متحركة من مكان إلى آخر على نحو متبدل. وظلت هذه الظاهرة التي عُرِفَتْ فيما بعد بالحركة البراونية من دون تفسير لمدة خمسين عاماً. وفي البدء، عزا براون هذه الحركة إلى تحركية mobility تملكها حبوب اللقاح، على أساس أن لها طبيعة حية، ولكنه وجد فيما بعد أن جميع الدقائق المجهرية: حية كانت أو غير حية تشترك في هذه الحركة. ولم تُدرَس هذه الظاهرة بصورة كمية حتى عام ١٩٠٥، وهو العام الذي بين فيه أينشتاين كيفية استخلاص المعلومات الجوهرية عن الجزيئات من الحركة البراونية.

افترض أينشتاين أن دقيقة المادة المرئية بالمجهر تشارك في الرقص المستمر بسبب التصادم وتبادل الطاقة، على نحو يتماثل تماماً مع الكيفية التي يشارك فيها جزيء غير مرئي. ويعني هذا أن الدقيقة تكسب طاقة حركية نقلية في المتوسط تساوي تلك التي يملكها كل جزيء:

$$\frac{1}{4} \text{ ك د ع } = \frac{1}{4} \text{ ك ع } \dots\dots\dots (١٣: ٥٩)$$

حيث تشير ك د ع بالترتيب الى كتلة الدقيقة وسرعتها، في حين تشير ك ع إلى كتلة الجزيء وسرعته. وإذا أمكن قياس طاقة الدقيقة، أمكن استنباط طاقة الجزيء. وتجب الإشارة هنا إلى أن الكتل الجزيئية لم تكن معروفة بصورة مرضية عام ١٩٠٥، ولذا لم تكن الطاقات الجزيئية معروفة بصورة مرضية أيضاً. أما النظرية الحركية فكانت موطّدة بصورة حسنة، ولم يكن يُعرف إلا مقدار ثابت جوهري واحد، وبشكل غير دقيق وهو عدد أفوجادرو.

لكل من حبة الغبار والجزيء
طاقة حركية واحدة في المتوسط

ومن غير الممكن حتى بالاستعانة بالملاحظة المجهرية قياس متوسط الطاقة الحركية لدقيقة غبار في سائل أو غاز، ذلك لأن التغيرات التي تصيب سرعتها واتجاهها تتكرر كثيراً جداً. ومع ذلك، لتتظاهر للحظة بأن هذا القياس أمر ممكن، وبذلك نستطيع أن نفهم طبيعة تفكير أينشتاين بشكل مبسط. إن قياس متوسط الطاقة الحركية للدقيقة سوف

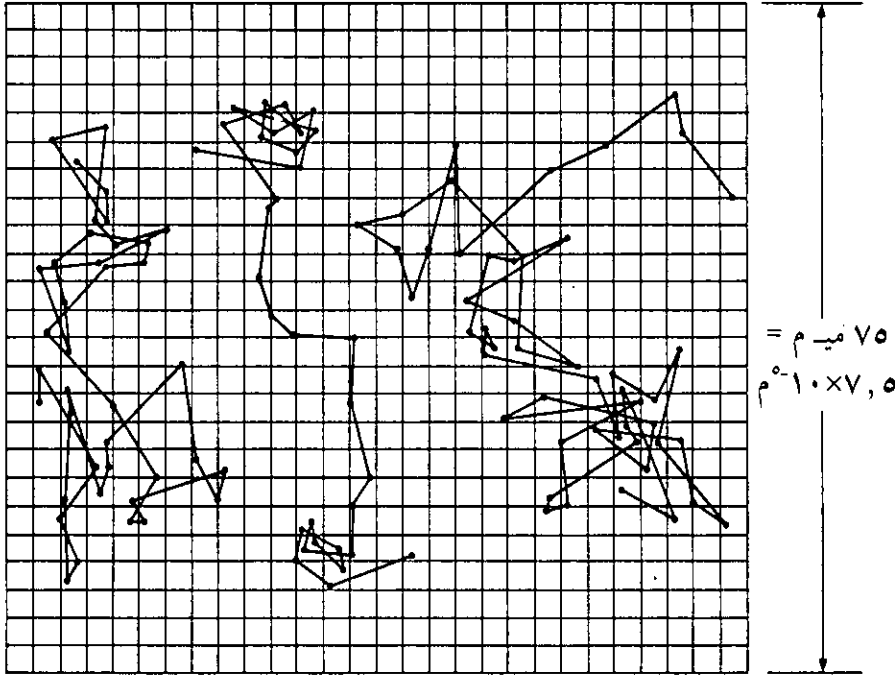
يكشف لنا حالاً عن الطاقة الحركية للجزيء بحسب المعادلة ١٣ : ٥٩ . وهذه الطاقة بدورها سوف تمكننا من حساب مقدار ثابت بولتزمان k باستخدام المعادلة ١٣ : ٣٣ . ولذلك ، ولأن ثابت الغاز الجاهري معروف تماماً من قياسات صفات الغاز ، فإن عدد أفوجادرو يمكن حسابه من العلاقة التالية :

$$k \cdot \theta = R \quad \dots\dots\dots (١٣ : ٦٠)$$

وبمعرفة العدد θ ، فإنه يمكن تعيين كتلة أي جزيء من الوزن الجزيئي لمادته . ويمكن بهذه الخطوات وزن «جزيء واحد» عن طريق قياس متوسط الطاقة لجزيئية (ننفة) مادية مرئية .

ان الطريقة التي اقترحها آينشتاين لوزن الجزيئات هي نوعاً ما أقل مباشرة من الطريقة الموصوفة هنا ، ولكن فكرتها الأساسية هي الفكرة نفسها المعروضة سابقاً ، وهي استعمال دقيقة الغبار كحلقة مرئية توصلنا بالعالم دون المجهرى . ونظراً لأن الدقيقة تضربها الجزيئات من كافة الاتجاهات بسرعة فإن أنزياحها في السائل يعتمد على الشذوذيات الطفيفة irregularities أو التارجحات الإحصائية (الشكل ١٣ : ١٩) . فقد يضرب الدقيقة خلال فترة زمنية ما من جانب ما عدد أكبر من الجزيئات التي قد تضربها من الجانب الآخر . ولو كانت الجزيئات أصغر بكثير مما هي عليه بالفعل ، ولو كان العدد الكلي منها الذي يضرب الدقيقة أكبر كذلك ، لخفضت التارجحات ، ولكانت صدمات الجزيئات للدقيقة في ثانية واحدة متساوية تقريباً في جميع الاتجاهات ، ولأظهرت الدقيقة ميلاً طفيفاً إلى الحركة . ومن جهة أخرى ، لو كانت الجزيئات أكبر بكثير في كتلتها وكانت لذلك أقل عدداً ، لارتجت الدقيقة في حركة غريبة شاذة . إن الفكرة القائلة إن التارجحات تصغر كلما زادت أعداد فكرة مألوفة في الدراسات السكانية . فنسبة الذكور الى الاناث تكاد تكون تقريباً واحدة في كل من إنجلترا والولايات المتحدة ، مع أن نسبة الذكور الى الاناث تتأرجح بشدة من عائلة الى أخرى فيهما . وهكذا يتضح أن تارجحات الحركة البراونية زودت آينشتاين بالمفتاح لكشف الأعداد الجزيئية ، ومن ثم الكتل الجزيئية .

دور التارجحات الاحصائية



الشكل ١٣: ١٩: الحركة البراونية لجسيمات جامدة في الماء: تبلغ الجسيمات في قطرها تقريباً ١٠^{-٦} متر أو ١ ميكرومتر. وتحدد النقاط مواضع هذه الجسيمات كل ٣٠ ثانية. لاحظ أن المسار بين هذه النقاط غير منتظم، مع أنه يمثل هنا يقطعاً من خط مستقيم. [أخذ هذا الشكل عن ج. برن: الذرات (برنستون، نيوجرسي: مؤسسة نشر د. ثمان نوستراند، ١٩٢٣)، ص ١١٥].

١٣: ١٤: الحرارة النوعية للغازات البسيطة:

Specific Heat Of Simple Gases

عندما نعرف عدد درجات الحرية لجزيء، فإننا نستطيع بمساعدة نظرية التقسيم المتساوي أن نعين الحرارة النوعية لغاز يتكون من جزيئات من مثل هذا الجزيء. فكم عدد درجات الحرية التي يملكها جزيء ثنائي الذرة كالهيدروجين H_2 أو النيتروجين N_2 أو الأكسجين O_2 ؟ إننا نحتاج إلى ثلاثة إحداثيات لتعيين مركز كتلته (الشكل ١٣: ١٨)، ولذا فإن لهذا الجزيء، مثل جميع الجزيئات، ثلاث درجات حرية نقلية. وكما يبين الشكل ١٣: ٢٠، تكفي ثلاثة إحداثيات أخرى لتعيين وجهته (توجهه) في المكان، وأول هذه الإحداثيات (ويسمى θ) هو الزاوية التي يعملها المحور الجزيئي مع المحور العيني، وثانيها (ويسمى ϕ) هو الزاوية التي يعملها إسقاطي المحور الجزيئي مع

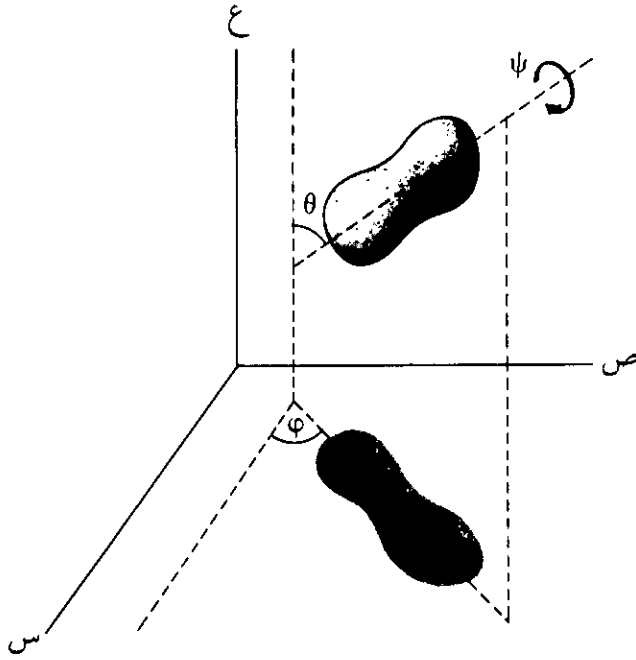
المحور السيني*، وثالثها (ويسمى ψ) هو زاوية دوران الجزيء حول محوره على نحو مماثل لدوران الخرز في السلك. وعلى ما يبدو، فهناك ثلاث درجات حرية أخرى مرتبطة بوجهة الجزيء، مما يجعل العدد الكلي لدرجات الحرية ستاً، وهنا نقابل وجهاً لوجه أولى ميزتين تضيفهما إلى مفهوم درجة الحرية نظرية الميكانيك الكوانتي، وهي أن الدوران حول محور تماثل الجزيء (المشار إليه بالزاوية ψ) لا يناظر بالفعل أي نمط من الحركة أو أية درجة حرية. ويعني هذا أن الجزيء يملك بالفعل درجتين حرية فقط لوجهته.

ويستطيع الدَّمْبَلُ الحقيقي dumbbell عند مسكه باليد الدوران بالطبع حول محور تماثله، وهذا الدوران هو بلا شك نمط مستقل من حركة الدَّمْبَل. ولتتبع هذا الدوران، يمكننا طلاء شريط رفيع على طول الدَّمْبَل. ويختلف جزيء الهيدروجين عن الدَّمْبَل في جانب بالغ في أهميته، فنحن لا نستطيع طلاء شريط عليه أو تتبع دورانه حول محور تماثله بأية طريقة أخرى. إن جزيء الهيدروجين بعد أن يدور على محوره بزاوية ψ هو تماماً وبشكل لا يقبل التمييز الجزيء نفسه قبل الدوران. إن عدم لزوم الزاوية ψ لتمييز الجزيء نتيجة عملية جداً، (لأنها تغير عدد درجات الحرية)، تترتب على سؤال فلسفي تقريباً. فإذا لم يكن هنالك أية طريقة تجريبية لملاحظة دوران الجزيء حول محوره بزاوية ψ ، فكيف يكون لهذا الدوران معنى؟ والجواب الذي يهيوه الميكانيك الكوانتي هو أنه لا يمكن لأية طاقة أن تشارك في هذا النمط من الحركة. فإذا كان نمط حركة ما لا يملك طاقة، ولا يقدر على أن يكسب أيّاً منها، فهو من حيث الأغراض العملية، غير موجود.

أما المزية الثانية التي أسبغها الميكانيك الكوانتي على مفهوم درجة الحرية فهي درجة الحرية «المجمدة» Frozen. وسنعود إلى هذه الفكرة في الجزء التالي.

* تخيل ضوءاً يسقط رأسياً إلى الأسفل على الجزيء. فظله في المستوى س ص هو إسقاطه على المستوى س ص. وتكون الزاوية ψ الزاوية المحصورة بين المحور السيني ومحور هذا الظل الخيالي.

تأثير كوانتي (كمي): يوجد فقط
درجتا حرية لدوران الجزيء
حول محور تماثله



الشكل ١٣ : ٢٠ : تلزم ثلاثة احداثيات لتعيين الوجهة الزاوية لجسم في المكان . ويملك الجزيء الثنائي الذرة الذي مثل هنا كدُمبل ثخين في الحقيقة درجتى حرية دورائيتين فقط مرتبطتين بالزاويتين θ و ψ ، نظراً لأنه لا يمكن لأية طاقة ان تشارك في الدوران حول محور التماثل (الزاوية ϕ) .

* الغاز الثنائي الذرة عند الحجم الثابت :

Diatomic Gas At Constant Volume

نظراً لعدم وجود طاقة وضعية ترتبط بالدوران والنقل الجزيئيين ، فإن كل درجة من درجات الحرية الخمس التي يملكها جزيء الغاز الثنائي الذرة تحصل على طاقة مقدارها $\frac{1}{2} k$. ولذا فالطاقة الداخلية لمجموعة تتكون من N جزيئاً من هذه الجزيئات هي :

$$U = \frac{5}{2} N k T \quad \text{ط} = \frac{5}{2} k \quad \dots \dots \dots (٦١ : ١٣)$$

الطاقة الداخلية لغاز مثالي ثنائي الذرة

* تصح المعادلة ٦١ : ١٣ لدرجات الحرارة العادية . لاحظ أن الدوران الجزيئي لا يستثار عند درجة حرارة منخفضة ، ولذا تكون الطاقة الداخلية قريبة من $\frac{3}{2} k$. أما عند درجة الحرارة العالية ، فالاهتزاز والتهيجات الأخرى للجزيء تسبب بجعل ط تزيد على $\frac{5}{2} k$.

وعند تسخين الغاز عند حجم ثابت، فإنه لا يعمل أي شغل؛ ولذلك يُبسّط المعادلة ١٣: ٥٦ إلى الصيغة التالية:

$$\Delta T = \Delta T_{\text{حر}} \dots\dots\dots (١٣: ٦٢)$$

الحرارة النوعية عند الحجم
الثابت لغاز ثنائي الذرة

ولايجاد الحرارة النوعية لغاز ثنائي الذرة يمكن تطبيق الحجة التي استخدمت في الجزء ١٣: ١٠، مع استبدال العامل $\frac{5}{4}$ بالعامل $\frac{3}{2}$ (قارن بين المعادلتين ١٣: ٤٨ و ١٣: ٦١). وعندها نحصل على نتيجة مماثلة للمعادلة ١٣: ٥١ هي:

$$C_p = \frac{5}{4} \frac{k}{k} \dots\dots\dots (١٣: ٦٣)$$

، حيث k كتلة الجزيء. وتكون الحرارة النوعية المولية للغاز الثنائي الذرة كما يلي:

$$C_p = \frac{5}{4} R \dots\dots\dots (١٣: ٦٤)$$

مثال ١: قارن بين القيمتين النظرية والتجريبية للحرارة النوعية المولية للهواء عند الحجم الثابت. لأن الهواء يتكوّن كلّ تقريباً من جزيئات ثنائية الذرة، فإن المعادلة ١٣: ٦٤ يجب أن تُطبق. وتتنبأ هذه المعادلة بالقيمة التالية:

$$C_p = \frac{\frac{5}{4} \times 8.314 \text{ ج/مل ك}}{4.184 \text{ سع/ج}} = 97.4 \text{ سع/مل ك}$$

وتتوافق هذه القيمة بشكلٍ ممتازٍ مع القيمة ٩٨.٤ المثبتة في الجدول ١٣: ٢.



✳ الغاز الثنائي الذرة عند الضغط الثابت:

Diatomic Gas At Constant Pressure

عندما تضاف الحرارة إلى غاز عند ضغط ثابت، فإنه يتمددُ باذلاً شغلاً على بيئته (الشكل ١٣: ٢١). ولا تتغير الطاقة الجسمية للغاز بشكلٍ بالغٍ في حالة تمدده البطيء،

ولذا يمكن تطبيق المعادلة ١٣ : ٥٦ . ونكتب هذه المعادلة بالشكل التالي :

$$\Delta \text{ حر} = \Delta \text{ ط} - \Delta \text{ ش} \dots\dots\dots (١٣ : ٦٥)$$

ويساوي الطرف الايمن Δ حر من المعادلة ١٣ : ٤٠ ما يلي :

$$\Delta \text{ حر} = \text{ى ص د ك} \Delta \dots\dots\dots (١٣ : ٦٦)$$

وتعطي المعادلة ١٣ : ٦١ للغاز الثنائي الذرة ما يلي :

$$\Delta \text{ ط} = \frac{5}{2} k \Delta \dots\dots\dots (١٣ : ٦٧)$$

وكما يُبين الشكل ١٣ : ٢١ ، فإن الشغل المبذول على الغاز عند إزاحة المكبس مسافة Δ ف يساوي : $\Delta \text{ ش} = - \Delta \text{ ق ف}$. وفي حالة التمدد البطيء ، يكون مقدار القوة الخارجية ق مساوياً تقريباً لمقدار القوة التي يوقّعها الغاز على المكبس والتي تساوي حاصل ضرب ضغط الغاز في مساحة المكبس : $\text{ق} = \text{ض أ}$. ولذا يكون الشغل $\Delta \text{ ش} = - \text{ض أ} \Delta \text{ ف}$. ويمكن التعبير عنه بدلالة التغير في الحجم $\Delta \text{ ح}$ على النحو التالي :

الشغل المبذول على غاز
متمدد

$$\Delta \text{ ش} = - \text{ض} \Delta \text{ ح} \dots\dots\dots (١٣ : ٦٨)$$

وتصح هذه المعادلة حقاً ، مهما كان شكل الوعاء الذي يحوي الغاز ومهما كان نوع مادته ، لأنها تستند ببساطة الى تعريف الشغل (أنظر مثلاً المعادلتين ١٢ : ٥١ و ١٢ : ٥٣) . وعند اعتبار حالة الغاز المثالي الخاصة ، فانه يمكن بسهولة إعادة التعبير عن الطرف الأيسر للمعادلة ١٣ : ٦٨ بدلالة التغير في درجة الحرارة . وبمفاضلة المعادلة ١٣ : ١٦ عند تثبيت الضغط نحصل على :

$$\text{ض و ح} = k \text{ د س} ،$$

وبوضع هذه الصيغة التفاضلية بصيغة التغيرات المحدودة، نحصلُ على :

$$\Delta \text{ ش} = - \Delta k \Delta \text{ د}$$

ويعني هذا أنَّ الشغل المبذول على الغاز عند تغير درجة حرارته بالمقدار $\Delta \text{ د}$ يساوي :

الشغل المبذول على غاز مثالي
عند تثبيت الضغط

$$\Delta \text{ ش} = - \Delta k \Delta \text{ د} \dots\dots\dots (٦٩ : ١٣)$$

ويمكنُ الآن وضع الطرف الأيسر لكل من المعادلات $٦٦ : ١٣$ ، $٦٧ : ١٣$ ، $٦٩ : ١٣$ في المعادلة $٦٥ : ١٣$ حاصلين بذلك على :

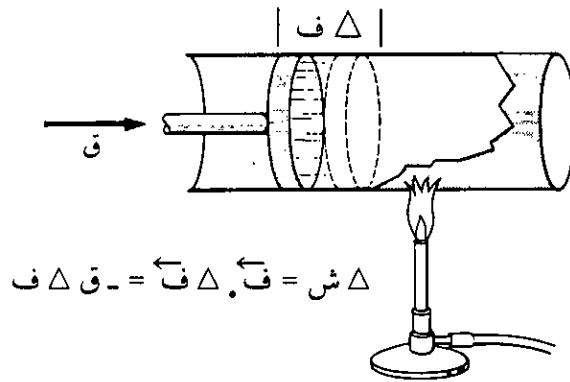
$$\text{ش} \Delta \text{ د} = \Delta k \Delta \text{ د} + \Delta k \Delta \text{ د} \dots\dots\dots (٧٠ : ١٣)$$

وبحل المعادلة لايجاد $\text{ش} \Delta \text{ د}$ ، نحصلُ على :

الحرارة النوعية عند الضغط
الثابت لغاز ثنائي الذرة

$$\text{ش} \Delta \text{ د} = \frac{k}{\gamma} \Delta \text{ د} \dots\dots\dots (٧١ : ١٣)$$

وهذه هي الحرارة النوعية عند الضغط الثابت لغاز ثنائي الذرة يسلك كغاز مثالي. أما



$$\Delta \text{ ش} = \text{ش} \Delta \text{ د} = \text{ش} \Delta \text{ د} = \text{ش} \Delta \text{ د}$$

الشكل $٢١ : ١٣$: تسخين الغاز عند الضغط الثابت : ان الشغل المبذول على الغاز عند تمدده ذو مقدار سالب . أما الحرارة المضافة إلى الغاز فيذهب بعضها في شكل طاقة داخلية، في حين يُصرف بعضها الآخر في شغل على البيئة .

الحرارة النوعية المولية المناظرة فهي :

$$R \frac{\gamma}{\gamma-1} = \text{ى مر} \quad \dots\dots\dots (٧٢:١٣)$$

ويعني هذا أن $\frac{5}{\gamma}$ الحرارة المدخلة إلى الغاز تذهب في شكل طاقة داخلية، في حين يُنقل سبعان $(\frac{2}{\gamma})$ منها إلى البيئة كـشغلٍ عليها. وعند تثبيت حجم الغاز، فإنَّ الجزء الأخير المصروف من الطاقة لا يُحتاجُ إليه.

* الغاز الأحادي الذرة : Monoatomic Gas

تتكافؤ جميع الوجّهات المكانية لِذرة كروية مفردة كذرة الهيليوم . ولذلك فإنَّ الحِجّة المطبقة على الزاوية θ لجزيء ثنائيّ الذرة (الشكل ١٣ : ٢٠)، يمكنُ تطبيقها على جميع الزوايا للذرة المفردة. ونتيجةً لذلك، فلا يكسبُ أيُّ نمطٍ دورانيٍّ للذرة المفردة أيُّ طاقة، ويكونُ لها بالفعل ثلاثُ درجاتٍ حريةٍ فقط. ولأنَّ مقدارَ الطاقة $k\frac{1}{2}$ د يرتبطُ بكلِّ درجةٍ حريةٍ نقليةٍ، فإنَّ الطاقةَ الداخليةَ لغازٍ مثاليٍّ أحاديٍّ الذرة تُعطى بالمعادلة ١٣ : ٤٨. لقد وجدنا سالفاً الحرارةَ النوعيةَ لهذا الغازِ عند الحجمِ الثابتِ (المعادلتان ١٣ : ٥١ و ١٣ : ٥٣). ويتبعُ اشتقاقُ حرارتهِ النوعيةِ عند الضغطِ الثابتِ بالضبطِ خطواتِ الاشتقاقِ السابقِ للغازِ الثنائيِّ الذرة. وما علينا الا أن نستبدلَ العددَ $\frac{3}{2}$ بالعددِ $\frac{5}{2}$ في المعادلةِ ١٣ : ٧٠، ومن ثَمَّ نجدُ للغازِ الأحاديِّ الذرة أنَّ :

يوجد فقط ثلاث درجات حرية
للذرة الواحدة

$$R \frac{\gamma}{\gamma-1} = \text{ى مر} \quad \dots\dots\dots (٧٣:١٣)$$

الحرارة النوعية عند الضغط
الثابت لغازٍ أحادي الذرة

$$R \frac{\gamma}{\gamma-1} = \text{ى مر} \quad \dots\dots\dots (٧٤:١٣)$$

* غازات مثالية أخرى : Other Ideal Gases

يسلك غاز كثنائي أكسيد الكربون (CO_2) أو الميثان (CH_4) عند الكثافات الصغيرة مثل غاز مثالي بمعنى أنه يخضع للمعادلة (١٣: ١٢)، مع أن طاقته الداخلية لا تتبع قانوناً بسيطاً كالمعادلة ١٣: ٤٨ للغاز الأحادي الذرة أو المعادلة ١٣: ٦١ للغاز الثنائي الذرة. وعلى ذلك، فليس هنالك للغازات التي تتكون جزيئاتها من ثلاث ذرات أو أكثر أي معادلات عامة بسيطة لحساب حرارتها النوعية C_v ، أو C_p . وعلى كل حال، فحتى لهذه الغازات الأكثر تعقيداً، نجد أن الفارق بين C_p و C_v هو فارق بسيط. ويترك كمسألة للطالب أمر البرهنة على أن الفارق بين الحرارتين النوعيتين الموليتين لأي غاز مثالي هو:

$$C_p - C_v = R \quad [C_p - C_v = R] \quad \dots \dots \dots (١٣: ٧٥)$$

مثال ٢: تبلغ الحرارة النوعية عند الحجم الثابت لغاز ثاني أكسيد الكربون C_v = ١٥٣ ر.س/ك.غ (الجدول ١٣: ٢) عند ضغط جوي واحد ودرجة حرارة الغرفة. ما القيمة التي ينبغي أن تكون للحرارة النوعية عند الضغط الثابت؟ نجد من المعادلات ١٣: ٤١، ١٣: ٤٢، و ١٣: ٧٥ أن:

$$C_p = C_v + \frac{R}{(ج.و.)} \quad \dots \dots \dots (١٣: ٧٦)$$

أن الوزن الجزيئي لثاني أكسيد الكربون هو ٤٤ ر.و، ولذا فالحذ الثاني للمعادلة ١٣: ٧٦ يساوي:

$$\frac{٨٣١٤ ج.و./مل ك}{٤٤ ر.و. \times ٤٤ ر.س/ج.و.} = \frac{R}{(ج.و.)}$$

$$= ٠.٤٥ ر.س/غ ك (ك.س/ك.غ.ك)$$

الفارق بين الحرارتين النوعيتين
لجميع الغازات المثالية فارق
بسيط

وبإضافة هذا المقدار إلى y نحصل على :

$$y = 198 \text{ ك سع / ك غ . ك .}$$

وهذه القيمة تتوافق جيداً مع القيمة التجريبية ١٩٩ ك سع / ك غ . ك .

١٣ : ١٥ درجات الحرية المجمدة: Frozen Degrees of Freedom

عندما تتصادم بليتان، فإنهما ترتدان بطاقة حركية كلية أقل من الطاقة التي كانت لهما قبل التصادم. وتدفأ كلا الكرتين قليلاً بالتصادم، لأن الطاقة المفقودة تكون قد انتشرت فيهما كطاقة داخلية. ويعني هذا أن بعض الطاقة الأصلية الجاهزية المرئية قد تم تحويلها إلى طاقة مجهرية غير مرتبة. ويعد هذا المثال مثلاً بسيطاً على نظرية التقسيم المتساوي، إذ أن الطاقة المركزة ابتداءً في نمط واحد من الحركة تميل إلى توزيع نفسها بالتساوي على جميع أنماط الحركة المتاحة.

ويختلف الوضع عادةً اختلافاً كبيراً في حالة التصادمات الذرية عنه في حالة تصادم بليتين. فذرة الهيليوم، مثلها مثل البلية، عبارة عن نظام يتكون من مكونات أصغر منها. ومع ذلك فعندما تصادم ذرتا هيليوم لهما طاقة منخفضة، فلا يحدث هنالك أي تبدد للطاقة، وتكون الطاقة الحركية الكلية للذرتين بعد التصادم مساوية بالضبط لقيمتها قبل التصادم، إذ لا تتغير بتاتاً البنية الداخلية للذرتين بالتصادم. وهذا السلوك هو نتيجة للتكميم (التكمية) في الذرة، وهو شيء لا يمكن التنبؤ به أو تفسيره في إطار الفيزياء الكلاسيكية. ولو أمكن تدبير التصادمات هذه من دون أي تبدد للطاقة في العالم الجاهزي، لكان من الممكن صنع الآلات دائمة الحركة. ذلك أن الحركة الدائمة على المستوى الذري هي حقيقة قائمة بالفعل.

ان الطاقة الداخلية للذرة الواحدة طاقة مكّمة (مكممة)، أي إنها تستطيع أن تأخذ

تأثير كوانتي (كمي) آخر: وجود
فجوة الطاقة يمنع من التشارك في
الطاقة

مجموعة معينة من القيم وحسب. وهناك لكل ذرة حالة تكون فيها الطاقة أقل ما يمكن، وتسمى الحالة الأرضية ground state. وتقع فوق هذه الطاقة الحالات المستثارة (المهيجة) للذرة. وبين الحالة الأرضية والحالة المهيجة الأولى first excited state، توجد فجوة طاقة تمثل الكمية الأقل من الطاقة التي تستطيع الذرة امتصاصها. وهذه الطاقة الأقل (الصغرى) التي تلزم لتهيج الذرة تسمى كوانتم الطاقة أو كمّتها. وإذا ما أعطيت الذرة طاقة أقل من كمّة الطاقة اللازمة فإنها لا تقبلها، بل تبقى بدلاً من ذلك في حالتها الأرضية من دون أن تتغير.

لا يوجد هنالك ما يمنع تشارك
الطاقة الحركية الثقيلة

لنتخيل مثلاً تصادماً بين ذرتي هيليوم: إحداها في سكون والأخرى ذات طاقة ابتدائية مقدارها ٢٠ إيف. ويتسبب التصادم بينهما بتشارك في الطاقة، فإحدى الذرتين تكسب طاقة بينما تفقد الأخرى طاقة. ولأن كمّة الطاقة الصغرى اللازمة لتهيج ذرة الهيليوم تساوي ٢٠ إيف، فلا يمكن لأي من الذرتين أن تضطرب داخلياً بالتصادم. ولكن الطاقة الحركية للذرة كلها لا تنقيد بهذا الشرط الكوانتي (الكمي)، فقد تكون طاقات الحركة للذرات بعد التصادم ١٢ إيف و ٨ إيف أو ١٩٥ إيف و ٥٠٠٥ إيف أو أي قيمتين مجموعهما ٢٠ إيف. إن تشارك الطاقة لا يحدث إلا بين درجات الحرية الثقيلة للذرات الكاملة. أما درجات الحرية الداخلية المرتبطة بحركة الإلكترونات داخل الذرة (والبروتونات والنيوترونات داخل النواة) فانها بسبب متطلب كسب الطاقة (فإنما كل الطاقة أو لا شيء منها) لا تحصل على شيء منها. ويمكن تسمية درجات الحرية هذه بالدرجات المجمدة. ولأنها لا تشارك عادة في عملية تشارك الطاقة فانه يمكن تجاهلها، وفي الحقيقة يجب تجاهلها، ذلك لأن تخصيص أكثر من ثلاث درجات حرية لذرة الهيليوم سوف يقودنا إلى تنبؤات غير صحيحة (للحرارة النوعية مثلاً).

إن القصة الكاملة لدرجات الحرية هي أكثر تعقيداً مما أشرنا إليه حتى الآن. فدرجات الحرية كالزبداء تتجمد بالفعل تدريجاً، ولا يمكن بتاتاً إبعاد أي نمط من الحركة عن التشارك في الطاقة إبعاداً تاماً، مع أن إبعاده ربما يكاد يكون تاماً. لنأخذ عينة

من الهيليوم: متوسط الطاقة الحركية لكل ذرة فيها يساوي 2.0×10^{-21} إف. ففي جميع التصادمات تقريباً، تكون الطاقة المتاحة أقل من العشرين إلكترون فولت اللازمة لأحداث تهيج داخلي للذرة. ومع ذلك، فبين الحين والحين ستحصل ذرة واحدة بالمصادفة على طاقة حركية أكبر من 2.0×10^{-21} إف. وعندما تصدم هذه الذرة ذرة مجاورة فإن إحداهما قد تخرج من التصادم بحالة مهيجة من الحركة الداخلية. إن درجات الحرية الداخلية تجمد عن التشارك في الطاقة بشكل تقريبي وليس بشكل تام. ولذا فعندما يقارب متوسط الطاقة الحركية للذرات طاقة التهيج الداخلي الكوانتية، فإن مثل هذه التصادمات التي ينتج عنها تهيج داخلي تأخذ بالحدوث بشكل أشيع، وتصبح درجات الحرية الداخلية بالتدريج غير مجمدة.

ويبلغ متوسط الطاقة الحركية الجزيئية للحركة الحرارية تقريباً 4.0×10^{-21} إف عند درجات الحرارة العادية القريبة من 300°K . أما الطاقات الكوانتية الاعتيادية للتهيج الالكتروني في الذرات والجزيئات فتبلغ عدة إلكترون فولتات، أي إنها تقريباً أكبر بمئة مرة من متوسط الطاقات الحرارية. (ولا يعد الهيليوم ممثلاً للذرات على نحو نموذجي، ذلك أن طاقته التهيجية الكوانتية التي تبلغ 2.0×10^{-21} إف هي أكبر من الطاقة التهيجية لأية ذرة أخرى). ويعني هذا أن درجات الحرية الالكترونية الداخلية متجمدة بالفعل تماماً. وعندما تضاف الحرارة إلى مادة ما في درجة الحرارة العادية فإن جزءاً تافهاً منها (يمكن إهماله) يشترك فقط في التهيج الذري. ولكن الوضع يتغير عند درجات حرارة أعلى. فعندما تصبح طاقات التصادم كبيرة إلى حد يكفي لتهيج الذرات داخلياً، فإن المزيد من درجات الحرية يظهر، وتصبح معظم طاقة النظام طاقة تهيج ذري، ولا يبقى إلا جزء صغير منها في شكل طاقة حركية نقلية، وهو الذي يحدد درجة الحرارة. ونتيجة لذلك، تزيد الحرارة النوعية لمعظم المواد بارتفاع درجة الحرارة (الشكل ١٣: ٢٢)، وكلما زاد عدد درجات الحرية التي يُفك تجمدها لزم المزيد من الطاقة لإحداث نفس الارتفاع في درجة الحرارة. وعلى عكس ذلك، فعند الصفر المطلق حيث تتجمد معظم درجات الحرية، فإن الحرارة النوعية تكون صغيرة جداً.

نسبة جوهرية لتحديد صفات
المادة:

الطاقة الكوانتية
الطاقة الحرارية

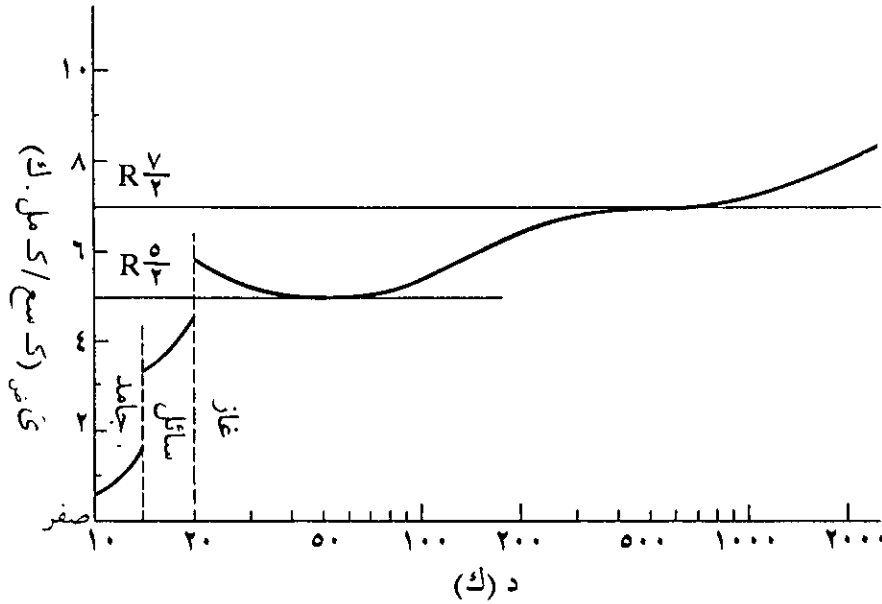
ان العوامل الهامة بشكلٍ جوهريٍّ التي تتحكمُ في صفاتِ مادةٍ ما تتمثلُ في مقاديرِ طاقاتها الكوانتيةِ المميّزةِ بالنسبةِ إلى مقدارِ الطاقةِ الحراريةِ المميّزةِ ($k \frac{3}{4} d$). ويتوقفُ سلوكُ قطعةٍ من المادةِ في أيِّ درجةٍ حراريةٍ على أيِّ درجاتِ حريرتها هي المفتوحةُ للتشاركِ في الطاقةِ، وأيّها هي المجمدةُ أكثرَ من أيِّ شيءٍ آخر. وعندما تُسخنُ قطعةٌ من المادةِ في حالةٍ جامدةٍ أصلاً فإنها تعاني تغيراتٍ بارزةً متعاقبةً: الانصهار، الغليان، التفكك، والتأين، كلما تداعتِ الطاقاتُ الكوانتيةُ الأعلى تحتَ تأثيرِ الطاقةِ الحراريةِ المتزايدة. فالجليدُ مثلاً ينصهرُ عند ٢٧٣ ك، أي عندما تصيرُ الطاقةُ الحراريةُ للاهتزازِ الجزيئيِّ مساويةً للطاقاتِ التي تربطُ بين جزيءٍ وآخر. وتصيرُ درجاتُ الحريةِ النقليّةُ مجمدةً تماماً عندَ درجةِ غليانِ الماءِ ٣٧٣ ك (حيثُ الطاقةُ الحركيةُ $k \frac{3}{4} d$ تساوي تقريباً $\frac{1}{4}$ من الالكترون فولت). أما التحولاتُ في شكلِ المادةِ التي تحدثُ عندَ درجاتِ حراريةٍ أعلى فهي تحولاتُ تدريجيةٌ يتطلبُ إكمالها الآلافُ من الدرجاتِ أو أكثرَ من ذلك. فمثلاً تتفككُ جزيئاتُ الغازِ (أي تنفصلُ إلى الذراتِ التي تتكوّنُ منها) في مدى درجةِ الحرارةِ الذي يمتدُّ من ١٠٠٠ ك إلى ١٠٠٠٠ ك. ويبدأُ تأيّنُ الذراتِ (انفصالُ الالكتروناتِ عنها) في مدى درجاتِ الحرارةِ هذا، لكنّه لا يتمُّ إلّا في درجةٍ حراريةٍ أعلى من ١٠ ك. ومن الواضحِ أنّ غازَ البروتوناتِ والالكتروناتِ ونوى الأكسجينِ عندَ درجاتِ الحرارةِ هذه التي توجدُ داخلَ النجومِ، لا يشبهُ إلا قليلاً الجليدَ أو الماءَ أو البخارَ. ويسمّى هذا الغازُ المتأينُ بالبلازما. ولأن جسيماتهَ مشحونةً كهربائياً، فإن صفاتهَ تختلفُ جذرياً عن صفاتِ الغازاتِ المعتدلةِ العاديةِ. وتكونُ طاقةُ الحركةِ الحراريةِ $k \frac{3}{4} d$ في البلازما النجميةِ التي تبلغُ درجةَ حرارتها ملايينَ الدرجاتِ كبيرةً بالمقارنةِ مع معظمِ الطاقاتِ الكوانتيةِ، إلّا أنها تظلُّ مع ذلك صغيرةً بالمقارنةِ مع طاقةِ التهيجِ الكوانتيةِ لنواةِ الأوكسجينِ. ورغمَ الحرارةِ الشديدةِ فإن درجاتِ الحريةِ الداخليةِ للبروتوناتِ والنيوتروناتِ في النواةِ تظلُّ مجمدة، ذلك لأن التصادماتِ تبقي النواةَ في حالتها الأرضيةِ من دونِ أيِّ اضطراب. ولو ارتفعت درجةُ الحرارةِ إلى عدةِ بليوناتٍ من الدرجاتِ لدفنتُ درجاتُ الحريةِ النوويةُ، ولسمحت للجسيماتِ النوويةِ الفرديةِ بالتشاركِ في الطاقةِ. ويبدو الآن أنه من المحتملِ

البلازما: غاز من الجسيمات
المشحونة

تظلُّ درجات الحرية النووية
مجمدة في النجوم

وجود مثل درجات الحرارة الهائلة هذه بالفعل في المراحل الأخيرة من تطور النجم.

ويقدم الجدول ١٣: ٤، كعون لنا على التفكير بشكل عريض شامل في مدى درجة الحرارة من الصفر المطلق إلى بلايين الدرجات، بعض المقارنات بين درجة الحرارة والطاقة. ومما تجدر ملاحظته أن الطاقات في هذا الجدول هي جميعها طاقات صغيرة بالمقارنة مع تلك التي يمكن التوصل إليها عادة بمسارعات الجسيمات. ويمكن في انفجار القنبلة الذرية بلوغ درجة حرارة ٤٠ مليون درجة مطلقة، مما يعطي كل جسيم تقريباً طاقة مقدارها ٥ ك.إف. ومع ذلك، فإن المسارع المتواضع جداً يولّد جسيمات طاقتها أكبر من ذلك بألف مرة، كذلك تتركز بعض المسارعات في الجسيم الواحد من الطاقة ما يزيد بمليون مرة على ما يركّز الانفجار النووي. والفارق بالطبع هو في عدد الجسيمات. ففي جزء من مليون جزء من الثانية (١ ميكروثانية) يُسخّن الانفجار النووي عدداً من الجسيمات أكبر بشكل هائل من العدد الذي يتم تسريعه بجميع السنكروترونات Synchrotrons الموجودة على كوكبنا الأرضي في مدة سنة كاملة.



الشكل ١٣: ٢٢: الحرارة النوعية المولية للهيدروجين عند الضغط المعياري بدلالة درجة الحرارة: عندما يذوّب المزيد من درجات الحرية، تزداد الحرارة النوعية.

الجدول ١٣ : ٤ : بعض المقارنات بين درجة الحرارة والطاقة

درجة الحرارة (ك)	$k\frac{3}{4}$ د	ملاحظات
صفر	صفر	
٢٧٣	٠.٣٥ ر إف	يتجمد الماء .
١٠٠٠	٠.١٣ ر إف	تكون معظم المواد في الحالة الغازية .
٦٠٠٠	٠.٧٨ ر إف	درجة حرارة سطح الشمس .
^٦ ١٠ (١ مليون)	١٣٠ إف	تتأين العناصر الخفيفة الى حد كبير .
^٧ ١٠ (١٠ مليون)	١.٣ كم إف	درجة حرارة مركز الشمس .
^٩ ١٠ (١ بليون)	١٣٠ كم إف	_____
^{١٠} ١٠ (١٠ بليون)	١.٣ م إف	التهيج النووي وتفكك النوى .

خلاصة الأفكار الرئيسة والتعريفات :

□ الحجم الثابت مع العلاقة د ~ ض
تعريفاً جاهرياً لدرجة الحرارة ،
وطريقة لقياس درجة الحرارة أيضاً .
□ توفر إحدى نتائج النظرية
الحركية : طح = $k\frac{3}{4}$ د (المعادلة
١٣ : ٣٣) تعريفاً دون مجهرى لدرجة
الحرارة .

□ الصفر المطلق هو درجة الحرارة
التي لا يمكن عندها أخذ المزيد من
الطاقة من أي نظام

□ يربط الديناميك الحراري - نظرية
الظواهر الحرارية والحركة الجزيئية -
بين المجالين الجاهري
(المكروسكوبي) ودون المجهرى ،
ويجب أن يأخذ بعين الاعتبار بنية
المادة .

□ ان أي جهاز مدرج يستجيب للتغير
في درجة الحرارة هو مقياس لدرجة
الحرارة .
□ يهيء مقياس الحرارة العادي ذو

- مقياسُ كلفن لدرجة الحرارة هو مقياسٌ مطلقٌ (له صفرٌ مطلق عند صفر ك)، وتُعرَّفُ النقطةُ الثلاثية للماء عليه ب ٢٧٣٫١٦ ك.
- تُعرَّفُ مقاييسُ سِلْسْيوس، فَرْنِهَاتِ وِرَانِكِن كدوالاً خطية بسيطة في درجة حرارة كلفن (المعادلات ١٣: ٤، ١٣: ٥، و ١٣: ٦).
- يُسمَّى عددُ الذراتِ الموجود في ١٢ غ بالضغط من الكربون ١٢ C) ^{١٢} (بعددِ أفوجادرو د.، ويساوي هذا العدد ٦٫٠٢ × ١٠^{٢٣} . وتبلغ كتلة ذرة واحدة من (١٢ C) ١٢ و ك ذ بالضغط .
- يعرفُ المولُ الواحدُ من مادةٍ ما بأنه كميةُ المادةِ التي تحوي د. من الجزيئات، وتساوي كتلة المولِ الواحدِ بالغراماتِ وزنه الجزيئي (و.ج. ٠).
- ينصُّ قانونُ التوازنِ أو القانونُ الصفريُّ للديناميكِ الحراريِّ على أن الانظمة المتلامسة حرارياً تميلُ إلى بلوغِ درجة الحرارة نفسها،

- وعلى أنها لا تُظهِرُ أيَّ ميلٍ للتغيرِ ما دامت في درجة الحرارة نفسها.
- يقيسُ مقياسُ الحرارة درجة حرارته . وبسببِ قانونِ التوازنِ، فإنه يستطيعُ أيضاً قياسَ درجة حرارة البيئة .
- الطاقةُ الجسميةُ هي الطاقةُ الميكانيكيةُ المرتبطةُ بالحركة الجاهرية لنظامٍ ما، وهي طاقة مرتبة .
- الطاقةُ الداخليةُ هي طاقةٌ دونَ مجهريّةٍ مرتبطةٌ بذراتِ نظامٍ ما وجزيئاته، وهي طاقةٌ غيرُ مرتبة .
- الحرارةُ نمطٌ من تبادلِ الطاقةِ يتمُّ بالتصادماتِ الجزيئية، ويعني أنَّ تُمَيِّزَ بدقّةٍ عن الطاقةِ الداخلية .
- السعر الذي يُعرَّفُ الآنَ بمعاملِ التحويلِ ١٨٤ ر٤ ج/سع هو تقريباً الحرارةُ اللازمةُ لرفعِ درجة حرارة ١ غ من الماءِ ١ ك.
- أدّى اكتشافُ الحرارة كشكلٍ من أشكالِ الطاقةِ إلى افتراضِ قانونِ كونيٍّ لحفظِ الطاقة .

□ تكون جميع الغازات عند حد الكثافة القليلة مثالية، وهي تعرف مقياساً واحداً لدرجة الحرارة، وتتبع قانون الغاز المثالي :

$$\text{ض ح} = R \vartheta \quad \dots (13:12)$$

□ يرتبط ثابت الغاز R وثابت بولتزمان k بالمعادلة : $R = k \cdot \vartheta$.

□ الغاز المثالي من وجهة دون مجهرية، هو غاز جزيئاته : (١) ذات حجم يمكن إهماله بالمقارنة مع متوسط المسافة الفاصلة بينها، و(٢) تتحرك كجسيمات حرة بين التصادمات و(٣) تتبع في تصادماتها قوانين نيوتن.

□ توفر النظرية الحركية، باستعمالها الميكانيك الابتدائي وأفكار الاحتمال البسيطة، معادلة لضغط الغاز المحصور هي :

$$\text{ض} = \frac{1}{3} \rho \overline{c^2} \quad \dots (13:29)$$

□ تُعطى سرعة جذر متوسط المربع (ج م م) لجزيء ما عند درجة الحرارة د بالمعادلة :

$$c_{\text{ج م م}} = \sqrt{\frac{3 R \vartheta}{M}} \quad (13:38)$$

□ الحرارة النوعية هي الحرارة التي تكسبها وحدة الكتلة لنظام ما لكل وحدة تغير في درجة حرارته، ويمكن تعريفها عند الحجم الثابت أو عند الضغط الثابت أو عند أية شروط محددة أخرى.

□ ترتبط درجة الحرارة والحرارة بالمعادلة التالية، وذلك على طول مدى درجات الحرارة الذي لا تتغير فيه الحرارة النوعية ي تغيراً ذا شأن : $\Delta \text{حر} = \Delta c \Delta \vartheta \quad \dots (13:40)$

□ تغير الطور هو تغير بنيوي في المادة يحدث عند درجة حرارة وضغط معينين.

□ تُسمى تغيرات الطاقة الداخلية لوحدة الكتلة الواحدة التي تُصاحب تغيرات الطور من المرتبة الأولى بالحرارات الكامنة، وهي تشمل حرارة الانجماد وحرارة التميعيد.

□ يُسمى قانون حفظ الطاقة الذي يشمل الظواهر الميكانيكية والحرارية قانون الديناميك الحراري

الأول، ويمكن كتابته على النحو التالي :

$$\Delta (ط_2 + ط_3) = \Delta حر + \Delta ش$$

..... (١٣: ٥٥)

□ عدد درجات الحرية لنظام كلاسيكي هو عدد الإحداثيات التي تلزم لتعيين الترتيب المكاني للنظام تعييناً تاماً.

□ تنص نظرية التقسيم المتساوي في حالة التوازن الحراري على أن متوسط الطاقة الحركية المرتبطة بدرجة الحرية الواحدة يساوي $k \frac{1}{2}$ د.

□ تكتسب دقيقة الغبار العالقة في السائل أو الغاز طاقة حركية تبلغ في المتوسط $k \frac{3}{2} د$ ، كتلك التي يملكها الجزيء تماماً. وتكشف حركتها (الحركة البراونية) عن عدد أفوجادرو والكتلة الجزيئية.

□ قد يُظهر النظام الكوانتي عدداً من درجات الحرية أقل مما يمكن

حسابه كلاسيكياً، وذلك لسببين :

(١) إذا لم يرافق التغير في الإحداثي (كما في الدوران على محور متماثل) أي تغير فيزيائي، فإن نمط الحركة المناظر له لا يكسب أي طاقة، (٢) إذا زادت طاقة التهييج الكوانتية لنمط حركة على الطاقة الحرارية، فإن درجة الحرية المناظرة لنمط الحركة هذا تتجمد ولا تشارك في الطاقة مشاركة تامة.

- يملك الغاز المثالي الأحادي الذرة بالفعل ثلاث درجات حرية لكل ذرة من ذراته. أما حرارته النوعيتان الموليتان فهما :

$$C_{V,m} = R \frac{5}{2}, \quad C_{P,m} = R \frac{7}{2}$$

□ يملك الغاز المثالي الثنائي الذرة في درجة حرارة قريبة من درجة حرارة الغرفة بالفعل خمس درجات حرية لكل جزيء من جزيئاته، وتبلغ حرارته النوعيتان الموليتان كما يلي :

$$C_{V,m} = R \frac{7}{2}, \quad C_{P,m} = R \frac{9}{2}$$

للمادة بالمقادير النسبية لطاقت
التهيج الكوانتية والطاقة الحرارية
(أي نسبة الطاقة الكوانتية الى
الطاقة الحرارية).

- لأي غاز مثالي يكون:
R = $\frac{C_p}{C_v}$.

□ يتحدد الكثير من الصفات الهامة

الأسئلة:

- ١: ١٣ أية أنواع من السلوك الفيزيائي لقطعة من الجليد يمكن وصفها بكفاية
بنظرية الميكانيك فقط؟ لأية أنواع من السلوك تلزم نظرية الديناميك
الحراري؟
الجزء ١: ١٣
- ٢: ١٣ ان تطبيق نظرية الميكانيك على عدد قليل من الجسيمات المتفاعلة كثلاث
أو أربع قد يكون معقداً للغاية . فكيف إذاً يقدر الفيزيائي أن يطور وصفاً
رياضياً ناجحاً - وحتى بسيطاً - لبلايين الجزيئات المتفاعلة؟
الجزء ٢: ١٣
- ٣: ١٣ عندما تقرأ مقياس حرارة بيتاً، فانك تقيس بالفعل طولاً: أي ارتفاع عمود
من السائل أو بُعد مؤشر عن طرف تدريج . (١) ما الكمية الفيزيائية التي
تقاس عندما يستخدم مقياس الحرارة الغازي لتعيين درجة الحرارة؟ (٢) بين
كيف يمكن أن يعتمد قياس درجة الحرارة على الكميات الميكانيكية، ومع
ذلك تكون مفهوماً جديداً متميزاً من الكميات الميكانيكية . [تلميح: هل
تقدر أن تفكر في مفهومين متميزين في الميكانيك يستخدم أحدهما الآخر
في تعريفه؟].
- ٤: ١٣ لماذا لم يُخصَّص للنقطة الثلاثية للماء عدد تقريبي كالعدد ٣٠٠ ك؟ فلو
خصَّص لها مثل هذا العدد، فما العدد التقريبي لدرجات سيلسيوس الذي
سوف يكون بين نقطتي الانجماد والغليان للماء عند ضغط جوي واحد؟

١٣: ٥ : يُظْهَرُ مقياساً حرارةً غازيَّانِ ضَعُفَينِ عندَ النِّقْطَةِ الثَّلاثِيَةِ للماءِ ،
ويُوصَفانِ لذلكِ بمعاملينِ مختلفينِ أ في المعادلة ١٣ : ١ . اشرح كيف
يمكنُهما مع ذلك تعريفُ مقياسٍ واحدٍ لدرجة الحرارة .

١٣: ٦ : افترضْ أنَّكَ أنشأتَ مقياساً غازياً لدرجة الحرارة ذا حجمٍ ثابتٍ بِاستخدامِ
الهواءِ كغازٍ تشغيلٍ ، وأنَّكَ لا تملكُ غازاً غيره . فهل تستطيعُ من دراسةِ
سلوكِ الهواءِ عندَ كثافاتٍ مختلفةٍ أن تتعلَّم شيئاً عن مدى اقترابِ سلوكِ
الهواءِ من سلوكِ غازٍ مثاليٍّ ؟

١٣: ٧ : اقترحْ كيف يمكنُ استخدامُ طولِ قضيبٍ فلزيٍّ لتعريفِ درجة الحرارة
وقياسها .

١٣: ٨ : قد يُظْهَرُ مقياسُ حرارةٍ موضوعٌ خارجَ البيتِ تحتَ أشعةِ الشمسِ مباشرةً
درجةَ حرارةٍ أعلى من درجة الحرارة الفعلية للهواءِ المحيطِ به . لماذا ؟ هل
يَعْنِي ذلك أن مقياسَ الحرارة خاطئ ؟

١٣: ٩ : (١) إنَّ جِسْمَ الإنسانِ مقياسُ حرارةٍ غيرُ دقيقٍ ، لكنَّه نافع . ففي أية ظروفٍ
يكونُ إدراكُك لدرجة الحرارة دقيقاً على نحوٍ مرضٍ ؟ وفي أية ظروفٍ يكونُ
إدراكُك لها غيرَ دقيقٍ ؟ (٢) سَمِّ متغيرينِ أو ثلاثة متغيراتٍ فيزيائيةٍ غيرَ درجة
الحرارة يدركُها الإنسانُ مباشرة . أيُّ هذه المتغيرات يُدْرِكُ بدقةٍ أعلى ؟

١٣: ١٠ : اشرح بدقةٍ لِمَ يُعْتَبَرُ عددُ أفوجادرو d . (عددُ الجسيماتِ في المولِّ الواحدِ)
أيضاً معاملَ تحويلٍ لوحداتِ الكتلة : و ك ذ / غ .

الجزء ١٣: ٣

١٣: ١١ : لماذا لا تصحُّ فرضيةُ أفوجادرو للسوائلِ والجوامدِ ؟

١٣: ١٢ : أيُّهما ذو كتلةٍ أكبرُ : مولٌّ واحدٌ من الهيدروجينِ العاديِّ أم مولٌّ من
الهيدروجينِ الثقيلِ (الديتريوم) ؟ أيُّهما له عددُ أكبرُ من الجزيئات ؟

١٣: ١٣ : عندَ درجة حرارةٍ واحدةٍ وضغطٍ واحدٍ ، أيُّهما له كثافةٌ أعلى : الأوكسجينُ أم
الأوزونُ ؟

١٣: ١٤ : تُهْمَى فرضية أفوجادرو تفسيراً بسيطاً لقانونِ الحجمِ المتفاعلة Law of combining volumes . اقترح فرضيةً بديلةً تفسّرُ هذا القانونَ أيضاً، (قد يكون افتراضك خيالياً ولا يشترطُ فيه أن يتطابق مع أدلةٍ أخرى على بُنية المادة).

١٣: ١٥ : سَمِّ كميةً فيزيائيةً غيرَ درجةِ الحرارةِ تميلُ إلى التساوي عندما يُجعلُ نظامان يتلامسان .

١٣: ١٦ : لا يذكرُ قانونُ التوازنِ شيئاً عن الزمنِ اللازمِ لبلوغِ درجةِ حرارةٍ واحدةٍ في نظامين متلامسين حرارياً . أعطِ مثلاً واحداً على كلِّ مما يلي : (أ) نظامٌ يصلُ الى حالةِ التوازنِ مع نظامٍ آخرٍ أو مع بيئتهِ في ثانيةٍ واحدةٍ أو أقلَّ من ذلك ، (ب) نظامٌ يتطلبُ عدةَ ساعاتٍ ليبلغَ حالةَ التوازنِ مع بيئتهِ ، و(ج) نظامٌ لا يصلُ إلى توازنٍ مع بيئتهِ حتى بعدَ مرورِ مدةٍ زمنيةٍ تُقدَّرُ بملايينِ السنين . هل تتوقعُ أنَّ النظامَ الأخيرَ الذي سميتَه يمكنه أن يبلغَ حالةَ التوازنِ في النهايةِ؟

١٣: ١٧ : يعطي مقياسُ حرارةٍ موضوعٌ في غرفةٍ مفرغةٍ قراءةً معينةً لدرجةِ الحرارةِ يمكنُ تغييرُها بتغييرِ درجةِ الحرارةِ خارجَ الغرفةِ ، (ومن ناحيةٍ نظريةٍ فإنَّ هذا سيكونُ صحيحاً حتى في حالةِ الخلاءِ التامِ) . (١) كيف يوصلُ مقياسُ الحرارةِ بالغرفةِ المحيطةِ ، (افتراضُ أنه لا توجدُ وصلةٌ ماديةٌ بينهما)؟ (٢) يمكنُ أن تعيَّنَ للخلاءِ ذاتهِ درجةَ حرارةٍ ، لماذا؟ (تلميح: الخلاءُ منطقةٌ تخلو من الجسيماتِ المادية) .

١٣: ١٨ : قد يتكوَّنُ الصقيعُ في ليلةٍ صافيةٍ على السطوحِ الأفقيةِ حتى لو كانت درجةُ حرارةِ الهواءِ أعلى من درجةِ الانجماد . فسِّرْ هذه الحقيقةَ بقانونِ التوازنِ . (تلميح: درجةُ حرارةِ الخلاءِ بينَ النجميّ تساوي ٣ ك تقريباً) .

١٣ : ١٩ : يَبَيِّنُ بِدَقَّةٍ كَيْفَ يُمْكِنُ لِلْمَعَادِلَةِ ١٣ : ١ - أَوْ مِكَافَأَتِهَا الْمَعَادِلَةُ ١٣ : ١١ - أَنْ تَكُونَ مَعًا تَعْرِيفًا لِدَرَجَةِ الْحَرَارَةِ وَقَانُونًا لِلطَّبِيعَةِ .

١٣ : ٢٠ : يَرْفَعُ فَرْنٌ دَرَجَةَ حَرَارَةِ هَوَاءِ بَيْتٍ مِنْ ١٠°س إِلَى ٢٠°س ، وَيَفْعَلُ ذَلِكَ مِنْ دُونِ تَغْيِيرِ حَجْمِ الْبَيْتِ أَوْ ضَغْطِ هَوَائِهِ . كَيْفَ يُمْكِنُ إِنْجَازُ ذَلِكَ مِنْ دُونِ مَخَالَفَةِ قَانُونِ الْغَازِ الْمِثَالِيِّ ؟

١٣ : ٢١ : اعْطِ مِثَالًا وَاحِدًا يُبَيِّنُ أَنَّ فَقْدَانَ الطَّاقَةِ الدَّاخِلِيَّةِ مِنْ جُزْءٍ مِنْ نِظَامٍ يَسَاوِي الْكَسْبَ فِي الطَّاقَةِ الدَّاخِلِيَّةِ لِجُزْءٍ آخَرَ مِنَ النِّظَامِ نَفْسِهِ ، مَعْتَبِرًا أَنَّ الْحَرَارَةَ هِيَ وَسِيطُ التَّبَادُلِ .

١٣ : ٢٢ : أُعْطِ مِثَالًا وَاحِدًا يُبَيِّنُ أَنَّ الطَّاقَةَ الدَّاخِلِيَّةَ الْكُلِّيَّةَ لِنِظَامٍ تَزِيدُ أَوْ تَنْقُصُ مِنْ دُونِ تَدْفِيقِ مَنَاطِرٍ لِلْحَرَارَةِ مِنَ النِّظَامِ أَوْ إِلَيْهِ . يُبَيِّنُ مِثْلَ هَذَا الْمِثَالِ لَمْ تَتَمَيَّزُ الْحَرَارَةُ مِنَ الطَّاقَةِ الدَّاخِلِيَّةِ .

١٣ : ٢٣ : الْمَتَغَيِّرُ الْمَتَكَثِّفُ intensive هُوَ مَتَغَيِّرٌ يُمْكِنُ تَعْرِيفُهُ مَوْضِعِيًّا دَاخِلَ نِظَامٍ مَا ، وَلَا يَعْتَمِدُ مَقْدَارُهُ عَلَى الْهَدُودِ الْمَخْتَارَةِ لِلنِّظَامِ . وَالْمَتَغَيِّرُ الْإِمْتِدَادِيُّ extensive هُوَ مَتَغَيِّرٌ يُعَرَّفُ لِلنِّظَامِ بِاعْتِبَارِهِ كُلًّا وَاحِدًا ، وَلَا يَتَوَقَّفُ مَقْدَارُهُ عَلَى الْهَدُودِ الْمَخْتَارَةِ لِلنِّظَامِ . أَيُّ الْمَتَغَيِّرَاتِ الْآتَالِيَةِ مَتَكَثِّفَةٌ وَأَيُّهَا إِمْتِدَادِيَّةٌ : (أ) الْكثَافَةُ ، (ب) الضَّغْطُ ، (ج) الْحَجْمُ ، (د) دَرَجَةُ الْحَرَارَةِ ، (هـ) الْكُتْلَةُ ، (و) الطَّاقَةُ الدَّاخِلِيَّةُ ، (ز) عَدَدُ الْمَوَلَاتِ ، وَ(ح) الْوِزْنُ الْجَزِيئِيُّ ؟

١٣ : ٢٤ : فَسِّرِ الظُّوَاهِرَ الْآتَالِيَةَ مِنْ وَجْهَةِ النِّظَرِ الْمَجْهَرِيَّةِ (أَيِ الطَّاقَةِ الْحَرَكِيَّةِ) : (أ) عِنْدَ إِطْلَاقِ غَازٍ مَا فِي الْخَلَاءِ التَّامِّ فَانِهِ يَنْتَشِرُ فِيهِ عَلَى نَحْوٍ غَيْرِ مَحْدُودٍ ، فِي حِينِ أَنَّ الْجَامِدَ أَوْ السَّائِلَ لَا يَنْتَشِرَانِ فِي الْخَلَاءِ التَّامِّ . (ب) يَشْعُرُ السَّابِحُ الَّذِي يَخْرُجُ مِنْ بَرَكَةِ الْمَاءِ السَّاخِنَةِ إِلَى الْهَوَاءِ الدَّافِئِ بِالْبُرُودَةِ . (ج) يَزْدَادُ ضَغْطُ الْهَوَاءِ فِي إِطَارِ عَجَلَةِ السَّيَارَةِ بَعْدَ قِيَادَتِهَا لِفَتْرَةٍ مِنَ الزَّمَنِ .

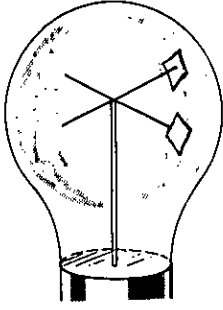
الجزء ١٣ : ٥

الجزء ١٣ : ٦

١٣: ٢٥: تَخَيَّلْ، كما فعل العلماء ذلك من قبل، أنَّ جزيئات الغازِ تحتلُّ مواضعَ ثابتةً، وأنَّ بعضها يلامِسُ بعضها الآخر. فما الاستنتاجات التي يمكنك الحصولَ عليها عن قطرِ الجزيءِ من: (أ) قانونِ ألحجومِ المتفاعلة (المتحدة) وفرضية أفوجادرو، و(ب) قانونِ الغازِ المثالي.

الجزء ١٣: ٧

١٣: ٢٦: يَفْصِلُ حاجزٌ ذو ثقبٍ صغيرٍ منطقةً تحوي غازاً ذا ضغطٍ عالٍ عَنْ منطقةٍ أخرى تحوي غازاً ذا ضغطٍ مُتَدَنٍّ جداً. فهل سرعةُ جذرِ متوسطِ المربعِ للجزيئاتِ الأهاريةِ من منطقةِ الضغطِ العاليِ عَبْرَ الثقبِ تزيدُ على أم تنقصُ عن أم تساوي سرعةَ جذرِ متوسطِ المربعِ للجزيئاتِ الباقيةِ في منطقةِ الضغطِ العاليِ؟



١٣: ٢٧: يتألف مقياسُ الأشعاعِ (الراديوميتر) من أربعِ ريشٍ تدورُ بحريةٍ حولَ محورٍ داخلِ زجاجةٍ مصباحٍ كهربائيٍّ تحوي هواءً ذا ضغطٍ متدنٍ جداً (أنظر الشكل المجاور). وأحدُ وَجْهَيْ كُلِّ ريشةٍ أسودٌ ويمتصُّ الضوءَ بسرعةٍ، في حين أنَّ الوجهَ الآخرَ مُفَضَّضٌ، ويعكسُ معظمَ الضوءِ الساقطِ عليه. فَسَّرِ لِمَ تدورُ الريشُ عند سقوطِ الضوءِ عليها. وعند النظرِ إلى الريشِ الدائرةِ من أعلى، فهل تدورُ الريشُ اللمينةُ في الشكلِ في اتجاهِ عقاربِ الساعةِ، أم عَكْسَ اتجاهِها؟ (عُدْ إلى أحدِ المراجعِ إذا رأيتَ ذلك ضرورياً).

الجزء ١٣: ٨

١٣: ٢٨: لماذا تعدُّ الطاقةُ الحركيةُ النقليةُ الشكلَ الوحيدَ للطاقةِ الذي يتناسبُ مع درجةِ الحرارةِ المطلقةِ؟ (تلميح: ما تأثيرُ الأشكالِ الأخرى للطاقةِ الجزيئيةِ في الضغطِ الذي يوقعه الغازُ).

١٣: ٢٩: فَسَّرْ باستخدامِ النظريةِ الحركيةِ لِمَ تتساوى تقريباً سرعةُ الصوتِ في الهواءِ على ارتفاعٍ عالٍ مع سرعتهِ على سطحِ البحرِ، على الرغمِ من وجودِ فارقٍ كبيرٍ في كثافةِ الهواءِ؟

١٣ : ٣٠ : فسرُ بدلالةِ السَّرعِ الجزيئيةِ والتصادماتِ الجزيئيةِ لِمَ تَزيدُ سرعةُ الصوتِ في الماءِ زيادةً بالغةً (أي أكثرَ من أربعِ مرَّاتٍ بالفعلِ) على سرعتهِ في الهواءِ في درجةِ حرارةٍ مساويةٍ لدرجةِ حرارةِ الماءِ؟

١٣ : ٣١ : (١) هل يمكنُ تعيينُ درجةِ حرارةِ جزيءٍ واحدٍ في لحظةٍ زمنيةٍ معينةٍ؟ لماذا؟
(٢) هل يمكنُ تعيينُ درجةِ الحرارةِ لجزيءٍ واحدٍ خلالَ فترةٍ زمنيةٍ محدودةٍ؟ لماذا يُعدُّ ذلك ممكناً أو غيرَ ممكن؟

١٣ : ٣٢ : سَمِّ مفهومًا واحدًا غَيرَ درجةِ الحرارةِ يتطلبُ تعريفُهُ عادةً عِدَّةَ جزيئاتِ .

١٣ : ٣٣ : كانت النظريةُ الحركيةُ معَ حلولِ عامِ ١٩٠٠م قد أُختبرتِ بشكلٍ جيدٍ، معَ أنَّ مقدارَ عددِ أفوجادرو . لم يكن معروفًا . ناقِشْ تجربةً واحدةً توفِّرُ دليلاً يُدعِّمُ النظريةَ الحركيةَ ولا تزوِّدنا في الوقتِ نفسِه بأيةِ معلوماتٍ عن كتلةِ الجزيءِ الواحدِ أو عَن عددِ الجزيئاتِ في عينةٍ ما .

١٣ : ٣٤ : عيتان : إحداهما من النيتروجين والأخرى من الأوكسجين ، وَجَدْنَا أَنهما تنقلان الصوتَ بسرعةٍ واحدةٍ . (١) أيُّ الغازين هو في درجةِ حرارةٍ أعلى؟
(٢) أيُّ الغازين ضغطُهُ أعلى؟

١٣ : ٣٥ : اشرحْ بإيجازٍ، كما لو كنت تفعلُ ذلك لطالبٍ غيرِ متخصصٍ في العلومِ، لِمَ توجدُ درجةُ حرارةِ صُغرى (وهي درجةُ الصفرِ المطلق)، ولا توجدُ درجةُ حرارةٍ عليا؟

١٣ : ٣٦ : بَيِّنْ لماذا يسهلُ قياسُ γ بالمقارنةِ معَ α في حالتيِ السائلِ والجامدِ؟

الجزء ١٣ : ٩

١٣ : ٣٧ : لماذا تختلفُ القيمتان γ و α قليلاً في حالةِ السائلِ أو الجامدِ، معَ أَنهما تختلفان اختلافًا بالغًا جدًّا في حالةِ الغازِ؟

١٣: ٣٨: (١) فَسَّرْلِمَ تَتَّبِعْ المعادلة ١٣: ٤٠ (Δ حر = Δ ك Δ د) منطقياً من تعريف الحرارة النوعية؟ (٢) لماذا تعدُّ هذه المعادلة صادقةً بدقة فقط للتغيرات المتناهية الصغر: Δ حر و Δ د، في حين أنها تعدُّ صادقةً لجميع قيم Δ المحدودة.

١٣: ٣٩: (١) لماذا يعدُّ الماء مبرِّداً أجوداً من معظم السوائل؟ (٢) في أية ظروف يمكن تفضيل سائل على الماء كمبرِّد؟

١٣: ٤٠: اقترح سبباً بلغة التفاعلات الجزيئية لكون حرارات التبريد أكبر اجمالاً من حرارات الانجماد؟

١٣: ٤١: في الليالي الباردة التي تهبط فيها درجة الحرارة عدة درجات دون درجة الانجماد، يعمُر زارعو البرتقال أحياناً قنوات الري بالماء. بين كيف يقي هذا الاجراء الشجر من خطر الانجماد؟

١٣: ٤٢: من الممكن أحياناً صهر قدر الألومنيوم الموضوع على الموقد بشرط أن يكون الماء الذي فيه قد تبخر كله بالغليان. لماذا؟

١٣: ٤٣: تستخدم أنظمة التدفئة البيئية الهواء أو الماء الساخن أو البخار لتوصيل الحرارة من الموقد (الفرن) إلى أجزاء البيت. بين لماذا لا تستخدم البيانات الكبيرة أو مجمعات البيانات إلا الأنظمة البخارية للتدفئة، ولا تستخدم أنظمة الهواء الساخن أو الماء الساخن.

١٣: ٤٤: الوحدات التي يشيع استخدامها لثابت الغاز R هي: ج/ك.مل.ك، ك.سع/ك.مل.ك، وسع/غ.ك. (١) ما وحدة γ في المعادلة ١٣: ٥٢ عند استخدام كلٍّ من الوحدات السابقة؟ (٢) لأيٍّ وحدتين من وحدات R المذكورة، تكون القيمة العددية للكمية γ واحدة؟

الجزء ١٣: ١٠

١٣: ٤٥ : تتحرك الجزيئات التي كتلة كل منها ك في فوهة مثالية لصاروخ بسرعة واحدة ع ، بحيث يوازي بعضها بعضاً تماماً. ما درجة حرارة غاز العادم؟

١٣: ٤٦ : اعتبر الهواء في إطار عجلة وفي أسطوانة منفوخ يدوي موصول بالاطار النظام قيد الدرس. فعند دفع مقبض المنفوخ الى أسفل، فأى الحدود الأربعة في المعادلة ١٣: ٥٥ تكون صفراً أو تقترب من الصفر؟ وأيها يكون موجباً وأيها يكون سالباً؟

١٣: ٤٧ : تسخن عربة فضائية عندما تُبطأ عند إعادة إدخالها إلى الغلاف الجوي. ناقش ظاهرة التسخين عند إعادة إدخال العربة الفضائية إلى الغلاف الجوي بلغة جزيئية، مستنداً في نقاشك إلى فكري الطاقة المرتبة والطاقة غير المرتبة، وإلى التعريف الحركي لدرجة الحرارة وقانون الديناميك الحراري الأول.

١٣: ٤٨ : إذا حُني السلك في الشكل ١٣: ١٥ ليشكل دائرة مغلقة بحيث تستطيع الخرزة أن تنزلق عليه، فما درجات الحرية التي لهذا النظام؟ اشرح الأساس الذي تقوم عليه إجابتك.

١٣: ٤٩ : هل تنطبق نظرية التقسيم المتساوي على الكواكب؟

١٣: ٥٠ : تبلغ النسبة بين الحرارتين النوعيتين للهواء (والتي يُشار إليها عادة بـ γ) تقريباً ١.٤. (١) هل تؤيد هذه النتيجة فكرة أن الهواء يتكون من جزيئات ثنائية الذرة؟ (٢) هل γ لغاز أحادي الذرة أكبر أم أصغر من ١.٤؟ (٣) هل تتوقع لغاز يتكون من جزيئات معقدة كثيرة الذرات أن تكون γ أكبر من ١.٤ أم أصغر منها؟

١٣: ٥١ : عند تسخين غاز الهيدروجين، تزداد حرارته النوعية (لوحدة الكتلة الواحدة)، وتبلغ قيمتها القصوى عندما يتأين الغاز تماماً. ومن ناحية أخرى، تزداد حرارته النوعية الجزيئية (المولية) أولاً، ثم تناقص. فسّر هذه

النتيجة. (تلميح: هل عدد المولات ثابت؟ هل الوزن الجزيئي ثابت؟).

١٣: ٥٢: تحوي حجرة افتراضية جزيئاً واحداً من الديتريوم (الهيدروجين الثقيل). وتعدّ الحجرة بالقرب من درجة الصفر المطلق نظاماً له بالفعل ثلاث درجات حرية، (أما درجات الحرية الأخرى فمجمدة). ناقش تدفئة درجات الحرية الأخرى، والازدياد التدريجي في عددها عند تسخين الحجرة إلى درجة حرارة الغرفة العادية، ثم إلى آلاف الدرجات المطلقة، ثم إلى ملايين الدرجات، وأخيراً إلى بلايين الدرجات.

التمارين:

- الجزء ١٣: ٢:
- ت ١٣: ١: جد درجة الحرارة بدرجات سلسيوس والدرجات المطلقة التي تقابل كلا من الشكاوي التالية: (١) إنها ٢٠ تحت الصفر. (٢) إنها ٩٠ في الظل. (٣) أخذت الأجنحة تتجمد (أخذ النشاط يتوقف).
- ت ١٣: ٢: أبلغ سائح أمريكي أُدخل إلى المستشفى للمعالجة في بلد أجنبي بأن درجة حرارته ٣٩.٥. ما درجة حرارته بالدرجات الفرنسية؟
- ت ١٣: ٣: ما المعادلة التي تربط قياسات درجة الحرارة بدرجات رانكن وقياساتها بالدرجات الفرنسية؟
- ت ١٣: ٤: عند أية درجة حرارة يُعطي مقياس الحرارة الفرنسية ومقياس حرارة سلسيوس قراءة واحدة؟
- ت ١٣: ٥: في مقياس حرارة غازي ذي حجم ثابت، يبلغ ضغط الغاز ض. عند نقطة أنجماد الماء التي تُعرف بالدرجة صفر، ويبلغ ضغط الغاز ض. عند نقطة غليان الماء على مستوى سطح البحر التي تُعرف بالدرجة ١٠٠°س.
- (١) اكتب معادلة مماثلة للمعادلة ١٣: ١ تعبر عن درجة الحرارة بدرجات

سلسيوس بدلالة الضغط المقيس لغاز مقياس الحرارة. (٢) عبّر عن
الثابت أ في المعادلة ١٣: ١ بدلالة الضغطين المرجعيين ض. وض.

ت ١٣: ٦: ارسم في رسم بياني يُعَيَّن فيه الضغط ض على محور رأسي ودرجة الحرارة
د على محور أفقي خطي الغليان والانجماد. (استشر مرجعاً خارجياً إن لزم
الأمر، ويكتفى هنا برسم وصفي). علّم على الرسم البياني منطقة كل من
الجامد، السائل، والغاز. عَيّن عليه أيضاً النقطة الثلاثية.

ت ١٣: ٧: يُعطى التغير ΔL في طول قطعة من مادة جامدة ل عند حدوث تغير في
درجة الحرارة غير كبير مقداره Δ بالمعادلة التالية: $\Delta L = \alpha L \Delta$ ،
حيث تُسمّى α بالمعامل الخطي للتمدد الحراري. وتبلغ α للحديد في
درجة حرارة قريبة من درجة حرارة الغرفة $12 \times 10^{-6} \text{ ك}^{-1}$. (١) بأي مقدار
يتغير طول جزء من سكة الحديد مقداره ٣٠ م، عندما تتغير درجة حرارته
بمقدار ٥٠ ك؟ (٢) جد، لنفس التغير في درجة الحرارة، التغير التقريبي
في متوسط المسافة بين ذرتين متجاورتين في الحديد، (كثافة الحديد ٧٩
 $\times 10^3 \text{ كغ/م}^3$ ووزنه الذري ٥٦)؟

ت ١٣: ٨: (١) كم عدد الكيلومولات في ١٨ كغ من الماء؟ (٢) كم عدد
كيلومولات الهيدروجين والأكسجين التي تنشأ عن تفكك ١٨
كغ من الماء $(2\text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{H}_2 + \text{O}_2)$ ؟ (٣) إذا أُيئت هذه الكمية من الماء
بكاملها إلى غاز (بلازما) من الألكترونات والنوى العارية منها، فكم عدد
كيلومولات الجسيمات الموجودة؟ (٤) هل يمكن تقسيم الماء إلى أبعد مما
أشير إليه في (٣)؟

الجزء ١٣: ٣

ت ١٣: ٩: إذا توزّع مول واحد من الذرات المشعة بانتظام في الغلاف الجوي الأرضي
حتى ارتفاع ٣٠ كم، فما عدد الذرات التي توجد في المتر المكعب
الواحد؟ (يؤكد هذا الحساب ضخامة عدد أفوجادرو).

ت ١٣: ١٠ : ارمزُ إلى الوزنِ الجزيئيِّ للمادةِ بالرمزِ (و.ج .)، ولكتلةِ الجزيءِ الواحدِ منها بالرمزِ ك. اشتقَّ معادلةً تعبرُ عن ك بدلالةِ (و.ج .) وعددِ أفوجادرو. (هذه المعادلةُ البسيطةُ جديرةٌ بالحفظ).

ت ١٣: ١١ : إجعلْ (و.ج .) ترمزُ إلى الوزنِ الجزيئيِّ للمادةِ، وأ إلى كثافتها الكتليةِ بوحداتِ كغ/م^٣، وم إلى كثافتها العدديةِ بوحداتِ عددِ الجزيئات /م^٣. اشتقَّ معادلةً تُعبرُ عن μ بدلالةِ أ، (و.ج .)، وعددِ أفوجادرو. هل تصحُّ هذه المعادلةُ للسوائلِ والجوامدِ؟ (هذه المعادلةُ جديرةٌ بالحفظ).

ت ١٣: ١٢ : (١) يتحدُّ لترٌ واحدٌ من الهيدروجين (H₂) مع س لتراً من الكلور (Cl₂) لتكوينِ ص لتراً من كلوريدِ الهيدروجين (HCl)، وتقاسُ الحجمُ جميعُها في درجةِ حرارةٍ واحدةٍ وضغطٍ واحدٍ. ما قيمةُ س وص؟ ما الحجمُ النسبيُّ لكلٍّ من الغازاتِ المتفاعلةِ والناجمةِ (في درجةِ حرارةٍ واحدةٍ وضغطٍ واحدٍ) عندَ حرقِ الميثانِ (CH₄) بالأكسجينِ (O₂) لتكوينِ ثاني أكسيدِ الكربونِ (CO₂) وبخارِ الماءِ؟

ت ١٣: ١٣ : بَيِّنْ كيفَ يتضمَّنُ قانونُ الغازِ المثاليِّ فرضيةَ أفوجادرو؟ الجزء ١٣: ٤

ت ١٣: ١٤ : تعملُ معظمُ الطائراتِ على نحوٍ ملحوظٍ في اليومِ الباردِ أحسنَ مما تعملُ في اليومِ الدافئِ. فإذا كانَ ضغطُ الهواءِ واحداً في يومٍ باردٍ درجةِ حرارتهِ صفرٌ وفي يومٍ صيفٍ درجةِ حرارتهِ ٣٠°س، فبأيِّ كسرٍ تختلفُ كثافةُ الهواءِ في هذينِ اليومينِ؟ وفي أيِّ يومٍ يكونُ الهواءُ ذا كثافةٍ أعلى؟

ت ١٣: ١٥ : (١) ما عاملُ التمددِ الحجميِّ للماءِ عندما يتحولُ إلى بخارٍ في ٣٧٣ ك وضغطٍ جويٍّ واحدٍ؟ (٢) بأيِّ عاملٍ يزيدُ متوسطُ المسافةِ بينِ جزيئاتِ الماءِ؟ استخدم كثافةَ للماءِ مقدارها ١٠ كغ/م^٣ وضغطاً للهواءِ مقداره ١٠ ن/م^٢، وافترضْ أنَّ البخارَ يسلكُ كغازٍ مثالي.

ت ١٣: ١٦ : (١) يحتوي وعاء سعته ٢٢٤ لتر على ١٠ مولات من غاز الأكسجين في درجة صفر°س. ما ضغط الغاز؟ (٢) تنقل مضخة هذا الغاز إلى وعاء سعته ١٠ لترات، وترفع بالنقل درجة حرارة الغاز إلى ٥٠°س. ما الضغط الجديد للغاز؟

ت ١٣: ١٧ : حجم بالون للأرصاد الجوية هو ١٢م^٣ عند إطلاقه من سطح البحر في يوم دافئ (ض= ١ ضغط جوي، د= ٢٠°س)، فما حجمه عندما يبلغ ارتفاعاً يكون فيه ض= ٤ر. ضغط جوي و د= -٢٠°س؟ (افترض أن الضغط داخل البالون والضغط خارجيه متساويان).

ت ١٣: ١٨ : يقرأ مقياس الإطارات الفارق بين ضغط الإطارات والضغط الجوي. وقبل الرحلة، يُظهر المقياس ضغطاً مقداره ١٥ ضغط جوي عند وصله بإطار سيارة يحوي ٦ مولات من الهواء في درجة حرارة ٣٠٠ ك، ويعني هذا أن الضغط داخل الإطارات يساوي ٢٥ ضغطاً جوياً. وبعد أن تسير السيارة فترة من الزمن، يُظهر الإطارات ضغطاً على المقياس مقداره ٢٠ ضغطاً جوياً. (١) فإذا لم يتغير حجم الاطارات، فما درجة حرارة الهواء الجديدة داخل الاطارات؟ (٢) وإذا أُرجع الاطارات إلى ضغطه الأصلي عند درجة الحرارة العالية هذه، فكم عدد جزيئات الهواء التي تهرب من الاطارات؟

ت ١٣: ١٩ : زجاجة سعتها لتر واحد تحتوي على كمية من غاز النيتروجين (N₂) في درجة حرارة ٢٠°س وضغط جوي واحد. وعند تسخين الزجاجة ببطء إلى ١٠٠°س، سُمح لكمية كافية من الغاز بالهروب ليظل ضغط الغاز في الزجاجة ضغطاً جوياً واحداً، ثم سُدَّت الزجاجة وبردت إلى ٥٠°س. (١) ما كتلة النيتروجين التي هربت من الزجاجة؟ (٢) ما الضغط الأخير للغاز في الزجاجة؟

ت ٢٠: ١٣: ثلاثة أوعية مسدودة بإحكام ذات حجوم مختلفة، وتحتوي غازات مختلفة، فُقدت منها البطاقات التي تميزها. وعندما عُثِرَ على البطاقات، وُجِدَ أنها تحمل المعلومات التالية: (أ) مولان من الهيليوم في درجة حرارة ٣٠٠ ك وضغط مقدار ٥ × ١٠° ن/م^٢. (ب) ٦ × ١٠^٣ ذرة من النيون في درجة حرارة صفر صفر وضغطين جويين. (ج) ٧ غ من N₂ في درجة حرارة الغرفة العادية و ٢٠ ضغطاً جويًا. أي البطاقات تخصّ الوعاء الأكبر حجمًا، وأيها تخصّ الوعاء المتوسط في حجمه، وأيها تخصّ الوعاء الأصغر حجمًا؟ هل حجم الوعاء الأصغر كحجم جيبك؟

ت ٢١: ١٣: تتسرب فقاعات الهواء من غواصة، ويتضاعف نصف قطرها مرتين عند سطح الماء. فإذا ظلت درجة حرارة الهواء في الفقاعات ثابتة تقريباً، فما عمق الغواصة؟

ت ٢٢: ١٣: يشغل المول الواحد من الغاز المثالي حجماً مقداره ٢٢.٤ لترًا (٢٢.٤ × ١٠^{-٣} م^٣) عند الشرطين المعياريين. (١) استخدم كثافة الهواء الجاف المعطاة في الملحق ٣ ب لحساب كتلة الهواء في مول واحد منه. (٢) استخدم البيانات المذكورة في الملحق نفسه الخاصة بتركيب الغلاف الجوي لايجاد متوسط الوزن الجزيئي للهواء. (ملاحظة: المتوسط المطلوب هو متوسط موزون). (٣) قارن بين الإجابتين للجزيئين (١) و(٢) أعلاه. هل توفر هذه المقارنة دليلاً يؤيد فكرة أن الهواء يسلك كغاز مثالي أم أنها توفر دليلاً لا يؤيدها؟

ت ٢٣: ١٣: يُعرّف المعامل الحجمي للتمدد الحراري لمادة بالمعادلة:

$$\beta = \frac{1}{\alpha} \frac{d\alpha}{dT}$$

، حيث ترمز ح إلى الحجم و د إلى درجة الحرارة، و β إلى كسر التغير

في الحجم لكل وحدة تغير في درجة الحرارة. (١) المعامل الخطي للتمدد الحراري للحديد في درجة حرارة قريبة من درجة حرارة الغرفة مُعطى في التمرين ١٣: ٧. ما المعامل الحجمي للتمدد الحراري للحديد؟ (٢) بين لغاز مثالي على ضغط ثابت أن $\beta = \frac{1}{\gamma}$. ما قيمة النسبة: β (لغاز مثالي) / β (للحديد) في درجة حرارة الغرفة العادية؟

ت ١٣: ٢٤: أجب عن الأسئلة في الإشارة الهامشية في الصفحة (٢٩).

ت ١٣: ٢٥: (١) يُفَرَّقُ سَخَّانٌ صَغِيرٌ ٢٠٠ واط (٢٠٠ جول / الثانية). فكم من الزمن يلزم له ليرفع درجة حرارة ٢.٠ كغ من الماء من ٢٠°س إلى ١٠٠°س؟ (٢) لو كان المكافئ الميكانيكي للحرارة ٤١٨٤ ك سع/ج بدلاً من ٤١٨٤ جول/ك سع، فكم الزمن الذي يلزم للسخان لجعل الماء يغلي؟

الجزء ١٣: ٥٠

ت ١٣: ٢٦: يقرّر مخترع ممثليء الجسم (كتلته ك = ١٢٠ كغ) أن يُسَخِّرَ طاقةً الجاذبية المرتبطة بنزوله البالغ ٣ م من غرفة نومه إلى المطبخ كل صباح. ويصمم مصعداً صغيراً يدير عند نزوله مولداً كهربائياً يوفر الطاقة للوحة ساخنة. فإذا صُرفَ كُلُّ التغير في طاقته الوضعية في تسخين نصف لتر من القهوة، فبأي مقدار ترتفع درجة حرارة القهوة؟

ت ١٣: ٢٧: (١) أحسب لغاز مثالي عند الشرطين المعياريين عدد الجزيئات في المتر المكعب الواحد. وباستخدام العدد المحسوب، احسب بصورة تقريبية متوسط المسافة الفاصلة بين أي جزيئين فيه. (٢) احسب الكميتين السابقتين للماء. (٣) احسب الكميتين السابقتين أيضاً للألمنيوم الذي تبلغ كثافته 27×10^3 كغ/م^٣ ووزنه الذري ٢٧، (لاحظ أن جزيء الألمنيوم عبارة عن ذرة واحدة). (٤) ناقش بايجاز أهمية المسافات

الجزء ١٣: ٦٠

البنية بين الذرات أو الجزيئات في هذه المواد الثلاثة: ألبامد،
السائل، والغاز.

الجزء ١٣: ٧

ت ١٣: ٢٨: يرتد جزيء ارتداداً مرناً عن جدار أملس (الشكل ١٣: ١٠). (١) لماذا
تكون $x_2 = x_1$ ؟ (٢) وإذا لم تتغير المكونتان x و y بالتصادم، فبين
أن: $(x \text{ س}) \text{ بعد التصادم} = - (x \text{ س}) \text{ قبل التصادم}$ (٣) اعطِ تعبيراً متجهياً للتغير في
زخم الجزيء: $x_2 - x_1$.

ت ١٣: ٢٩: يساوي الحجم الداخلي لبيت ٤٥٠ م^٣، ويبلغ ضغط الهواء فيه
١٠ ن/م^٢، ودرجة حرارته هي ٢٩٣ ك. (١) ما الطاقة الحركية النقليّة
الكلية لجميع جزيئات الهواء في البيت؟ (٢) أجب عن السؤال نفسه
بعد أن يُسخّن البيت إلى درجة حرارة ٢٩٨ ك (علماً بأنّ ضغط هوائه لم
يتغير). (٣) ناقش بايجاز التوزيع النهائي للطاقة المضافة التي زوّد الموقد
البيت بها.

الجزء ١٣: ٨

ت ١٣: ٣٠: جد سرعة جذر متوسط المربع (ج م م) لكل مما يلي: (أ) ذرة هيليوم
في درجة حرارة تسيل الهيليوم (٤ ك). (ب) ذرة ديتريوم في تجربة
انصهار نووي حراري في درجة حرارة 2×10^7 ك.

ت ١٣: ٣١: استخدم المعادلة ١٣: ٣٣ لتبين لغاز في درجة حرارة الغرفة المعتادة أن:
(١) متوسط الطاقة الحركية للجزيء تساوي تقريباً 0.04 إ.ف. و (٢)
الطاقة الحركية الجزيئية لمول واحد تساوي تقريباً ١ ك سع.

ت ١٣: ٣٢: لو ظل الهيدروجين في شكله الجزيئي (H_2) في درجة حرارة ٦٠٠٠ ك
(درجة حرارة سطح الشمس)، فبأي سرعة سوف ينتقل الصوت؟ قارن
بين هذه السرعة وسرعة الصوت في الهواء في درجة حرارة الغرفة
المعتادة؟

ت ١٣: ٣٣: تطيرُ طائرةٌ بسرعةٍ تساوي ٨٥٪ من سرعة الصوت (٠.٨٥ ماخ) على ارتفاعٍ تبلغُ درجة الحرارة عنده - ٣٥°س. ما سرعة الطائرة بالميل / الساعة؟

ت ١٣: ٣٤: تسيرُ جزيئاتُ النتروجين في الهواءِ المحصورِ داخلَ عربةٍ فضائيةٍ تدورُ في مدارٍ حولَ الأرضِ بسرعةٍ تساوي ١٧٠٠٠ ميل / الساعة (١٠×٧٦ م/ث). فما درجة الحرارة التي تكونُ فيها عينةٌ من غازِ النتروجين في حالةٍ ألسكونِ بالنسبةِ إلى العربةِ إذا كانت جزيئاتها تتحركُ عشوائياً بهذه السرعة؟

ت ١٣: ٣٥: ما الذي يحدثُ لضغطِ غازٍ في وعاءٍ حجمه ثابتٌ اذا: (١) ضوعفت درجة الحرارة مرتين. (٢) ضوعفت سرعة جذرٍ متوسطِ المربعِ للجزيئات مرتين. (٣) حدث تفاعلٌ كيميائيٌ يضاعفُ الوزنَ الجزيئيَّ للغازِ مرتين، (في حين إنه يُنْقَصُ عددُ الجزيئاتِ الى النصف)، من دونِ تغييرٍ في الطاقة الحركيةِ النقليّةِ الكليةِ للجزيئات؟

ت ١٣: ٣٦: (١) بَيِّنْ أنَّ سرعةَ جذرٍ متوسطِ المربعِ لجزيءٍ غازٍ تُعطى بدلالةِ الوزنِ الجزيئيِّ (و.ج.) ودرجةِ الحرارةِ المطلقةِ د وثابتِ الغازِ R بالمعادلةِ التالية:

$$V_{\text{ع.ج.م.}} = \sqrt{300R / \text{و.ج.}}$$

وذلك عند التعبيرِ عن د بـ درجاتِ كلفن، وعن R بـ: ج/مل ك، وعن ع.ج.م. بـ: م/ث. (٢) جذُّ السرعةِ أَلمتوسطةِ في درجةِ حرارةِ صفروس للمكوناتِ الجزيئيةِ الأساسيةِ للهواءِ: النتروجين الذي يبلغُ وزنه الجزيئيُّ ٢٨، والأكسجينُ حيث (و.ج.) = ٣٢، والأرغون حيث (و.ج.) = ٤٠.

ت ١٣: ٣٧: تساوي الطاقة الحركية لجزيء بخار الماء (ك = 3.0×10^{-26} كغ) في فوهة عادم صاروخ ٢٠ ر. إف. (١) جذّ سرعته، وقارنها بسرعة قمر صناعي في مدار منخفض حول الأرض. (٢) تُعرّف الطاقة الحركية المتوسطة للعديد من جزيئات الماء بأنها تساوي ٢٠ ر. إف. فسر لماذا لا يمكن حساب درجة حرارة الماء من هذه المعلومات، هل هنالك درجة حرارة عظمى يمكن أن تكون له؟

الجزء ١٣: ٩

ت ١٣: ٣٨: (١) كم يلزم من الحرارة لرفع درجة حرارة ١٠ غ من النحاس من صفرس إلى ١٠٠°س؟ (٢) قارن هذه الطاقة بالطاقة اللازمة لتسريع كتلة النحاس نفسها من السكون إلى سرعة ١ ماخ (٣٤٠ م/ث).

ت ١٣: ٣٩: يسقط الماء في شلالات يوسميت في كاليفورنيا مسافة تساوي ٢٤٢٥ قدما. ولو تمّ تحويل كل الطاقة الوضعية للماء الساقط إلى حرارة، فبأي مقدار سوف ترتفع درجة حرارة الماء عند أسفل الشلال؟

ت ١٣: ٤٠: صُب ٨٠ كغ من الماء الغالي في درجة حرارة ١٠٠°س في قدر صغيرة كتلتها ٢٠ كغ ودرجة حرارتها الابتدائية ٢٠°س. وعند بلوغ حالة التوازن، كان الماء والقدر في درجة حرارة ٩٣°س. فإذا ذهب نصف الطاقة الداخلية التي فقدها الماء في تسخين القدر، والنصف الآخر تفرق إلى البيئة المحيطة، فما الحرارة النوعية للمعدن الذي صُنعت منه القدر؟

ت ١٣: ٤١: هنالك رُبْع لتر من الماء (٢٥٠ غ)، ووعاء الألومنيوم المعزول الذي يحويه، والذي تبلغ كتلته ٥٠ غ، في حالة توازن حراري أصلاً في درجة حرارة ٢٠°س. فإذا وُضعت قطعة من النحاس كتلتها ١٠٠ غ ودرجة حرارتها ١٠٠°س في الماء، وإذا كان فقدان الحرارة إلى المحيط صغيراً إلى حدٍّ يمكن إهماله، فما درجة الحرارة النهائية للنظام؟

ت ٤٢: ١٣ : (١) ما حرارة التبخير للماء بالوحدات : (أ) ك سع / مل ، و(ب) إف / جزيء ؟ (٢) قارن حرارة التبخير للماء بمتوسط الطاقة الحركية النقلية للماء في درجة حرارة ٣٧٣ ك (للمول الواحد أو الجزيء الواحد).

ت ٤٣: ١٣ : لو أستخدم ٥٣٩ ك سع ، وهي الطاقة اللازمة لتبخير ١ ك غ من الماء ، في رفع الكيلوغرام من الماء في مجال الجاذبية الأرضية بدلاً من تبخيره ، فلأَي ارتفاع يمكن رفعه؟ أهمل تغير قوة الجاذبية بالارتفاع ، وبين وجهة نظرك حول ما إذا كان هذا الإهمال تقريباً جيداً.

ت ٤٤: ١٣ : مُبَخَّر سَعْتَهُ لَتَرَان ، وَيَعْمَلُ بِقَدْرَةِ ٤٠ واطاً . فكم الزمن الذي يلزم لتبخير الماء كله؟

ت ٤٥: ١٣ : وعاء بلاستيكي عازل يحوي ٢٠٠ غ من الماء في درجة حرارة ٩٠°س . أُضِفَتْ إِلَيْهِ مَكْعَبَاتٌ جَلِيدٌ كَتَلَتُهَا ٧٥ غ ، ودرجة حرارتها صفر°س ، مُكْعَباً إثر مكعب . ما حالة النظام : (أ) بعد إضافة مكعب واحد إليه؟ (ب) بعد إضافة مكعبين إليه؟ (ج) بعد إضافة ثلاثة مكعبات إليه؟ (د) بعد إضافة أربعة مكعبات إليه؟ (افترض أن التوازن يتحقق في كُلِّ مرحلة ، وأنَّ الحرارة المنقولة إلى الوعاء والمحيط يمكن إهمالها).

ت ٤٦: ١٣ : كم كتلة الجليد في درجة حرارة صفر°س التي يجب ضمها إلى ١ ك غ من البخار في درجة حرارة ١٠٠°س لانتاج ماء في درجة حرارة ٥٠°س؟

ت ٤٧: ١٣ : يُضَخُّ الْبَخَارُ إِلَى الطابق العلوي من بناء ارتفاعه ٥٠ م ويتكاثف هنالك ، ويطلق حرارة تبخيره . وفي طريق عودته إلى المرحل في الطابق الأرضي يدير الماء دولاباً يُشغَل مولداً كهرومائياً صغيراً . قارن بين الطاقة التي يزودها المولد والطاقة التي يزودها البخار المتكاثف .

ت ٤٨: ١٣ : جُعِلَ كيلوغرام واحد من الهواء في درجة حرارة ٢٠°س في تلامس حراري مع كمية من الهيليوم في درجة ١٠°س . وتصل الكتلتان إلى حالة

الجزء ١٠: ١٣

التوازن في درجة حرارة ١٥°س . ما كتلة ألـهيليوم؟

ت١٣: ٤٩ : ما حجم كُُلِّ من الوعائين المذكورين في المثال ٢ في الجزء ١٣: ١٠ باللترات؟

الجزء ١٣: ١١

ت١٣: ٥٠ : كُبِحَتْ سيارَةُ كَتَلُهَا ١٥٠٠ ك غ وتسيرُ بِسرعةٍ ١٥ م/ث (تقريباً ٣٣ ميل / الساعة) حَتَّى التوقف . وعند توقفها تَبَدَّدَ ٨٠٪ من طاقِتها كحرارةٍ في بطاناتِ الكابحِ والأجزاءِ المحيطة . (١) ما مقدارُ هذه الحرارةِ بالكيلوسعرات ؟ (٢) إذا توزعت هذه الحرارةُ بـانتظامٍ في ١٠ ك غ من الحديدِ الَّذِي تبلغُ حرارتهُ النوعيةُ ٠١١ ك سع / ك غ . ك ، فبأيِّ مقدارٍ ترتفعُ درجةُ حرارةِ الحديدِ؟ (٣) ما المصيرُ النهائيُّ للطاقةِ الَّتِي كانت في الأصلِ طاقةً حركيةً جسميةً للسيارة؟

ت١٣: ٥١ : افترضْ أَنَّ صاروخاً مِثْلَ الصاروخِ الْمصَوَّرِ في الشكلِ ١٣: ١٤ (ب) يُدْفَعُ بـغازٍ مثاليٍّ أحاديِّ الذرة ، وَأَنَّ درجةَ حرارةِ الغازِ ، حيثُ جميعُ طاقِته هي طاقةٌ غيرُ مرتبة ، تبلغُ أصلاً ٢٠٠٠ ك ، وتكونُ عند مغادرتهُ فوهةَ الْعَادمِ ١٠٠٠ ك . افترضْ أيضاً أَنَّ الطاقةَ الْكَلِيَّةَ للغازِ لم تتغير . (١) فإذا كَانَ الْوِزْنُ الذَّرِيُّ للغازِ ٤ ، فما سرعةُ جذرِ متوسطِ المربعِ الابتدائيةِ الَّتِي كَانَتْ لجزئياته؟ (٢) ما سرعةُ غازِ الْعَادمِ أَي سرعةُ الحركةِ الجسميةِ الْمَرتبةِ للغازِ الَّذِي يغادرُ الْفوهة؟

ت١٣: ٥٢ : كم عددُ درجاتِ الحريةِ الَّتِي يملكُها كُُلٌّ من الأنظمةِ التالية : (أ) جسيمٌ يُزَلَقُ في مستوى . (ب) قطعةٌ نَقُودٌ تُزَلَقُ في مستوى ، وتدورُ حَوْلَ محورٍ عموديٍّ على المستوى . (ج) جسيমানِ مشحونانِ يَنزَلقانِ في مستوى . (د) رِقاصٌ مَثْبُتٌ يَنُوسُ في قوسٍ دائريٍّ . (هـ) ثَقَلُ رِقاصٍ يَرُسُمُ بحريةٍ مساراً على سَطْحٍ كرويٍّ . (و) قضيبٌ فلزيٌّ حُنيٌّ في هَيْئَةٍ مِثْلِ ، ويتحركُ حُرّاً في المكانِ .

ت ١٣: ٥٣ : أوقف جسيم أشعة كونية طاقته تساوي 10^{11} إف في أنبوب يحوي 10^6 مول من النيون. فبأي مقدار ترتفع درجة حرارة النيون، بعد أن تتوزع الطاقة المضافة إليه في جميع الجزيئات؟

١٣: ٥٤ : تتحرك عربة فضائية في طريقها إلى القمر بسرعة 5000 م/ث. وتبلغ درجة الحرارة في غرفة القيادة 300 ك. (١) ما متوسط الطاقة الحركية التي ترتبط بكل درجة حرية نقلية لجزيء أوكسجين، كما تقاس داخل العربة؟ (٢) بالنسبة إلى مشاهد على الأرض، ما متوسط الطاقة الحركية للجزيء المرتبط بكل من درجات الحرية هذه؟ (اختر أحد محاور نظام الإحداثيات بحيث يكون موازياً للسرعة المتجهة للعربة الفضائية).

ت ١٣: ٥٥ : تبلغ كتلة دقيقة غبار عالقة في الهواء 10^{-10} مرة قدر كتلة جزيء النتروجين. (١) بين أن السرعة المتوسطة لدقيقة الغبار تساوي تقريباً 5 سم/ث. (٢) تكشف الملاحظة المجهرية أن إزاحة الدقيقة في ثانية واحدة هي أقل بكثير من 5 سم. لماذا؟

الجزء ١٣: ١٣

ت ١٣: ٥٦ : تبلغ سرعة جذر متوسط المربع لكرة بيسبول ($k = 14$ ر.كغ) رُميت في الميدان 20 م/ث. فما درجة حرارة الكرة كما تُحسب عند وضع متوسط طاقتها الحركية مساوياً لـ $\frac{3}{2} k_B$. لماذا لا تظهر الكرة ساخنة؟ (٢) إذا استطاعت كرة البيسبول أن تتحمل درجة حرارة نجمية مقدارها 10^4 ك، فما القيمة التي سوف تكون لدرجة حرارة جذر متوسط المربع لحركتها البراونية؟

ت ١٣: ٥٧ : اشتق النتيجة: $\gamma = \frac{5}{2} R$ (المعادلة ١٣: ٧٤) للحرارة النوعية لغاز أحادي الذرة عند الضغط الثابت.

الجزء ١٣: ١٤

ت ١٣: ٥٨ : افترض الافتراض (غير الصحيح) بأن جميع الطاقة الداخلية للماء العادي تكون في شكل طاقة حركية نقلية لجزيئاته. فما القيمة التي سوف

تكون إذا للحرارة النوعية للماء؟ قارن القيمة المحسوبة ، قيمة الفعلية للماء ، وناقش دلالة الفارق .

ت ١٣ : ٥٩ : تكسب الحركة الاهتزازية لجزيء ثنائي الذرة في درجة حرارة عالية بشكل كاف طاقة متوسطة تساوي k د (تنقسم بالتساوي بين الطاقة الحركية والطاقة الكامنة) . أعط الحرارة النوعيتين الموليتين لغاز على الحجم الثابت وعلى الضغط الثابت . في منطقة درجة الحرارة التي تتوزع عندها الطاقة الداخلية على درجات الحرية النقلية والدورانية والاهتزازية .

الجزء ١٣ : ١٥

ت ١٣ : ٦٠ : (١) في أية درجة حرارة يساوي المقدار k د ١ ؟ إن العدد المحسوب معامل مفيد لتحويل درجة الحرارة إلى طاقة ، وهو جدير بالحفظ . (٢) في انفجار نووي يكون : $k = ٥$ د ك ، فما درجة الحرارة في هذا الانفجار؟

ت ١٣ : ٦١ : (١) جد من مرجع خارجي طاقة التفكك (الفصل) للماء ، (أي الطاقة اللازمة للتحويل : $2H_2O \rightarrow 2H_2 + O_2$) ، وعبر عنها بوحدات إف / جزيء . (٢) في أية درجة حرارة تقريباً تُشير طاقة التفكك هذه إلى أن بخار الماء يجب أن ينفصل «بالغليان» إلى عُصرته المكونين : الهيدروجين والأكسجين؟

المسائل :

المقاومة الحرارية

م ١٣ : ١ : المقاومة الحرارية Thermistor عبارة عن عنصر في الدارة الكهربائية تتغير مقاومتها بشكل بارز بتغير درجة الحرارة ، وهي ، لذلك ، يمكن استخدامها كمقياس لدرجة الحرارة . خذ مقاومة حرارية معينة مقاومتها ١٥٠ أوم في درجة حرارة النقطة الثلاثية للماء . وتظهر في الجدول أدناه نتائج مقارنته

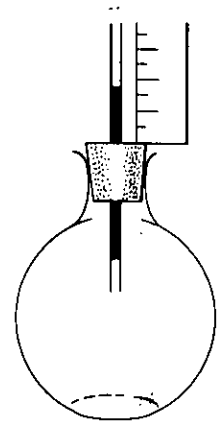
بمقياس حرارة غازي ذي حجم ثابت في بعض درجات الحرارة الأخرى. ما درجة الحرارة عندما تكون مقاومة المقاومة الحرارية ١٥٢ أوم؟ (استعن برسم بياني للضغط ض بدلالة المقاومة م، واختر نوعاً مناسباً من ورق الرسم).

الضغط ض	المقاومة م
(ضغط جوي)	(الأوم)
٠.٨٩٨	٢٣٩
٠.٩٦٦	٩٦٨
١.٠٣٤	٤٣٤
١.١٠٢	٢١٢
١.١٧١	١١٢

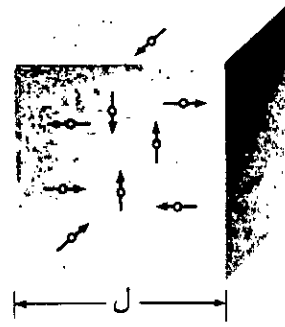
م ١٣: ٢ : (١) صمم مقياس حرارة غازياً ذا ضغط ثابت، يعمل في مدى من درجة الحرارة يبلغ على الأقل عدة مئات من درجات كلفن. . (صمّم اجابتك مخططاً ومناقشة للتصميم ومعادلة ملائمة). (٢) فسّر لماذا يكون مقياس الحرارة الغازي ذو الضغط الثابت أقل ملائمة من مقياس الحرارة الغازي ذي الحجم الثابت لمقياس مدى واسع من درجات الحرارة.

م ١٣: ٣ : يُظهر الشكل المجاور مقياس حرارة يسهل صنعه. ويمر أنبوب رفيع في سداة دورقي زجاجي فارغ (أي يحوي هواء فقط)، وتشكل بعض قطرات الحبر داخل الأنبوب عموداً يمكن رؤيته. (١) فإذا كان حجم الدورق لترًا واحداً وكانت مساحة المقطع العرضي للعمود الحبري ١ سم^٢، فما مقدار التغير في درجة الحرارة قرب درجة حرارة الغرفة المعتادة الذي يلزم لإزاحة العمود ١ مم؟ (٢) ما بعض فوائد مقياس الحرارة هذا وبعض مضاره؟

مقياس الحرارة الغازي ذو الضغط الثابت



م ١٣: ٤ : يُظهر الشكل أدناه نموذجاً مبسطاً جداً لغاز في وعاءٍ مكعبٍ الشكل طول ضلعه l ، وتتحرك جميع جزيئاته بسرعةٍ واحدةٍ c . وتتحرك ثلث الجزيئات إلى الأمام وإلى الخلف عمودياً على كل زوجين من الجدران. وتتحرك جميع الجزيئات بحرية في الوعاء من دون تفاعلٍ متبادلٍ بينها. (١) اشتق معادلةً للضغط الذي يوقعه الغاز، وبيّن أنه يساوي الضغط كما في المعادلة ١٣: ٢٩. (٢) اقترح سبباً واحداً أو أكثر لكون هذا النموذج المبسط غير الواقعي للغاز يؤدي إلى النتيجة الصحيحة لضغط الغاز المحصور.



م ١٣: ٥ : يعمل نيزك صغير جداً ثقباً مساحته A في أحد جوانب مركبة فضائية كتلتها K ، ويهرب الغاز من الثقب الحاصل. وتحافظ الصهاريج الاحتياطية والصمامات الأتوماتيكية داخل المركبة على ضغط ثابت للغاز: p . وبعد زمن t يكتشف أحد الملاحين الفضائيين الثقب ويصلحه. ما مقدار التغير الذي تم في زخم المركبة الفضائية؟

م ١٣: ٦ : تصح المعادلة الهامة في النظرية الحركية أي المعادلة ١٣: ٣٠، إذا كان بُعد الجزيء أقل بكثير من المسافة المتوسطة بين الجزيئات، وإذا كان الجزيء معظم الوقت حراً من القوى التي تؤثر بها الجزيئات الأخرى.

أشُر في الاجابة عن الأسئلة التالية إلى الأجزاء ذات العلاقة في اشتقاق
المعادلة ١٣ : ٣٠ : (١) لماذا يتسبب الحجم المحدود للجزيئات
بانحرافات عن نتائج النظرية الحركية المثالية؟ ونتيجة للحجم الجزيئي
المحدود، فهل يكون الضغط الفعلي للغاز أكبر أم أقل من الضغط المثالي
الذي تعطيه المعادلة ١٣ : ٢٩ ؟ (تلميح: اعتبر النهاية التي تكون فيها
الجزيئات دوماً قريبة من بعضها بعضاً). (٢) لماذا تتسبب القوى بين
الجزيئات بانحرافات عن نتائج النظرية الحركية المثالية؟ وهل ضغط الغاز
الفعلي نتيجة للقوى بين الجزيئية يكون أكبر أم أقل من الضغط المثالي
الذي تعطيه المعادلة ١٣ : ٢٩ ؟ (تلميح: اعتبر أحد الأجوام حيث لا
تكون هنالك أية ذرة حرة على الإطلاق من قوى الذرات المجاورة).

قوة التصادم الجزيئي

٧ : ١٣ م : بحسب المعادلة ١٣ : ٢٥ ، فإن متوسط القوة التي يوقّعها جزيء واحد
كتلته K على جدار وعاء طول ضلعه L يساوي : $\overline{C} = K \overline{C}^2 / L$.
(١) اختر قيمة معقولة للكميات : K ، $\overline{C}$ ، L ، واحسب مقداراً ممثلاً
لمتوسط القوة . (٢) قدّر باستخدام إحدى الطرق المقدار الفعلي للقوة
التي يوقّعها الجزيء على الجدار الواحد خلال لحظة التصادم القصيرة .
(٣) ما النسبة التقريبية للقوة الفعلية في تصادم ما إلى متوسط القوة
المحسوبة لتصادمات عديدة؟ قارن القوة الفعلية المقدرة بقوة معروفة
كوزن أحد الأجسام لتوضيح كبر مقدارها . (ملاحظة : يُطلب هنا فقط
الحسابات التي تُبين الرتبة المقدارية).

قانون الضغوط الجزيئية

٨ : ١٣ م : يحوي وعاء حجمه H ، في درجة حرارة ثابتة D ، N_1 من المولات من الغاز
١ ، N_2 مولا من الغاز ٢ ، و N_3 مولا من الغاز ٣ . ولو كانت مولات الغاز
الأول N_1 موجودة لوحدها في الوعاء لكان الضغط P_1 . وعلى نحو
مماثل ، فإن الضغط يكون P_2 في غياب الغازين الأول والثالث ، و P_3

عند وجود الغاز الثالث فقط في درجة الحرارة نفسها . وتسمى هذه الضغوطُ الثلاثة ضغوطاً جزئية partial pressures . (١) استخدم منحنى النظرية الحركية لتبرهن على أن الضغط الفعلي بوجود الغازات الثلاثة معاً يساوي مجموع الضغوط الجزئية : $ض = ض_١ + ض_٢ + ض_٣$. (٢) هل تصح هذه النتيجة بشكل صارم لجميع الغازات أم هي صحيحة فقط للغازات المثالية؟

م ١٣: ٩ : اعتبر التصادم المرن بين ذرة هيليوم وذرة هيدروجين في بُعد واحد . (١) تتقابل الذرتان وجهاً لوجه وبطاقة واحدة، فأأي الذرتين تكسب طاقةً بالتصادم؟ (٢) تتقابل الذرتان وجهاً لوجه بسرعتين متساويتين، فأأي الذرتين تكسب طاقةً بالتصادم؟ (٣) تتقابل الذرتان وجهاً لوجه بزخمين مقدارهما واحد، فأأي الذرتين تكسب طاقةً بالتصادم؟ (ملاحظة : لأن هذه المسألة لا تتناول الاحتمالات النسبية للتصادمات من أنواع مختلفة، فإنها لا تكشف بذاتها عن الكيفية التي تشترك بها الذرات في الطاقة بعد العديد من التصادمات العشوائية الحادثة في الفراغ ذي الأبعاد الثلاثة).

م ١٣: ١٠ : دورق حجمه ح يحوي ن مولاً من غاز أحادي الذرة ون مولاً من غاز ثنائي الذرة . (١) ما الضغط في الدورق؟ (٢) ما الحرارة النوعية المولية عند الحجم الثابت لخليط الغازين؟ و (٣) ما الحرارة النوعية المولية عند الضغط الثابت للخليط؟

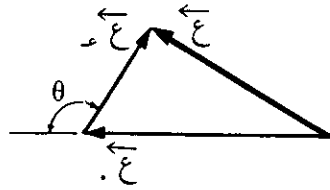
م ١٣: ١١ : اقترح طريقة تجريبية تستخدم انتقال الحرارة والتغير في درجة الحرارة لقياس الكتل النسبية لأجسام مختلفة . عيّن الكمية أو الكميات التي يجب قياسها، والمعادلة أو المعادلات التي تزودنا بالكتل النسبية . هل هذه الطريقة ذات قيمة عملية؟

الفانسون الأول للديناميك
الحراري

م ١٣: ١٢ : تهبط سيارة كتلتها ١٥٠٠ كغ بفعل الجاذبية إلى أسفل تلة ارتفاعها ١٢٥ م، مبتدئة من حالة السكون. وتكون سرعة السيارة في أسفل التلة ٣٠ م/ث، وتكون درجة حرارتها كما كانت أعلى التلة. (١) جد قيم الحدود الأربعة في المعادلة ١٣: ٥٥ للسيارة. (٢) جد قيم الحدود الأربعة في المعادلة ١٣: ٥٥ لبيئة السيارة (الرصيف، الأرض، والهواء). (٣) اجمع الجوابين للجزئين (١) و(٢)، وناقش التحول الصافي في طاقة النظام المكون منهما. هل اعتبارات الطاقة هذه متسقة مع حقيقة أن الأرض والهواء والسيارة يمكن النظر إليها معاً على أنها نظام معزول؟

الحركة العشوائية والحركة
الجسمية معاً

م ١٣: ١٣ : يمكن كتابة السرعة المتجهة $\vec{c}$ لجزء في غاز ينساب بسرعة تدفق جسمية متجهة مقدارها $\vec{c}$ كمجموع السرعة المتجهة التدفقية والسرعة المتجهة العشوائية الاتجاه $\vec{c}$ على النحو التالي: $\vec{c} = \vec{c} + \vec{c}$ (انظر الشكل أدناه). (١) عبّر عن $\vec{c}$ كدالة في $\vec{c}$ ، $\vec{c}$ ، والزاوية θ بين $\vec{c}$ و $\vec{c}$. (٢) فسّر لماذا ترتبط سرعة متوسط المربع بالمعادلة التالية: $\vec{c} = \vec{c} + \vec{c}$. (٣) إذا كانت $\vec{c} = 10$ م/ث و $\vec{c} = 200$ م/ث، فما درجة حرارة الغاز؟ (٤) ما درجة حرارة الغاز في إطار مرجعي متحرك، تبلغ سرعة التدفق الجسمية فيه صفراً؟



صفات الغاز مرتبطة بصفات
جزئي، واحد منه

م ١٣: ١٤ : في تجربة افتراضية، تقاس سرعة جزيء واحد من الغاز بشكل متكرر. وبحساب متوسطها من عدد كبير من القياسات، وُجد أن متوسط مربع مكونات السرعة هي: $\vec{c} = 48 \times 10^6$ م^٢/ث^٢، $\vec{c} = 16 \times 10^6$ م^٢/ث^٢

م^٢/ث^٢، و $\overline{E} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ م}^2/\text{ث}^2$. افترض أن جميع الصفات الجسميّة للغاز تظل ثابتة خلال سلسلة القياسات. (١) ما درجة حرارة الغاز؟ (٢) ما الصفة الجسميّة الأخرى للغاز التي يمكن استنتاجها؟ (قد تكون النتيجة المذكورة في المسألة ١٣: ١٣ مفيدة). (٣) أعط المقادير التقريبية لكل مما يلي: $\overline{E}$ ، $\overline{E}_m$ ، و $\overline{E}_c$ ، أي متوسط مكونات السرعة للجزيء المدروس.

صيغة دالة الطاقة الداخلية

م ١٣: ١٥: تعد كتابة الطاقة الداخلية لمعظم الغازات على النحو التالي: $U = C_V T$ (د) تقريباً صالحاً. وتنص هذه الصيغة على أن C_V تتناسب مع عدد الجزيئات، وأنها فيما عدا ذلك تعتمد فقط على درجة الحرارة، ولا تعتمد على الضغط أو الحجم، (للمغاز المثالي الأحادي الذرة مثلاً تكون: $C_V = \frac{5}{2} R$). (١) ناقش الشروط التي يجب بمقتضاها أن تمثل الدالة U ق (د) الطاقة الداخلية بدقة. هل هذه الصيغة دقيقة للغاز عند الكثافة العالية؟ للغاز عند الكثافة القليلة؟ للجوامد والسوائل؟ (٢) في أية ظروف للغاز، تكون ق (د) دالة خطية في د؟ (تلميح: اعتبر ما إذا كان عدد درجات الحرية التي تشترك في الطاقة ثابتاً أم متغيراً).

الفارق بين الحرارتين النوعيتين

م ١٣: ١٦: (١) اشتق النتيجة $C_P - C_V = R$ (المعادلة ١٣: ٧٥) للفارق بين الحرارتين النوعيتين الموليتين للغاز المثالي. افترض أن الطاقة الداخلية لكمية ثابتة من الغاز دالة تعتمد على درجة الحرارة فقط، ولا تفترض أي افتراض خاص يتعلق بشكل هذه الدالة. (٢) فسّر وصفاً لماذا تزداد C_V على C_P .

الامتزاز العشوائي لميزان

زنبركي

م ١٣: ١٧: يبلغ ثابت القوة لميزان زنبركي حساس $k = 5.0 \text{ ن/م}$ (ق = $k \cdot x$). ونتيجة لاصطكاك جزيئات الهواء به، فإن الجسم المعلق بالزنبرك يعاني اهتزازاً عشوائياً (حركة براونية). (١) فإذا كان متوسط الطاقة لهذه الحركة العشوائية يساوي $k \cdot D$ (د $\frac{1}{2} k$ للطاقة الحركية و $\frac{1}{4} k$ للطاقة الكامنة)، فما

ازاحة جذر متوسط المربع للجسم مع توازنه في درجة حرارة الغرفة العادية؟ (٢) يُستخدم الميزان بوريسم كتلته تقريباً ١ غ، فما كسر الخطأ أو الارتياح في وزنه الذي تسهم به التارجحات الحرارية؟

م ١٣: ١٨: يمكن التعبير عن الطاقة الداخلية لعينة تتكوّن من d جزيئاً من ثاني أكسيد

الكربون في درجة حرارة قريبة من درجة حرارة الغرفة كما يلي: $ط = أ +$

ب $k d$. (١) استخدم البيانات في الجدول ١٣: ٢ لايجاد ب. (٢)

إذا كانت كل درجة حرارية لجزيء ثاني أكسيد الكربون CO_2 تكسب طاقة

تساوي $\frac{1}{4} k d$ ، فما متوسط عدد درجات الحرية التي تُهيج (تستثار) عند

درجة حرارة قريبة من درجة حرارة الغرفة العادية؟ (٣) إذا سُوّيت $ط$ لتصير

صفراً في درجة حرارة الصفر المطلق فإن الكمية $أ$ تكون سالبة. لماذا؟

(تذكر أن المعادلة المعطاة للطاقة الداخلية $ط$ تصح فقط لمدى محدود

من درجات الحرارة).

م ١٣: ١٩: ضُغَطَ غاز في اسطوانة مساحة مقطعيها $أ$ ببطء بمكبس يتحرك بسرعة

تساوي سر (انظر الشكل). (١) باستخدام الاعتبارات الجاهرية، عبّر عن

معدل بذل الشغل على الغاز (القدرة المدخلة). (٢) اعتبر جزيئاً واحداً

يرتد عن المكبس المتحرك، وجد الزيادة في الطاقة الحركية. (ملاحظة:

لا يكسب الجزيء أية طاقة في إطار مرجعي يكون فيه المكبس ساكناً).

(٣) استخدم أفكار النظرية الحركية ولا سيما معدل تصادم الجزيئات

بالجدار لايجاد معدل الزيادة في الطاقة الحركية الجزيئية للغاز. بين أن

الاجابتين عن الجزأين ١ و ٣ هما نفس الاجابة. (افترض أن سرعة

المكبس تقل بكثير عن سرعة الجزيئات، وأن التوازن الحراري يسود طوال

الوقت).

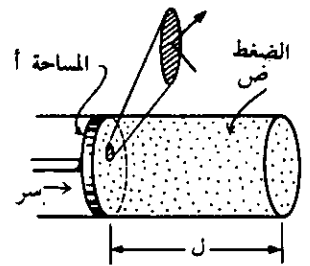
الطاقة الداخلية لغاز كثير

الذرات

الشغل المبذول على الغاز:

المنحنيان الجاهري ودون

المجهري.



الفصل الرابع عشر الانتروبيا والقانون الثاني للديناميك الحراري Entropy and The Second Law of Thermodynamics

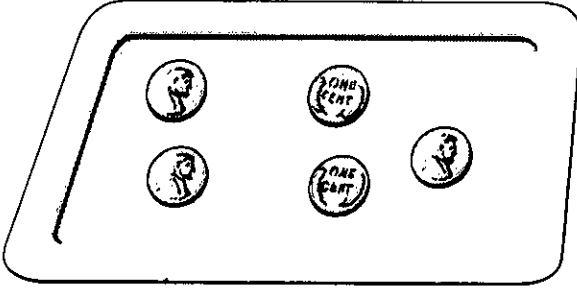
إن القانون الثاني للديناميك الحراري عميق كأي مبدأ آخر في الفيزياء. وبصفته مبنياً على الآليات والاحتمال في العالم دون المجهرى، فإنه يفسر القواعد الخاصة بالتغير في العالم الجاهري (المكروسكوبي). وسندخل إلى هذا القانون وإلى مفهوم جديد يرافقه ألا وهو «الانتروبيا» من خلال اعتبار بعض مظاهر الاحتمال، ذلك أن الفهم الأعمق للتغير التلقائي في الطبيعة يأتي من خلال فكرة الاحتمال.

١:١٤ : احتمال الأحداث العشوائية : Probability in random events

لنبدأ بنظام يبدو للوهلة الأولى أنه قليل الصلة بالجزيئات أو درجة الحرارة. وهذا النظام عبارة عن طبق من القِطْعِ النقدية (الشكل ١:١٤). ولأغراض بعض الحسابات الخاصة، دعنا نفترض أن الطبق يحتوي على خمس قطع تماماً. اننا نرغب هنا في أن نُجري على هذا النظام تجربة افتراضية، وأن نعمل بعض التنبؤات النظرية. وتكون التجربة أولاً من تحريك الطبق إلى أعلى وإلى أسفل حركة حادة بحيث تقفز كل القطع في الهواء ثم تهبط ثانية إلى الطبق، وثانياً من عدد الرؤوس وعدد الأذنان التي تظهر على القطع الخمس، وثالثاً من تكرار هذه الطريقة (أي الخطوتين السابقتين) مرات عديدة. ان المسألة النظرية التي نحن بصدد حلها تتمثل في التنبؤ بدرجة شيوع ظهور

يُبين طبق القِطْعِ النقدية كيف
يؤثر الاحتمال في الأنظمة المعقدة

تشكيلة مخصصة من الرؤوس والأذنان على القطع الخمس.



الشكل ١٤: ١: طبق القطع النقدية: نظام تتحكم فيه قوانين الاحتمال.

ويمكنك بسهولة أن تقوم بالتجربة بنفسك. وكل ما عليك أن تتنبه له أن تتأكد أن
الطبق يُهز كل مرة بشدة كافية، بحيث تقلب بعض القطع النقدية على الأقل وجهها
الظاهر. أما هنا، فنُعنى بالنظرية فقط، ونبدأ بعد كل الطرق الممكنة التي تستطيع بها
القطع النقدية أن تهبط إلى الطبق. ويقدم الجدول ١: ١٤ قائمة بذلك بشكل مصور.
فثمة ٣٢ نتيجة يمكن الحصول عليها من هز الطبق*. غير أننا إذا عددنا فقط عدد
الرؤوس وعدد الأذنان الظاهرين من دون أي تمييز بين القطع النقدية، فإن عدد
النتائج الممكنة يكون ٦ بدلاً من ٣٢ (الجدول ١: ١٤). ففي عشرة من الطرق التي
تستطيع أن تهبط بها القطع النقدية نحصل على ثلاثة رؤوس وذنين. وهنالك أيضاً
عشرة طرق مختلفة للحصول على ثلاثة أذنان ورأسين. أما النتيجة «أربع رؤوس وذنب
واحد» أو النتيجة: أربعة أذنان ورأس واحدة، فيمكن الحصول على كل منهما بخمس
طرق. ثمة تشكيلة واحدة فقط نحصل فيها على خمس رؤوس، وتشكيلة واحدة أيضاً
تظهر فيها خمسة أذنان. ولا تُشكل هذه الأعداد بعد تنبؤاً بنتائج التجربة، بل يلزمنا
لذلك فرضية تتعلق بالعملية الفيزيائية الفعلية. ومن الفرضيات المعقولة فرضية

الفرضية الفيزيائية: كل تشكيلة
هي تشكيلة مُحتملة بالتساوي

* لأن كل قطعة نقدية يمكن أن تهبط بطريقتين، فإن العدد الكلي للطرق التي تستطيع أن تهبط بها القطع النقدية الخمس هو $2 \times 2 \times 2 \times 2 \times 2 = 32$. وتستطيع ثلاث قطع نقدية أن تهبط بثمانية طرق مختلفة (٢)، وأربع قطع بـ ١٦ طريقة (٢)، وهلم جرا. ما عدد الطرق التي يمكن أن تهبط بها عشر قطع نقدية؟

العشوائية randomness ، التي تُنصُّ على أنَّ لكلِّ قطعةٍ نقديةٍ احتمالاً متساوياً في أنَّ تهبط ووجهها العلويُّ إمَّا رأسٌ أو ذنبٌ، وأنَّ كلَّ تشكيلةٍ ممكنةٍ من القطعِ النقديةِ الخمسِ هي تشكيلةٌ مُحتمَلةٌ بالتساوي . ويعني هذا أنَّ كلَّ صَفٍّ (طريقةٍ) في الجدولِ ١٤: ١، عندَ القيامِ بعددٍ كبيرٍ جداً من المحاولاتِ trials ، ينبغي أنَّ يحدثَ تقريباً مرةً كلَّ اثنتين وثلاثين مرةً ($\frac{1}{24}$ من المرات) . لاحظ، من ناحيةٍ ثانيةٍ، أنَّ الاحتمالَ المتساوي لكلِّ تشكيلةٍ من القطعِ النقديةِ هو غيرُ احتمالِ المتساوي لأيِّ عددٍ ممكنٍ من الرؤوسِ أو الأذنانِ . فمثلاً بعدَ القيامِ بـ ٣٢٠٠ محاولةً، فإننا سوفَ نتوقَّعُ أنَّ نرى خَمْسَ رؤوسٍ ١٠٠ مرةً تقريباً، في حينِ يَجِبُ أنَّ تَظْهَرَ التَشَكِيلَةُ «ثلاث رؤوسٍ وذنبان» أكثرَ من ذلك بعشرةِ أمثالٍ، أي تقريباً ١٠٠٠ مرة . إن العددَ الصحيحَ الذي تَظْهَرُ به تشكيلةٌ من خَمْسِ رؤوسٍ أو ثلاثِ رؤوسٍ وذنبين أو أيِّ توفيقَةٍ أخرى من الرؤوسِ والأذنانِ، لا يمكنُ التنبؤُ به بيقينٍ . وكلُّ ما نستطيعُ أن نقرَّره بالضبطِ (بشرطِ أن نكونَ فرضيةَ العشوائيةِ صحيحةً) هو احتمالاتٌ مثل هذه التوافيقِ combinations . ويَظْهَرُ في الجدولِ ١٤: ٢ الاحتمالاتُ الأساسيةُ لكلِّ الأعدادِ الممكنةِ من الرؤوسِ والأذنانِ التي تستطيعُ أن تَظْهَرَ في محاولةٍ واحدةٍ single trial . ومن المثيرِ أنَّ نَعرِضَ هذه الأعدادَ بيانياً أيضاً كما فعلنا في الشكلِ ١٤: ٢ . ويُعْطِي احتمالُ الحصولِ على عددٍ ما من الرؤوسِ عندَ رسمِهِ مُقابِلَ عددِ الرؤوسِ ذاكَ منحنيَّ جَرَسِيَّ الشكلِ : يرتفعُ عندَ الوسطِ ويهبطُ عندَ الطرفين .

الجدول ١٤: ١ : التشكيلاتُ الممكنةُ للقطعِ النقديةِ الخمسِ

	القطعة ١	القطعة ٢	القطعة ٣	القطعة ٤	القطعة ٥
طريقةٌ واحدةٌ للحصولِ على خَمْسِ رؤوسٍ .	ر	ر	ر	ر	ر
خمس طرق للحصولِ على أربع رؤوسٍ وذنبٍ واحدٍ .	ر	ر	ر	ر	ر
	ر	ر	ر	ر	ر

تابع الجدول ١:١٤

	القطعة ١	القطعة ٢	القطعة ٣	القطعة ٤	القطعة ٥
	ر	ذ	ر	ر	ر
	ذ	ر	ر	ر	ر
عشرُ طرقٍ للحصول على	ر	ر	ر	ذ	ذ
ثلاثِ رؤوسٍ وذنبين .	ر	ر	ذ	ر	ذ
	ر	ذ	ر	ر	ذ
	ذ	ر	ر	ر	ذ
	ر	ر	ذ	ذ	ر
	ر	ذ	ر	ذ	ر
	ذ	ر	ر	ذ	ر
	ر	ذ	ذ	ر	ر
	ذ	ر	ر	ر	ر
عشرُ طرقٍ للحصول	ر	ر	ذ	ذ	ذ
على رأسين وثلاثةِ أذنان .	ر	ذ	ر	ذ	ذ
	ذ	ر	ر	ذ	ذ
	ر	ذ	ذ	ذ	ر
	ذ	ر	ر	ذ	ذ
	ذ	ر	ذ	ر	ذ
	ر	ر	ذ	ذ	ر
	ذ	ذ	ر	ر	ر
	ر	ر	ر	ذ	ر
	ذ	ذ	ذ	ر	ر

تابع الجدول ١٤ : ١

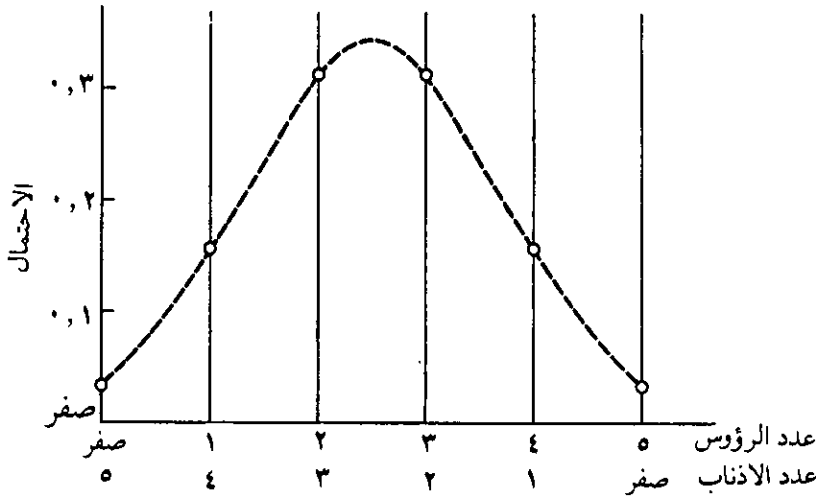
القطعة ١	القطعة ٢	القطعة ٣	القطعة ٤	القطعة ٥	
ر	ذ	ذ	ذ	ذ	خمس طرق للحصول على
ذ	ر	ذ	ذ	ذ	رأس واحدة وأربعة
ذ	ذ	ر	ذ	ذ	أذنان.
ذ	ذ	ذ	ر	ذ	
ذ	ذ	ذ	ذ	ر	
ذ	ذ	ذ	ذ	ذ	طريقة واحدة للحصول
					على خمسة أذنان.

الجدول ١٤ : ٢ : احتمالات الحصول على أعداد مختلفة من الرؤوس والأذنان عند نقر
خمس قطع نقدية

عدد الرؤوس	عدد الأذنان	الاحتمال
٥	صفر	$\frac{1}{32} = 0.031$
٤	١	$\frac{5}{32} = 0.156$
٣	٢	$\frac{10}{32} = 0.313$
٢	٣	$\frac{10}{32} = 0.313$
١	٤	$\frac{5}{32} = 0.156$
صفر	٥	$\frac{1}{32} = 0.031$
الاحتمال الكلي = ١.٠٠٠		

وَمِمكن إجراء النوع نفسه من الحساب، استناداً إلى فَرَضِيَّة العشوائية، لأي عددٍ من القطع النقدية. ويظهر الجدول ١٤ : ٣ والشكل ١٤ : ٣ الاحتمالات الأساسية لعشرٍ من القطع. وبمقارنة الاحتمالات في هاتين الحالتين نلاحظ تَغْيِيرين واضِحَيْن : الأول أن احتمال الحصول على جميع الرؤوس أو جميع الأذنان يَنْقُص كثيراً، والثاني أن

المنحنى الاحتمالي الجرسى الشكل يصير أضيق نسبياً. وكلما زاد عدد القطع النقدية قل احتمال أن تكون نتيجة المحاولة الواحدة مختلفة جداً عن النتيجة التي يظهر فيها عدد متساوٍ من الرؤوس والأذنان. ولتوضيح هذه النقطة، نبين في الشكل ١٤ : ٤ المنحنى الاحتمالي لطبق يحوي ١٠٠٠ قطعة نقدية. إن فرصة الحصول على تشكيلة من هذا العدد من القطع تتألف جميعها من الرؤوس سوف تكون تماماً غير جديرة بالذكر حتى لو استمرت محاولة ذلك فترة طويلة من الزمن. وكما يظهر الشكل ١٤ : ٤، فلا توجد هنالك حتى فرصة كبيرة للحصول على توزيع غير متساوٍ من الرؤوس والأذنان مثل التوزيع : ٤٥٠ رأساً و ٥٥٠ ذنباً.



الشكل ١٤ : ٢ : احتمالات النتائج المختلفة في تجربة هز الطبقة الذي يحوي خمس قطع نقدية

ويمكن وصف ميل الاحتمالات إلى التجمع قرب منتصف الرسم البياني، حيث يتساوى تقريباً عدد الرؤوس وعدد الأذنان، بعرض المنحنى. ويعرف عرض المنحنى عـ بالمسافة بين زوجين من النقاط (الشكل ١٤ : ٣ والشكل ١٤ : ٤) تكون الاحتمالات خارجهما صغيرة نسبياً، في حين أنها تكون بينهما كبيرة نسبياً. أما كيف تختار هاتان النقطتان بالضبط فأمر اعتباطي. وأحد هذه الاختيارات الملائمة هو اختيار النقطتين اللتين يهبط عندهما احتمال إلى ثلث قيمته الوسطى تقريباً، أو بدقة أكبر،

تعريف عرض المنحنى الاحتمالي

الجدول ١٤: ٣: احتمالات الحصول على الأعداد المختلفة من الرؤوس والأذنان
عند نقر عشر قطع نقدية

عدد الرؤوس	عدد الأذنان	الاحتمال*
١٠	٠	$٠.٠٠١٠ = ١٠٢٤/١$
٩	١	$٠.٠٠٩٨ = ١٠٢٤/١٠$
٨	٢	$٠.٠٤٣٩ = ١٠٢٤/٤٥$
٧	٣	$٠.١١٧٢ = ١٠٢٤/١٢٠$
٦	٤	$٠.٢٠٥١ = ١٠٢٤/٢١٠$
٥	٥	$٠.٢٤٦١ = ١٠٢٤/٢٥٢$
٤	٦	$٠.٢٠٥١ = ١٠٢٤/٢١٠$
٣	٧	$٠.١١٧٢ = ١٠٢٤/١٢٠$
٢	٨	$٠.٠٤٣٩ = ١٠٢٤/٤٥$
١	٩	$٠.٠٠٩٨ = ١٠٢٤/١٠$
صفر	١٠	$٠.٠٠١٠ = ١٠٢٤/١$
الاحتمال الكلي = ١.٠٠٠		

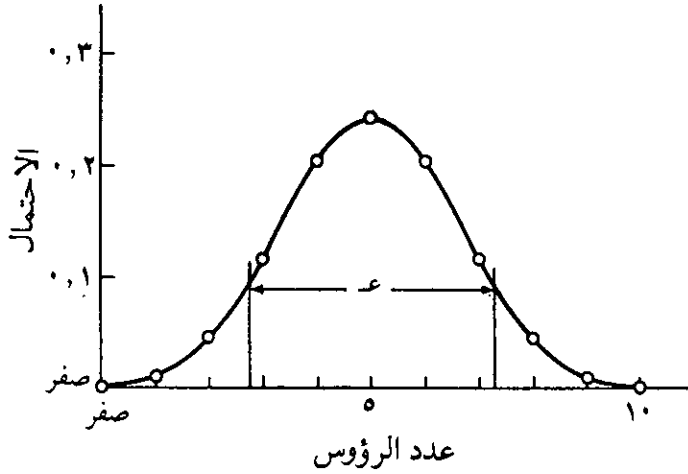
الى $\frac{1}{2} = \frac{1}{2.72}$ من قيمته الوسطى. أما السبب وراء تعريف العرض فيتمثل في أن العرض يُعطى منطقة من النتائج ذات احتمال عالٍ. فثمة احتمال أكبر في أن يناظر عدد الرؤوس وعدد الأذنان الظاهران بعد هز الطبق نقطة في الجزء الأوسط من المنحنى تقع ضمن عرضه، وثمة احتمال قليل في أن يكون توزيع الرؤوس والأذنان

* ان القارئ المطلع على معاملات ذات الحدين قد يكون مهتماً بأن يعرف أن عدد التشكيلات من n قطعة نقدية والتي تحوي m رأساً هو معامل ذات الحدين:

$$\frac{n!}{m!(n-m)!} = \binom{n}{m}$$

ولذا، فإن الاحتمالات في الجدول هذا تتناسب مع:

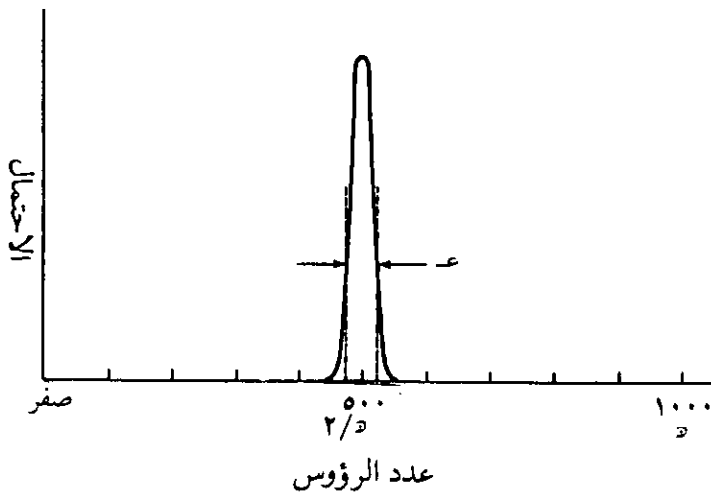
$$\binom{10}{0}, \binom{10}{1}, \binom{10}{2}, \dots, \binom{10}{10}$$



الشكل ١٤: ٣: احتمالات النتائج المختلفة في تجربة هز الطبق بعشر قطع نقدية.

غير متساو بحيث أنه يناظر نقطة على المنحنى تقع خارج المنطقة الوسطى (أي خارج عرضه). وعندما يكون عدد القطع النقدية كبيراً إلى حدٍّ معقولٍ أي (أكبر من ١٠٠ قطعة)، فإن عرض منحنى الاحتمال يُحسب بمعادلة بسيطة. وإذا كان n هو عدد القطع النقدية، فإن العرض σ للمنحنى بين النقطتين: $\frac{1}{\sigma}$ يُعطى بالمعادلة التالية:

$$\sigma = \sqrt{\frac{n}{4}} \quad (١٤: ١)$$



الشك ١٤: ٤: احتمالات النتائج المختلفة في تجربة هز الطبق بألف قطعة نقدية.

ويعني هذا أن احتمال أن تكون نتيجة هزّ الطبق واقعة ضمن عرض المنحنى يبلغ ٠.٠٨٤. وفي الشكل ١٤: ٤، يبلغ عدد القطع النقدية $d = 1000$ ، ويبلغ العرض $\sqrt{2000}$ أو تقريباً ٤٤؛ ولذا فإن عدد الرؤوس n الناتج عن محاولة ما يملك فرصة تساوي ٠.٨٤، يقع بين $500 - 22 = 478$ و $500 + 22 = 522$.

ومن النتائج الهامة التي تترتب على ما يُسمى بقانون الجذر التربيعي الذي تُعبر عنه المعادلة ١٤: ١، ميل منحنى الاحتمال إلى أن يصير أكثر رفعا (أقل عرضاً) كلما زاد عدد القطع النقدية. وتساوي نسبة عرض المنحنى إلى العدد الكلي للقطع النقدية ما يلي :-

$$\frac{ع}{d} = \sqrt{\frac{2}{d}} \dots\dots\dots (١٤: ٢)$$

كلما زاد العدد، قلت نسبة العرض الى العدد

وتتناقص هذه النسبة بزيادة d . وعند أخذ ألف قطعة نقدية مثلاً تكون نسبة العرض إلى العدد الكلي تقريباً $\frac{1}{4}$. أما النسبة لمليون قطعة فتبلغ $1/70.7$. وإذا أمكن زيادة عدد القطع النقدية ليصير مساوياً لعدد الجزيئات في قطرة ماء أي 2×10^{23} ، فإن نسبة العرض إلى العدد الكلي سوف تبلغ $1/110$. ولذا، فإن التفرّع العنيف للقطع النقدية سوف يتسبب بعدد من الرؤوس وعدد من الأذنان لا يُحتمل أن يختلفا عن بعضهما بعضاً بأكثر من جزء من مئة بليون جزء، ذلك لأن منحنى الاحتمال يكون قد أنهارَ عندها إلى مسمارٍ رفيعٍ (الشكل ١٤: ٥).

وثمة نقطتان أيضاً تتعلقان باحتمالات الرؤوس والأذنان هذه وتُقرَّباننا من الصلة بين طبق القطع النقدية وتجمعات الجزيئات. وأولاهما العلاقة بين الاحتمال والفوضى

* هناك للمنحنى الاحتمالي صيغة رياضية بسيطة عندما تكون d كبيرة، وهذه الصيغة هي:

$$ح = \sqrt{\frac{2}{d}} (١ - \frac{1}{d})$$

، حيث n هو عدد الرؤوس (انظر التمرين ١٤: ٢).

أو اللانظامية disorder . ويمكن النظر إلى القطع النقدي العشر التي ترتب كلها رؤوساً على أنها حالة تامة من النظامية ، تماماً كما يمكن عد الترتيب الذي تظهر فيه القطع كلها أذناً حالة تامة من النظامية أيضاً . ومن جهة أخرى ، تشكّل التشكيلة : خمس رؤوس وخمسة أذنان والتي ترتب مثلاً مثل ر ر ذ ذ ذ ذ ر أو مثل ذ ذ ر ر ر ذ ترتيباً لا نظامياً . ومن الواضح أن الحالة الشديدة من النظامية ترتبط بالاحتمال المتدني ، في حين أن حالة اللانظامية ترتبط بالاحتمال العالي . ويمكن تسمية هذه العلاقة بقاعدة ربة البيت : النظامية غير محتملة ، واللانظامية محتملة . أما مرد ذلك فهو بالضبط الشيء نفسه للأسرة ولطبق القطع النقدية : فعدد الطرق المتاحة لبلوغ حالة اللانظامية هو أكبر بكثير من العدد المتاح لبلوغ النظامية .

الاحتمال الأكبر يعني لا
نظامية أشد (درجة أكبر
من الفوضى)



الشكل ١٤:٥ : يكون منحنى الاحتمال لعدد من القطع النقدية يبلغ 2×10 مثل مسمار أدق بكثير حتى من الخط الممين في الرسم .

وتتعلق النقطة الثانية ذات الاهتمام الخاص بكيفية تغير الاحتمالات زمنياً . فإذا رُتّب طبق القطع النقدية الذي يحوي ألف قطعة بعناية بحيث تظهر رأس على كل منها ، ثم نُقَرَّ باستمرار ، فإن هذا الترتيب سيتغير بالتأكيد إلى ترتيب يتساوى فيه تقريباً عدد الرؤوس وعدد الأذنان . وسيكون اتجاه التغير التلقائي من ترتيب قليل الاحتمال إلى ترتيب عالي الاحتمال أي من اللانظامية إلى النظامية . إن الشيء نفسه سيصح أيضاً طالما كان الترتيب الابتدائي (مثل ٧٠٠ ذنب و ٢٠٠ رأس) ترتيباً غير محتمل . لكن ، إذا

بدأنا عَوْضاً من ذلك بـ ٤٩٨ رأساً و ٥٠٢ ذنباً، فلن يفيد أيُّ مقدارٍ من النقرِ في تغييرِ هذا التوزيعِ إلى ترتيبٍ غيرِ متساوٍ إلى حدٍّ بعيدٍ. ذلك لأن هذا التوزيعَ يمثلُ وضعَ توازنٍ، ولذا فإنَّ المحاولاتِ المتكررةَ ستُفضي إلى نتائجٍ لا تختلفُ كثيراً عن الوضعِ الأصليِّ. ومن الواضحِ أننا هنا أمامَ قاعدةٍ عامةٍ، وهي قاعدةُ احتمالٍ بكلِّ تأكيدٍ، لا قاعدةٌ مطلقةٌ؛ فَيُفَعِّلُ التأثيراتِ العشوائيةِ يميلُ النظامُ إلى التغيرِ من الترتيبِ الأقلِّ احتمالاً إلى الترتيباتِ الأكثرِ احتمالاً، أي من النظاميةِ إلى اللانظاميةِ. إنَّ تعميمَ هذه القاعدةِ من طبقِ القطعِ النقديَّةِ إلى تجمعاتِ الجزيئاتِ - وبالفعلِ إلى الأنظمةِ المعقدةِ من أيِّ نوعٍ - هو القانونُ الثاني للديناميكِ الحراريِّ، وهو قانونٌ له نتائجُه الواسعةُ والهامةُ على نحوٍ مميِّزٍ، كما سنرى.

التوزيع الديناميكي

القانون الثاني للديناميك
الحراري: يكون التغير التلقائي
من النظامية الى اللانظامية.

٢: ١٤ : الاحتمال الجزيئي : Molecular probability

إنَّ معظمَ الصفاتِ الجاهريَّةِ للمادةِ، عندَ فحصِها بدقةٍ كافيةٍ، احتماليةٌ في طبيعتها. فالحرارةُ ودرجةُ الحرارةِ مفهومان جاهريان بكلِّ معنى الكلمةِ يفقدان معناهما عندَ تطبيقِهما على الذراتِ والجزيئاتِ الفردانيةِ، ذلك لأنَّ أيَّ جزيءٍ مخصوصٍ قد يملكُ من الطاقةِ أكثرَ أو أقلَّ من المتوسطِ أو قد يُسهمُ بأكثرَ أو أقلَّ من المتوسطِ في عمليةِ تبادلِ الطاقةِ. وتناسبُ درجةُ الحرارةِ مع متوسطِ الطاقةِ الحركيةِ، كما تساوي الحرارةُ الطاقةَ الكليةَ التي تُنقلُ بالتصادمِ الجزيئيِّ. وبسببِ معرفتنا غيرِ التامةِ لسلوكِ الجزيءِ الواحدِ وما يتبعُ ذلك من ضرورةِ وصفِ الحركةِ الجزيئيةِ بلغةٍ احتماليةٍ، فإنَّ أيّاً من هذين المفهومين لا يكونُ مفيداً إلا عندَ تطبيقِه على أعدادٍ كبيرةٍ من الجزيئاتِ إلى حدِّ تُصِبُحُ معه قوانينُ الاحتمالِ قوانينَ اليقينِ تقريباً. ويمكنُ قولُ الشيءِ نفسه عن المفاهيمِ الأخرى كالضغطِ والطاقةِ الداخليةِ.

ينشأ اليقينُ الجاهريُّ عن
الاحتمالِ دونَ المجهرِيِّ.

ويُميِّزُ الجزيءُ الواحدُ بموضعه position وسرعتهِ المتجهةِ velocity وزخمه وطاقتهِ. وتخضعُ كلُّ من هذه الصفاتِ للتأثيراتِ العشوائيةِ، وتتحكَّمُ بها قوانينُ الاحتمالِ. لناخذُ الموضعَ الذي هو أسهلُّها بحثاً. وبالتحديدِ، دعنا نَتَخَيَّلُ حِزّاً

محصوراً - كالغرفة التي نحن فيها - يُقسَّم بستارةٍ إلى قسمين متساويين . إن بعض جزيئات الهواء توجد في أحد نصفي الغرفة، في حين يوجد بعضها الآخر في النصف الآخر. وتخبرنا الفطرة السليمة أن عدد الجزيئات في كلا النصفين يكون واحداً تقريباً في حالة التوازن.

احتمال الموضع

وتشبه رياضيات الجزيئات في نصفي الغرفة شبهة تاماً رياضيات أقطع النقدية في التطبيق. وبموجب افتراض العشوائية، يكون لكل جزيء منفرد فرصة متساوية في أن يوجد في أحد نصفي الغرفة، تماماً كما تملك كل قطعة نقدية فرصة متساوية في الهبوط كراسٍ أو ذنب. ومع أنه توجد طرق مختلفة عديدة لتوزيع الجزيئات بالتساوي في نصفي الغرفة، فليس هنالك إلا طريقة واحدة فقط لتجميع كل الجزيئات في أحد النصفين. فإذا احتوت الغرفة مثلاً على خمسة جزيئات فقط، فلن ندهش حتماً إذا وجدنا أحياناً الجزيئات الخمسة جميعها في نصف واحد. ويبلغ احتمال وجودها جميعها في النصف الأيسر $\frac{1}{32}$ (أنظر الجدول ١٤: ١)، وهنالك احتمال مساوٍ ($\frac{1}{32}$) في أن توجد جميعها في النصف الأيمن. أما فرصة التوزيع ٣ و ٢ (٣ في النصف الأيسر و ٢ في النصف الأيمن) فتبلغ $\frac{32}{20}$ أو تقريباً ثلثين. ويبدو، أن القسمة بالتساوي تقريباً، وحتى لعدد صغير كالعدد خمسة هي ذات احتمال أكبر بكثير من احتمال القسمة غير المتساوية بالفعل. ومن غير المحتمل في حالة عدد من الجزيئات يبلغ 10^{28} ، وهو العدد الموجود في غرفة كبيرة أن ينحرف التوزيع عن توزيع التساوي بأكثر من جزء واحد من 10^{28} جزءاً. ويقل احتمال تجمع جميع الجزيئات (البالغ عددها 10^{28}) تلقائياً في أحد نصفي الغرفة عن 10^{-10} . وهذا العدد صغير جداً، ولا يستحق منا حتى أن نفكر فيه. وأما أن نجد أنفسنا فجأة في أحد نصفي الغرفة نلهث، بينما شخص آخر في النصف الآخر منها يمدد بالأكسجين بشكل مفرط، فمسألة ينبغي علينا أن لا نقلق بها.

التوزيع الأكثر احتمالاً هو توزيع التوازن، وهو أيضاً توزيع الكثافة المنتظمة

وهناك توزيع أكثر احتمالاً للمواضع الجزيئية للغاز، وهو توزيع الكثافة المنتظمة. ويوجد، على نحو مماثل، توزيع أكثر احتمالاً للسرعة الجزيئية للغاز، وهو التوزيع

احتمال السرعة

الذي يُسمى بتوزيع بولتزمان - ماكسويل Boltzmann - Maxwell . ونعرضُ هنا هذا التوزيع من دون برهان . ويساوي الاحتمالُ لواحدةِ السرعةِ ع في حالةِ الجزيئاتِ التي كتلةُ كلِّ منها ك، عند درجةِ الحرارةِ د ما يلي :

$$\frac{\text{وحت}}{\text{و}} = \frac{1}{\text{ط}} \left(\frac{\text{ك}}{\text{ط د}} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ع}^{-\frac{3}{2}} \text{و}^{\frac{3}{2}} \text{ك}^{\frac{3}{2}} \text{د}^{-\frac{3}{2}} \dots \dots \dots (3:14)$$

توزيع ماكسويل - بولتزمان هو
توزيع التوازن

ويظهرُ في الشكل ١٤: ٦ رسمٌ للدالةِ $\frac{\text{وحت}}{\text{و}}$ بدلالةِ السرعةِ ع في حالةِ جزيئاتِ النيتروجين، وفي درجتَي حرارةٍ مختلفتين . والمعادلةُ ٣: ١٤ هي معادلةُ مُسوأةٍ normalized بحيثُ أن تكاملَي الكميةِ في الجهةِ اليسرى منها لجميعِ قيمِ ع يساوي واحداً صحيحاً:

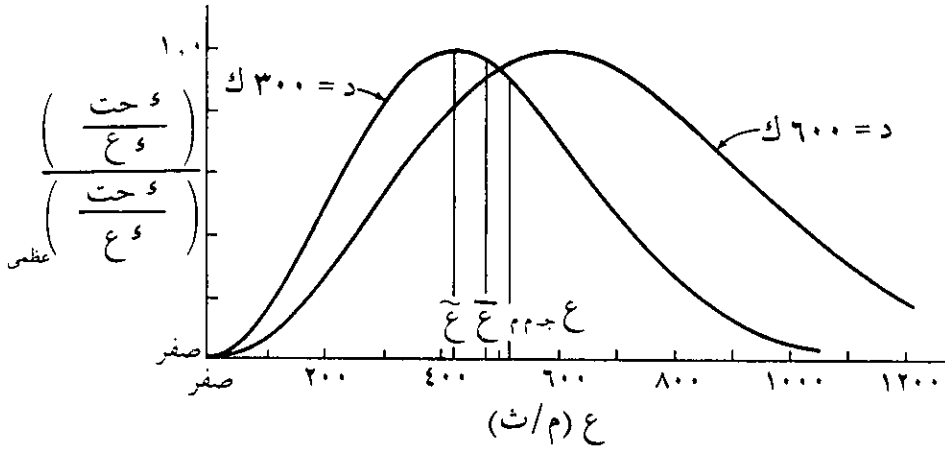
$$\text{حت كلة} = \frac{1}{\text{ط}} \left(\frac{\text{ك}}{\text{ط د}} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \text{ع}^{-\frac{3}{2}} \text{و}^{\frac{3}{2}} \text{ك}^{\frac{3}{2}} \text{د}^{-\frac{3}{2}} \text{و} \text{د} = 1 \quad (4:14)$$

ويكفي لفهمِ سببِ توزعِ سرعِ الجزيئاتِ توزيعِ ماكسويل - بولتزمان ان نقدم الملاحظاتِ الوصفيةَ التاليةَ . إن وجودَ سرعةٍ واحدةٍ لجميعِ الجزيئاتِ أمرٌ غيرُ متوقعٍ، إذ أن تساويَ الجزيئاتِ في السرعةِ سوفَ يعني وضعاً مرتباً وغيرَ محتملٍ، تماماً كتجمعِ الجزيئاتِ جميعها في مكانٍ واحدٍ . فالسرعُ كالمواضعِ تنتشرُ أو تتشتتُ . ولأنَّ الطاقةَ الحركيةَ الجزيئيةَ، ومن ثمَّ السرعةَ، ترتبطان بدرجةِ الحرارةِ، فمن المتوقعِ ان تتوزعَ السرعةُ حولَ قيمةٍ متوسطةٍ: صغيرةٍ في درجاتِ الحرارةِ المنخفضةِ وكبيرةٍ في درجاتِ الحرارةِ العاليةِ .

* تتمثلُ إحدى الطرقِ الممكنةِ للتفكيرِ في معنى $\frac{\text{وحت}}{\text{و}}$ فيما يلي : إذا احتوى حيزٌ محصورٌ عدداً كبيراً (د) من الجزيئاتِ في توازنٍ حراريٍّ، فإنَّ عددَ الجزيئاتِ التي تقعُ سرعتها في نطاقٍ ضيقٍ : ع الى ع + Δ ع يساوي $\Delta \text{ع} \frac{\text{وحت}}{\text{و}}$. ويمكن تعريفُ الكميةِ حت نفسها بأنها الاحتمالُ بأن تكون سرعةُ الجزيءِ واقعةً بين صفر و ع : حت (ع) = $\text{م} \left[\frac{\text{وحت}}{\text{و}} \text{ع} \right]$.
وتعبّرُ حت على نحوٍ مكافئٍ عن كبرِ الجزيئاتِ التي لا تزيدُ سرعتها على ع (ع) .

ويمكن تعريف سرعة متوسط المربع $\overline{v^2}$ بطريقتين: الأولى طريقة المتوسط الزمني للجزيء الواحد، وتبلغ هذه السرعة وفق المعادلة ١٣: ٣٣ ما يلي:

سرعة متوسط المربع $\overline{v^2} = \frac{3kT}{m}$ (١٤: ٥)



الشكل ١٤: ٦: توزيع ماكسويل - بولتزمان لسرعة جزيئات النيتروجين في درجتين حراريتين مختلفتين.

وتساوي السرعة الأكثر احتمالاً $\tilde{v}$ المقدار $\sqrt{\frac{2kT}{m}}$ ، وتساوي السرعة المتوسطة $\overline{v}$ المقدار $\sqrt{\frac{10kT}{m}}$ ؛ أما سرعة جذر متوسط المربع فهي: $\overline{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ ، وتساوي الكمية $\left(\frac{وحت}{ع}\right)_{عظمى}$ المقدار $\tilde{v}^2$ و $\tilde{v}^2$ ، حيث $\tilde{v}^2$ تغطي بالمعادلة ١٤: ٨. ويمكن كتابتها أيضاً على النحو التالي:

$$\left(\frac{وحت}{ع}\right)_{عظمى} = \tilde{v}^2 \left(\frac{4}{\sqrt{\pi}}\right) = \tilde{v}^2$$

ويملك كل جزيء بمرور الزمن، كما تتطلب ذلك نظرية التقسيم المتساوي، نفس سرعة متوسط المربع. والثانية إيجاد المتوسط الجزيئي (أي المتوسط لجميع الجزيئات) في لحظة زمنية ما، ويمكن حساب هذا المتوسط بالاستعانة بتوزيع ماكسويل - بولتزمان على النحو التالي:

$$\overline{v^2} = \int_0^\infty v^2 \frac{دP}{dv} dv \quad \left[\overline{v^2} = \int_0^\infty v^2 \frac{دP}{dv} dv \right] \quad \text{..... (١٤: ٦)}$$

ويترك كمسألة للطالب أمر البرهنة على أن هذا المتوسط يساوي أيضاً $\frac{3kT}{m}$.

مثال: ما السرعة المتوسطة $\bar{c}$ لجزيء عند درجة الحرارة د؟ بأي مقدار تختلف $\bar{c}$ عن $c_{\text{جم}}$ ؟ تُعرَّف السرعة المتوسطة بالمعادلة:

$$\bar{c} = \frac{\int_0^\infty c \, f(c) \, dc}{\int_0^\infty f(c) \, dc} \quad (7:14)$$

وهذا المتوسط كما هو واضح متوسط موزون بدالة وزن تساوي $\frac{c}{\bar{c}}$. وإذا وضعنا:

$$b = \frac{1}{2} \left(\frac{k}{dk} \right)^{1/2} \quad (8:14)$$

، فإن المعادلة 7:14 تصبح كما يلي:

$$\bar{c} = b \int_0^\infty c^3 e^{-k/2c^2} \, dc$$

وبوضع القيمة س مكان المقدار $k/2c^2$ ، فإن المعادلة الأخيرة تؤول إلى:

$$\bar{c} = \frac{1}{2} b \int_0^\infty \frac{dk}{k} e^{-s} \, ds$$

ويساوي التكامل في المعادلة السابقة القيمة 1*. وبوضع قيمة ب في الجزء الأيسر من المعادلة 8:14، فإننا نحصل على:

$$\bar{c} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2k}{\pi}} \quad (9:14)$$

السرعة المتوسطة

ولأن $c_{\text{جم}} = \sqrt{\frac{3k}{2m}}$ (المعادلة 13:38)، فإن نسبة $\bar{c}$ إلى $c_{\text{جم}}$ تكون:

$$\frac{\bar{c}}{c_{\text{جم}}} = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0.577$$

* يمكن كتابة التكامل على النحو: $\int_0^\infty e^{-s} \, ds = 1$. وباستخدام التكامل بطريقة الأجزاء يُحوَّل هذا التكامل إلى $\int_0^\infty e^{-s} \, ds = 1$. ويمكن للطلبة الذين تلقوا تدريباً متقدماً في الرياضيات أن يدركوا أن هذا التكامل هو عبارة عن دالة غاما: $\Gamma(1) = 1$ التي تساوي قيمتها 1.

وعليه، فالسرعة المتوسطة تكون أقل بمقدار ٨٪ من سرعة جذر متوسط المربع (أنظر الشكل ١٤: ٦).

ان القانون الثاني للديناميك الحراري (الذي سنواصل مناقشته في الجزء التالي) هو من ناحية أساسية قانون تغير. وينص هذا القانون على أن اتجاه التغير التلقائي في نظام معزول يكون من الترتيب ذي الاحتمال الأقل إلى الترتيب ذي الاحتمال الأعلى. وإذا كان الترتيب في الأصل ترتيباً احتمالاً أكبر ما يمكن، فلا يحدث بتاتاً أي تغير تلقائي. وتعتبر جزيئات الهواء الموزعة بانتظام داخل غرفة (من حيث موضعها) مثلاً على الترتيب ذي الاحتمال الأكبر. ويعد توزيع ماكسويل - بولتزمان للسرعة على نحو مماثل توزيعاً ذا احتمال أكبر. وهذان الترتيبان هما في الحقيقة وضعاً توازن، وليس لهما أي ميل للتغير التلقائي. ومع ذلك فمن السهل تماماً، من خلال مؤثرات خارجية، أن يتعد الوضع عن التوازن وأن يتخذ ترتيباً أقل احتمالاً. إذ يمكن ضخ الهواء من أحد نصفي الغرفة إلى النصف الآخر. كذلك يندفع الهواء عند ثقب الحاجز الفاصل بين النصفين حتى يتساوى توزيعه في الحيز. ويمكن أيضاً حقن جسيمات غاز ذات سرعة عالية جداً في غاز بارد، فيتغير بذلك توزيع السرعة مبتعداً عن توزيع ماكسويل - بولتزمان، بيد أن تبادلات الطاقة بين جسيمات الغازين تبطئ بسرعة الجسيمات العالية السرعة، معيدة بذلك توطيد توزيع التوازن للسرعة equilibrium speed distribution.

يتم التغير التلقائي في اتجاه
توزيعات التوازن

ومن الجدير بنا أن نذكر أن التصادمات والتفاعلات بين الجزيئات تمثل بالنسبة إليها الدور نفسه الذي يمثله نقر الطبق للقطعة النقدية. فالتطبق الساكن الذي تظهر على كل من قطعه النقدية رأس سيبقى في تلك الحالة رغم أن هذا الترتيب غير محتمل. ولو كانت الجزيئات خاملة لا تتحرك، لظلت، عند وضعها في أحد نصفي الغرفة، على حالها في مواضعها. ولو تحركت الجزيئات من دون أن تتفاعل مع بعضها بعضاً لظل أي توزيع غير محتمل للسرعة على حاله من دون تغيير. فالتغيرات التلقائية التي يتنبأ بها القانون الثاني للديناميك الحراري لا تحدث بالفعل إلا نتيجة

دور التفاعلات الجزيئية

للتفاعل الجزيئي المتواصل والحركة الجزيئية المستمرة.

١٤: ٣: الانتروبيا والاحتمال: ألمنحى المجهرى للقانون الثاني للديناميك الحراري:

Entropy and Probability: The Microscopic Approach To The Second Law Of Thermodynamics

القانون الثاني بدلالة:

(١) الاحتمال

(٢) اللانظامية

ثمة طرق عدة يمكنُ بها صياغة القانون الثاني للديناميك الحراري. وقد قابلنا اثنتين منهما حتى الآن هما: (١) يكون اتجاه التغير التلقائي لنظام معزول من الترتيب الأقل احتمالاً الى الترتيب الأكبر احتمالاً، و(٢) يكون اتجاه التغير التلقائي لنظام معزول من النظامية الى اللانظامية. ولا ينطبق القانون الثاني للديناميك الحراري، مثله في ذلك مثل قوانين الحفظ، إلا على نظام حرٍّ من المؤثرات الخارجية، اما النظام غير المعزول فليس هنالك أي مبدأ يُقيّد اتجاه التغير فيه.

وتستخدم الصياغة الثالثة للقانون الثاني للديناميك الحراري مفهوماً جديداً يسمى الانتروبيا entropy. والانتروبيا مقياس لدرجة اللانظامية disorder في نظام، أو هي مقياس لاحتمال ترتيب أجزاء النظام. وتزيد الانتروبيا بزيادة الاحتمال التي تدلُّ على مزيد من اللانظامية. ويكون للترتيب ذي الاحتمال الأقل (أي الذي له درجة أكبر من النظامية) مقدار أقل من الإنتروبيا. ويعني هذا أن القانون الثاني يمكنُ صياغته على النحو التالي: (٣) إما أن تزداد إنتروبيا نظام ما معزول أو تبقى على حالها.

(٣) الانتروبيا

* تعريف بولتزمان للانتروبيا:

تُعرَّف الانتروبيا التي يُرمز لها عادة بالرمز S بالتحديد بثابت بولتزمان المضروب في اللوغارتم الطبيعي لاحتمال وجود النظام في حالة مخصوصة:

تعريف بولتزمان للانتروبيا

k = ب ل و ح ت (١٤: ١٠)

ويعُدُّ الانتروبيا هو بُعد k نفسه، أي الطاقة مقسومة على درجة الحرارة. أما وحدة

النظام العالمي لها فهي ج/ك، ويُعبّر أيضاً عنها في أحيان كثيرة بـ: ك/س/ك. ويُعدُّ ظهورُ ثابت بولتزمان كثابت تناسب في التعريف السابق إجراءً ملائماً في النظرية الرياضية للديناميك الحراري، إلا أن ظهوره هذا من وجهة نظر أساسية أمرٌ اعتباطيٌّ تماماً. فالجانبُ الهامُّ في هذا التعريف هو تناسبُ الانتروبيا مع لوغارتَم الاحتمال (حت). ولأنَّ حسابَ حت لحالةٍ مخصوصةٍ للنظام قد يكونُ أمراً صعباً جداً فإنه يُلجأُ عادةً إلى تعريفٍ آخرٍ للانتروبيا أكثرَ نفعاً في معظم التطبيقات من التعريف الحالي، ويقدمُ ذلك التعريفُ في الجزء ١٤: ٦. ومهما يكن الأمر، فإنَّ التعريفَ الذي تقدّمه المعادلةُ ١٤: ١٠ ذو أهميةٍ أساسيةٍ، لانه يكشفُ مباشرةً عن دورِ الاحتمال في القانون الثاني للديناميك الحراري.

ومن المظاهر الهامة لمفهوم الانتروبيا أنه مفهومٌ جمعيٌّ additive. وتكون انتروبيا النظام الكلي الذي يتكوّن من ضمِّ نظامين أو أكثرٍ مساويةً لمجموعِ إنتروبيا عناصره. أمّا الاحتمالاتُ فهي على عكسِ ذلك ضربيةٌ multiplicative. فإذا كان احتمالُ وجودِ جزيءٍ في النصفِ الأيسرِ من وعاءٍ يساوي $\frac{1}{4}$ ، فإنَّ احتمالَ وجودِ جزيئين فيه يساوي $\frac{1}{16}$. واحتمالُ تجمُّعِ ثلاثةِ جزيئاتٍ فيه يساوي $\frac{1}{64}$. وإذا ضُمَّ وعاءان: كلُّ منهما يحوي ثلاثةَ جزيئاتٍ في نظامٍ واحدٍ، فإن احتمالَ وجودِ الجزيئاتِ الثلاثةِ الأولى في النصفِ الأيسرِ من ألوعاءِ الأولِ والجزيئاتِ الثلاثةِ الثانيةِ في النصفِ الأيسرِ من ألوعاءِ الثاني يساوي $\frac{1}{64} = \frac{1}{4} \times \frac{1}{4}$. وتساوي انتروبيا هذا الترتيب من ناحيةٍ أخرى مجموعَ انتروبيا الجزيئين. وهاتان الصفتان: الجمعُ والضربُ ترتبطان باللوغارتَم الظاهر في المعادلةِ ١٤: ١٠. فلنظامين مثلاً، نجدُ أنَّ:

$$B_{\text{الكلي}} = k \log_2 \text{حت}_1 + k \log_2 \text{حت}_2 = k \log_2 (\text{حت}_1 + \text{حت}_2) \quad (١٤: ١١)$$

وبسببِ هذه الصفةِ الجمعيةِ للانتروبيا، فإنه يمكنُ تعميمُ الصورةِ الثالثةِ للقانون الثاني المذكورةِ سابقاً بعض الشيء كما يلي: (٣) الانتروبيا الكلية لمجموعةٍ من الأنظمةِ

الانتروبيا صفةٌ جمعيّةٌ أي تُجمعُ معاً إنتروبيا الأجزاء للحصول على إنتروبيا النظام الكلي المكوّن منها

الموصول بعضها ببعض إما أن تزداد وأما أن تبقى على حالها. وإذا نقصت انتروبيا أحد الأنظمة فإن انتروبيا الأنظمة الموصولة بها يجب أن تزيد على الأقل بكمية تعوّض من النقصان الحاصل في انتروبيا ذلك النظام، بحيث لا ينقص مجموع الانتروبيا لمجموعة الأنظمة الموصولة معاً.

يكفي الاحتمال النسبي لتعريف
التغير في الانتروبيا

ونجد في معظم التطبيقات أن تغيرات الانتروبيا هي وحدها الهامة. ونتيجة لذلك، يُسمح باستخدام كل من الاحتمال المطلق والاحتمال النسبي في المعادلة ١٤: ١٠. لتكن H ترمز إلى الاحتمال المطلق، ولنعرّف $H_{\text{نسبي}}$ النسبي H بالمعادلة: $H_{\text{نسبي}} = H / k$ ، حيث k ثابت ما. ولنعرّف بعد ذلك B ، بحيث $B = k \log H$. ومن ثم فإن:

$$B = k \log H \quad \text{حيث } k \log H + k \log k = k \log (Hk)$$

أي أن:

$$B = k \log H + k \log k \quad (14: 12)$$

حيث $k \log H$ هو ثابت آخر. ولذا فإن B وب تختلفان بثابت، ويكون:

$$B = k \log H + k \log k \quad (14: 13)$$

ويعني ذلك أن التغيرات في التروبيا لا تعتمد على الثابت الاعتباطي k .

* الاحتمال الافتراضي (القبلي): Apriori Probability

إن الاحتمال الذي يظهر في هذا الفصل سواء طُبّق على القطع النقدية أو الجزيئات أو الأنظمة المعقدة عبارة عن نوع خاص من الاحتمال يُعرف بالاحتمال الافتراضي أو القبلي. ويجب فهم الطبيعة الدقيقة لهذا الاحتمال إذا ما أريد فهم القانون الثاني. والقول إن الأنظمة الفيزيائية تتغير من الترتيبات الأقل احتمالاً إلى الترتيبات الأكثر احتمالاً قد يبدو مجرد قول غير عميق المعنى إذا ما نُظر إلى الاحتمال على أنه احتمال ما بعد الحقيقة (after-fact). فإذا قرنا أن التوزيع المنتظم للجزيئات في صندوق ما يجب أن يكون أكثر احتمالاً من توزيع غير منتظم لها، لأن الغاز في

الاحتمال الافتراضي يتحدد بعدد
الترتيبات الممكنة للنظام

الصندوق يلاحظ دوماً أنه ينتشر بالتساوي في جميع أجزاء الحيز، فإن القانون الثاني سوف يكون مجرد حشو يفيد بأن الأنظمة تنزع إلى فعل ما يلاحظ أنها تفعله. وفي الحقيقة، فإن الاحتمال الذي يتضمنه القانون الثاني للديناميك الحراري لا يبنى على الخبرة أو التجربة، بل إنه احتمال قبلي (أي قبل الحقيقة) أو افتراضي يبنى على عدد الطرق المختلفة التي يمكن بها بلوغ ترتيب معين. ومن الممكن تخصيص احتمال افتراضي لكل ترتيب متصور للنظام، بقطع النظر عما إذا كان هذا النظام أو ترتيبه ذلك قد شوهد بالفعل. ولا يوجد في التطبيق العملي ما يدعو إلى كون حالة النظام ذات احتمال الافتراضي الأعلى هي الحالة التي يجب أن تشاهد أكثر من غيرها. ولناخذ مثلاً على ذلك حالة ربة البيت المخلصة. فكلما يزورها صديق لها شديد الانتباه فانه يجد تقريباً أن بيتها في حالة تامة من النظام، فلا شيء في غير موضعه ولا غبار يرى. وعليه، فلا بد له من أن يستنتج، وعلى الأقل في حالة هذا البيت، أن الحالة الأكثر احتمالاً هي حالة من النظام والترتيب الشديدين، لأن هذا هو ما يشاهده في الأغلب. إن الاحتمال المتضمن هنا هو احتمال ما بعد الحقيقة. وكما تعرف ربة البيت ويعرف طالب الفيزياء، فإن الحالة المرتبة هي الحالة التي يكون لها احتمال افتراضي قليل. ولو ترك البيت وشأنه، فإنه سيصبح في حالة غير مرتبة ذات احتمال افتراضي أعلى. إن حالة البيت ذات احتمال الافتراضي العالي بشكل خاص هي الحالة التي لا تشاهد غالباً، أي حالة كومة من القطع المكسرة. ولذا فليس هنالك ما يدعو إلى أن يكون الترتيب ذو احتمال العالي، (ومن الآن فصاعداً سنحذف لفظ افتراضي)، هو الترتيب الذي يشاهد كثيراً أو الترتيب الذي يتحقق بسرعة، مع أنه، وفق القانون الثاني للديناميك الحراري، هو المصير المحتوم لأي نظام معزول.

■ مثال: هنالك داخل وعاء افتراضي خلاء تام. وسُمح لعشرة جزيئات بالدخول إلى النصف الأيسر من الوعاء، وبعد مدة من الزمن، وجدت خمسة جزيئات في النصف الأيسر منه وخمسة جزيئات في نصفه الأيمن. ما مقدار التغير الحادث في الإنتروبيا من

الترتيب الأول الى الترتيب الثاني؟

يمكننا استخدام الاحتمالات النسبية المأخوذة من الجدول ١٤ : ٣ :

$$\text{حت}_2 = 252$$

$$\text{حت}_1 = 1$$

ويساوي التغير في الانتروبيا ما يلي :

$$\Delta B = B_2 - B_1 = k \ln \left(\frac{252}{1} \right)$$

لاحظ أن النتيجة نفسها سوف يُحصَلُ عليها باستخدام الاحتمالين المطلقين :

١٠٢٤/٢٥٢ و ١٠٢٤/١ . وبتعويض القيمة : لو ٢٥٢ = ٥٣٠٥ ، فإننا نحصلُ على ما يلي :

$$\Delta B = 7.6 \times 10^{-23} \text{ ج/ك} \dots\dots\dots \blacksquare$$

وَيَتِمَّعُ القانونُ الثاني للديناميك الحراري، بالمقارنة مع قوانين الطبيعة الأساسية الأخرى، بملمحين خاصين. فأولاً، لا يُعَبَّرُ عن هذا القانون بأية معادلة رياضية، إذ أنه لا يعبّر مقدار التغير بل اتجاهه. ونستطيع التعبير عن هذا القانون بصيغة هي أقرب ما تكون إلى المعادلة الرياضية على النحو التالي :

$$\Delta B \leq \text{صفر} \dots\dots\dots (14 : 14)$$

الصيغة الرياضية للقانون الثاني

ومع أن كل قانون أساسي للطبيعة يتصفُ بعمومية بارزة، إلا أن القانون الثاني للديناميك الحراري يتفردُ عنها جميعاً (وهو الملمحُ الخاصُ الثاني) بأنَّ له تطبيقاً مباشراً في تشكيلة واسعة من الظروف والأوضاع الفيزيائية والحيائية والانسانية. فأتطابقُ ألقطع النقدية وجزئيات الغاز واللاتظام في البيت التي ذكرناها ما هي إلا مجرد تطبيقات ثلاثية من بين عدد هائل من التطبيقات. وقد أسهمت الانتروبيا والقانون الثاني للديناميك الحراري في بحث سلوك العضويات وتدفق الأحداث في المجتمعات والنظم الاقتصادية، وفي التواصل والاعلام، وفي تاريخ الكون. كما وجد القانون الثاني

لا يوجد قانون أكثر عمومية من
القانون الثاني للديناميك
الحراري

أستخداماً في الكثير من فيزياء الأنظمة الجاهريّة وكيميائها. وهذا القانون قليل الأهمية فقط في المستوى دون المجهرّي أي مستوى الجسيمات المنفردة والأحداث المنفصلة. ومن المدهش والرائع حقاً أن نجد أن فكرة بسيطة كالميل الطبيعي من النظامية إلى اللانظامية يجب أن يكون لها هذا التأثير الواسع وتلك القوة في التطبيق.

١٤ : ٤ : تدفق الحرارة والتقسيم المتساوي : Heat Flow And Equipartition

يتضمن القانون الثاني التقسيم
المتساوي والتوازن

يمكن النظر إلى كل من نظرية التقسيم المتساوي والقانون الصفري للديناميك الحراري على أنهما نتيجتان تترتبان على القانون الثاني للديناميك الحراري. فالطاقة تتوزع بالتساوي بين درجات الحرية المتاحة، ودرجات الحرارة تميل إلى التساوي، ومرد ذلك إلى أن حالة الجزيئات المتجانسة الناتجة عن ذلك هي الحالة التي تكون فيها اللانظامية أشد ما يمكن واحتمال أكبر ما يمكن. ونستطيع فهم المسلك العادي لتدفق الحرارة أيضاً بدلالة القانون الثاني. فتدفع الحرارة من الجسم الأسخن إلى الجسم الأبرد عملية نقل للطاقة، تميل إلى جعل درجة الحرارة متساوية، مما يزيد من حالة اللانظامية، ويزيد تبعاً لذلك من الانتروبيا. وسيتم التعبير عن هذه الفكرة بصورة كمية في الجزء ١٤ : ٦.

القانون الثاني بدلالة : (٤) تدفق
الحرارة

إن تدفق الحرارة أمر أساسي في معظم التطبيقات في الديناميك الحراري، حتى إن القانون الثاني يُصاغ أحياناً بالصيغة الضيقة التالية : (٤) لا تدفق الحرارة على الإطلاق من الجسم الأبرد إلى الجسم الأسخن تلقائياً. لاحظ أن هذه الصياغة تتناول السلوك الجاهري، بينما تشير الصياغات الأعم والأكثر أصولية للقانون الثاني والتي تستخدم فكرتي احتمال واللانظامية، إلى البنية دون المجهرية للمادة. ومن ناحية تاريخية، سبقت الصورة الأولى للقانون الثاني التي قدمها سادي كارنو Carnot عام ١٨٢٤ قيام الأساس دون المجهرّي للحرارة ودرجة الحرارة، كما سبقت بالفعل صياغة القانون الأول للديناميك الحراري. ورغم النظرة غير الصحيحة إلى الحرارة والنظرة غير الكاملة إلى الطاقة، فقد استطاع كارنو أن يتقدم بمبدأ هام ينص على أنه لا توجد هنالك

أية آلة حرارية (كآلة البخارية) تستطيع أن تعمل بفعالية أو كفاية تامة. وبلغة حديثة، تأخذ صورة كارنو للقانون الثاني الشكل التالي: (٥) لا يمكن في أي جهاز يعمل بدورة متكررة repititive cycle تحويل كامل الحرارة المتدفقة من جزء من النظام في أثناء الدورة الواحدة إلى طاقة ميكانيكية (عن طريق الشغل)، بل يجب أن يرافق ذلك تدفق حرارة إلى جزء أبرد من النظام. وبإيجاز، لا يمكن تحويل الحرارة بالكلية إلى شغل بأية آلة دورية*.

وهذا التوافق بين صيغة كارنو للقانون الثاني والمبدأ العام لزيادة الانتروبيا يمكن تقويمه على نحو أفضل من خلال التفكير بلغة النظامية واللانظامية. ويعني التحويل الكامل للحرارة إلى شغل من دون أن يتطراً على النظام أي تغيير آخر تحويل الطاقة غير المرتبة إلى طاقة مرتبة. وينتقض هذا التحويل القانون الثاني للديناميك الحراري. وكما تظهر المناقشة في الجزء ١٤: ٧ (انظر الشكل ١٤: ١٠)، فإن تحويل الحرارة إلى شغل بشكل جزئي أمر ممكن، لأن أي تدفق قليل للحرارة إلى المنطقة الباردة يمكن أن يزيد الانتروبيا هناك بأكثر من النقصان الحادث للانتروبيا نتيجة لتدفق مقدار أكبر من الحرارة من المنطقة الساخنة. (وعند درجة الصفر المطلق يكون لأي تجمع من الجزيئات درجة قصوى من النظامية. وبارتفاع درجة الحرارة يتكون قدر متزايد من اللانظامية، ولذا يزيد تدفق الحرارة إلى منطقة ما من الانتروبيا الخاصة بها في حين ينقص تدفق الحرارة منها مقدار الانتروبيا. ويعبر عن هذا التغير في الانتروبيا كميًا بالمعادلة ١٤: ١٥).

أما التحويل العكسي (أي التحويل الكامل للشغل إلى حرارة)، فهو أمر ممكن، فضلاً عن أنه شائع. ففي كل مرة يوقف فيها جسم متحرك بفعل الاحتكاك، تتحول كل طاقة حركته الجسمية المرتبة إلى طاقة غير مرتبة لحركته الجزيئية. ويسمح القانون الثاني

* في عملية غير دورية، كتدفق الغاز الساخن عبر فوهة صاروخ، يمكن تحويل الحرارة بكاملها إلى شغل. وعلى أية حال، فهذه العملية تظل عملية تزيد فيها الانتروبيا بسبب ازدياد اللانظامية المرتبط بالزيادة الصافية في حجم الغاز.

للديناميك الحراري بهذه العملية التي تزيد فيها الانتروبيا. وبوجه عام، يُفَضَّل القانون الثاني تبدد الطاقة، أي تحوُّل الطاقة من شكل متاح إلى شكل غير متاح. وكلما حققنا فوزاً على القانون الثاني بزيادة الطاقة المتاحة في جزء من النظام الكلي، فإننا نستطيع بذلك أن نطمئن إلى أننا قد خسرنا حتى قدراً أكبر منها في جزء آخر من النظام. وتظل الأرض بفضل المدخل الثابت Input من الطاقة الشمسية مكاناً مُفَعِّماً بالحياة، فليس هنالك ما نخشاه من التأثير المُجَانِس للقانون الثاني homogenizing effect.

١٤: ٥ : الحركة الدائمة : Perpetual motion

لقد قدّمنا حتّى الآن خمس صور مختلفة للقانون الثاني، وسنضيف إليها صورة واحدة فقط. ومما يجدر ملاحظته في العديد من هذه الصياغات تركيزها المتكرر على النفي (السلب). فالانتروبيا لا تنقص؛ والحرارة لا تتدفق تلقائياً من المنطقة الأبرد إلى المنطقة الأسخن؛ والجهاز الدوري لا يستطيع أن يحول الحرارة بكاملها إلى شغل. ويعبر عن الصورة السادسة التي نحن بصددّها أيضاً بالسالب: (٦) لا يمكن بناء آلات دائمة الحركة. وقد تبدو هذه العبارة مثل مذكّرة موجهة للهيئة العاملة في مكتب لبراءات الاختراع أكثر من كونها قانوناً أساسياً للطبيعة، وقد تكون كليهما معاً. وعلى أية حال، فإنّها بالتأكيد قانون أساسي للطبيعة لأننا نستطيع أن نشق منها الزيادة التلقائية في الاحتمال واللاانظامية والانتروبيا. وهذه العبارة خاصة حقاً من حيث أنها تفترض وجود بعض الاحتكاك، مهما يكن ضئيلاً، لإتاحة بعض التبدد في الطاقة. وإذا تغاضينا عن حركة الكواكب في النظام الشمسي التي تكاد تخلو من الاحتكاك، وحركة الجزيء الواحد في الغاز التي لا تعاني أي احتكاك، فإن هذه العبارة تشمل كل شيء آخر بين الجزيء والكواكب.

ويمكن تعريف الآلة دائمة الحركة بأنها نظام مغلق تستمر فيه الحركة الجسمية بلا انقطاع أو جهاز يعمل باستمرار ويوفر مُخرِجاً من الشغل طاقته المدخلة.

* انظر ستانلي أنجريت : Stanley W. Angrist : آلات الحركة الدائمة، الامريكية العلمية Scientific American ،

كانون الثاني، ١٩٦٨.

تخرقُ الآلات دائمة الحركة من
النوع الأول القانون الأول
للديناميك الحراري
تخرق الآلات دائمة الحركة من
النوع الثاني القانون الثاني
للديناميك الحراري

وتنقضُ بعضُ آلات الحركة الدائمة المقترحة قانونَ حفظِ الطاقة (أي القانون الأول
للديناميك الحراري)، وتسمّى هذه بآلات الحركة الدائمة من النوع الأول. ويمكنُ
لهذه الآلات أن تكونَ متقنةً ودقيقةً، إلا أنها أقلُّ إثارةً من آلات الحركة الدائمة من النوع
الثاني، وهي أجهزةٌ افتراضيةٌ تحفظُ الطاقةَ لكنها تخرقُ مبدأً أزدِيادِ آلانتروبيا (أي
القانونَ الثانيَ للدِيناميكِ الحراري).

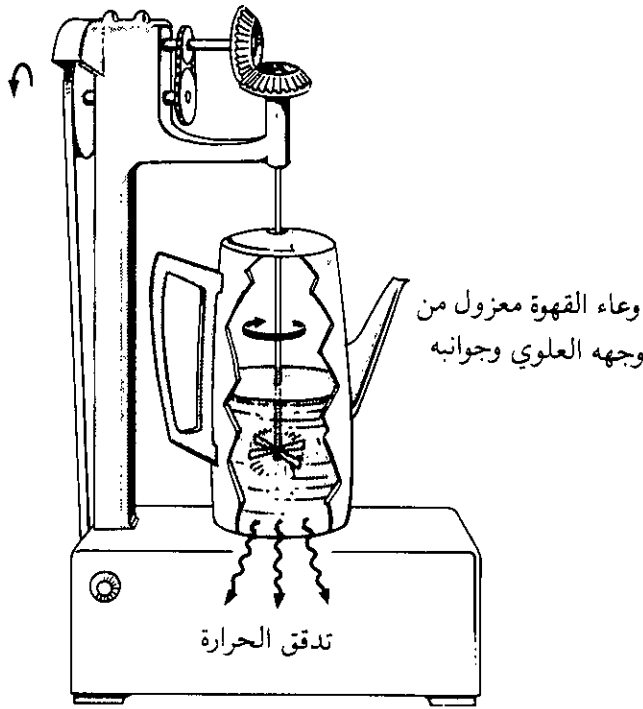
إنَّ آلات الحركة الدائمة، بصفتها أجهزةً تعملُ، هي من صُنْعِ عالمِ العلمِ
الغريب والخيالِ العلمي. وقد كانَ لها، باعتبارها أجهزةً متعذرةً التطبيق، بعضُ الأهمية
في تطويرِ العلم. ورُبُّما يكونُ كارنو قد اهتدى إلى القانونِ الثاني للدِيناميكِ الحراري
مدفوعاً باعتقاده أنَّ الحركة الدائمة يجبُ أن تكونَ مستحيلةً. ويمكنُ استخدامُ الحججِ
المبنية على استحالة الحركة الدائمة في دعمِ قانونِ نيوتنِ الثالثِ في الميكانيك، وقانونِ
لِنز لِرْد الفعلِ الكهرومغناطيسي Lenz's law، الذي سيُبحثُ في الفصلِ ١٧. وفي
وسعِ أيِّ عالمٍ معاصرٍ يقترحُ فكرةً عن طريقِ التأملِ والتخمينِ أن يُخضِعَها على الأقلَّ
لاختبارٍ واحدٍ سريعٍ، وهو: هل تتوافقُ الفكرةُ المقترحةُ مع مبدأ استحالة الحركة
الدائمة؟

لنفترضُ أنَّ مخترعاً قد اخترعَ لتوهٍ مُدْفِئَ قهوةٍ سهلَ الحملِ وهَيِّنَ الاستعمالِ
(الشكل ١٤: ٧)، وأنَّ هذا المدفئَ يأخذُ الحرارةَ التي تتدفقُ من وعاءِ القهوةِ،
ويحولُها، بطريقةٍ معروفةٍ للمخترعِ وحده، إلى شغلٍ يُصَرَفُ بدورِهِ في تحريكِ أَلْقَهْوَةٍ.
وإذا كانت الطاقةُ التي تُعادُ إلى القهوةِ مساويةً للطاقةِ التي تسرَّبُ منها كحرارةٍ، فإنَّ درجةَ
الحرارةِ الأصليةِ للقهوةِ ستبقى على ما هي عليه. فهل يمكنُ تسجيلُ براءةِ اختراعٍ لهذا
أَلْمُدْفِئِ؟ والجوابُ على ذلك بالنفي، لأنَّ هذا أَلْمُدْفِئَ عبارةٌ عن آلةٍ دائمةِ الحركةِ من
النوعِ الثاني. ومع أنَّ هذا المدفئَ يحفظُ الطاقةَ، إلا أنه يؤدي أَلْمَهْمَةَ أَلْمُسْتَحِيلَةَ
بالإبقاءِ على آلانتروبيا ثابتةً في وجهِ أَلْقَوَى أَلْمَبْدَدَةِ التي تميلُ إلى زيادَتِها. وبشكلٍ
محددٍ، فهذا المدفئُ ينقضُ صورةَ كارنو للقانونِ الثاني (أي الصيغة الخامسة التي أُشيرُ

إليها)، نظراً لأنه جهازٌ دوريٌّ يُحوّل الحرارةَ بكاملها إلى شغل . وبالطبع يخالفُ هذا المدفئُ أيضاً وبشكلٍ مباشرٍ الصورةَ السادسةَ للقانونِ الثاني .

وتكمنُ إحدى نقاطِ القوّةِ الرئيسيّةِ للقانونِ الثاني في قدرته على تقييدِ سلوكِ الأنظمةِ المعقّدةِ بدونِ أيّ إشارةٍ إلى التفاصيل . ويحكمُ القانونُ الثاني، مثلُ مديرٍ أيّ اتحادٍ نقابيٍّ، السلوكَ الإجماليّ للأنظمةِ أو لمجموعاتِ الأنظمةِ المُشبَّكةِ، وذلك من حيثِ مُدخلها من الطاقةِ ومُخرجها منه ومن حيثِ وظيفتها العامة . وقد يكونُ من الصعبِ تماماً، عندما نُعطى خُطةً مقترحةً لتشغيلِ مدفئٍ القهوةِ الآليِّ، أن نفسّرَ بدلالةِ تصميمِهِ المفصّلِ لِمَ لا يستطيعُ أن يَعْمَلَ . وبالرغمِ من ذلك، فإن القانونَ الثاني يكشفُ لنا مباشرةً عن أنّه لا يمكننا مهما كنّا بارعين أن نجعلَ هذا المدفئُ يَعْمَلَ .

الطبيعة الاجمالية للقانون الثاني:
التفاصيل غير لازمة



الشكل ١٤: ٧: آلة دائمة الحركة من النوع الثاني: يتلقّى هذا الجهازُ الطاقةَ الحراريةَ من القهوةِ، ويحوّلها إلى طاقةٍ ميكانيكيةٍ تديرُ بدورها عجلةَ مُرَبَّشةَ، تحركُ القهوةَ وتعيدُ إليها الطاقةَ التي فقدتها بتدفقِ الحرارةِ منها . وهذا الجهازُ لا يمكنُ تسجيلُهُ كاختراعٍ علميٍّ .

١٤:٦: الانتروبيا وتدفق الحرارة: المنحى الجاهري للقانون الثاني للديناميك

الحراري: Entropy and Heat Flow

تعودُ الأصولُ الرياضيةُ للديناميكِ الحراريِّ إلى عَمَلِ بيار لابلاس Laplace وعلماء فرنسيين آخرين أهتموا حوالي عام ١٨٠٠م بنظرية السَّيَالِ الحراريِّ، وحتى إلى قبل ذلك عندما وضعَ دانيال برنولي عام ١٧٣٨ الصياغةَ الرائعةَ والمنسيةَ للنظرية الحركية للغازاتِ. ولم تتوحد هذه الأصولُ وغيرها من الأفكارِ معاً لتكوينِ نظريةِ الديناميكِ الحراريِّ، في صورةٍ شبيهةٍ بصورتها الحديثةِ، إلَّا بعدَ عام ١٨٥٠. وليسَ هنالكَ في الفيزياءِ نظريةٌ عظيمةٌ مثلُ هذه النظريةِ سارتَ في مثلِ هذا الطريقِ الوعرِ إلى النجاحِ، مجتازةً عقوداً كثيرةً من الكشفِ العلميِّ والجدلِ والاستبصاراتِ المطويةِ والأنعطافاتِ الخاطئةِ وإعادةِ الكشفِ، ومتنقلةً في مساراتِ متباعدةٍ طوالَ الوقتِ ومتلاقيةٍ أخيراً في الجزءِ الأخيرِ في القرنِ التاسعَ عشرَ في ذلك التآليفِ الباهرِ للميكانيكِ الاحصائيِّ الذي وحَّدَ معاً الحقلين: الجاهريِّ ودونَ المجهرِيِّ.

المسيرة التاريخية المتعثرة للديناميك
الحراري

وبرزَ خلالَ هذا التاريخِ الطويلِ والمعقدِ للديناميكِ الحراريِّ تعميمٌ مبدئياً حفظُ الطاقةِ على الحرارةِ كمعلمٍ بارزٍ وحيدٍ يفوقُ في أهميته على الأرجحِ أيَّ معلمٍ آخر. فلم توطَّدَ تجاربُ جول الحريضةِ التي دارت في الأربعيناتِ من القرنِ الثامنَ عشرَ على المكافئِ الميكانيكيِّ للحرارةِ القانونَ الأولَ للديناميكِ الحراريِّ فحسبُ، وإنما أيضاً مهَّدتِ الطريقَ لفهمِ كاملِ القانونِ الثاني، ووفَّرتِ أساساً لمقياسٍ مطلقٍ لدرجةِ الحرارةِ، وأرستِ قواعدَ الميكانيكِ دونَ المجهرِيِّ للنظريةِ الحركيةِ. وذلك أنَّ التقدُّمَ الذي تحقَّقَ في نصفِ القرنِ الذي سبقَ عَمَلِ جول قد أعاقته صعوبتان متصلتان معاً اتصالاً وثيقاً، وهما النظرةُ غيرُ الصحيحةِ لطبيعةِ الحرارةِ، والفهمُ غيرُ الكاملِ للطريقةِ التي تُهيءُ بها الآلاتُ الحراريةُ الشغلَ. ومعَ أنَّ هذه الحَقبةَ قد شهدتْ بكلَّ تأكيدٍ بعضَ الاستبصاراتِ الهامةِ كصياغةِ كارنو للقانونِ الثاني للديناميكِ الحراريِّ عام ١٨٢٤، إلَّا أنَّ ذلكَ التقدُّمَ، كما سارَ، لم يأتلفَ معاً في بنيةٍ واحدةٍ، ولم يوفِّرَ أيَّةَ قاعدةٍ للبناءِ. ولم يتمَّ استيعابُ عملِ كارنو في بنيةٍ نظريةٍ متطورةٍ حتى عام ١٨٥٠، عندما أدرك بعضُ

القانون الأول هو المعلم البارز في
تاريخ الديناميك الحراري

العلماء (على الأقل) الأهمية العظيمة للمبدأ العام لحفظ الطاقة. وبذلك مهدت الطريق لعقد من التقدم السريع. وفي الخمسينات من القرن الثامن عشر، صيغ القانون الأول والقانون الثاني للديناميك الحراري، لأول مرة، كمبدأين موحدين عامين، وأعيد كشف النظرية الحركية، وتم صقلها، وأعطيت مفهوما الحرارة ودرجة الحرارة تعريفات دون مجهرية وجاهرية، وفُهِمَت الأهمية الكاملة لقانون الغاز المثالي.

الانتروبيا فكرة غير محدودة

وأُعْطِيَت الانتروبيا في بادئ الأمر مثل الحرارة ودرجة الحرارة تعريفاً جاهرياً، ثم أعطيت فيما بعد تعريفاً جُزئياً. ولكونها مفهوماً أدق من الحرارة ودرجة الحرارة (من حيث أنها لا تثير حواسنا مباشرة)، فانها لم تُعْطَ أي تعريف إلا بعد أن أصبحت الحاجة إليها في نظرية الديناميك الحراري المتطورة ماسة. ان الحرارة ودرجة الحرارة كانتا فكرتين مألوفتين، تم صقلهما وتنقيحهما لحاجات الفهم الكمي؛ أما الانتروبيا فكانت فكرة جديدة تماماً، أُدْخِلَتْ اصطلاحاً وَسُمِّيَتْ اعتباطاً، عندما ثبت أنها تنفع للتعبير عن القانون الثاني للديناميك الحراري بصورة كمية. وبصفتها كمية مفيدة من دون اسم، دخلت الانتروبيا في كتابات ملفن وكلوسيوس Clausius في أوائل الخمسينات من القرن الثامن عشر. واعترف بها بشكل رسمي أخيراً في عام ١٨٦٥، وسُمِّيَتْ إنتروبيا للمرة الأولى من قبل كلوسيوس (باسم كلمة يونانية تدل على التحول)؛ إذ أن الانتروبيا، كما رآها كلوسيوس، قاست إمكان النظام للتحول.

✽ تعريف كلوسيوس للانتروبيا:

إن تناسب الانتروبيا مع لوغارتم الاحتمال الحقيقي للترتيب الذي يأخذه نظام ما، كما عبّر عنه المعادلة ١٤: ١٠، صاغه لأول مرة لُدفيج بولتزمان عام ١٨٧٧. وشكّلت هذه الذروة من الانجاز التي عُرِفَتْ فيما بعد بالميكانيك الاحصائي آخر وصلة ديناميكية حرارية عظيمة بين عالمي الأبعاد الكبيرة والأبعاد الصغيرة. ومع أننا ننظر الآن إلى تعريف بولتزمان المبني على وجهة النظر الجزيئية على أنه التعريف الأكثر أصولية، إلا أن التعريف الجاهري للانتروبيا الذي أعطاه كلوسيوس ذو أهمية عظيمة، ولهُ في

معظم التطبيقات قيمة عملية أكبر. لقد عبّر كلوسيوس عن الإنتروبيا بدلالة مفهومين مألوفين من قبل: الحرارة ودرجة الحرارة، وذلك على النحو التالي:

و ب = $\frac{dQ}{dT}$ (١٤: ١٥) تعريف كلوسيوس للإنتروبيا

أي أن التغير في إنتروبيا أي جزء من أي نظام يساوي الزيادة في الحرارة المضافة إلى ذلك الجزء من النظام مقسومة على درجة حرارته المطلقة عند لحظة إضافة الحرارة إليه، بشرط أن يكون التغير الحادث في جزء النظام من حالة توازن إلى أخرى. وتكون d حر في حالة كسب حرارة موجبة، وتزداد بذلك الإنتروبيا، أما في حالة فقدان حرارة فتكون d حر سالبة، وتنقص بذلك الإنتروبيا. ويتوقف مقدار التغير في الإنتروبيا الناشئ عن إضافة حرارة إلى النظام أو فقدانها منه على درجة الحرارة. ولأن درجة الحرارة d تظهر في المقام في المعادلة ١٤: ١٥، فإن انخفاض درجة الحرارة يمكن كمية معينة من الحرارة من إحداث تغير أكبر في الإنتروبيا. لاحظ أن المعادلة ١٤: ١٥ لا تكون صحيحة إلا إذا استخدمنا درجة الحرارة المطلقة، ولا تصح إذا استخدمنا درجة سلسيوس أو فهرنهايت.

يجب استخدام درجة الحرارة المطلقة

ولا تُعرّف المعادلة ١٤: ١٥ الإنتروبيا بحد ذاتها، وإنما تُعرّف التغير في الإنتروبيا. وهناك عدة أسباب لهذا التعبير التفاضلي، منها أن القيمة المطلقة للإنتروبيا لا ترتبط عادة بالتغير، فكل ما يهم معرفته هو التغير من حالة إلى أخرى. وثمة سبب أكثر أهمية من ذلك، وهو أنه لا يوجد هنالك شيء اسمه الحرارة الكلية. وبما أن الحرارة عبارة عن انتقال طاقة (بالتصادمات الجزيئية)، فهي إذا كمية ديناميكية لا تقاس إلا في عمليات التغير. ومع أننا نستطيع القول إن جزءاً من النظام يكسب أو يفقد كمية من الحرارة مقدارها d حر، إلا أن الإشارة إلى الحرارة الكلية المخزونة في ذلك الجزء يخلو من المعنى*. (وهذه النتيجة بالذات كانت قوام الاستبصار العظيم المتعلق بالحرارة

لماذا يُستخدم التعبير التفاضلي للإنتروبيا؟
١- لأن التغير في الإنتروبيا هو التغير الذي يهتمنا معرفته.
٢- لأنه لا يوجد هنالك شيء يُسمى بالحرارة الكلية.
٣- لأن درجة الحرارة متغيرة.

* لأنه لا توجد دالة للحرارة حر، فلا يوجد هنالك تفاضلي رياضي دقيق d حر. وتسمى الكمية d حر التي تظهر هنا بالتفاضلي غير الدقيق inexact، ونكتب d حر في بعض الكتب. ولعل من الأفضل أن نترك دقائق هذا المفهوم للكتب الأكثر تقدماً.

الذي مَنَحَ لَنَا كَشْفُ الْمَبْدَأِ الْعَامِّ لِحَفْظِ الطَّاقَةِ فِي الْأَرْبَعِينَاتِ مِنَ الْقَرْنِ الثَّامِنِ عَشَرَ .
 إِنَّ مَا يُخْزَنُ فِي النِّظَامِ هُوَ الطَّاقَةُ الدَّاخِلِيَّةُ ، وَهِيَ كَمِيَّةٌ يُمْكِنُ زِيَادَتُهَا بِالشَّغْلِ
 الْمِيكَانِيكِيِّ ، وَكَذَلِكَ بِنَدْفِ الْحَرَارَةِ . وَأَخِيرًا يَجِبُ الْقَوْلُ إِنَّ تَعْرِيفَ كَلُوسِيُوسِ يَجِبُ أَنْ
 يَشِيرَ بِالضَّرُورَةِ إِلَى التَّغْيِيرِ الْمَتْنَاهِي فِي الصَّغَرِ نَظْرًا لِأَنَّ دَرَجَةَ الْحَرَارَةِ مُتَغَيِّرَةٌ . وَلِأَنَّ الرَّمْزَ
 د فِي الْمَعَادِلَةِ ١٤ : ١٥ يَدُلُّ عَلَى دَرَجَةِ الْحَرَارَةِ الَّتِي أُضِفَتْ عِنْدَهَا الْحَرَارَةُ إِلَى
 النِّظَامِ ، فَإِنَّ د لَا تَكُونُ ثَابِتَةً فِي قِيَمَتِهَا إِلَّا عِنْدَ إِضَافَةِ كَمِيَّةٍ مِنَ الْحَرَارَةِ مُتْنَاهِيَّةٍ فِي
 صَغَرِهَا . وَيُعْطَى التَّغْيِيرُ فِي الْإِنْتَرْوبِيَا فِي حَالَةِ الدَّنْفِ الْمَحْدُودِ finite flow لِلْحَرَارَةِ
 بِالْمَعَادِلَةِ :

$$\Delta \text{ب} = \left[\frac{dQ}{T} \right] \Delta S = \int \frac{dQ}{T} \quad \dots \dots \dots (١٤ : ١٦)$$

وَتَأْخُذُ دَرَجَةُ الْحَرَارَةِ عِنْدَ نِهَائِي التَّكَامُلِ قِيَمَتَيْهَا الْإِبْتِدَائِيَّةَ وَالنِّهَائِيَّةَ د ، وَد .

وَتَقْصُرُ الْعِبَارَةُ الَّتِي تَتَّبَعُ الْمَعَادِلَةَ ١٤ : ١٥ مُبَاشَرَةً صَدَقَ هَذَا التَّعْرِيفُ عَلَى
 التَّغْيِيرَاتِ الْوَاحِدَةِ مَا بَيْنَ حَالَاتِ التَّوْازَنِ . وَهَذَا تَقْيِيدٌ هَامٌّ ، وَيَتَطَلَّبُ مِمَّا بَعْضُ الْمُنَاقَشَةِ ،
 نَظْرًا لِأَنَّهُ قَدْ يَبْدُو لَنَا لِأَوَّلِ وَهَلِةٍ أَنَّ «التَّوْازَنَ» وَ«التَّغْيِيرَ» فِكْرَتَانِ مُتَعَارِضَتَانِ . وَبِالْفِعْلِ ،
 فَالنِّظَامُ الْمَعْزُولُ الَّذِي يَكُونُ فِي حَالَةِ تَوَازُنٍ لَنْ يَتَغَيَّرَ عَلَى الْإِطْلَاقِ . غَيْرَ أَنَّ جُزْءًا مِنَ
 النِّظَامِ الَّذِي يَكُونُ فِي حَالَةِ تَوَازُنٍ قَدْ يُجْبَرُ عَلَى التَّغْيِيرِ بِفِعْلِ مُؤَثِّرَاتٍ خَارِجِيَّةٍ . فَمَثَلًا قَدْ
 يَكُونُ الْغَازُ فِي اسْطَوَانَةٍ (الشَّكْل ١٣ : ٧) فِي حَالَةِ تَوَازُنٍ ، وَمَعَ ذَلِكَ فَقَدْ يُجْبَرُ عَلَى تَغْيِيرِ
 حَالَتِهِ بِحَرَكَةِ الْمَكْبَسِ أَوْ بِإِضَافَةِ حَرَارَةٍ إِلَيْهِ . وَإِذَا أَثَّرَتْ هَذِهِ الْمَوْثِّرَاتُ الْخَارِجِيَّةُ ببطءٍ
 كَافٍ ، فَانِ التَّغْيِيرُ سَيَتِمُّ عَبْرَ سِلْسِلَةٍ مِنَ حَالَاتِ التَّوْازَنِ . تَخَيَّلْ أَنَّ الْغَازَ يُضَغَطُ ببطءٍ ،
 بِحَيْثُ يَتَكَيَّفُ ضَغْطُهُ وَدَرَجَةُ حَرَارَتِهِ فِي أَثْنَاءِ ذَلِكَ مَعَ الْحَجْمِ الْمَتَغَيِّرِ بِاسْتِمْرَارٍ . وَلَوْ تَوَقَّفَ
 الْمَكْبَسُ عَنِ الْحَرَكَةِ فِي أَيَّةِ لَحْظَةٍ فِي أَثْنَاءِ أَنْضَاعِهِ ، لَكَانَ الْغَازُ فِي حَالَةِ تَوَازُنٍ فِي تِلْكَ
 اللَّحْظَةِ ، وَلَمَّا أَبْدَى أَيَّ مِيلٍ لِلتَّغْيِيرِ التَّلْقَائِيِّ . وَهَذِهِ هِيَ فِكْرَةُ التَّوْازَنِ فِي أَثْنَاءِ التَّغْيِيرِ .
 وَعَلَى عَكْسِ ذَلِكَ ، فَلَوْ سُحِبَ الْمَكْبَسُ فَجَاءَ تَمَامًا مُتَسَبِّبًا بِذَلِكَ بِمُضَاعَفَةِ الْحَجْمِ
 الْمَتَّاحِ لِلْغَازِ مَرَّتَيْنِ ، لَمَّا حَدَثَ التَّغْيِيرُ عَبْرَ حَالَاتٍ مِنَ التَّوْازَنِ ؛ إِذْ سَوْفَ يَعَانِي الْغَازُ بَعْدَ

التوفيق بين التوازن والتغير

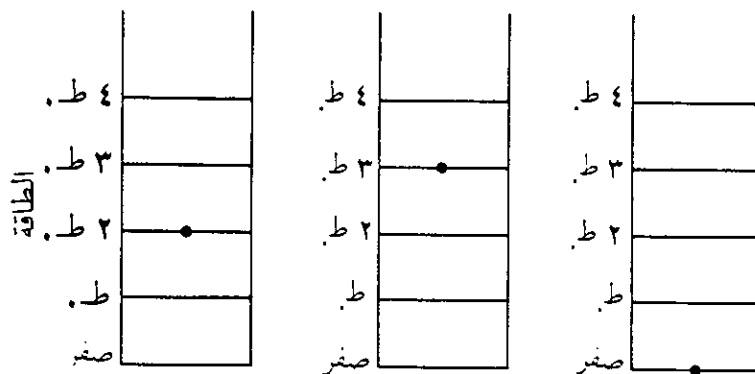
توقف المكبس عن الحركة تغيراً تلقائياً بسبب تمدده لملء الحجم الأكبر. إن تعريف كلوسيوس للانتروبيا لا يمكن تطبيقه إلا على التغيرات الحادثة عبر حالات من التوازن. وعلى أية حال، فهناك استثناء لهذه القاعدة. فإذا أمكن إحداث التأثير الصافي لتغير فعلي غير متوازن بسلسلة افتراضية من تغيرات متوازنة، فإن المسار الافتراضي للتغير يمكن استخدامه لحساب مقدار التغير الفعلي في الانتروبيا. وسنوضح معنى هذا الاستثناء بالأمثلة في الجزء التالي.

* العلاقة بين التعريفين الجاهري والمجهري للانتروبيا:

لا يبدو تعريفا الانتروبيا في المعادلتين (١٤: ١٠) و (١٤: ١٥) لأول وهلة أنهما يشتركان في شيء. ولإلقاء بعض الضوء على تكافؤ هذين التعريفين، لنأخذ نظاماً مثالياً يتكون من d من الجزئيات: كل منها قادر على الاهتزاز في حالة طاقة واحدة، من بين عدد من الحالات الطاقية التي تبعد بالتساوي عن بعضها بعضاً. وفي وسع هذه الجزئيات أيضاً في الواقع أن تدور على نفسها وأن تنتقل من مكان إلى آخر؛ غير أننا لغرض هذه المناقشة، وهو امر مسموح به، نتجاهل هذين النمطين الآخرين من الحركة. وباعتبار نظام يتكون من ثلاثة من هذه الجزئيات، فانه يمكن تمثيل الحالة الإجمالية للنظام بشكل من ثلاثة سلاليم (الشكل ١٤: ٨)، بحيث تناظر كل درجة في كل سلم منها حالة من حالات الطاقة الاهتزازية الممكنة. وتشير النقاط على الدرجات الثلاث السفلى لهذه السلاليم إلى أن النظام لا يملك أية طاقة داخلية. أما النقاط المرسومة على الدرجات الثانية والثالثة والسفلى فتشير إلى أن النظام يملك ما مجموعه خمس وحدات من الطاقة الداخلية: اثنان منها يملكها الجزئي الثاني، في حين أن الجزئي الثالث لا يملك شيئاً منها. ويتناسب الاحتمال الحقيقي المرتبط بكمية معينة من الطاقة الكلية، أي كان مقدارها، مع عدد الطرق المختلفة التي يمكن بها تقسيم تلك الطاقة. ومع أن الاحتمال المقصود هنا احتمال لتوزيع طاقة هذا النظام، وليس احتمالاً لتوزيع الجزئيات المكاني؛ إلا أن التفكير المتبع هنا يتماثل على أية حال إلى حد كبير مع التفكير المستخدم في الجزء ١٤: ٢. فقد اعتبرنا في ذلك الجزء أن الاحتمال الحقيقي

مثال: ٥ من الجزئيات المهتزة

(الافتراضي) لتوزعِ الجزيئاتِ في المكانِ توزيعاً ما يتناسبُ مع عددِ الطرقِ المختلفةِ التي يمكنُ بها الحصولُ على ذلك التوزيع . ولنضربُ مثلاً آخرَ على ذلك ، فان احتمالِ الحصولِ على العددِ ٧ على الوجهين العلويين لحجري نردٍ عند رميهما معاً هو أكبرُ من احتمالِ الحصولِ على العددِ ٢ ، وذلك لأن هنالك عدداً من الطرقِ المختلفةِ للحصولِ على ٧ يفوقُ العددَ الممكنَ للحصولِ على العددِ ٢ .



الشكل ١٤ : ٨ : مخطط طاقِيٍّ مثاليٍّ لنظامٍ يتكوّن من ثلاثة جزيئات ، لكلٍ منها حالاتٌ طاقيةٌ تنفصلُ عن بعضها بعضاً بالتساوي . يُصوّرُ كلُّ سلمٍ في الشكل الطاقاتِ المختلفةِ الممكنةَ لجزيءٍ واحدٍ ، وتخصّصُ النقطةُ الغامقةُ الطاقةَ الفعليةَ لذلك الجزيء .

ويُخصّصِي الجدولُ ١٤ : ٤ كلَّ الطرقِ التي يمكنُ بها تقسيمُ وحداتِ الطاقةِ (من الصفرِ وحتى خمسِ وحداتٍ) بينَ الجزيئاتِ الثلاثةِ المثالية . وتشيرُ ثلاثياتُ الأعدادِ triplets في العمودِ الثاني إلى الدرجاتِ المحتملةِ في سلاسلِ الطاقةِ الثلاث . ويمكنُ بالتجربةِ والخطأِ أو بطرقٍ أكثرَ براعةً تطويرُ معادلةٍ لحسابِ الأعدادِ في العمودِ الثالث . ولأنّ هذه الأعدادَ تمثّلُ احتمالاتٍ نسبيةً ، فإننا نستخدمُ الرمزَ حتَ ، ونكتبُ ما يلي :

$$\text{حت} = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{\text{ط}}{\text{ط}} \right) \left(2 + \frac{\text{ط}}{\text{ط}} \right) \dots (17:14)$$

وباعتبارِ طاقةٍ كليةٍ تزيدُ كثيراً على وحدةِ الطاقةِ الكوانتيةِ $\left(\frac{\text{ط}}{\text{ط}} \gg 1 \right)$ ، فانه يمكنُ تقريبُ المعادلةِ ١٤ : ١٧ على النحو التالي :

$$\text{حت} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\text{ط}}{\text{ط}} \right)^2 \dots (18:14)$$

وتظهرُ حججٌ مماثلةٌ أنَّ عددَ الطرقِ المختلفةِ لتوزيعِ الطاقةِ ط بين د من الجزيئاتِ،
عندما تكونُ ط أكبرَ بكثيرٍ من ط، يساوي :

الاحتمال الافتراضي للطاقة ط

$$\text{حت} \equiv \left(\frac{1}{1-d} \right) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{N-1} \left[P' \cong \frac{1}{(N-1)!} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{N-1} \right] \quad \dots (14:19)$$

ولأنَّ الاحتمالَ النسبيَّ هو الاحتمالُ الذي يهْمُنَا فقط في تعريفِ الانتروبيا، فيمكنُ طرحُ
العاملين الثابتين في المعادلةِ السابقةِ: $(1-d)!$ و $ط^{1-d}$ ، وكتابةُ ما يلي :

$$\text{حت} = ط^{1-d} \dots \dots \dots (14:20)$$

وهذه المعادلةُ هي تعبيرٌ آخرٌ للاحتمالِ الافتراضي المرتبط بتقسيمِ الطاقةِ ط بين الأنماطِ
الاهتزازية لـ د من الجزيئاتِ. ولذلك، فإنَّ تعريفَ بولتزمان لانتروبيا النظامِ يُعطي ما
يلي :

انتروبيا بولتزمان

$$ب = k \text{ لوحت} = k(1-d) \text{ لو ط} \dots \dots \dots (14:21)$$

وللمقارنةِ بين تعريفي بولتزمان وكلوسيوس، فيجبُ علينا أن نفاضلَ المعادلةَ
(14:21). وبإجراء التفاضلِ نحصلُ على ما يلي :

$$ب = \frac{k(1-d)}{ط} \text{ و ط} \dots \dots \dots (14:22)$$

ويكسبُ النمطُ الاهتزازيُّ للجزيء الواحد في المتوسطِ، كما نعرفُ، طاقةً تساوي k
د*. ولذا، ففي حالة د من الجزيئاتِ، ترتبطُ الطاقةُ الاهتزازية ودرجة الحرارة بالمعادلةِ
التالية :

$$ط = k د \dots \dots \dots (14:23)$$

» انظر المناقشة (ص ٤٢).

ولأننا نتجاهل أيضاً الأنماط الأخرى من الحركة، فإن أية حرارة تكسبها الجزئيات
تضاف إلى الطاقة ط، ويكون لذلك:

$$ط = و حر \dots\dots\dots (١٤: ٢٤)$$

الجدول ١٤: ٤: توزيع الطاقة الداخلية لنظام مثالي من ثلاثة جزيئات.

عدد الطرق لتوزيع الطاقة	توزيع الطاقة	الطاقة الكلية (ط / ط.)
١	٠٠٠	٠
٣	١٠٠ ٠١٠ ٠٠١	١
٦	٢٠٠ ٠٢٠ ٠٠٢	٢
	١١٠ ١٠١ ٠١١	
١٠	٣٠٠ ٠٣٠ ٠٠٣	٣
	٢١٠ ١٠٢ ٠١٢	
	١٢٠ ٢٠١ ٠٢١	
	١١١	
١٥	٤٠٠ ٠٤٠ ٠٠٤	٤
	١٣٠ ١٠٣ ٠١٣	
	٣١٠ ٣٠١ ٠٣١	
	٢٢٠ ٢٠٢ ٠٢٢	
	٢١١ ١٢١ ١١٢	
	٥٠٠ ٠٥٠ ٠٠٥	٥
	١٤٠ ١٠٤ ٠١٤	
	٤١٠ ٤٠١ ٠٤١	
	٢٣٠ ٢٠٣ ٠٢٣	
	٣٢٠ ٣٠٢ ٠٣٢	
	٣١١ ١٣١ ١١٣	
٢١	١٢٢ ٢١٢ ٢٢١	

وبوضع قيمتي ط، وء ط من المعادلتين (٢٣: ١٤) و(٢٤: ١٤) في المعادلة (٢٢: ١٤) نحصل على :

التغير في انتروپيا بولتزمان

$$\text{و ب} = \frac{1-q}{d} \frac{d}{d} \dots \dots \dots (٢٥: ١٤)$$

وتختلف قيمة و ب هذه عن تعريف كلوسيوس للانتروپيا بالعامل $\frac{1-q}{d}$ فقط . وعلى أية حال ، فإن تعريف كلوسيوس الجاهري لا يصح إلا على الأنظمة التي تكون فيها د كبيرة . ولذا يمكننا وضع القيمة « ١ » مكان $\frac{1-q}{d}$ حاصلين بذلك على :

التغير في انتروپيا بولتزمان يكافئ
التغير في انتروپيا كلوسيوس
عندما تكون قيمتا ط و د كبيرتين

$$\text{و ب} = \frac{d}{d}$$

، وهو تعريف كلوسيوس المشتق من تعريف بولتزمان للانتروپيا في حالة هذا النظام البسيط موضوع الاهتمام ، بشرط أن :
(١) تزيد الطاقة الكلية بشكل هائل على وحدة الطاقة الكوانتية ، و(٢) يكون عدد الجزيئات كبيراً .

١٤ : ٧ : بعض التطبيقات على القانون الثاني :

Some Applications Of The Second Law

* تدفق الحرارة : Heat Flow

لا تتدفق الحرارة تلقائياً إلا من المكان الأدفأ إلى المكان الأبرد ، وهذا التدفق حقيقة يمكن النظر إليها بحد ذاتها على أنها صيغة خاصة من القانون الثاني للديناميك الحراري . ويمكن ، بصورة أخرى ، ربط اتجاه تدفق الحرارة بالمبدأ العام لزيادة الانتروپيا ، وذلك بالاستعانة بالتعريف الجاهري للانتروپيا . فاذا فقد مثلاً الجسم ١ عند درجة الحرارة د١ كمية صغيرة من الحرارة Δ حر ، فإن التغير في الانتروپيا (أي النقصان) يكون :

$$\Delta \text{ب}_١ = - \frac{\Delta \text{حر}}{د١}$$

وإذا ما انتقلت هذه الكمية من الحرارة بكاملها إلى الجسم ٢ عند درجة الحرارة د_٢، فإن الزيادة في إنتروبيا هذا الجسم تكون:

$$\Delta B_1 = \frac{\Delta H}{D_2}$$

ويكون التغير في الإنتروبيا الكلية للنظام (الجسمين ١ و ٢ معاً) مساوياً لمجموع التغيرين في إنتروبيا كل من الجسمين:

تغير الانتروبيا نتيجة لتدفق الحرارة

$$\Delta B = \Delta B_1 + \Delta B_2 = \Delta H \left(\frac{1}{D_2} - \frac{1}{D_1} \right) \dots\dots\dots (١٤: ٢٦)$$

ويجب أن يكون هذا التغير في الانتروبيا، بمقتضى القانون الثاني، موجباً إذا تم انتقال الحرارة بين الجسمين بصورة تلقائية. ويتضح جبرياً من المعادلة ١٤: ٢٦ أن هذا الشرط يتضمن أن درجة الحرارة د_٢ يجب أن تكون أكبر من درجة الحرارة د_١. وباختصار، فالحرارة تتدفق تلقائياً من الجسم الأدفأ إلى الجسم الأبرد. ويكسب الجسم الأبرد في أثناء عملية التدفق طاقة تساوي الطاقة التي يفقدها الجسم الأسخن، غير أنه يكسب من الانتروبيا أكثر مما يخسره الجسم الأدفأ. وعندما تتساوى درجة حرارة الجسمين، فإن تدفق الحرارة في أي من الاتجاهين سوف يؤدي إلى انقاص الإنتروبيا الكلية، ولذلك فإن مثل هذا التدفق لا يحدث على الإطلاق.

* الخلط : Mixing

افترض أن مادة كتلتها ك_١ وحرارتها النوعية د_١ ودرجة حرارتها الابتدائية د_١ لامست حرارياً - بالخلط مثلاً - مادة أخرى كتلتها ك_٢ وحرارتها النوعية د_٢ (الشكل ١٤: ٩). ولنفترض أن درجة حرارتهما النهائية تكون د_٢ بعد أن تصل الكتلتان إلى حالة راسخة من التوازن الحراري. إن ما يهمنا الآن هو حساب التغير في الإنتروبيا في هذه العملية. لنجعل د تدل على درجة الحرارة المتغيرة للمادة ١، ود_٢ على درجة الحرارة المتغيرة للمادة ٢. وتُعطى كمية الحرارة المتناهية في الصغر لكل من المادتين في أية لحظة زمنية

خلال توطيد التوازن الحراري بينهما بالمعادلتين التاليتين :

$$\text{حر}_1 = \text{ك}_1 \text{ ي}_1 \text{ و د} \dots\dots\dots (٢٧: ١٤)$$

$$\text{حر}_2 = \text{ك}_2 \text{ ي}_2 \text{ و د} \dots\dots\dots (٢٨: ١٤)$$

(لاحظ أن و حر تكون سابة للمادة الأدفأ التي تخسر الحرارة). ولأن الطاقة الحرارية هي المشمولة فقط، فان مبدأ حفظ الطاقة يأخذ الصيغة التالية :

$$\text{و حر}_1 = - \text{و حر}_2 \dots\dots\dots (٢٩: ١٤)$$

وإذا افترضنا حرارة نوعية ثابتة لكل من المادتين بحيث يكون: $\Delta \text{ حر} = \text{ك ي} \Delta$ د للتغير المحدود، فان مبدأ حفظ الطاقة يتضمن المساواة التالية :

$$\text{ك}_1 \text{ ي}_1 (\text{د}_1 - \text{د}_2) = \text{ك}_2 \text{ ي}_2 (\text{د}_2 - \text{د}_1) \dots\dots\dots (٣٠: ١٤)$$

درجة حرارة التوازن بعد خلط
المادتين

ويمكن حل هذه المعادلة للحصول على قيمة د_ن التالية :

$$\text{د}_ن = \frac{\text{ك}_1 \text{ ي}_1 \text{ د}_1 + \text{ك}_2 \text{ ي}_2 \text{ د}_2}{\text{ك}_1 \text{ ي}_1 + \text{ك}_2 \text{ ي}_2}$$

وهكذا، فإن درجة الحرارة النهائية هي متوسط خاص موزون لدرجتي الحرارة الابتدائيتين للمادتين .

ويكون مقدار التغير في الانتروبيا للمادة ١ في أثناء عملية انتقال الحرارة كما يلي :

$$\text{و ب}_1 = \frac{\text{و حر}_1}{\text{د}} = \frac{\text{ك}_1 \text{ ي}_1 \text{ و د}}{\text{د}} \left[dS_1 = \frac{dQ_1}{T} = \frac{M_1 C_1 dT}{T} \right] \dots\dots\dots (٣١: ١٤)$$

(لاحظُ اننا استخدمنا في هذه المعادلةِ المعادلةَ ١٤ : ٢٧). وعلى نحوٍ مماثلٍ، نجدُ أنَّ التغيرَ في إنتروبيا المادةِ ٢ يساوي :

$$dS_2 = \frac{dQ_2}{T'} = \frac{M_2 C_2 dT'}{T'} \quad \left[\frac{dS_2}{dT'} = \frac{M_2 C_2}{T'} \right] \quad \text{... (١٤ : ٣٢)}$$

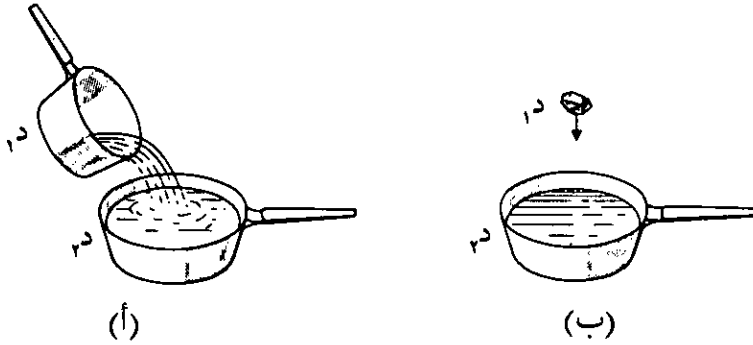
ويكونُ التغيرُ في الإنتروبيا الكليةِ مساوياً لما يلي :

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{M_1 C_1}{T} dT + \int_{T_2}^{T_1} \frac{M_2 C_2}{T} dT = M_1 C_1 \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + M_2 C_2 \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right)$$

التغير في الإنتروبيا في عملية خلط مادتين

إنَّ التكاملين في المعادلةِ السابقةِ تكاملانِ بسيطان، وبحساب مقداريهما، نجدُ أنَّ القيمةَ النهائيةَ للتغيرِ في الإنتروبيا تساوي :

$$\Delta S = M_1 C_1 \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) + M_2 C_2 \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \quad \text{... (١٤ : ٣٣)}$$



الشكل ١٤ : ٩ : مثالان على خلط : (أ) سائلين، و(ب) جامد وسائل.

لاحظُ أنَّ أحدَ الحدين في المعادلةِ السابقةِ موجبٌ، وأنَّ الحدَّ الآخرَ سالبٌ، وذلك لأنَّ إحدى النسبتين بين درجتي الحرارة تكونُ أكبرَ من ١، بينما تكونُ النسبةُ الأخرى أقلَّ

من ١ . ولاحظ أيضاً أن الحدَّ الموجبَ يكون دائماً أكبر، ولذا تكون Δ ب موجبة .

مثال : خُليط كيلوغرام واحد من الماء في درجة حرارة 20°س مع كيلوغرامين من الماء في درجة حرارة 80°س . ما درجة الحرارة النهائية التي يصل إليها الخليط؟ ما التغير في الإنتروبيا الذي ينشأ عن الخلط؟

بوضع $ك_١ = ١ \text{ ك غ}$ ، $ك_٢ = ٢ \text{ ك غ}$ ، $د_١ = 293 \text{ ك}$ ، $د_٢ = 353 \text{ ك}$ ، $ي_١ = ي_٢ = ١ \text{ ك سع / ك غ . ك}$ ، في المعادلة (١٤ : ٣٠) نحصلُ على :

$$د_٣ = 333 \text{ ك} = 60^\circ\text{س} .$$

ومع أن المعادلة (١٤ : ٣٠) تصبح لأي مقياسٍ لدرجة الحرارة، إلا أنه يحسنُ بنا أن نعتاد استخدام مقياسٍ كلفن، وذلك لأن الكثير من المعادلات الديناميكية الحرارية كالمعادلات ١٤ : ٣١ إلى ١٤ : ٣٣ لا يصحُّ إلا عند استخدام درجة الحرارة المطلقة . ولايجاد التغير في الإنتروبيا في هذا المثال، نضعُ الأعدادَ المناسبةَ في المعادلة ١٤ : ٣٣ :

$$\Delta ب = ١ \text{ ك سع / ك} \times \text{لو} \left(\frac{333}{293} \right) + ٢ \text{ ك سع / ك} \times \text{لو} \left(\frac{333}{353} \right) = (٠.١٢٨٠ \times ٢ - ٠.٥٨٤) \text{ ك سع / ك} = ٠.١١٢ \text{ ك سع / ك} .$$

ولأنَّ الحَدَّينِ في المعادلة ١٤ : ٣٣ متقاربان جداً في قيمتهما، فلا بُدَّ لنا من القيام بحساباتٍ دقيقة . ونتركُ للقارئ أمرَ اشتقاقِ معادلةٍ تقريبيةٍ أكثرَ نفعاً من المعادلة ١٤ : ٣٣، أي معادلةٍ تصبحُ للتغيراتِ الكسرية في درجة الحرارة المطلقة :

$$\Delta ب = \frac{\Delta \text{حر} | د_١ - د_٢ |}{د_٢} \dots\dots\dots (١٤ : ٣٤)$$

حيث $\Delta \text{حر} = \text{ك}_1 \text{ ي}_1 | \text{د}_1 - \text{د}_2 | = \text{ك}_2 \text{ ي}_2 | \text{د}_2 - \text{د}_3 |$ هي الحرارة المنتقلة من إحدى المادتين إلى الأخرى.

* الآلات الحرارية : Heat Engines

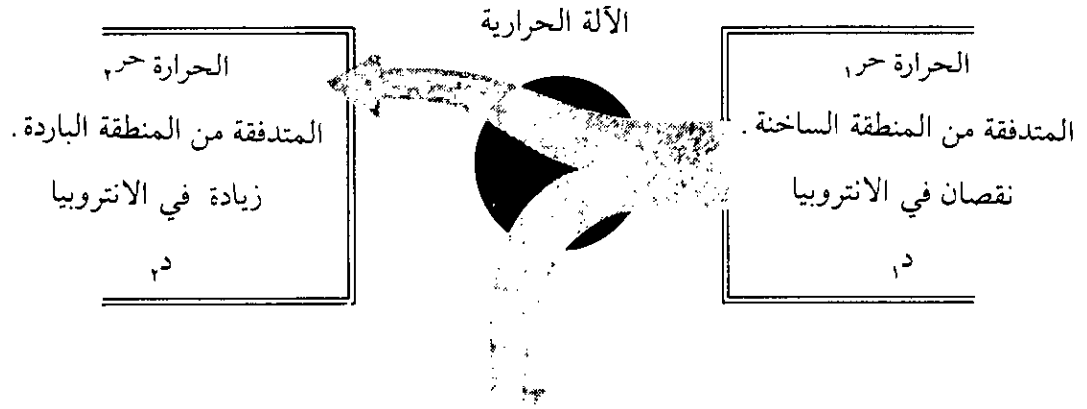
الآلة الحرارية هي ، بأبسط عبارة ، جهاز يحول الحرارة إلى شغل ميكانيكي . ان مثل هذا التحويل بمفرده وبدون أن يصاحبه أية تغيرات أخرى في النظام أمر مستحيل ، وذلك لأنه عملية تؤدي إلى إنقاص الانتروبيا وتُخالف القانون الثاني للديناميك الحراري . وبالطبع ، يجب أن لا يفهم من هذا بأن آلات الحرارة مستحيلة . فالآلات الغازولين والديزل والبخار والآلات النفاثة والصاروخية كلها أجهزة تُحوّل الحرارة إلى شغل . وهي تقوم بهذا التحويل نظراً لاشتغالها على آلية ضمن النظام نفسه لزيادة الانتروبيا بقدر أكبر مما يلزم لمعادلة النقصان في الانتروبيا المرافق لانتاج الشغل . ويُظهر المثال البسيط على تدفق الحرارة الذي بدأنا به هذا الجزء أن جزءاً ما من النظام يخسر بسهولة مقداراً من الانتروبيا اذا كسب جزء آخر مقداراً أكبر منها . وفي كل التحويلات تقريباً ، مهما كانت معقدة ، وبخاصة تلك التحويلات التي يتحكم بها الإنسان لانجاز بعض الأغراض العملية ، تحدث الزيادة في الانتروبيا والنقصان فيها جنباً إلى جنب ، بحيث تفوق الزيادة الكلية بالضرورة النقصان الكلي .

والآلية الاعتيادية لزيادة الانتروبيا في الآلة الحرارية الدورية هي تدفق الحرارة . وكان كارنو أول من أدرك الأهمية العظيمة لتدفق الحرارة إلى خارج الآلة البخارية ؛ إذ لا يمكن تحويل إلا جزء من الحرارة التي تزود بها الآلة إلى شغل ، أما ما يتبقى منها فيجب نقله من المكان الأسخن إلى المكان الأبرد* . وتختلف الآلية الفعلية لزيادة الانتروبيا من آلة حرارية لأخرى ، وقد تكون بعض آلات معقدة تماماً وغير مباشرة . ولتبسيط ذلك ، نفترض ثلاثة افتراضات بسيطة هي : (١) الآلة دورية ، فبعد عدد صحيح من الدورات

تُعرّف الآلة الحرارية المثالية بثلاثة افتراضات بسيطة .

* انظر دبليو وُدسون Riley D. Woodson «الابراج المبردة» ، الأمريكية العلمية . Scient. Amer. ، أيار ،

الكاملة، تعودُ الآلةُ نفسُها إلى الحالةِ الأصليةِ التي بدأتُ منها، وتظلُّ الانتروبيا على ما كانت عليه في البدء. ويعني هذا أنَّ أيَّ تغييرٍ في إنتروبيا النظامِ الكلي: البيئة + النظام، يَجِبُ أَنْ يَحْدَثَ في بيئةِ النظامِ. (وقد تشملُ البيئةُ أشياءً تُعدُّ أحياناً جزءاً من الآلةِ كمرجلِ الآلةِ البخاريةِ والعدامِ المُنْشَعِبِ لآلةِ الغازولين. ولأغراضِ هذه المناقشةِ تُعرَّفُ جميعُ الأجزاءِ غيرِ الدوريةِ على أنَّها جزءٌ من البيئة). (٢) ترتبطُ جميعُ تغيراتِ الانتروبيا بتدفقِ الحرارة. ويكونُ هذا صحيحاً بشكلٍ خاصٍّ إذا تَمَّتْ جميعُ التغيراتِ عبرَ حالاتٍ من التوازن. (٣) يتمُّ ادخالُ الحرارةِ إلى الآلةِ في درجةِ حرارةٍ ثابتةٍ واحدةٍ د، بينما يتمُّ اخراجُ الحرارةِ منها في درجةِ حرارةٍ ثابتةٍ أخرى د٢. ويمكنُ بهذه الافتراضاتِ الكشفُ بطريقةٍ بسيطةٍ جداً عن جزءِ الطاقةِ الكليةِ للوقودِ الذي يمكنُ تحويله إلى شغلٍ للاستعمال. ويسمَّى هذا الجزءُ بفعاليةِ الآلةِ efficiency.



تحوُّلُ الطاقةِ المساوية للمقدارِ حُر١ - حُر٢ إلى شغلٍ

الشكل ١٠ : ١٤ : رسم تخطيطي لعملِ الآلةِ الحرارية: الطاقةُ محفوظة، والانتروبيا يجبُ أن لا تنقص

لنرجع الآن إلى الشكلِ ١٠ : ١٤ الذي يبيِّنُ تخطيطياً عمليةَ تحويلِ الحرارةِ جزئياً إلى شغلٍ خلالَ دورةٍ واحدةٍ للآلة. تتكوَّنُ البيئةُ من منطقةٍ ساخنةٍ في درجةِ حرارةٍ د١، يتدفَّقُ منها كميةٌ من الحرارةِ حُر١، ومنطقةٍ باردةٍ في درجةِ حرارةٍ د٢ تدخُلُ إليها كميةٌ من الحرارةِ حُر٢. ويساوي الشغلُ الناتجُ (المُخرَجُ) ش. (ولتبسيطِ الرموزِ المستخدمة،

القانونان الأساسيان لآلة حرارية
مثالية

نحذف العلامة Δ . ويمكن التعبير عن القانونين الأول والثاني للديناميك الحراري المُطبَّقين على هذه الآلة الحرارية المثالية بالعبارتين الرياضيتين البسيطتين التاليتين :

١ - حفظ الطاقة : حر_١ = حر_٢ + ش $\left[Q_1 = Q_2 + W \right]$ (٣٥ : ١٤)

٢ - ازدياد الانتروبيا : $\Delta = \frac{حر_2}{د_2} - \frac{حر_1}{د_1} < \text{صفر}$ (٣٦ : ١٤)

$$\left[\Delta S = \frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} > 0 \right]$$

ونحصل من المعادلة ٣٦ : ١٤ على المتباينة التالية :

..... $\frac{د_2}{د_1} < \frac{حر_2}{حر_1}$ $\left[\frac{Q_2}{Q_1} > \frac{T_2}{T_1} \right]$ (٣٧ : ١٤)

ويمكن إعادة كتابة المعادلة ٣٥ : ١٤ على النحو التالي :

..... $\frac{ش}{حر_1} = ١ - \frac{حر_2}{حر_1}$ $\left[\frac{W}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \right]$ (٣٨ : ١٤)

تعريف الفعالية

وتُعرَّف النسبة على اليمين أي نسبة الشغل الناتج / الحرارة المدخلة بفعالية الآلة فع . وبوضع قيمة $\frac{د_2}{د_1}$ من المعادلة (٣٧ : ١٤) في المعادلة ٣٨ : ١٤ ، نحصل على :

فع $> ١ - \frac{د_2}{د_1}$ $\left[\eta < 1 - \frac{T_2}{T_1} \right]$ (٣٩ : ١٤)

ولو كانت الآلة الحرارية تامة ، أي حرة من الاحتكاك والمؤثرات الأخرى المبددة للطاقة ، لبقيت الانتروبيا ثابتة ولما زادت ، ولاستطعنا بذلك ان نستبدل بالمعادلة ٣٩ : ١٤ المساواة التالية :

فع أقصى = $\frac{ش_{\text{الاقصى}}}{د_1} = ١ - \frac{د_2}{د_1}$ $\left[\eta_{\text{max}} = \frac{W_{\text{max}}}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \right]$ (٤٠ : ١٤)

الفعالية القصوى

وإذا كانت درجتا الحرارة د_١ ود_٢ متساويتين تقريباً ، كانت الفعالية في أحسن الأحوال

متدنية جداً. أما إذا كانت د، قريبة من الصفر المطلق، فإنّ الفعالية النظرية تقترب من
١.

* التلوث الحراري : Thermal Pollution

يمكن تقريب الأشياء المعقدة من مثل محطة كبيرة للقدرة الكهربائية : عادية أو نووية بآلة حرارية بسيطة من النوع الذي تمّ بحثه. ويتم تزويد الحرارة المدخلة إليها في درجة حرارة محددة تماماً، إما بحرق الفحم أو الزيت أو الغاز أو بشرط اليورانيوم. ويصرف الشغل الناتج عنها في إدارة مولدات كهربائية. وتندفق الحرارة المخرجة منها إلى الجو أو إلى ماء دائر في درجة حرارة د، أكبر من درجة الحرارة الاعتيادية للهواء أو الماء المحيط بها. وتسمى أحياناً الحرارة المنطلقة إلى البيئة بالتلوث الحراري. وبخلاف تلوث البيئة بالمواد الضارة التي يمكن من ناحية مبدئية التخلص منها تماماً، فإنّ التلوث الحراري يلزم توليد القدرة، ولا مفر منه، وهو متضمن في القانون الثاني للديناميك الحراري ولا يمكن تجنبه. وتعدّ الحرارة التي تطلق إلى الماء المشكلة الأكثر خطورة نظراً لما تحدثه من تأثيرات في الحياة المائية. وقد تكون الحرارة المطلقة إلى الغلاف الجوي ذات أهمية أيضاً في المناطق المدنية الكبرى بفعل ما لها من تأثيرات في الطقس المحلي.

التلوث الحراري متضمن في القانون الثاني ولا يمكن تجنبه

أما التلوث الكيمائي الناشئ عن محطات القدرة النووية فضئيل الشأن ويمكن إهماله. وعلى أية حال، فإنّ التحول من الوقود الحفري إلى الوقود النووي لا يمكننا من التغلب على القانون الثاني للديناميك الحراري. وفي الحقيقة، فإنّ محطة القدرة النووية بالمقارنة مع محطة القدرة العادية مصدر للتلوث الحراري أخطر نوعاً ما. وثمة سببان لذلك: الأول أنّ الحرارة في المحطة النووية تندفق إلى الماء بدلاً من تدفقها إلى الهواء. والثاني أنّ محطة القدرة النووية أقل في فعاليتها من ناحية جوهريّة من محطة القدرة العادية، فالوقود النووي يحترق في درجة حرارة أقل من الدرجة التي يحترق فيها الوقود الحفري. وتبعاً لذلك، فإنّ حر، في المعادلة ١٤ : ٣٩ أو المعادلة ١٤ : ٤٠ أقل

لمحطات القدرة النووية فعالية أدنى من محطات الوقود الحفري

لمحطة القدرة النووية مما يجعل النسبة $\frac{\text{حرارة}}{\text{حرارة}}$ أقرب إلى ١ ، ومما يؤدي إلى إنقاص فعاليتها فع .

وثمة علاج واحد فقط للتلوث الحراري ، وهو نشر الحرارة المُعدّمة حرماً في كتلة كبيرة من الهواء أو الماء ، بحيث لا يؤدي ذلك الى ارتفاع درجة حرارة البيئة فوق مستواها العادي بشكل بارز .

* الثلاجات : Refrigerators

تقوم أعاجيب التكنولوجيا الحالية التي يزخر بها عالمنا في الوقت الحاضر كالسيارات والتلفزيون والطائرات والرادار ورايوات الجيب في نهاية التحليل على مبادئ أساسية في الفيزياء . ومع ذلك ، فقلما تنفع هذه الأعاجيب كتوضيحات للقوانين الأساسية ، نظراً لأن السلسلة التي تربط بين وظيفتها العملية وبين المبادئ التي تقوم عليها معقدة ودقيقة . والثلاجة هي إحدى هذه الاعاجيب . وبالرغم من تعقد تفصيلاتها ، الا أنه يحسن بنا مع ذلك تناولها بصورة عامة . ولأنها تنقل الحرارة من مكان بارد إلى مكان دافئ ، فإن الثلاجة تبدو للوهلة الأولى أنها تخرق القانون الثاني للديناميك الحراري . ولأنها يجب أن لا تخرق هذا القانون ، فإن ذلك يتيح لنا أن نستخلص استنتاجاً هاماً يتعلق بالحد الأقل من الطاقة التي يلزم إنفاقها لتشغيلها . والتحليل في هذه الحالة شبيه تماماً بالتحليل في حالة الآلة الحرارية . افترض أنه يُطلب من آلية الثلاجة أن تنقل الحرارة من الثلاجة بالمعدل $\frac{\text{حرارة}}{\text{زمن}}$. ولو أضيفت الحرارة إلى الغرفة الدافئة بهذا المعدل فقط ، لنقصت الإنتروبيا . ولا بد إذاً أن يكون هنالك مصدر آخر يسهم في التغير في الإنتروبيا ، حتى يكون التغير الكلي فيها موجباً ، وعلى توافقٍ بالتالي مع القانون الثاني . ويأتي هذا الإسهام الإضافي من طريق أضمحلال الطاقة المدخلة التي تُشغل الثلاجة ، ذلك أن الطاقة التي تزودها الكهرباء أو حرق الغاز تُصل أخيراً إلى الغرفة المحيطة بـ حرارة . لنسّم القدرة الخارجية لا (الطاقة لوحدة الزمن الواحدة) والحرارة المتدفقة إلى الغرفة $\frac{\text{حرارة}}{\text{زمن}}$. ان داخل الثلاجة في درجة حرارة د ، في حين أن الغرفة

يتسبب نقل الحرارة بشكل صاعد من المكان البارد الى المكان الدافئ بمفرده في انقاص الانتروبيا

في درجة حرارة θ_1 . ويليخصُ رسمُ تدفقِ الطاقةِ في الشكل ١٤ : ١١ هذه الرموز. لاحظُ في هذا المثالِ أنَّ الجهازَ الدوريَّ الذي لا يتغيَّرُ مقدارُ ما له من إنتروبيا هو آليةُ التلاجة ، أي محركُها ومضختُها وأنبابُها . أما المكانُ داخلَ التلاجةِ وهواءُ الغرفةِ ومصدرُ القدرةِ الخارجيةِ فهي جميعُها أجزاءٌ من البيئة .

وتشبهُ معادلتا الطاقةِ والإنتروبيا للتلاجةِ معادلتَي الطاقةِ والإنتروبيا للآلةِ لحرارية ، وهما كما يلي :

١ - حفظ الطاقة : $\dot{Q}_1 = \dot{Q}_2 + \dot{W}$ (٤١ : ١٤)

٢ - التغير في الإنتروبيا : $\dot{S}_1 = \dot{S}_2 + \frac{\dot{Q}_1}{\theta_1}$ (٤٢ : ١٤)

$$\left[\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T_2} \frac{dQ_2}{dt} - \frac{1}{T_1} \frac{dQ_1}{dt} \right]$$

وإذا اعتبرنا المشتقتين $\frac{dQ_1}{dt}$ و $\frac{dQ_2}{dt}$ موجبتين ، أمكننا تفسيرُ ظهورِ الاشارتين السالبتين في الطرفين الايسرين من المعادلتين ٤١ : ١٤ و ٤٢ : ١٤ . ولأنَّ $\frac{dS}{dt}$ يجبُ أن تكونَ صفراً أو أكبرَ من صفرٍ ، فإن المعادلةَ ٤٢ : ١٤ تتضمنُ ما يلي :

(٤٣ : ١٤) $\left[\frac{dQ_2/dt}{dQ_1/dt} \geq \frac{T_2}{T_1} \right] \quad \frac{\dot{Q}_2}{\dot{Q}_1} \leq \frac{\theta_1/\dot{Q}_1}{\theta_2/\dot{Q}_2}$

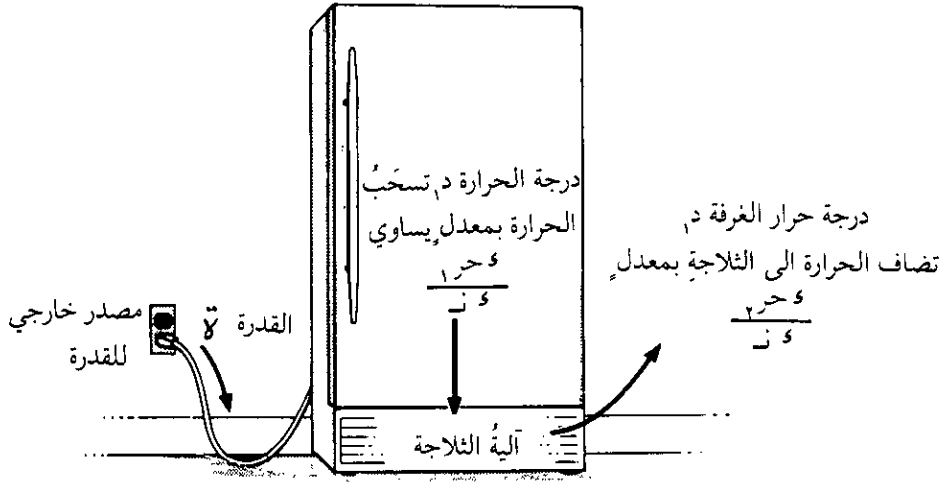
ويمكنُ إعادةُ كتابةِ المعادلةِ ٤١ : ١٤ بالصيغةِ التالية :

(٤٤ : ١٤) $\left[1 - \frac{\theta_2/\dot{Q}_2}{\theta_1/\dot{Q}_1} \right] \frac{\dot{Q}_1}{\dot{Q}_2} = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_2}$

وبوضعِ قيمةِ $\frac{\dot{Q}_1}{\dot{Q}_2}$ من المعادلةِ ٤٣ : ١٤ في المعادلةِ ٤٤ : ١٤ ، نحصلُ على :

(٤٥ : ١٤) $\left[1 - \frac{\dot{Q}_2}{\dot{Q}_1} \right] \frac{\dot{Q}_1}{\dot{Q}_2} \leq \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_2}$

القدرة المدخلة اللازمة



الشكل ١٤ : ١١ : تدفق الحرارة في التلاجة .

وَيُعْطِي الطرفُ الأيسرُ من هذه المتباينة المُدْخَلَ الأقلُ من القدرةِ الخارجِيةِ اللازمَ لنقلِ الحرارةِ بمعدلٍ يساوي $\frac{T_1 - T_2}{K}$ من درجةِ الحرارةِ د، «صعوداً» الى درجةِ الحرارةِ د. وكما قَدْ يُتَوَقَّعُ، يزدادُ متطلُّبُ القدرةِ المدخلةِ بازديادِ فارقِ درجةِ الحرارةِ. وإذا كانت درجةُ الحرارةِ د، قريبةً من الصفرِ المطلقِ كما هو الحال في مُسَيِّلِ آلِهيليوم، فإنَّ الطاقةَ الخارجِيةَ المنفقةَ تكونُ أكبرَ بكثيرٍ من الحرارةِ المنقولةِ.

ويكمنُ الجمالُ الحقيقيُّ للنتيجةِ المعبرِ عنها بالمعادلةِ ١٤ : ٤٥ في عموميتها لجميعِ الشلاجاتِ، بقطعِ النظرِ عن كيفيةِ إنشائها ونمطِ عملِها. إذ يمكنُ تزويدُ القدرةِ المدخلةِ لا بمحركٍ كهربائيٍّ أو لهبٍ غازٍ أو ذراعٍ إدارةٍ يدويٍّ. ويُعدُّ عجزُنا عن ملاحظةِ الملامحِ الدقيقةِ الفرديةِ في عالمِ الأبعادِ الصغيرةِ أحدَ الأسبابِ الكامنةِ وراءَ الأهميةِ الخاصةِ التي تُعطى لقوانينِ الحفظِ. أمَّا في عالمِ الأبعادِ الكبيرةِ فإنَّ التعقُّدَ المستفيضَ للعديدِ من الأنظمةِ يقومُ وراءَ الأهميةِ الخاصةِ للقانونِ الثاني للديناميكِ الحراريِّ. فهذا القانونُ مثلَ قوانينِ الحفظِ الأخرى يهيمُ قِيداً إجمالياً على النظامِ في جملتهِ.

* الطاقة المتاحة : Available Energy

نظرة أخرى الى القانون الثاني:
تنقص الطاقة المتاحة في التغيرات
الطبيعية

يُعدُّ مفهومُ الطاقةِ المتاحةِ* المبدأ الأساسيَّ الأسهلَ لفهمِ العديدِ من تطبيقاتِ القانونِ الثاني . وعموماً، فإنَّ ميلَ الطبيعةِ الى درجةٍ أكبرَ من اللانظاميةِ هو بمثابة ميلٍ إلى قَدْرٍ أقلَّ من الطاقةِ المتاحةِ . فمثلاً، تملكُ الطائِرةُ النفاثةُ قبلَ إقلاعِها مخزوناً معيناً من الطاقةِ المتاحةِ موجوداً في وقودِها، وعندما تتسارعُ في مدرجِ المطارِ يتحولُ جزءٌ من الطاقةِ المتاحةِ المصروفةِ إلى طاقةٍ حركيةٍ جسميةٍ (طاقةٍ مرتبةٍ)، بينما يذهبُ جزءٌ آخرُ منها في حرارةٍ تتبددُ نهائياً كطاقةٍ غيرِ متاحةِ . وعندما تقلعُ الطائِرةُ، يذهبُ أيضاً جزءٌ من طاقةِ الوقودِ كطاقةٍ وضعٍ جاذبيةٍ . وعندما تطيرُ بسرعةٍ ثابتةٍ، فإنَّ كلَّ طاقةِ الوقودِ المحروقِ تذهبُ في تسخينِ الهواءِ . وتكونُ النتيجةُ الصافيةُ للطيرانِ بلغةِ الديناميكِ الحراريِّ ألفقدانُ الكليِّ للطاقةِ المتاحةِ الموجودةِ أصلاً في الوقودِ . ويعملُ الصاروخُ الذي يمحُرُ الخلاءَ التامَّ بفعاليةٍ أكبرَ من الطائِرةِ النفاثةِ . ولكونه حراً من الاحتكاكِ بالهواءِ، فإنه يستمرُّ في تسارعه طالما استمرَّ الوقودُ في الاحتراقِ . وعندما تتوقفُ آلتُه عن العملِ فإنَّ جزءاً من الطاقةِ الأصليةِ المتاحةِ الموجودةِ في الوقودِ، (وهو عادةً جزءٌ صغيرٌ)، يظلُّ متاحاً كطاقةٍ حركيةٍ للمركبةِ . وقد تُخزَّنُ هذه الطاقةُ إلى الأبدِ في الحركةِ المداريةِ للمركبةِ الفضائيةِ . ولكنَّ عندما تعودُ المركبةُ لتدخلَ في الغلافِ الجويِّ، فإنَّ هذه الطاقةُ أيضاً تتحوَّلُ إلى طاقةٍ داخليةٍ للهواءِ: غيرِ مرتبةٍ وغيرِ متاحةِ . ولتجهيزِ الصاروخِ للاطلاقِ مرةً أخرى، فإنه يجبُ صنعُ كميةٍ أخرى من الوقودِ . ويجبُ أن تكونَ الطاقةُ التي يصرفُها المصنِّعُ الكيماويُّ في تجهيزِ الوقودِ أكبرَ بالضرورةِ من الطاقةِ المخزونةِ في الوقودِ المُنتَجِ .

تتجلب التكنولوجيا ازدياد
الانتروبيا

وعموماً، فإنَّ أثرَ الحضارةِ يتمثَّلُ في حَثِّ القانونِ الثاني للديناميكِ الحراريِّ على العملِ . فالتكنولوجيا ترفعُ بشكلٍ كبيرٍ معدلَ زيادةِ الانتروبيا في بيئةِ الإنسانِ المباشرةِ . ومن حسنِ حظِّ الإنسانِ أنَّ الطاقةَ المتاحةَ التي تصلُ إلى الأرضِ من الشمسِ كلَّ يومٍ

* يستخدم لفظ «الطاقة المتاحة» هنا بمعنى مغاير للمعنى المعروض في الجزء ١٢: ٦ من المجلد الأول .

تفوقُ بعددٍ كبيرٍ جداً من المراتِ الطاقةَ المضمحلة (المبددة) بفعلِ نشاطِ الإنسانِ اليومي . من حسنِ حظِّ الإنسانِ أيضاً أنْ تخزنَ الطبيعةُ بدونَ مساعدةِ الإنسانِ بعضَ الطاقةِ الشمسيةِ كطاقةٍ قابلةٍ للاستعمالِ لمدةِ أشهرٍ أو سنواتٍ في دورةِ التبخرِ، والهطولِ ، والتصريفِ ، أو طوالَ عدةِ عقودٍ أو قرونٍ في الأخشابِ ، أو خلالَ ملايينِ السنينِ في الفحمِ والزيتِ . وفضلاً عن ذلك ، فالأرضُ مصدرٌ غنيٌّ بالوقودِ النوويِّ الذي يخزنُ طاقةَ الشمسِ أليمةً آلتِ احتترقت منذَ بلايينِ السنينِ . وإذا استنفذَ الإنسانُ بمرورِ الزمنِ المؤونةَ المخزونةَ الطويلةَ المدى من الطاقةِ المتاحةِ ، فقد يكونُ عليه أنْ يعتمدَ بشكلٍ كبيرٍ على المخزوناتِ القصيرةِ المدى ، ولربما أنْ يبتدعَ أيضاً طرقاً جديدةً لل تخزينِ مكماً بذلك الطرقِ آلتِ تخزينُ بها الطبيعةُ الطاقةَ .

١٤ : ٨ : سلوك الغازات : The Behaviour of Gases

إنَّ تمددَ الغازاتِ وأنضغاطها ، سواءً تمَّ بتدفقِ الحرارةِ أو من دونها ، أمرٌ ذو أهميةٍ في الأرصادِ الجويةِ ، وفي العديدِ من الأجهزةِ أيضاً كالآلاتِ النفائِ وآلاتِ الاحتراقِ الداخليِّ ومفرغاتِ الهواءِ وملفاتِ التبريدِ . وسنفحصُ في هذا الجزءِ بعضَ المظاهرِ الخاصةِ بسلوكِ الغازاتِ ، وسنفترضُ في فحصنا هذا صحةَ قانونِ الغازِ المثاليِّ الذي هو غالباً تقريبٌ ممتاز .

* الغازات عند الحجم الثابت والضغط الثابت :

Gases At Constant Volume And Constant Pressure

عندَ اعتبارِ التغيراتِ الطارئةِ على حجمِ الغازِ وطاقتهِ الداخليةِ (واهمالِ التغيراتِ الحادثةِ في الطاقةِ الجسميةِ) ، يأخذُ قانونُ حفظِ الطاقةِ في صيغتهِ التفاضليةِ الشكلَ التالي :

$$\delta Q = \delta U + \delta W \quad \text{ش} \dots \dots \dots (١٤ : ٤٦)$$

وهذه صيغةُ عامةٌ للقانونِ الأولِ للديناميكِ الحراريِّ ، (تكافئُ المعادلةَ ١٣ : ٥٦) .

ووفق هذه الصيغة، يساوي التغير في الطاقة الداخلية للغاز ϵ طر مجموع الحرارة المتدفقة وحر (وهي كمية موجبة في حالة تدفق الحرارة إلى الغاز وسالبة في حالة تدفقها منه) وكمية الشغل (وهي موجبة في حالة الشغل المبذول على الغاز وسالبة في حالة الشغل الذي يبذله الغاز). وقد تم في الجزئين ١٣ : ١٠ و ١٣ : ١٤ تناول الغازات الأحادية والثنائية الذرة، وهنا نتناول بشكل عام الغازات المثالية.

وإذا ثبت حجم غاز ما، فإننا لا نبذل أي شغل عليه (ϵ ش = صفر)، ويكون لذلك:

ϵ طر = و حر (١٤ : ٤٧) القانون الأول عند حجم ثابت

وتساوي وحر في هذا الطرف ما يلي :

و حر = ϵ ي ك و د (١٤ : ٤٨)

حيث ك هي كتلة الغاز و د درجة حرارته. وهذه المعادلة هي بالفعل المعادلة التي تُعرف ϵ ي : الحرارة النوعية عند الحجم الثابت (أنظر المعادلة ١٣ : ٤٠). ونستطيع استناداً إلى المعادلة ١٤ : ٤٧ أن نكتب أيضاً ما يلي :

ϵ طر = ϵ ي ك و د (١٤ : ٤٩)

أن الشيء الهام الذي يُميّز المعادلة ١٤ : ٤٩ هو كونها أنها تظل صحيحة حتى عند عدم تثبيت الحجم؛ إذ أن الطاقة الداخلية لوحدة الكتلة من الغاز المثالي تعتمد على درجة حرارته فقط، لا على ضغطه أو حجمه. وتسمى المعادلة ١٤ : ٤٩ الحلقة التي تصل بين الطاقة الداخلية ودرجة الحرارة، والتي تصح في جميع ظروف الغاز المثالي.

ويقودنا أيضاً اعتبار تسخين الغاز عند ضغط ثابت إلى معادلة مفيدة أشمل في صحتها تتضمن الحرارتين النوعيتين. ويكون لغاز متمدّد: $\Delta H = \Delta U + P \Delta V$ (المعادلة ١٣: ٦٨)؛ ومن ثمّ يمكن إعادة كتابة المعادلة ١٤: ٤٦ بالشكل التالي:

$$\Delta H = \Delta U + P \Delta V \quad \left[dQ = dU + P dV \right] \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥٠)$$

لنعتبر الآن بالترتيب الحدود الثلاثة في هذه المعادلة. فإذا كان الضغط ثابتاً، فإنّ ΔH تعطى بالمعادلة التالية:

$$\Delta H = \Delta U + P \Delta V \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥١)$$

وهي المعادلة التي تُعرّف ΔH أي الحرارة النوعية عند ضغط ثابت. ويُعطى الحدّ الثاني $P \Delta V$ بشكل عامّ بالمعادلة ١٤: ٤٩. أمّا الحدّ الثالث فيساوي عند ضغط ثابت (استناداً إلى قانون الغاز المثاليّ) ما يلي:

$$\Delta H = \Delta U + P \Delta V = \Delta U + \frac{P}{\gamma} \Delta V \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥٢)$$

حيث وُضعت على يسار إشارة التساوي الثانية النسبة $\frac{P}{\gamma}$ ، أي نسبة الكتلة الكلية للغاز إلى كتلة جزيء واحد منه، بدلاً من المقدار ρ : عدد الجزيئات. وبتعويض قيم الحدود الثلاثة في المعادلة ١٤: ٥٠، نحصل على ما يلي:

$$\Delta H = \Delta U + \frac{P}{\gamma} \Delta V = \Delta U + \frac{P}{\gamma} \frac{\Delta V}{\gamma} + \frac{P}{\gamma} \Delta V$$

وبحذف العوامل المشتركة بين الحدود الثلاثة، نحصل على:

$$\Delta H = \Delta U + \frac{P}{\gamma} \Delta V = \Delta U + \frac{P}{\gamma} \frac{\Delta V}{\gamma} + \frac{P}{\gamma} \Delta V \quad \left[C_p = C_v + \frac{k}{m} \right] \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥٣)$$

العلاقة بين ΔH و ΔU للغاز مثالي

وهكذا نجد أنّ الحرارتين النوعيتين للغاز المثاليّ عند ضغط ثابت وحجم ثابت تختلفان

بثابتٍ عن بعضهما بعضا . وهذه المعادلة تكافئ المعادلة ١٣ : ٧٥ التي تضمنت علاقةً بين الحرارتين النوعيتين الموليتين .

* التمدد المتحارر : Isothermal Expansion

يُعرَّف التمددُ المُتَحارِر بأنه تمددٌ يتمُّ من دونِ تغييرٍ في درجة الحرارة . وفي حالة غازٍ مثاليٍّ ، تعني درجة الحرارة الثابتة طاقةً داخليةً ثابتةً ، ولذا يكون في حالة التمدد المتحارر للغاز المثالي : $ط_3 = صفر$ ، و :

$$وحر = - و ش \dots\dots\dots (١٤ : ٥٤) \quad \text{القانون الأول عندما } و ط_3 = صفر$$

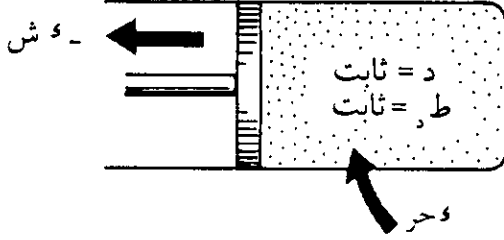
ولا بد لنا في هذه الحالة من أن نضيف طاقةً حراريةً إلى الغاز لتعويضه من الشغل الذي يبذله (أنظر الشكل ١٤ : ١٢) . وتزداد إنتروبيا الغاز في أثناء عملية الاضافة هذه ، ويكون التغير الكلي في إنتروبيا الغاز كما يلي :

$$\Delta ب = \left[\frac{و حر}{د} = \frac{\Delta حر}{د} \dots\dots\dots (١٤ : ٥٥) \right]$$

، حيث تشير $\Delta حر$ إلى الحرارة الكلية المضافة إلى الغاز في أثناء التمدد . ويمكن حساب قيمة التكامل في المعادلة ١٤ : ٥٥ مباشرة لأن $د$ ثابتة . لاحظ أن القيمة الموجبة للكمية $\Delta ب$ لا تتبع مباشرة من القانون الثاني للديناميك الحراري ، لأن الغاز المتمدّد ليس نظاماً معزولاً . أما في حالة الانضغاط المتحارر فتتناقص إنتروبيا الغاز .

وتزوّدنا النظرة دون المجهرية إلى الغاز ببصيرة في السبب الذي يؤدي إلى تغير الإنتروبيا . فعند تثبيت درجة الحرارة فإن الغاز المتمدّد لا يعاني أيّ تغير في احتمال الافتراضي (القبلي) المرتبط بطاقة الجزيئات أو سرعتها المتجهة . غير أن هنالك مع ذلك تغيراً في احتمال الموضع نتيجة لتغير الحجم ، وذلك لأن الزيادة في الحجم تعني زيادة في اللانظامية في مواضع الجزيئات ، وبالتالي زيادة في الإنتروبيا . أما الانضغاط

إلى حجمٍ أصغرَ فيعني قدراً أكبرَ من النظامية في الموضع، وبالتالي قدراً أقلَّ من الانتروبيا.



الشكل ١٤: ١٢: التمدد المتحارر لغاز مثالي: الحرارة المدخلة وحر تساوي الشغل المُخَرَج: - ش.

ويعطي قانونُ الغازِ المثاليِّ عند تثبيتِ درجةِ الحرارةِ قانونَ بويل:

$$\text{ض ح} = \text{د} = \text{ك} = \text{ثابت} \quad \left[PV = NkT = \text{constant} \right] \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥٦)$$

ويعطي رسمُ الضغطِ بدلالةِ الحجمِ [الشكل ١٤: ١٣ (أ)] القطعَ الناقصَ: ض ~ ح.
ويجبُ علينا لحسابِ قيمةِ التغيرِ في الإنتروبيا أن نربطَ بينَ الحرارةِ المضافةِ إلى الغازِ وبين صفاته. وتتساوى الحرارةُ الكليةُ والشغلُ الكليُّ في مقدارهما استناداً إلى المعادلةِ ١٤: ٥٤:

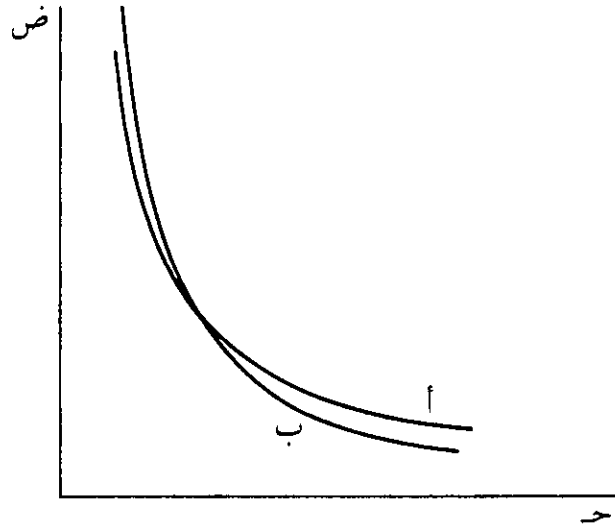
$$\Delta \text{حر} = -\Delta \text{ش} \quad \left[\Delta Q = -\Delta W \right] \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥٧)$$

ويُعطى الشغلُ الكليُّ على النحوِ التالي:

$$\Delta \text{ش} = - \left[\Delta W = - \int P dV \right] \quad \text{ض و ح} \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥٨)$$

وباستخدامِ المعادلةِ ١٤: ٥٦، نجدُ أنَّ الحرارةَ الكليةَ المضافةَ إلى الغازِ هي إذاً:

$$\Delta \text{حر} = \text{د} = \text{ك} = \left[\Delta Q = NkT \int \frac{dV}{V} \right] \quad \frac{\text{وحر}}{\text{ح}} \quad \dots \dots \dots (١٤: ٥٩)$$



الشكل ١٤: ١٣: العلاقة بين ضغط غاز مثالي وحجمه في حالة: (أ) تغير متحارب (ض ~ ١/ح) و(ب) تغير أدبائي (ض ~ ١/ح^{١.٤}).

وفي المعادلة السابقة كتبنا العامل الثابت k خارج إشارة التكامل. أما حدًا التكامل فهما الحجم الابتدائي $ح_١$ والحجم النهائي $ح_٢$. ويعطي حساب قيمة هذا التكامل ما يلي:

الحرارة المضافة الى الغاز في التمدد المتحارب (١٤: ٦٠) $\Delta ح = k \int_{ح_١}^{ح_٢} \frac{١}{ح^٢} دح$

وأخيراً يعطي وضع القيمة $\Delta ح$ في المعادلة ١٤: ٥٥ لحساب التغير في الإنتروبيا ما يلي:

$\Delta ب = k \int_{ح_١}^{ح_٢} \frac{١}{ح^٢} دح$ (١٤: ٦١)

وباستخدام قانون بويل يمكننا أيضاً كتابة التغير في الإنتروبيا بالشكل التالي:

التغير في الإنتروبيا في حالة التمدد المتحارب (١٤: ٦٢) $\Delta ب = k \int_{ض_٢}^{ض_١} \frac{١}{ض} دض$

لاحظ أيضاً أنه يمكننا في المعادلتين (١٤: ٦١) و (١٤: ٦٢) استبدال R (عدد المولات مضروباً في ثابت الغاز) بالمقدار k .

* التمدد الأدياباتي: Adiabatic Expansion

لا يوجد في التغير الأدياباتي (الشكل ١٤: ١٤) أي تدفق للحرارة. ويمكن الاقتراب من التغير الأدياباتي بعزل أي نظام عزلاً حسناً، أو بجعل التمدد يتم بسرعة كافية بحيث لا يتوافر معها وقت لتدفق الكثير من الحرارة من النظام أو إليه. ومن ناحية ثانية، فيجب أن لا يكون التغير فجائياً، لأننا نفترض، كما افترضنا في حالة التمدد المتحارر، أن يتم التغير بسلسلة من حالات التوازن، مما يجعل معادلة كلوسيوس: $\Delta b = d \text{ حر} / d \text{ صحيحة}$.

ولأن $\Delta b = \text{صفر}$ ، فإن التمدد الأدياباتي يتسم بعدم حدوث أي تغير في الانتروبيا:

$$\Delta b = \text{صفر} \dots \dots \dots (١٤: ٦٣)$$

وتصبح معادلة حفظ الطاقة (المعادلة ١٤: ٤٦) بدون تدفق حرارة كما يلي:

$$d \text{ ط} = d \text{ ش} \dots \dots \dots (١٤: ٦٤) \quad \text{القانون الأول عندما } d \text{ حر} = \text{صفر}$$

ويعني ذلك أن الطاقة الداخلية تنقص عندما يعمل الغاز المتمدّد شغلاً. ويرافق نقصان الطاقة الداخلية نقصان في درجة الحرارة (أنظر المعادلة ١٤: ٤٩). ولذا ينقص حاصل ضرب الضغط في الحجم. ولأن الحجم يزد، فيجب أن ينقص الضغط بمقدار أكبر من نقصانه في حالة التمدد المتحارر. (تظهر العلاقة الدقيقة بين الضغط والحجم ح في المعادلة ١٤: ٧٢).

ومن وجهة النظر دون المجهرية (الميكروسكوبية)، يعني غياب التغير في

التغير الأدبياتي : استبصار من
النظرة دون المجهرية

الانتروبيا في حالة التمدد الأديباتي أن زيادة الانظامية المرتبطة بزيادة الحجم يُعوّض عنها بالضبط بزيادة النظامية المرتبطة بنقصان درجة الحرارة. ولو كانت درجة الحرارة، عند زيادة معينة في الحجم، تنقص حتى بسرعة أكبر من نقصانها في التمدد الأديباتي لكانت هنالك زيادة صافية في النظامية ونقصان في الانتروبيا. ولو كانت درجة الحرارة تنقص ببطء أكبر (أو لا تنقص على الإطلاق) لَغَلَبَ القدرُ الإضافي من الانظامية المرتبط بزيادة الحجم، ولزادت الإنتروبيا. وهذه النتائج بالطبع مجرد أدلة وصفية لا قواعد للحساب.

ولايجاد العلاقة بين الضغط والحجم في حالة التغير الأدياباتي، نبدأ بمعادلة الطاقة أي بالمعادلة ١٤: ٦٤. ونستطيع في هذه المعادلة أن نضع:

(۶۵:۱۴) $dU = C_v n m dT$ $د د ی د ک د د$

وهذه المعادلة هي نفس المعادلة ١٤ : ٤٩ ، إلا أن المقدار δ (عدد جزيئات الغاز في كتلة الجزيء الواحد منه) استُبدِلَ بالكتلة الكلية K . ونستطيع كذلك أن نضع :

$$dW = -P dV \quad \text{ش}^s = - \text{ض}^s \text{ح}^s$$

وتصبحُ معادلةُ الطاقةِ بهذين الاستبدالين كما يلي :

ی۔ د ک د د + ض و ح = صفر $[C_v N m dT + P dV = 0]$ (۱۴: ۶۶)

ح = $k \cdot d$. والنتيجة هي :

(٦٧: ١٤) ض^٥ ح^٥ + ح^٥ ض^٥ = ض^٥ ك^٥ ض^٥

$$\left[P dV + V dP = Nk dT \right]$$

وبوضع قيمة δ من المعادلة (٦٧: ١٤) في المعادلة (٦٦: ١٤) نحصل على:

$$\frac{C_p - C_v}{k} (\text{ض } \delta \text{ ح } + \text{ح } \delta \text{ ض}) + \text{ض } \delta \text{ ح} = \text{صفر} \quad \dots\dots\dots (٦٨:١٤)$$

$$\left[\frac{C_v m}{k} (P dV + V dP) + P dV = 0 \right]$$

وباستبدال قيمة k / C_p من المعادلة (٥٣:١٤):

$$\left[\frac{k}{m} = C_p - C_v \right] \quad \text{ض } \delta \text{ ح} - \text{ح } \delta \text{ ض} = \frac{k}{m}$$

نستطيع كتابة $\text{ض } \delta \text{ ح} / k$ على النحو التالي:

$$\frac{\text{ض } \delta \text{ ح}}{k} = \frac{\text{ض } \delta \text{ ح}}{\text{ض } \delta \text{ ح} - \text{ح } \delta \text{ ض}} \left[\frac{C_v m}{k} = \frac{C_v}{C_p - C_v} \right] \quad \dots\dots\dots (٦٩:١٤)$$

ويُستخدم الرمز γ لنسبة الحرارة النوعية عند ضغط ثابت إلى الحرارة النوعية عند حجم ثابت:

$$\frac{\text{ض } \delta \text{ ح}}{\text{ض } \delta \text{ ح} - \text{ح } \delta \text{ ض}} = \gamma \quad \left[\gamma = \frac{C_p}{C_v} \right] \quad \dots\dots\dots (٧٠:١٤)$$

وباستخدام γ ، وبعد إجراء بعض المعالجة الجبرية، فإنه يمكن لنا كتابة المعادلة ٦٨:١٤ بالشكل التالي:

$$\left[V dP + \gamma P dV = 0 \right] \quad \text{ح } \delta \text{ ض} + \gamma \text{ض } \delta \text{ ح} = \text{صفر}$$

أو:

$$\left[\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0 \right] \quad \text{ض } \delta \text{ ح} + \gamma \frac{\text{ض } \delta \text{ ح}}{\text{ح}} = \text{صفر} \quad \dots\dots\dots (٧١:١٤)$$

وبإجراء التكامل نحصل على:

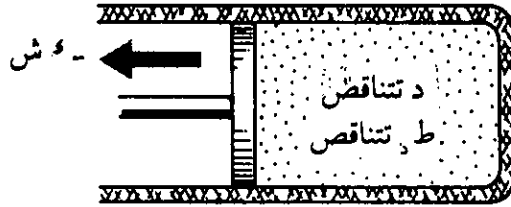
لو ض + γ لو ح = ثابت

ويتبع من المعادلة السابقة أن:

$$\left[P V^\gamma = \text{constant} \right] \quad \text{ض ح} = \gamma = \text{ثابت} \quad \dots\dots\dots (٧٢:١٤)$$

العلاقة بين ضغط الغاز المثالي وحجمه في حالة التغير الأدياباتي للغاز المثالي

تَذَكَّرُ أَنَّ γ هي أكبر من ١ ، فمثلاً: $\gamma = \frac{5}{3}$ للغازِ الثنائيِّ الذرة في درجة الحرارة العادية. وَيُظْهَرُ رَسْمُ الضَّغْطِ بدلالة الحجم لهذه العلاقة أَلْرِيَاظِيَّةِ فِي الشَّكْلِ ١٤: ١٣ (ب). وَيُتَرَكُّ اِيْجَادُ الْعِلَاقَةِ بَيْنَ ض وَح مِنْ جِهَةٍ وَبَيْنَ ح وَد مِنْ جِهَةٍ أُخْرَى فِي حَالَةِ التَّغْيِيرِ الْاَدِيَايَاتِيِّ كَتَمْرِيْنٍ لِّلْقَارَى.



الشَّكْلِ ١٤: ١٤: التَّمَدُّدُ الْاَدِيَايَاتِيّ: لَا يَوْجِدُ نَقْلَ حَرَارَةٍ. وَيَسَاوِي الشَّغْلُ الْمَخْرُجُ (النَّاتِجُ) النِّقْصَانَ فِي الطَّاقَةِ الْدَاخِلِيَّةِ (الْمَعَادِلَةُ ١٤: ٦٤).

* التمدد الحر: Free Expansion

إِذَا حُصِرَ الْغَازُ فِي أَحَدِ نَصْفِي وَعَاءٍ نَصْفُهُ الْآخَرُ مَفْرَغٌ مِنَ الْهَوَاءِ، وَأُزِيحَ الْحَاجِزُ الْفَاصِلُ بَيْنَ النِّصْفَيْنِ فُجْأَةً، فَإِنَّهُ يَعودُ إِلَى التَّوْزِعِ مِنْ جَدِيدٍ لِمَلْءِ الْوَعَاءِ بِكَامِلِهِ، وَيُشَارُ إِلَى هَذِهِ الْعَمَلِيَّةِ بِالتَّمَدُّدِ الْحَرِّ (الشَّكْلِ ١٤: ١٥). وَفِي هَذِهِ الْعَمَلِيَّةِ، لَا تَتَدَفَّقُ الْحَرَارَةُ مِنَ الْغَازِ أَوْ إِلَيْهِ، وَلَا يَبْدُلُ أَيُّ شَغْلٍ؛ وَلِذَا لَا يَحْدُثُ أَيُّ تَغْيِيرٍ فِي الطَّاقَةِ الْدَاخِلِيَّةِ لِلْغَازِ (الْمَعَادِلَةُ ١٤: ٤٦):

شروط التمدد الحر

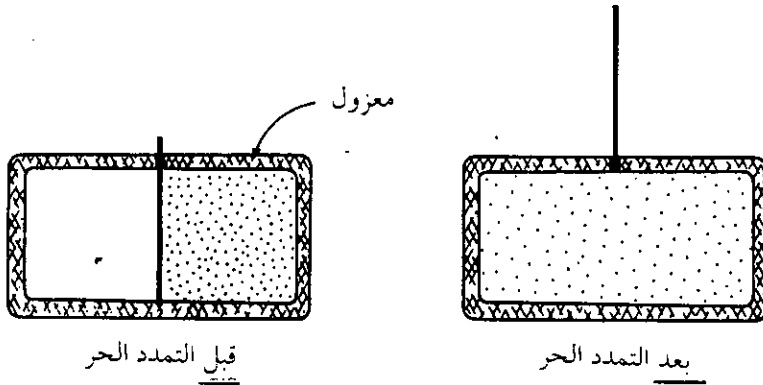
$$\Delta \text{حر} = \Delta \text{ش} = \Delta \text{ط} = \text{صفر} \dots \dots \dots (١٤: ٧٣)$$

وَإِذَا كَانَ الْغَازُ غَازًا مَثَالِيًّا، فَإِنَّ دَرَجَةَ حَرَارَتِهِ تَظَلُّ عَلَى حَالِهَا بَدُونِ أَنْ تَتَغَيَّرَ. وَإِذَا افْتَرَضْنَا عَلَى نَحْوِ مَغْلُوطِ صَحَّةٍ مَعَادِلَةَ كَلُوسِيُوسِ لِّلْاَنْتَرُوبِيَا، فَإِنَّا نَتَنَبَّأُ بِعَدَمِ حَدُوثِ أَيِّ تَغْيِيرٍ فِي الْاَنْتَرُوبِيَا: $\Delta \text{ب} = \Delta \text{حر} / \text{د} = \text{صفر}$. وَفِي الْحَقِيقَةِ، وَكَمَا تَقْتَرِحُ النُّظَرَةُ دُونَ الْمَجْهَرِيَّةِ لِلْغَازِ، فَهِنَالِكَ تَغْيِيرٌ فِي الْاَنْتَرُوبِيَا. وَعَلَى أَيْةٍ حَالٍ، فَلَا يُمْكِنُ لَنَا تَطْبِيقَ مَعَادِلَةِ كَلُوسِيُوسِ مُبَاشَرَةً، لِأَنَّ عَمَلِيَّةَ التَّمَدُّدِ الْحَرِّ تَتِمُّ عَبْرَ حَالَاتٍ مِنَ اللَّاتَوَازَنِ.

$\Delta \text{د} = \text{صفر}$ ، لكن $\Delta \text{ب}$ لا تساوي صفراً

ومن الطرق التي يمكننا استخدامها لإيجاد التغير في الإنتروبيا تصوّر حدوث تغير في الغاز عبر حالات من التوازن، بحيث تكون النتيجة النهائية لهذا التصوّر نفس النتيجة النهائية للتمدد الحر. وهذا التغير المطلوب هو التمدد المتحرار الذي بُحث سابقاً. ويتسبّب التمدد الحر للغاز بعد إزالة الحاجز فجأة في جعل الغاز يشغل حجماً أكبر في درجة الحرارة نفسها. وبالضبط فإنه يمكن بلوغ الحالة النهائية نفسها إذا سُمح للغاز بالتمدد ببطء في اتجاه مكبس متراجع، وزُوّد بالحرارة لتعويضه من الشغل المبذول. ولذا، يكون التغير في الإنتروبيا في حالة التمدد الحر مساوياً للتغير فيها في حالة التمدد المتحرار، ويُعطى هذا التغير بالمعادلة ١٤: ٦١.

العملية المكافئة للتمدد الحر تمدد متحرار ببطء



الشكل ١٤: ١٥: التمدد الحر: مع أنّ العملية تحدث بدون نقل حرارة أو شغل وفي حالة غاز مثالي بدون أي تغير في الطاقة الداخلية أو درجة الحرارة أيضاً، فإن إنتروبيا الغاز تزيد.

ويمكن أيضاً حساب التغير في الإنتروبيا في حالة التمدد الحر مباشرة من تعريف بولتزمان للإنتروبيا: $\Delta S = k \ln \frac{V_2}{V_1}$ ، ويساوي التغير في الإنتروبيا من الحالة ١ إلى ٢ ما يلي:

تطبيق مباشر لتعريف بولتزمان

$$\Delta S = k \ln \frac{V_2}{V_1} = k \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \quad (٧٤: ١٤)$$

، حيث تشير k إلى الاحتمال. أما الاحتمال الذي يرتبط بهذه العملية فهو احتمال الموضع، لأنّ كلّ من الطاقة الداخلية للغاز ودرجة حرارته لا يتغير. ويتذكر أنّ

احتمالاتِ الموضعِ لوعاءٍ قُسم إلى قسمين متساويين تخضعُ لنفسِ القواعدِ التي تخضعُ لها احتمالاتُ الرؤوس والأذنان للقطعِ النقديةِ في طبقٍ ما، فإننا نستطيعُ أنْ نستخدمَ الجدولين ٢:١٤ و ٣:١٤ كدليلين لحسابِ احتمالاتِ الموضعِ. ويساوي الاحتمالُ الكليُّ حت^١ لتوزعِ جزيئاتِ الغازِ في الحجمِ الكليِّ حر^١ بشكلٍ ما واحداً صحيحاً:

$$\text{حت} = ١ = \dots\dots\dots (٧٥:١٤)$$

ويساوي احتمالُ العُشورِ على جميعِ الجزيئاتِ الخمسةِ في نصفِ الحجمِ الكليِّ: حر^١ = $\frac{1}{٢}$ استناداً إلى الجدول ٢:١٤ ما يلي:

$$\text{حت} = \left(\frac{1}{٢}\right) = \frac{1}{٢}$$

أما احتمالُ العُشورِ على جميعِ الجزيئاتِ العشرةِ في نصفِ الحجمِ الكليِّ حر^١ = $\frac{1}{٢}$ ، فيساوي استناداً إلى الجدول ٣:١٤:

$$\text{حت} = \left(\frac{1}{٢}\right) = \frac{1}{١٠٢٤}$$

ومن الواضحِ أنْ احتمالَ تجمعِ د جزئياً في نصفِ الحجمِ الكليِّ يجبُ أنْ يساوي:

$$\text{حت} = \left(\frac{1}{٢}\right)^2 = \dots\dots\dots (٧٦:١٤)$$

ومن غيرِ الصعبِ أنْ نُبرهنَ على صحةِ التعميمِ الذي ينصُّ على أنْ احتمالَ تجمعِ الجزيئاتِ في ثلثِ الحجمِ الكليِّ أو ربعةِ يساوي بالترتيب $\left(\frac{1}{٣}\right)^2$ و $\left(\frac{1}{٤}\right)^2$ ؛ وبصورةٍ عامةٍ، يكونُ الاحتمالُ كما يلي:

$$\text{حت} = \left(\frac{\text{حر}^2}{\text{حر}^2}\right) = \dots\dots\dots (٧٧:١٤) \quad \text{احتمالُ الموضعِ: حت} = \text{حر}^2$$

ويعني ذلكُ أنْ احتمالَ الموضعِ الافتراضيِّ لعددٍ من الجزيئاتِ د في الحجمِ حر يتناسبُ

مع ح مرفوعة إلى القوة د . ويمكن استخدام النتيجة هذه التي تُعبر عنها المعادلة ١٤ : ٧٧ في المعادلة ١٤ : ٧٤ لايجاد التغير في الإنتروبيا للتمدد الحر . ويساوي هذا التغير ما يلي :

$$\Delta \text{ ب } = k \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$$

وباستخدام خاصية أساسية للوغريتمات ، نجد أن هذا التغير يساوي :

$$\Delta \text{ ب } = k \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \quad \left[\Delta S = Nk \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \right] \quad (١٤ : ٧٨)$$

التغير في الإنتروبيا للتمدد الحر للغاز المثالي .

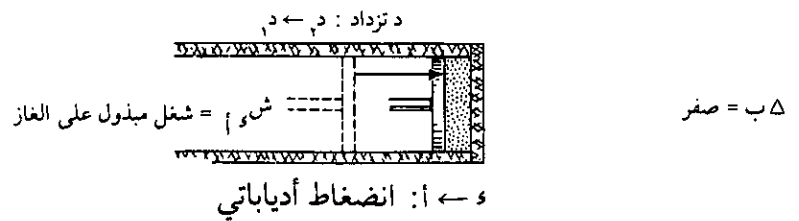
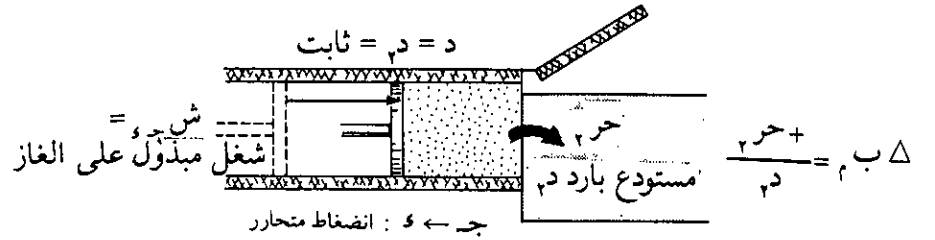
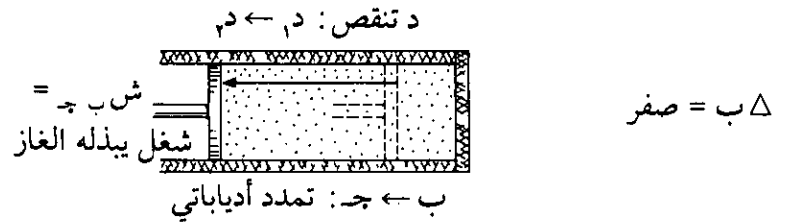
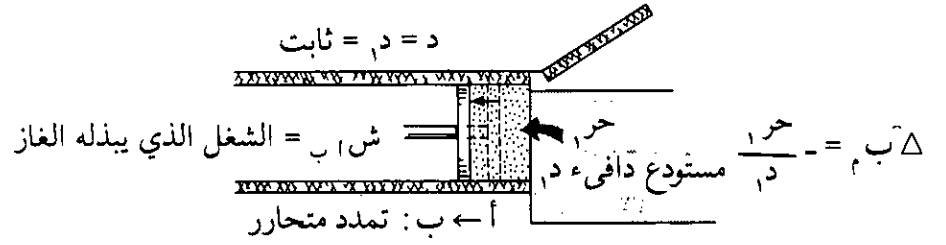
وهذه المعادلة مطابقة للمعادلة ١٤ : ٦١ . ولا يتطلب منا حساب التغير في الإنتروبيا انطلاقاً من تعريف بولتزمان للإنتروبيا أن نفترض أية مسارات بديلة للتغير عبر حالات من التوازن ، أو أن نأخذ بالاعتبار تدفق الحرارة . وعلى أية حال ، فلا يحسن بنا أن نستخدم تعريف بولتزمان لأغراض الحسابات العملية الا في عدد قليل فقط من العمليات البسيطة .

★ ١٤ : ٩ : العمليات الدورية : Cyclical Processes

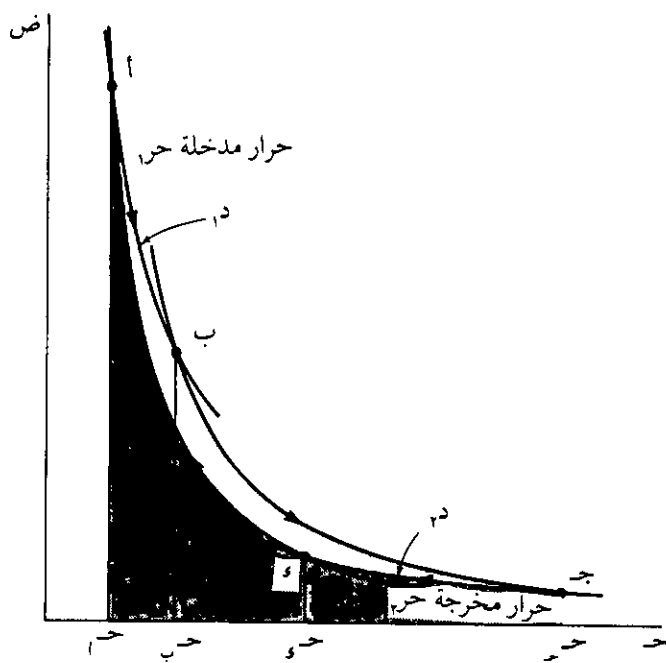
* دورة كارنو : The Carnot Cycle

وصفنا ، في الجزء ١٤ : ٧ ، آلة حرارية مثالية بلغة وظيفية إجمالية (أنظر الشكل ١٤ : ١٠) بدون أن نشير إلى جهاز بعينه أو إلى أية صيغة عمل خاصة . ويعرف الجهاز الذي يفى بالشروط المبسوثة سابقاً بالآلة كارنو . ويسمى نمط عمل هذه الآلة بدورة كارنو ، وهي عبارة عن نسق متناوب من التغيرات المتحاررة والأدياباتية . ويمكن جعل مجموعة من الأنظمة تعمل وفق دورة كارنو . ويظهر الشكل ١٤ : ١٦ مثلاً على آلة كارنو يستخدم غازاً في أسطوانة . ويبين الشكل ١٤ : ١٧ منحنى الضغط والحجم المناظر للغاز . ولا يشترط في

الغاز الذي يُسمَّى عادةً «مادة التشغيل» أن يكون غازاً مثالياً. وهذه الآلة، على أية حال، مثالية من جوانب أخرى، إذ نفترض أن تكون عملياتها عمليات متحاررة وأدياباتيّة تامة، وأن تتمّ جميع التغيرات فيها عبر حالاتٍ من التوازن. كذلك نفترض أن هذه الآلة حرة من أية مؤثرات تبدّد الطاقة، ولذا يكون التغير الصافي في إنتروبيا الآلة وبيئتها صفراً.



الشكل ١٤: ١٦: دورة كارنو التي ينفذها غاز في اسطوانة: تفصيلات هذا الشكل مشروحة في المتن.



الشكل ١٤: ١٧ : مخطط الضغط - الحجم لآلة كارنو المبينة في الشكل ١٤: ١٦ : المساحة المحصورة بالمنحنيات الأربعة تساوي الشغل الصافي الذي تعمله الآلة في دورة واحدة.

لنعد الآن الأشواط الأربعة التي تتكون منها دورة كارنو، مبتدئين بحالة الغاز، وهو في أعلى ضغط له وأقل حجم (أي النقطة أ في الشكل ١٤: ١٧). وتبلغ درجة حرارة الغاز عند هذه النقطة د.

الأشواط الأربعة لدورة كارنو

١ - أ ← ب: يتمدد الغاز تحاررياً. وتتدفق الحرارة حر_١ من المستودع الذي درجة حرارته د_١ إلى الغاز لابقاء درجة حرارته ثابتة، وهو يبذل الشغل ش_١ ب على بيئته. (وللتسهيل، نختار مقادير موجبة لجميع كميات الحرارة والشغل، كما نحذف الرمز Δ).

٢ - ب ← ج: يتمدد الغاز أكثر من السابق، إلا أن تمدده هذه المرة أدياباتي. ويتمدده، تنقص طاقته الداخلية، وتهبط درجة حرارته من د_١ إلى د_٢. ويبذل الغاز شغلاً ش_٢ ب على بيئته.

٣ - ج ← د: ينضغطُ الغازُ هنا تحاررياً. وتتدفقُ الحرارةُ حر_٢ من الغازِ إلى المستودعِ الذي درجةُ حرارتهِ د_٢، في الوقتِ الذي يبذلُ فيه الشغلُ ش_{ج د} على الغازِ.

٤ - د ← أ: ينضغطُ الغازُ هنا أكثرَ من انضغاطه السابق، ولكن أدياباتيّاً. وتزدادُ طاقتهِ الداخليةُ، وترتفعُ درجةُ حرارتهِ من د_٢ إلى د_١. ويُبذلُ الشغلُ ش_{د أ} على الغازِ.

وتعطي المعادلةُ ١٤: ٥٨ تعبيراً للشغلِ المبذولِ على الغازِ الذي يتغيّرُ حجمُهُ. ويمكنُ توضيحُ التكاملِ [ض و حـ بشكلٍ بيانيٍّ بسيطٍ. ويمثلُ هذا التكاملُ المساحةَ الواقعةَ تحتَ المنحنى في الرسمِ ض - حـ. فمثلاً، تساوي المساحةُ تحتَ المنحنى أ ب (من الحجمِ حـ_١ إلى الحجمِ حـ_٢) في الشكلِ ١٤: ١٧ الشغلُ ش_{أ ب} المصاحبَ للشوطِ الأولِ في دورةِ كارنو. ويكونُ الشغلُ المبذولُ على الغازِ خلالَ تمددهِ المتحاررِ - ش_{أ ب}، بينما يكونُ الشغلُ الذي يبذلهُ الغازُ + ش_{أ ب}. وعلى نحوٍ مماثلٍ، تساوي المساحةُ تحتَ المنحنى ب جـ من الحجمِ حـ_٢ إلى الحجمِ حـ_١ الشغلُ ش_{ب جـ}. وتنعكسُ اصطلاحاتُ الإشارةِ في حالةِ الحجمِ المتناقصِ (أي عندَ التحركِ من اليمينِ إلى اليسارِ في الرسمِ ض - حـ). ولذا فإنَّ مقدارَ المساحةِ المظللةِ تحتَ المنحنى جـ د يساوي الشغلُ الموجِبُ الَّذي يُبذلُ على الغازِ في الشوطِ الثالثِ من الدورةِ*. ويكونُ الشغلُ الصافي الذي يبذلهُ الغازُ على بيئتهِ خلالَ دورةٍ كاملةٍ كما يلي:

$$\text{ش} = \text{ش}_{أ ب} + \text{ش}_{ب جـ} - \text{ش}_{جـ د} - \text{ش}_{د أ} \dots\dots\dots (١٤: ٧٩)$$

وبتوضيحِ مقاديرِ الشغلِ الأربعةِ السالفةِ بيانياً، نستطيعُ أن نتيّنَ أن هذا الشغلَ الصافي ش يساوي المساحةَ المظللةَ الفاتحةَ المخددةَ بالمنحنياتِ الأربعةِ في الشكلِ ١٤: ١٧. وبموجبِ مبدأ حفظِ الطاقةِ، فيجبُ أن يساوي الشغلُ الصافي الفارقَ بين الحرارةِ المتدفقةِ إلى الغازِ والحرارةِ المتدفقةِ منه:

$$* \text{يصحُّ هذا القولُ بموجبِ القاعدةِ الرياضيةِ: } \int_{حـ١}^{حـ٢} \frac{حـ٢}{حـ١} \text{ض و حـ} = \int_{حـ١}^{حـ٢} \frac{حـ١}{حـ٢} \text{ض و حـ}$$

توضيح بياني للشغل في الرسم
البياني ض - حـ

ش = حر_٢ - حر_١ (١٤ : ٨٠)

وتكافئ هذه المعادلة المعادلة ١٤ : ٣٥ .

ويعاني المستودع الدافئ في أثناء الشوط الأول من الدورة نقصاناً في الانتروبيا
(انظر الشكل ١٤ : ١٦) :

$$\Delta B_M = - \frac{حر_1}{T_1} \quad (A \leftarrow B)$$

ولأن الغاز في أسطوانة يكسب الحرارة نفسها في نفس درجة الحرارة، فإن التغير في
الانتروبيا في الشوط الأول يساوي في مقداره ويعاكس في اتجاهه التغير في إنتروبيا
المستودع :

$$\Delta B_{غاز} = + \frac{حر_1}{T_1}$$

ولا يعاني الغاز ولا بيئته في الشوطين الثاني والرابع ، حيث لا يحدث أي تدفق
حرارة، أي تغير في الانتروبيا . ولأن درجة حرارة الغاز ودرجة حرارة المستودع متساويتان
أيضاً بالافتراض ، فإننا نجد في الشوط الثالث أن :

$$\Delta B_M = + \frac{حر_2}{T_2} = - \Delta B_{غاز}$$

ونحصل من هذه المعادلات البسيطة على التغيرات الكلية التي تحدث في الانتروبيا
خلال دورة واحدة :

..... (١٤ : ٨١) $\Delta B_{غاز} = \frac{حر_1}{T_1} - \frac{حر_2}{T_2}$

..... (١٤ : ٨٢) $\Delta B_{بيئة} = \frac{حر_1}{T_1} + \frac{حر_2}{T_2}$

ولأنَّ الغازَ يعودُ إلى حالته الابتدائية بعد دورة واحدة، فإنه لا يعاني أيَّ تغييرٍ في الانتروبيا: $\Delta B = \text{صفر}$. ويعني هذا وَفْقَ المعادلتين ٨١:١٤ و ٨٢:١٤ أنَّ ΔB بين تساوي أيضاً صفرًا. ومن أحدِ هذين الشرطين نستنتجُ أنَّ:

النتيجة التي تترتب على عدم تغير الانتروبيا لكل من الغاز والبيئة

$$(٨٣:١٤) \dots\dots\dots \frac{\text{حر}_1}{T_1} = \frac{\text{حر}_2}{T_2}$$

وتكافئ هذه المعادلة المعادلة ٣٦:١٤ عند استبدال المساواة باللامساواة.

وتعرِّفُ فعالية آلة كارنو على النحو التالي: $\text{فع} = \frac{\text{ش}}{\text{حر}_1}$. وبلاستعانة بالمعادلتين ٨٠:١٤ و ٨٣:١٤ نجدُ أنها تساوي:

آلة كارنو تجسِّدُ للآلة المخططة في الشكل ١٠:١٤

$$(٨٤:١٤) \dots\dots\dots \text{فع} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

(قارن هذه المعادلة بالمعادلة ١٤:٤). ومن الواضح أنَّ رياضيات آلة كارنو تُماثل رياضيات الآلة الحرارية المثالية المبحوثة في الجزء ٧:١٤ عندما لا يكون هنالك أيُّ تغيير صافٍ في الانتروبيا.

* مقياس درجة الحرارة الديناميكي الحراري:

The Thermodynamic Temperature Scale

أنَّ نسبة الحرارة المدخلة (الداخلية) إلى آلة كارنو إلى الحرارة المخرجة (الخارجية) منها هي بموجب المعادلة ٨٣:١٤ نفس نسبة درجتَي حرارة المستودعَين:

$$(٨٥:١٤) \dots\dots\dots \frac{\text{حر}_1}{T_1} = \frac{\text{حر}_2}{T_2}$$

يوفر قياس الحرارة الداخلية إلى آلة كارنو والحرارة الخارجة منها تعريفاً لدرجة الحرارة

ويمكنُ استخدامُ هذه الحقيقة في تعريفِ مقياسٍ لدرجة الحرارة يُسمَّى بمقياس درجة الحرارة الديناميكي الحراري. ويمكنُ من حيث المبدأ تعيينُ نسبة درجتَي حرارة

المستودعين وذلك باستخدام هذه المستودعين لتشغيل آلة كارنو، ومن ثم قياس الحرارة الداخلية إليها والحرارة الخارجة منها. ونستطيع تغيير هذا المقياس بجعل أحد المستودعين في توازن حراري مع ماء في درجة حرارة النقطة الثلاثية وتعريف درجة الحرارة هذه بالدرجة ٢٧٣٫١٦ ك.

وقد ثبت بالفعل أن مقياس درجة الحرارة الديناميكي الحراري يتطابق مع المقياس الذي يعرفه غاز مثالي في مقياس الحرارة الغازي. ومهما يكن من أمر ذلك، فهذا المقياس إجراء مختلف ومثير لقياس درجة الحرارة، يقوم بالفعل على القانون الثاني للديناميك الحراري. ولا يتطلب المقياس الديناميكي الحراري أن تكون مادة التشغيل في آلة كارنو غازاً مثالياً أو حتى غازاً. ويعني هذا أن التعريف قابل للاستخدام في جميع درجات الحرارة الأقل من نقطة تسيل جميع الغازات. ويمكن تعريف الصفر المطلق على هذا المقياس الديناميكي الحراري بدرجة حرارة العادم التي لا تندفق عندها أية حرارة من آلة كارنو المثالية. وبلغت أخرى، فإن درجة حرارة العادم هي التي تسمح لآلة كارنو بتحويل كل الحرارة المدخلة إليها إلى شغل (فع = ١).

مزايا المقياس الديناميكي
الحراري

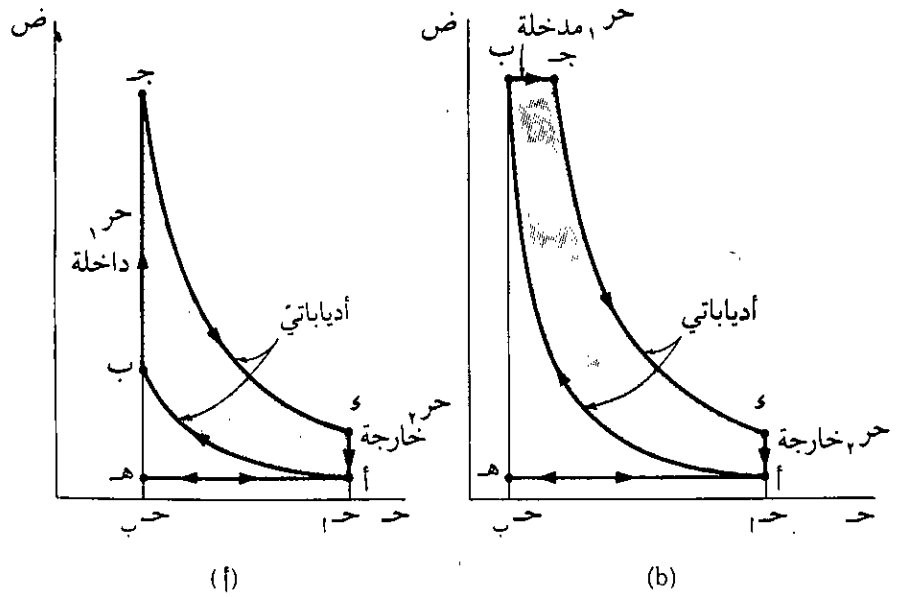
ومع أن مقياس درجة الحرارة الديناميكي الحراري لا يتطلب منا أن نجرد فكرة الغاز المثالي، إلا أنه بالطبع مقياس مثالي من نواح أخرى. ويتطلب المقياس بشكل خاص آلة كارنو مثالية أي آلة تعمل بدون أن تزيد من إنتروبيا البيئة.

* آلة الغازولين وآلة الديزل *

The Gasoline Engine and The Diesel Engine

يُمثل رسماً الضغط - الحجم في الشكل ١٤: ١٨ بشكل مبسط وتقريبي دورتي آلة الغازولين وآلة الديزل. لنعتبر أولاً الدورة في الشكل ١٤: ١٨ (أ).

* للحصول على خلفية تاريخية مناسبة، أنظر المقالين التاليين لمؤلفهما: لينوود بريانت: Lynwood Bryant أصل آلة السيارة، الاميركية العلمية، آذار ١٩٦٧، وورودلف ديزل وآلته العقلانية، الاميركية العلمية، آب ١٩٦٩.



الشكل ١٤: ١٨ : رسماً الضغط - الحجم لدورة مثالية لآلة: (أ) غازولين و(ب) ديزل.

١ - أ ← ب: يُضَغَطُ مزيجُ الوقود والهواءِ أدياباتيًّا من الحجمِ ح_١ إلى الحجمِ ح_٢، وتزدادُ بذلك درجةُ حرارتهِ من د_١ إلى د_٢. وَيَبْدُلُ شَغْلُ على الغازِ مساوٍ للمساحةِ تحت المنحنى أ ب.

أشواط دورة آلة الغازولين
المثالية

٢ - ب ← ج: يحدثُ أاحتراقٌ مضيفاً الحرارةَ ح_١ إلى الغاز. وترتفعُ في أثناءِ هذه العمليةِ السريعةِ درجةُ الحرارةِ والضغطُ، لكنَّ الزيادةَ الحاصلةَ في الحجمِ يمكنُ إهمالها.

٣ - ج ← د: يتمدّدُ الغازُ أدياباتيًّا باذلاً شغلاً على بيئتهِ يساوي المساحةَ تحت المنحنى ج د، وتهبطُ درجةُ الحرارةِ من د_٢ إلى د_١.

٤ - د ← أ: تتدفقُ الحرارةُ ح_٢ من الغازِ، لأنَّ ضغطه يهبطُ عند تثبيتِ الحجمِ. (ويمكنُ في الآلةِ الفعليةِ تحقيقُ هبوطٍ في الضغطِ وفقدانٍ في الحرارةِ بفتحِ صمامِ العادمِ، وأما هنا فنفترضُ أن الآلية التي يتمُّ بها ذلك تتمثلُ في نقلِ الحرارةِ بالتوصيلِ من غازٍ ذي كتلةٍ ثابتة).

- ٥ - أ ← هـ: تُطْلَقُ نواتجُ الاحتراقِ من العادمِ عند ضغطٍ ثابتٍ.
- ٦ - هـ ← أ: يدخلُ مزيجٌ جديدٌ من الوقودِ والهواءِ إلى الاسطوانةِ، نظراً لأنَّ حجمه يزدادُ عند تثبيتِ ضغطه.

ويكونُ الشغلُ الصافي في دورةِ آلةِ الغازولينِ المثاليةِ هذه المبذولُ في آلشوپين ٥ و٦ صفرا. كما يكونُ الشغلُ الذي تبذله الآلةُ في دورةٍ واحدةٍ مساوياً للمساحةِ المظللةِ المحصورةِ بِالخطوطِ: أ ب، ب ج، ج د، و د أ. وكما في آلةِ كارنو تماماً، يساوي هذا الشغلُ الحرارةَ المضافةَ إليه مطروحاً منها الحرارةُ الْمُعْدَمَة:

$$\text{ش} = \text{حر}_1 - \text{حر}_2$$

وتكونُ فعاليةُ الآلة:

$$\text{فع} = \frac{\text{ش}}{\text{حر}_1} = 1 - \frac{\text{حر}_2}{\text{حر}_1} \left[\eta = \frac{W}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \right] \dots\dots\dots (٨٦: ١٤)$$

ويمكنُ بالاستعانةِ ببعضِ الافتراضاتِ المبسطةِ التعبيرُ عن هذه الفعاليةِ بدلالةِ درجاتِ الحرارةِ في الاشواطِ المختلفةِ من الدورة. لنفترضُ أنَّ للتغيرِ في آلانتروبيا قيمةً نهائيةً هي آلصفرُ، وأنَّ الغازَ قبلَ آلاحتراقِ وبعده غازٌ مثاليٌّ حرارتهِ آلنوعيتان ثابتتان. ولأنَّ تدفقَ الحرارةِ يتمُّ عند حجمٍ ثابتٍ، فإننا نحصلُ بأستخدامِ المعادلةِ ١٣: ٤٠ على:

$$\text{حر}_1 = \text{ي} - \text{ك} \text{ (دج - دب)}$$

$$\text{حر}_2 = \text{ي} - \text{ك} \text{ (دو - د١)}$$

تدفق الحرارة على حجم ثابت

ولذا، تكونُ الفعاليةُ كما يلي:

$$\text{فع} = 1 - \frac{\text{حر}_2}{\text{حر}_1} = 1 - \frac{\text{دو} - \text{د١}}{\text{دج} - \text{دب}} \dots\dots\dots (٨٧: ١٤)$$

ويوصف كلا المنحنيين الأدياباتيَّين: أ ب وجد ب بالمعادلة ١٤: ٧٢:
ض ح^٧ = ثابت. وتتضمن هذه العلاقة، عند ضمَّ معادلة الغاز المثاليِّ
إليها: ض ح = ن R د، أنَّ المقدار د ح^{١-٧} يكون أيضاً ثابتاً في حالة التغير
الأدياباتيِّ للغاز المثاليِّ. ونجدُ بشكلٍ خاصٍّ ما يلي:

شرطا التغير الأدياباتي

$$د_١ ح_١^{١-٧} = د_٢ ح_٢^{١-٧} \dots\dots\dots (١٤: ٨٨)$$

$$د_و ح_١^{١-٧} = د_ج ح_٢^{١-٧} \dots\dots\dots (١٤: ٨٩)$$

(لاحظ أننا استخدمنا الحقيقتين: ح_ج = ح_ب، ح_د = ح_١). ويضمُّ المعادلتين
١٤: ٨٨ و ١٤: ٩ معاً نحصلُ على المعادلتين التاليتين:

$$\dots\dots\dots (١٤: ٩٠) \dots\dots\dots \left(\frac{ح_٢}{ح_١} \right)^{١-٧} = \frac{د_و - د_١}{د_ج - د_٢}$$

$$\dots\dots\dots (١٤: ٩١) \dots\dots\dots \frac{د_و}{د_ج} = \frac{د_١}{د_٢} = \left(\frac{ح_٢}{ح_١} \right)^{١-٧}$$

الفعالية بدلالة نسبة الانضغاط

وباستخدام المعادلة ١٤: ٩٠ لتعويض القيم المناسبة في المعادلة ١٤: ٨٧ نحصلُ
على:

$$\dots\dots\dots (١٤: ٩٢) \dots\dots\dots \left[\eta = 1 - \left(\frac{V_b}{V_a} \right)^{\gamma-1} \right] \dots\dots \left(\frac{ح_٢}{ح_١} \right)^{١-٧} - 1 = \text{فع}$$

ويمكننا عند الاستعانة بالمعادلة ١٤: ٩١ كتابةً الفعالية أيضاً بإحدى الصيغتين التاليتين:

الفعالية بدلالة درجات الحرارة

$$\dots\dots\dots (١٤: ٩٣) \dots\dots\dots \left[\eta = 1 - \frac{T_a}{T_b} \right] \dots\dots \frac{د_١}{د_٢} - 1 = \text{فع}$$

$$\dots\dots\dots (١٤: ٩٤) \dots\dots\dots \left[\eta = 1 - \frac{T_d}{T_c} \right] \dots\dots \frac{د_و}{د_ج} - 1 = \text{فع}$$

إنَّ أعلى درجة حرارة خلال الدورة هي دج، كما أنَّ أوطأ درجة حرارة هي د١. ولذا نستنتج من أيٍّ من المعادلتين ١٤: ٩٣ و ١٤: ٩٤ أنَّ:

$$\text{فع } 1 - \frac{1^{\text{د}}}{\text{دج}} \dots\dots\dots (١٤: ٩٥)$$

وتكونُ الفعاليةُ حتَّى لهذه الآلةِ المثاليةِ التي يكونُ فيها التغيرُ Δ ب = صفراً أقلُّ من ١ - $\left(\frac{\text{دصغرى}}{\text{دعظمى}}\right)$ ، وأقلُّ لذلك من فعاليةِ آلة كارنو التي تعملُ بين درجتَي الحرارةِ الحَدِيثَتَيْنِ نفسيهما (أنظر المعادلة ١٤: ٨٤). وهذه النتيجة حالة خاصة من نظرية عامة هي: إذا أُعطينا درجة حرارة عظمى د١ يتمُّ عندها إضافة حرارة إلى آلة ما، ودرجة حرارة صُغرى د٢ تُعَدُّ عندها حرارة، فإنَّ آلة كارنو التي فعاليتها تساوي ١ - $\left(\frac{\text{د}^{\text{د}}}{\text{د}^{\text{د}}}\right)$ هي الآلة التي يكونُ لها أكبرُ فعالية ممكنة.

لدرجتي حرارة: د١ و د٢
تكون آلة كارنو هي الأكثر فعالية

■ مثال: ما فعالية آلة غازولين مثالية: مادة تشغيلها غاز ثنائيُّ الذرة، نسبةً أنضغاطه ٩؟
تساوي النسبة ٧ لغاز ثنائيِّ الذرة: $\gamma = \frac{\text{د}^{\text{د}}}{\text{د}^{\text{د}}} = \frac{7}{5} = 1.4$. ونستخدمُ في المعادلة ١٤: ٩٢ قيمة ٧ هذه، وكذلك القيمة: $\frac{1}{\gamma} = \frac{5}{7}$ ، ونحصلُ بذلك على:

$$\text{فع} = 1 - \left(\frac{1}{1.4}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = 0.565.$$

وبالطبع تكونُ فعاليةُ الآلة الفعلية أقلُّ بشكلٍ بالغٍ من القيمة المحسوبة هنا، وتبلغُ قيمتها في العادة بين ٠.١٥ و ٠.٢٠.

وتختلفُ آلة الديزل عن آلة الغازولين في نمطِ الاحتراق. ففي آلة الديزل يُضافُ الوقودُ إليها تدريجاً بدءاً من نقطةِ الانضغاطِ الأكبر [النقطة ب في الشكل ١٤: ٨ (ب)]. ويستمرُّ الاحتراقُ خلالَّ شوطِ التمددِ (ب ← ح) الذي يمكنُ تقريبه بعملية تتمُّ عند ضغطٍ ثابت. وفيما عدا ذلك، تماثلُ دورةُ آلة الديزل دورةَ آلة الغازولين. ولأنَّ نسبَ الانضغاطِ أعلى ودرجات حرارة الاحتراقِ أكبرُ، فإنَّ آلات الديزل تحققُ في الواقعِ فعالياتٍ أكبرَ من فعالياتِ آلات الغازولين.

آلات الديزل أكبر في فعاليتها من
آلات الغازولين

إنَّ القدرةَ على النظرةِ إلى المألوفِ نظرةً جديدةً ومقابلتهِ بما يُمكنُ أن يكونَ عليه في عالمٍ مختلفٍ مهارةٌ تستحقُّ الصقلَ والتطويرَ، ذلك أنَّ الاستلهماتِ النافعةَ تأتي للعالمِ والطالبِ على حدٍّ سواءٍ من النظرِ إلى المألوفِ كما لو كانَ غريباً غيرَ مألوفٍ .

لنتأملَ القانونَ الثاني للديناميكِ الحراريِّ . وليس هنالك ما يدعونا الى أن نذهبَ إلى المختبرِ أو إلى آلةٍ ما أو حتَّى إلى المطبخِ لشَهِدَ تأثيرَ هذا القانونِ في الحوادثِ . ومن غيرِ المحتملِ أن يَقْدِرَ شخصٌ ما على أن يَقْضِيَ في صحوته ما مدتهُ خمسُ دقائقَ بدونَ أن يرى عملَ القانونِ الثاني . أمّا طريقنا إلى إدراكِ هذه الحقيقةِ فهي أن نفكرَ تفكيراً خَلْفِيّاً . لِنَتَصَوَّرْ شريطاً سينمائياً لمنظرٍ عاديٍّ يُشغَلُ في اتجاهٍ عكسيِّ . فقد يشاهدُ المرءُ مثلاً طالباً يمحُو المَطْبُوعَ على ورقةٍ ، وكلّما محَا حَرْفاً جديداً بضربِ مفتاحٍ بدتِ المفاتيحُ أنظفَ وصارَ شريطُ الطباعةِ أنقى . وقد يشاهدُ قطعاً من جُزَازاتِ الشَّعْرِ على أرضٍ دكانِ الحَلَّاقِ تقفزُ لتعودَ إلى رأسِ الزَّبُونِ ، كأنَّ الحَلَّاقَ يُرْكَبُ القِطْعَ المَجزُوزةَ ؛ أو سيارتينِ تالفتين يجري تصليحُهُما في الحالِ ، وهما تبتعدان عن بعضِهما بعضاً ؛ أو أرنباً ميتاً ينهضُ هارباً في اتجاهٍ عكسيٍّ إلى الغاباتِ ، وقد صلَّحت الرصاصَةُ المَهْشِمةُ ، وطارَتْ في اتجاهٍ معاكسٍ إلى البندقيةِ ، وعادَ مسحوقُ البارودِ فتجمَعَ بأعجوبةٍ من الغازِ المنتشرِ الساخنِ ؛ أو شيئاً بسيطاً كفنجانِ قهوةٍ على الطاولةِ يدفأُ بالتدريجِ ، وكأنَّه يسحبُ الحرارةَ من الأشياءِ الباردةِ من حوله . وتبدو جميعُ هذه المناظرِ المعكوسةِ في اتجاهِ جريانها وغيرُها من ملايينِ المناظرِ التي قد تخطرُ بالبالِ مضحكةٌ ومستحيلةٌ ، وذلك لسببٍ واحدٍ لا غير ، وهي أنَّها تُناقِضُ القانونَ الثاني للديناميكِ الحراريِّ . فالانتروبيا تزيدُ في النسقِ الفعليِّ لهذه الحوادثِ ، في حينِ أنها تنقصُ في نسقِها المعكوسِ زمنياً . ونحن نسلّمُ في الحالِ بالاستحالةِ الواضحةِ لأيّةِ عمليةٍ تنقصُ فيها الإنتروبيا ، حتى لو كُنّا لا نعرفُ بتاتاً بزيادةِ الإنتروبيا في الاحداثِ اليومية . فكلُّ شخصٍ يعرفُ بطريقتهِ الخاصةِ القانونَ الثاني للديناميكِ الحراريِّ ، ذلك أنه القانونُ الَّذِي يميّزُ الممكنَ من غيرِ الممكنِ في الأمورِ العاديةِ .

يُخَصِّصُ القانونُ الثاني
سهماً للزمن

تتشرُّ الاحداثُ وتجرى في اتجاه
واحد

ويبدو عمل القانون الثاني في بعض الأمثلة التي ذكرناها سالفاً جلياً واضحاً، كما هو الحال في اللانظامية أو الفوضى المتزايدة الناشئة عن اصطدام سيارة، وفي الإنتروبيا المتزايدة المرتبطة بتدفق الحرارة من فنجان قهوة؛ أما في بعض الأمثلة الأخرى، فيبدو عمل القانون أقل وضوحاً. ومع ذلك، وبقطع النظر عن قدرتنا على تمييز الإنتروبيا المتزايدة بوضوح، فإنه يمكننا أن نطمئن إلى حد بعيد بأن أنساق الحوادث التي تحدث في عالمنا بترتيب معين وليس بالترتيب المضاد، إنما تحدث لأن تزايد الإنتروبيا مرتبط بذلك بالترتيب الممكن، في حين أن نقصانها مرتبط بالترتيب المضاد المستحيل. أما السبب الذي يدعو إلى هذا الأطمئنان فبسيط تماماً. فنحن لا نعرف قانوناً غير القانون الثاني للديناميك الحراري يُخصّص لعمليات التغير في عالم الأبعاد الكبيرة اتجاهاً مُفصّلاً للزمن. أما في العالم دون المجهرى فإن لامتغيرية عكس الزمن time-reversal invariance مبدأً يتحكم بمعظم العمليات الأساسية*. وهنا نجد أنفسنا أمام نقيضة جلية. وحتى نفهم النقيضة ونهتدي لحلها فيجب علينا أولاً أن نفهم بالضبط المقصود بلامتغيرية عكس الزمن.

نقيضة: الزمن ذو الاتجاه الواحد
ومبدأ لامتغيرية عكس الزمن

ويمكن ببساطة عرض مبدأ لامتغيرية عكس الزمن بلغة الأشرطة السينمائية الافتراضية. فعند عرض صورة فلمية لعملية طبيعية أو نسق من الحوادث في اتجاه العكسي، فإن المشاهد يرى صورةً لشيء ربما يكون قد حدث بالفعل. وبلغت فنية أخص، فإن أي نسق من الحوادث يحدث بترتيب عكسي هو من ناحية طبيعية نسق ممكن من الحوادث. ويقودنا هذا إلى الاستنتاج المذهل نوعاً ما، وهو أنه يستحيل علينا بالفعل أن نعرف من مجرد مشاهدة شريط سينمائي لحوادث طبيعية، ما إذا كان الفلم يُعرض في اتجاه أمامي أو اتجاه خلفي. فكيف يمكن التوفيق بين هذا المبدأ والانتهاكات

* ألقى بعض الشك لأول مرة على الصحة المطلقة للامتغيرية عكس الزمن التي كانت قد حُصنت من قبل كقانونٍ مطلقٍ للطبيعة، وذلك عام ١٩٦٤ في تجربة في انحلال الكاونات المحايدة. وإذا كان هذا المبدأ، كما يبدو على الأرجح الآن، منقوصاً غير تام الصحة، فإنه يظل صحيحاً إلى درجة عالية من التقريب، نظراً لأنه قد أُختبر من قبل في مواقف عديدة. وبشكل خاص، تخضع جميع التفاعلات التي تؤثر في عالم الأبعاد الكبيرة لمبدأ لامتغيرية عكس الزمن. ولمزيد من البحث في هذا الأمر، أنظر الجزء ٢٧: ٧.

الفاضة للقطرة السليمة التي يشتمل عليها المنظر العكسي لحلاق يقص الشعر، أو صياد يطلق رصاصة بندقيته، أو طفل يكسر صحنًا، أو رئيس دولة يوقع اسمه؟ فهل يعني ذلك أن مبدأ لامتغيرية عكس الزمن قانون غير صادق (أو غير صحيح) في العالم الجاهري؟ والجواب على ذلك بالنفي. ففي حدود معرفتنا، فإن «لامتغيرية عكس الزمن» تتحكم بكل تفاعل يتضمن عمليات تغير في عالم الأبعاد الكبيرة. إن المفتاح لحل هذه النقيضة يكمن في إدراكنا أن الإمكان لا يعني الاحتمال. وبالرغم من أن إعادة التجميع التلقائي لشظايا قبلية منفجرة لتكوين قبلية غير منفجرة أمر غير محتمل إلى حد بعيد، إلا أنه من وجهة النظر الأكثر أساسية ليس بحدث غير ممكن.

حل النقيضة: إن غير الممكن ظاهرياً هو غير محتمل، ليس إلا

إن مفهوم الاحتمال، في كل ناحية هامة يلتقي فيها الوصفان: الجاهري ودون المجهري للمادة مفهوم حاسم. والقانون الثاني للديناميك الحراري هو من ناحية أساسية قانون احتمالي، يزداد اقترابه من الصحة المطلقة كلما زاد تعقد الأنظمة التي يصفها. فمثلاً، فإن نقصان الانتروبيا لنظام يتكوّن من نصف ذرّية من الجزيئات ليس أمراً ممكناً فحسب، بل إنّه محتمل تماماً، وعلى الأقل في بعض الأحيان. فقد تتجمع الجزيئات الستة جميعها في ركن واحد من الوعاء الذي توجد فيه، أو قد تفقد الجزيئات الثلاثة الأقل في طاقتها بعض طاقتها إلى الجزيئات الثلاثة الأكثر طاقةً من خلال تصادمها معها (وهذا تدفق «صاعد» للحرارة). ومن ناحية أخرى، فإن نقصان الانتروبيا لنظام يتكوّن من ١٠ جزيئات يصير غير محتمل إلى حد يستحق معه أن نطلق عليه بأنه مستحيل. وقد نتظر زمناً يبلغ بليون مرة قدر عمر الكون، ولا نتوقع مع ذلك أن نرى منظرًا معكوساً زمنياً لشيء بسيط كقطعة ورق تمزق إلى نصفين. وبالرغم من ذلك، فمن ألهام أن ندرك أن العملية المعكوسة زمنياً عملية ممكنة من ناحية مبدئية.

وقد يحدث نسق من الحوادث في اتجاه ما باحتمال أعلى بكثير من حدوثه في الاتجاه المضاد حتى في عالم الجسيمات. ويكون التفاوت في احتمالات في عالم الخبرة الانسانية هائلاً جداً إلى حد أنه لا يعود من المعقول أن نتحدث عن الاتجاه

الأكثر احتمالاً والاتجاه الأقل احتمالاً. وإنما نتحدث، عوضاً من ذلك، عن الممكن وغير الممكن. وتعطي الاحتمالات الجزيئية لجريانِ الحوادثِ في عالمِ الأبعادِ الكبيرة اتجاهًا متميزاً. ويخصّصُ هذا الانتهاكُ (الكاملُ تقريباً) لمبدأ لا متغيرة عكس الزمن الذي يكشفُ عنه القانونُ الثاني للديناميكِ الحراريِّ سهماً للزمن، أي اتجاهًا واحدًا لانتشارِ الحوادثِ. ويمسُ الديناميكُ الحراريُّ من خلالِ هذه الفكرةِ الفلسفةَ بشكلٍ مباشرٍ.

وقد أدركَ الفيزيائيون في الجزء الأخير من القرن التاسع عشر، وقبل أن يقدرَ مبدأ لا متغيرة عكس الزمنِ بمدّةٍ طويلةٍ كقانونٍ أساسيٍّ للعالمِ دونَ المجهرِيِّ، أن القانونَ الثاني للديناميكِ الحراريِّ تضمّنُ شيئاً عاماً تماماً عن مسيرتنا في الزمن. وهناك جانبان لفكرة سهم الزمن: أولهما أن الكونَ يُستنفدُ كآلةٍ الساعةِ المعبأة، وأن مؤونته من الطاقة المتاحة في هبوطٍ مستمر، وثانيهما أن ميلَ الطبيعةِ التلقائيِّ إلى زيادةِ آلانتروبيا هو ما يعطي الإنسانَ إدراكاً بوجودِ اتجاهِ الواحدِ المميّزِ للزمن.

هناك جانبان لفكرة سهم الزمن

ولم يمضِ وقتٌ طويلٌ على صياغةِ القانونِ الثاني للديناميكِ الحراريِّ بصورةٍ عامةٍ حتّى تأمّلَ العلماءُ في تضمّناته للكونِ بمجمليهِ. ففي عام ١٨٦٥ كتبَ كلوسيسيوس، بدونِ طينٍ، جملتين رائعتين عن العالمِ لا تقلّان في روعتهما عن أيٍّ ممّا انتجهُ العلم: «نستطيعُ أن نعبرَ عن القوانينِ الأساسيةِ للكونِ التي تناظرُ القانونينِ الأساسيينِ للنظريةِ الميكانيكيةِ للحرارةِ بالشكلِ البسيطِ التالي:

«١- طاقةُ الكونِ ثابتة»

«٢- تميلُ إنتروبيا الكونِ إلى قيمةٍ عظمى»*.

تعميمان رائعان للقانونين الأول والثاني

وهاتان العبارتان هما القانونان الأول والثاني للديناميكِ الحراريِّ مُعمّمين ليشملا الطبيعةَ كلّها. فهل هذان التعميمان مُسوَّغان؟ وإذا كانا مُسوَّغين فما تضمّناتُهما؟ فنحنُ لا نعرفُ

* انظر ماجي W.F. Magie (محرر): «مرجع في الفيزياء»، (كامبردج، مساشوستس: مطبعة جامعة هارفارد، ١٩٦٥)، ص ٢٣٦.

في الحقيقة عن ثبات الطاقة والزيادة المطردة في إنتروبيا الكون بمجمله أكثر مما عرف كلوسيوس، وكل ما نعرف أن حفظ الطاقة قد ثبت أمام جميع الاختبارات منذ أن كتب كلوسيوس ذلك، وأن زيادة الإنتروبيا تقوم على ذلك المبدأ الراسخ للتغير من ترتيبات ذات احتمال أقل إلى ترتيبات أكثر احتمالاً. وبالرغم من ذلك، فإن كل ما قد تعلمناه عن الطبيعة في القرن الذي أعقب قفزة كلوسيوس الجسورة هذه إلى حافة الوجود، يجب أن يجعلنا حذرين من مثل هذه الخطوة العظيمة. ففي عام ١٨٦٥ بدت نظرية ميكانيك نيوتن التي كانت وحدها أنها تصح لكل نهاية في الطبيعة بدءاً من الجزيئية وانتهاءً بالكوكبية. وبعد قرن من الزمان، عرفنا عوضاً من ذلك أنها أخفقت في كل نهاية: في مجال الأحجام الصغيرة، حيث يسود الميكانيك الكوانتي، وفي ميدان السرعة الكبيرة حيث تغيرت نظرية النسبية الخاصة القواعد التي تحكم الحركة، وفي مجال الأحجام الكبيرة حيث تحني نظرية النسبية العامة المكان والزمان.

الأسباب التي تدعو الى الحذر من التعميم

مصير الكون

وتعرف النهاية المنطقية للكون، على افتراض أنه نظام يخضع للقوانين نفسها التي تخضع لها الأنظمة الجاهرية التي يمكن دراستها بالتجربة، «بالموت الحراري» heat death، وهو عبارة عن ضباب كوني ذي كثافة منتظمة ودرجة حرارة واحدة يخلو من أية طاقة متاحة، وغير قادر على التغير، أي حالة تامة من اللانظامية النهائية التي لا تتميز بشيء. وإذا كانت هذه الحالة هي ما يتجه إليها الكون، فليس لدينا بعد أية إشارات دالة على ذلك. فقد كان الكون، خلال بلايين السنين العشرة السابقة تقريباً، مكاناً مفعماً بالنشاط ما تزال تولد فيه نجوم جديدة بدلاً من نجومه القديمة الآخذة بالموت. ومن الممكن تماماً أن يتقرر علمياً مصير الكون على الأمد البعيد؛ إذ ليس هنالك ما يفرض بقاءه إلى الأبد موضوعاً للتأمل المجرّد. وعلى أية حال، فلسنا نملك في الوقت الحاضر أي دليل على الإطلاق يدّعم أو يعارض إمكان تطبيق الديناميك الحراري على الكون بمجمله. وحتى إذا اخترنا لافتراض بإمكان تطبيقه، فليس هنالك ما يقودنا بالضرورة إلى فكرة الموت الحراري المصيري. ذلك أن وجود قانون لامتغيرة عكس الزمن والطبيعة الاحتمالية للقانون الثاني يُتيحان إمكان حدوث عكس واحد

هائل غير محتمل للاحتمال يُعيدُ اللانظامية إلى نظامية. وأخيراً، يمكننا أن نعود بهذه الفكرة المتحدية إلى الجانب الثاني لسهم الزمن، أي فريدة اتجاه تطور الإنسان عبر الزمن. فإذا كان القانون الثاني هو الذي يعطي الإنسان إحساسه باتجاه الزمن، فإن البناء الفعلي للإنسان بصفته آلة يضطره إلى أن يرى الكون يضمحل. ولو أمكننا النظر إلى عالمنا من الخارج لنرى كيف تُبنى النظامية من اللانظامية والأقل احتمالاً من الأكثر احتمالاً، لرأينا مخلوقات تتذكر مستقبلها لا ماضيها، ولبدأ اتجاه الحوادث لهذه المخلوقات سائراً في اتجاه اللانظامية والاحتمال الأكبر، ولكننا نحن الذين نبدو وكأننا انتحينا وجهة مغايرة.

الزمان مفهوم عميق، ولم يُعد مفهوماً واضحاً

وفي القرون الثلاثة التي تلت نيوتن، تطور مفهوم الزمن من الواضح إلى الغامض. وفي كتابه: "Principia" كتب نيوتن يقول: «الزمن المطلق، الصحيح، والرياضي هو بحد ذاته وبطبيعته يتدفق بأطراد بدون أدنى اعتبار لأي شيء خارجي، ويُسمى باسم آخر هو المدة». وهذه النظرة إلى الزمن كشيء يتدفق بثبات وعناد إلى الأمام حاملاً معه الإنسان ظلت إلى حد كبير من دون مساس حتى ثورة النسبية في مطلع هذا القرن. فلم يحمل القرن التاسع عشر معه غير دلائل على بصيرة أكثر عمقاً، إذ تم إدراك أن القانون الثاني للديناميك الحراري يفرق بين الاتجاهين الأمامي والخلفي للزمن، نظراً لأن قوانين الميكانيك أخفقت في ذلك. ولو سار الزمن في الاتجاه العكسي (الخلفي) لكانت مدارات الكواكب المعكوسة معقولة وممكنة ولخضعت للقوانين نفسها التي تخضع لها المدارات الفعلية ذات الاتجاه الزمني الأمامي. بيد أن عكس أي تحويل تتغير فيه الانتروبيا لن يكون معقولاً أو محتملاً، فالقانون الثاني للديناميك الحراري يدل على طريق تدفق الزمن المطرد لنيوتن.

وقد كان للنسبية أعمق الأثر على مفهومنا للزمن. فدمج المكان والزمان معاً جعل السهم الزمني غير معقول، في الوقت الذي لم يوجد فيه سهم مكاني. وقد أكد مبدأ لامتغيرية عكس الزمن منذ وقت قريب مكانة متساوية لكلا اتجاهي الزمن. كذلك أوقفت النسبية الزمن. فالتفكير بأن الإنسان والمادة يتحركان في الزمان (كما يتحركان في

الزمن الواقف

المكان عوضاً من التفكير بأن الزمان نفسه هو الذي يتدفق، يبدو أكثر توافقاً مع وجهة نظر الفيزياء الحديثة.

الزمن النفسي

وتوضّح كل هذه الأفكار الجديدة عن الزمن أنه يجب علينا أن نفكر فيه بلغة إنسانية تماماً، فتعريفه وقياسه واتجاهه الفريد في الظاهر لا ينشأ عن «الزمن المطلق الصحيح الرياضي»، وإنما عن الزمن النفسي. وهذه الأفكار تعزّز أيضاً الفكرة بأن القانون الثاني يجب أن يُفسّر لنا في النهاية إحساسنا بالزمن.

وإنها لفكرة مثيرة أن يكون السبب الوحيد لكون الإنسان يعي ماضيه لا مستقبله يكمن في أنه بنية معقدة منظمة تنظيمياً دقيقاً. ولسوء الحظ، فالمخلوقات البسيطة ليست أحسن حالاً إذ أنها تساوي بين المستقبل والماضي بعدم تذكر أي منهما. ولأن أي إلكترون يماثل أي إلكترون آخر، فانه لا يمكن تمييزه على الإطلاق بماضيه أو بمستقبله. وأمّا الإنسان ففيه من الذكاء ما يجعله يحتفظ في نفسه بأثر باقي للماضي، مع أن التعمّد نفسه الذي اكتسبه ذاكرة بطريقة ما هو ما يجعل مستقبله لغزاً.

خلاصة الأفكار والتعاريف:

محدود من الجزئيات في جزء من الوعاء مع عدد الترتيبات المختلفة للنظام التي تملك هذه الصفة.

□ تعني زيادة الاحتمال الافتراضي زيادة في الأنظمة.

□ يعني التعمّد الأكبر لنظام ما تأرجحات تلقائية أصغر حول حالاته الأكثر احتمالاً.

□ ينصُّ أحدُ الفروض الفيزيائية الأساسية للنظام الذي يخضع للمؤثرات العشوائية على أن كل ترتيب ممكن (ميسور) للنظام له احتمال متساو.

□ يتناسب الاحتمال القبلي (الافتراضي) لامتلاك نظام ما صفة معينة (مثل طاقة محدودة أو عدد

□ التوزيع المكاني الأكثر احتمالاً للجزيئات هو التوزيع المنتظم الكثافة .

□ التوزيع الأكثر احتمالاً لسرعة الجزيئات هو توزيع ماكسويل - بولتزمان (المعادلة ١٤ : ٣) .

□ في التوازن الحراري، يساوي متوسطُ صفةٍ ما لجميعِ الجزيئاتِ في لحظةٍ ما متوسطَ نفسِ الصفةِ لجزيءٍ واحدٍ خلالَ فترةٍ زمنيةٍ طويلة .
□ تعريفُ بولتزمان للانتروبيا هو:

ب = $k \ln \Omega$ لوح (١٤ : ١٠) ، حيث Ω هو احتمالُ حالةٍ من حالاتِ النظام .

□ تعريفُ كلوسيوس لانتروبيا هو:

ب = $\frac{U}{T} - \frac{U_0}{T_0}$ (١٤ : ١٥)

، وينطبقُ هذا التعريفُ على التغيرِ من حالةٍ توازنٍ إلى حالةٍ توازنٍ أخرى .

□ تساوي انتروبيا نظامٍ ما المجموعَ الجبريَّ لانتروبيا أجزائه .

□ الصيغُ البديلةُ للقانونِ الثاني للديناميكِ الحراري هي :

١- يكونُ التغيرُ التلقائيُّ من الحالاتِ الأقلِّ احتمالاً إلى الحالاتِ الأكبرِّ احتمالاً .

٢- يكونُ التغيرُ التلقائيُّ من النظامية إلى اللانظامية .

٣- $\Delta B \leq 0$ صفر: تزيد انتروبيا نظامٍ معزولٍ أو تبقى ثابتة . وهذه الصيغةُ هي الصيغةُ الأكثرُ أصولية .
٤- لا تتدفقُ الحرارةُ تلقائياً من الجسمِ الأبرد إلى الجسمِ الأسخن .

٥- لا يمكنُ في جهازٍ دوريٍّ تحولُ الحرارةِ بأكملها إلى شغلٍ .

٦- آلاتُ الحركةِ الدائمة مستحيلة (فالآلياتُ المبددةُ تُنقصُ الطاقةَ المتاحة) .

□ لا توجدُ قوانينٌ في الفيزياء أكثرُ عموميةً من القانونِ الثاني للديناميكِ الحراري .

□ التقسيمُ المتساوي والقانونُ الصفريُّ

نتيجتان تُستخلصان من القانون الثاني .

□ يزيد تدفق الحرارة الهابط من الانتروبيا (المعادلة ١٤ : ٢٦) .

□ يزيد التوازن الذي يتحقق بآلمزج من الانتروبيا (المعادلتان ١٤ : ٣٣ ، ١٤ : ٣٤) .

□ تُعرَّف فعالية آلة حرارية كما يلي :

$$\text{فع} = \frac{\text{ش}}{\text{حر}_1} = 1 - \frac{\text{حر}_2}{\text{حر}_1}$$

..... (١٤ : ٣٨ و ١٤ : ٨٦)

□ تكون فعالية آلة كارنو التي تُشغل بمستودعين درجتا حرارتهما D_1 و D_2 كما يلي :

$$\text{فع} = 1 - \frac{D_2}{D_1} \dots\dots\dots (١٤ : ٨٤)$$

□ تكون فعالية أية آلة أخرى تعمل بين درجتَي الحرارة نفسيهما أقل من فعالية آلة كارنو.

□ يكون التلوث الحراري ، وهو نتيجة محتومة للقانون الثاني ، في حالة مصانع القدرة النووية أكبر نوعاً ما

منه في حالة مصانع الوقود الحجري (الحفري) .

□ تتطلب الشلاجة قدرة مدخلة لنقل الحرارة من المكان الأبرد إلى المكان الأسخن (المعادلة ١٤ : ٤٥) .

□ بعض النتائج الهامة للغازات المثالية هي :

١- الطاقة الداخلية :

$$U = U_0 + \dots\dots\dots (١٤ : ٤٩)$$

٢- الحرارة النوعية :

$$C_{U_0} = C_{U_0} + \dots\dots\dots (١٤ : ٥٣)$$

٣- التغير المتحارر :

$$\Delta \cdot B = k \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \dots\dots\dots (١٤ : ٦١)$$

٤- التغير الادياباتي :

$$P \gamma = \text{ثابت} \dots\dots\dots (١٤ : ٧٢)$$

٥- التمدد الحر:

$$\Delta \text{ ب } = k \text{ د } \text{ لو } \left(\frac{r}{r_0} \right) \quad (٧٨ : ١٤)$$

□ يساوي الشغل الذي يبذله غازُ المساحة تحت المنحنى في رسم الضغط - الحجم .

□ تُعرَّف دورة كارنو بتغيرات متحاررة وأدياباتية متناوبة ، ولا يشترط في مادة التشغيل أن تكون غازاً مثالياً .

□ يمكن استخدام تدفق الحرارة من آلة كارنو مثالية وإليها لاجل تعريف مقياس ديناميكي حراري لدرجة الحرارة (المعادلة ١٤ : ٨٥) . والمقياس الديناميكي الحراري ومقياس حرارة الغاز المثالي هما شيء واحد .

□ يمكن تمثيل آلة الغازولين وآلة الديزل تقريباً برسمين بسيطين للضغط والحجم (الشكل ١٤ : ١٨) ؛ ولأسباب عملية ، يكون لآلة الديزل فعالية أكبر .

□ يشكل قانون «لامتغيرية عكس

الزمن» أساس الظواهر الجاهريّة . وفي الوقت نفسه ، يُعَيَّن القانون الثاني للديناميك الحراري تدفقاً ذا اتجاه واحد للحوادث . وتحل فكرة الاحتمال هذه النقيضة .

□ يتضمّن القانون الثاني ، عند تطبيقه على الكون بمجمله ، مؤونة من الطاقة المتاحة تتضاءل باستمرار و«موتاً حرارياً» في النهاية .

□ يتجاوز تعميم القانونين الأول والثاني على الكون بكامله حدود العلم المعاصر .

□ الزمن مفهوم عميق ، وهو من بعض النواحي مفهوم غامض يرتبط بإدراك الانسان الحي وبذاكرته .

الأسئلة:

الجزء ١:١٤

س١٤:١ : (١) تبقى بعض الأنظمة، عند وضعها في حالة مرتبة وتركها وشأنها، في الحالة نفسها. أذكر نظاماً واحداً من هذا النوع. (٢) ما الذي يلزم لجعل نظام في حالة مرتبة (غير محتملة) يتبع ميله «الطبيعي» إلى اللانظامية؟

س١٤:٢ : (١) يقوم طالب باستقصاء مفاهيم الاحتمال من طريق إجراء تجربة هزّ الطبق الموصوفة في المتن. وبدون أن يعرف، قام زميله في الغرفة باستبدال قطعة نقدية مزيفة ذات رأسين بإحدى قطعه النقدية الحقيقية. ففي أية حالة يحتمل أنه يكشف هذا التزييف في وقت أقصر: عند اشتغاله بعدد قليل من القطع، أم عند اشتغاله بعدد كبير من القطع؟ (٢) وإذا كانت هنالك قطعة نقدية ذات رأسين من بين كل عشر قطع نقدية في الطبق، ففي أية حالة يكشف توزيع الرؤوس عن هذه الحقيقة في وقت أقصر: عندما يكون عدد القطع النقدية قليلاً أم عندما يكون عددها كبيراً؟

س١٤:٤ : تعطى المعادلة لحساب احتمال ظهور n رأساً على d من القطع النقدية (عندما تكون d كبيرة) في التمرين ١٤:٢. فسّر بلغة وصفية لماذا يقلّ حتم ($\frac{1}{d}$) بزيادة d ، مع أنّ منحنى الاحتمال يصير عندما تزداد أكثر فأكثر مسمارياً بالقرب من $n = \frac{1}{d}$.

س١٤:٤ : يتميز كل من المواقف الثلاثة التالية بنوع مختلف من الارتباب. علّق على الفروقات بينها. أي المواقف الثلاثة يتحكّم بها الاحتمال الديناميكي الحراري (أي احتمال الأعداد الذرية الهائلة)؟ (١) بيون ذو طاقة معروفة يدخل إلى غرفة فقايع. ويقاس عدد ألفقايع المتكونة في ألسنتمتر الأول من مساره. أمّا عدد ألفقايع المتكونة في ألسنتمتر

الثاني من مساره فيمكن التنبؤ به على نحو تقريبي وليس بصورة دقيقة.
(٢) يتخلق بيون آخر في الغرفة، والزمن الذي يعيشه قبل أن يتلاشى غير محدد تماماً. (٣) بيون ثالث ذو طاقة أعلى من البيونين السابقين يصدم نواة، ونتيجة التصادم غير محددة.

س١٤: ٥ : ما الذي يحدث إذا كان عدد جزيئات الهواء في الغرفة أقل بكثير من العدد العادي، أي تقريباً بضعة آلاف فقط؟ صف أية ظواهر مثيرة قد تحدث.

الجزء ١٤: ٢

س١٤: ٦ : يبلغ احتمال الحصول على العددين ١ و ١ عند رمي حجر نرد $\frac{1}{36}$. هل هذا الاحتمال احتمال افتراضي؟ لماذا يعد (أو لا يعد) كذلك؟

الجزء ١٤: ٣

س١٤: ٧ : (١) ما المقصود بحالة طبق القطع النقدية؟ (ملاحظة: تعرف حالة نظام ما بوجه عام بتخصيص عدد محدود من صفاته تاركاً الصفات الأخرى بلا تخصيص). (٢) أعط تعريفًا موجزًا للاحتمال الافتراضي بأن طبق القطع النقدية سيوجد في حالة معينة.

س١٤: ٨ : عَمِّمِ الإجابة عن السؤال السابق، أي أعط تعريفًا موجزًا للاحتمال الافتراضي بأن نظاماً ما سيوجد في حالة معينة. هل هذا التعريف تعريف عملياتي operational ؟

س١٤: ٩ : اعتقد في وقت ما وبشكل شائع بأن العضويات الحية قد تكون حرة من القانون الثاني للديناميك الحراري. ما وجهة نظرك في هذا الاعتقاد؟ اذكر أي دليل خاص يدعم وجهة نظرك.

س١٤: ١٠ : بيت في حالة تامة من عدم الترتيب. وتقضي امرأة يومها في تصحيح أوضاعه محدثة بذلك نظاماً من حالة اللانظامية (الفوضى)، ومحولة ترتيباً أكثر احتمالاً إلى ترتيب أقل احتمالاً. اشرح كيف يمكنها فعل ذلك من دون انتهاك القانون الثاني للديناميك الحراري.

س ١٤: ١١ : كُلُّ مِنَ الْحَوَادِثِ التَّالِيَةِ مُمْكِنٌ لَكِنَّهُ غَيْرُ مُحْتَمَلٍ : (١) كَأْسُ مَاءٍ فِي غُرْفَةٍ دَافِئَةٍ تَتَجَمَّدُ ، وَتَصِيرُ الْغُرْفَةُ أَكْثَرَ دِفْئًا . (٢) يُصَدِّقُ قَاضٍ شَهَادَةَ مُجْرِمٍ مُدَانٍ عِنْدَمَا تَنَاقِضُ شَهَادَةُ ضَابِطٍ بُولِيسٍ . (٣) يُظْهِرُ طَبَقُ الْقَطْعِ النَّقْدِيَّةِ ، الَّذِي ظَهَرَ عَلَيْهِ سَابِقًا ٥٠ رَأْسًا وَ ٥٠ ذَنْبًا ، بَعْدَ هَزِّهِ ٦٥ رَأْسًا وَ ٣٥ ذَنْبًا . (٤) تَتَدَفَّقُ الْحَرَارَةُ تَلْقَائِيًّا فِي الْفَرَاغِ بَيْنَ النُّجُمِيِّ مِنْ مَنَاطِقَةٍ بَارِدَةٍ تَحْوِي ١٠٠٠ ذَرَّةً إِلَى مَنَاطِقَةٍ دَافِئَةٍ تَحْوِي ١٠٠٠ ذَرَّةً ؟ (٥) يَعِيشُ بَيُونُ ١٠ دَقَائِقَ . أَيُّ مِنْ هَذِهِ الْحَوَادِثِ يَنْتَهِكُ الْقَانُونَ الثَّانِي لِلدِّينَامِيكِ الْحَرَارِيِّ ؟ أَيُّ هَذِهِ الْحَوَادِثِ لَهُ فُرْصَةٌ مَعْقُولَةٌ فِي الْوُقُوعِ بِالْفِعْلِ ؟ اشرح بإيجاز أسباب كُلِّ مِنْ أَجَابَاتِكَ . (تلميح : بإمكان الحادث الذي ينتهك القانون الثاني للدinاميكي الحراري أن يحدث .)

الجزء ١٤: ٤

س ١٤: ١٢ : فِي يَوْمٍ صَفِيٍّ حَارٍّ ، يُغْلِقُ رَجُلٌ أَبْوَابَ شَقَّتِهِ الصَّغِيرَةِ وَنَوَافِذَهَا ، وَيَفْتَحُ بَابَ ثَلَاثَتِهِ . فَهَلْ هَذِهِ طَرِيقَةٌ جَيِّدَةٌ لِتَبْرِيدِ نَفْسِهِ بِدُونِ شَرَاءِ مُكَيِّفٍ لِلْهَوَاءِ ؟

س ١٤: ١٣ : يَقْتَرِبُ بروتونٌ آتٍ مِنْ الْفَضَاءِ الْخَارِجِيٍّ مِنَ الْأَرْضِ ، وَيَتَأَثَّرُ بِالْقُوَّةِ الْمَغْنَطِيسِيَّةِ الْأَرْضِيَّةِ وَقُوَّةِ الْجَاذِبِيَّةِ الْأَرْضِيَّةِ ، وَيَدْخُلُ إِلَى غَلَاظِهَا الْغَازِيَّةِ ، وَيَبْطَأُ . ابحث في تبادلات الطاقة التي يتضمنها نسقُ الْحَوَادِثِ هَذَا . كَيْفَ تَتَوَزَّعُ أَخِيرًا الطَّاقَةُ الْأَصْلِيَّةُ لِلبروتون؟ هل يتوقَّفُ البروتونُ أخيرًا عَنْ الْحَرَكَةِ ؟ هل تزدادُ الانتروبيا؟

الجزء ١٤: ٥

س ١٤: ١٤ : إِذَا كَانَتْ إِنْتَرْوبِيَا جِهَازٍ مَا ثَابِتَةً بِالضَّبْطِ ، فَهَلْ يُمْكِنُ لِهَذَا الْجِهَازِ أَنْ يُظْهِرَ الْحَرَكَةَ الدَّائِمَةَ ؟ وَضِّحْ إِجَابَتَكَ بِمَثَالٍ .

س ١٤: ١٥ : افترض أنَّ قَانُونَ نِيوتنِ الثَّلَاثِ غَيْرُ صَحِيحٍ . اشرح كَيْفَ يُمْكِنُ أَنْ يُوْدِيَ هَذَا إِلَى نَقْصَانِ تَلْقَائِيٍّ فِي الْإِنْتَرْوبِيَا ، مَغْيَرًا بِذَلِكَ اللَّانْظَامِيَّةَ إِلَى نَظَامِيَّةٍ .

س ١٤: ١٦ : قد يكسب القمر الصناعي الذي يتأثر بقوة جَرٍّ صغيرة في الأمتدادات الخارجية الرقيقة للغلاف الغازي طاقةً حركيةً نتيجةً للاحتكاك . (١) فهل هذا الكسب يخرق القانون الثاني للديناميك الحراري؟ (٢) وهل يُسخّن القمر الصناعي الهواء أم يبرّده؟

س ١٤: ١٧ : يُصمّم مخترع آلة تُدخّل إليها الهواء، وتُسحب منه حرارته، وتحوّل بعض الحرارة المسحوبة إلى شغل، ثم تنفث الهواء البارد جدًّا إلى البيئة. ويحتج المخترع بأنّ آله لا تخرق وجوباً القانون الثاني للديناميك الحراري لأنّ بعض الحرارة المسحوبة من الهواء تُحوّل إلى شغل. ادحض هذه الحجة .

س ١٤: ١٨ : سمّ أيّ نظام غير معزولٍ عن المؤثرات الخارجية تنقُص الإنتروبيا الخاصة به تلقائياً. وفي حالة هذا النظام الذي قد سمّيته، بين أين وكيف تحدث الزيادة في الإنتروبيا التي تعوّضه من هذا النقصان بأكثر منه .

الجزء ١٤: ٦

س ١٤: ١٩ : (١) اشرح من وجهة نظرٍ مجهريةٍ لماذا يكون ذوبان الجليد في قدرٍ عمليةٍ تزيد فيها إنتروبيا الجليد . (٢) اشرح من وجهة نظرٍ جاهريةٍ لماذا يتسبّب وضع قدرٍ ماءٍ في بيئةٍ مؤاتيةٍ في زيادة إنتروبيا الماء أو نقصانها؟

س ١٤: ٢٠ : لماذا تصحّ المعادلة ١٤ : ٣٠ لأيّ مقياسٍ لدرجة الحرارة؟

الجزء ١٤: ٧

س ١٤: ٢١ : ما بعض الأجزاء غير الدورية لآلة الغازولين؟ ما أجزاؤها الدورية؟

س ١٤: ٢٢ : اعتبر آلة حرارية مثالية تنفث حرارتها الزائدة إلى مستودعٍ درجة حرارته قريبة جداً من درجة الصفر المطلق. اشرح بلغتك الخاصة لِمَ يجعل هذا الترتيب الفعالية النظرية تساوي ١ تقريباً، أي يقوم بتحويل الحرارة بكاملها تقريباً إلى شغل .

س ١٤: ٢٣ : هل ينفع تليج الماء المستخدم للتبريد في محطةٍ قدرةٍ في زيادة فعاليتها؟ اختاري: إستقص هذا السؤال من ناحية كمية، مستخدماً المعادلات المطورة في الجزء ١٤ : ٧ للآلات الحرارية والثلاجات .

س١٤:٢٤ : عدُ إلى مراجعٍ خارجيّة، وجِدْ كميّة الطّاقة الشمسيّة التي تصلُ إلى الأرضِ في الثّانيّة الواحدة (انظر أيضاً التمرين ١٠:٦) والمعدّل الذي يستهلكُ الإنسانُ به الطّاقة. قارنْ بين الكميّتين.

س١٤:٢٥ : بدّلْ استحمامٍ مبلّلة تُبرّدُ نَفْسَها وكذلك لابسها بشكلٍ تلقائيٍّ. بيّن كيف يمكنُ أن يحدث هذا من دون انتهاك القانون الثاني للديناميك الحراريّ؟

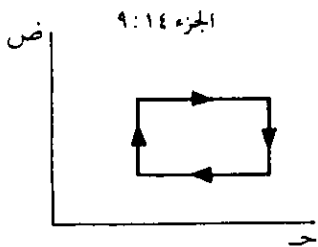
الجزء ٨:١٤

س١٤:٢٦ : يكون Δ ب = صفر في تغيير أدياباتيّ مثاليٍّ. أعطِ مثلاً على تغيير عمليٍّ يكاد يكون أدياباتيّاً، ووضّح الآليّة التي يتمُّ بها التّغيير الفعليُّ في الانتروبيا، وبيّن لماذا تُنتج هذه الآليّة زيادةً طفيفةً في الانتروبيا.

س١٤:٢٧ : كما يبيّن الشكل ١٣:٧، يُسخّنُ غازٌ في اسطوانةٍ بلهبٍ بنزن. اشرح لماذا يُمكنُ حسابُ التّغيير في إنتروبيا الغازِ من المعادلة Δ ب = $\int \frac{dQ}{T}$ إذا كان التسخين بطيئاً، ولا يمكنُ حسابه منها إذا تمّ التسخينُ بسرعةٍ في جزءٍ ما من الاسطوانة.

س١٤:٢٨ : كم عددُ كُلِّ من المنحنيات المتحرّرة والمنحنيات الأدياباتيّة التي تمرُّ بالنقطة الواحدة في رسمِ الضّغط - الحجم؟ قارنْ بين ميلِ slopes هذه المنحنيات.

س١٤:٢٩ : قد يعاني غازٌ غيرٌ مثاليٌّ تغييراً في درجة الحرارة عند تمدّده تمدّداً حرّاً. اقترح سبباً لذلك بلغة التفاعلات الجزيئية. هل تتوقّع أن ترتفع درجة الحرارة أم تتوقّع أنها تنخفض؟



س١٤:٣٠ : (١) اشرح وصفيّاً كيف تتغيّر درجة حرارة الغاز إذا وُصِفَت التّغييرات في الغازِ بمستطيلٍ في رسمِ الضّغط - الحجم (أنظر الشكل المجاور). (٢) باعتبار اتجاه التّغيير الذي تبيّنه الأسهم في الشكل، فهل الشغلُ أصافي شغلٌ يبذلُه الغازُ أم هو شغلٌ يُبذلُ على الغاز؟

س ١٤ : ٣١ : تتألف دورة آلة كارنو من أربع عمليات تتم بتسلسل . (١) صف آلة دورية مثالية تستخدم أقل من أربع عمليات في الدورة الواحدة . (٢) ارسم منحنى الضغط - الحجم لهذه الآلة إذا كانت مادة تشغيلها غازا . (٣) ما العدد الأقل من العمليات المتوالية الذي يلزم للآلة الحرارية؟

الجزء ١٤ : ١٠

س ١٤ : ٣٢ : لماذا يمكن النظر إلى القانون الثاني للديناميك الحراري من جهة على أنه أحد أكثر قوانين الطبيعة عمومية وعمقا، ومن جهة أخرى قانونا غير أساسي على الإطلاق؟

س ١٤ : ٣٣ : أعط مثالين من الحياة (غير المثالين الواردين في هذا الفصل) يوضحان عمل القانون الثاني للديناميك الحراري، وبين لكل منهما كيف تزيد اللانظامية أو الانتروبيا.

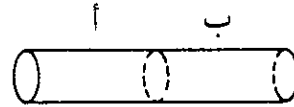
س ١٤ : ٣٤ : (١) يُمسك لاعب بيسبول كرة تتحرك بسرعة متجهة سُر. فإذا رماها بالضبط من البقعة التي أمسك بها وبالسَّرعَة المتجهة - سُر، فهل ستَتَّبِع بالضبط المسار نفسه في الهواء؟ لماذا تتَّبِع المسار أو لا تتَّبِعُه؟ (٢) أجِب عن السؤال نفسه لكرة تُمسك وتُرمى من على سطح القمر الذي يخلو من الهواء . (افترض أن كلا الأرض والقمر هو إطار القصور المرجعي). (٣) ما صلة إجاباتك السابقة بلا متغيرة عكس الزمن وبالقانون الثاني للديناميك الحراري؟

التمارين :

ت ١٤ : ١ : افترض أن اسطوانة صغيرة (انظر الشكل المجاور) يمكن تفريغها تقريباً تماماً بحيث يبقى فيها ١٠٠ جزيء . (١) باستخدام الشكلين ١٤ : ٣ و ١٤ : ٤ والمعادلة ١٤ : ١، ارسم منحنى الاحتمال النسبي لاعداد الجزيئات التي توجد في المنطقة أ التي هي نصف الاسطوانة . (٢) إذا

الجزء ١٤ : ١

راهنّت بمبلغٍ مُساوٍ من المالِ على أنّ القياسَ سوف يكشفُ بالضبطِ
عن ٥٠ جزئياً في المنطقةِ أ، فهل هذا رهانٌ جيدٌ أم سيءٌ من وجهةِ
نظرك؟ (٣) وإذا راهنت بمبلغٍ مُساوٍ كذلك على أنّ أيةَ سلسلةٍ من
القياساتِ سوف تُظهرُ في الأغلبِ أنّ هنالك أقلّ من ٦٠ جزئياً في
المنطقةِ أ، فهل تكونُ قد راهنتِ رهاناً جيداً أم سيئاً؟



ت ١٤: ٢ : افترض أنّ هنالك عدداً كبيراً من القطعِ النقديةِ في طبقٍ مساوٍ ويساوي
الاحتمالُ بأنّ ن من هذه القطعِ سوف يظهرُ رؤوساً ما يلي:
حت (ن) = $\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \right)^{n/2}$

(١) تحقق من أنّ عَرَضَ منحنى الاحتمالِ هو كما عُرِفَ في الجزءِ
١٤: ١: ع = $\sqrt{2}$. (٢) ما قيمةُ حت (٥٠٠) عندما تكونُ $\frac{1}{2} = 1000$
(٣) بيّن بالاستعانةِ بجدولِ التكاملياتِ المحدودةِ أنّ:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \text{حت } x \, dx = 1$$

اختياري: اعثر على جدولٍ لتكاملياتِ الاحتمالِ وأستخدمه لبيان أنّ:

$$\int_{\frac{1}{4} - \frac{1}{2}}^{\frac{1}{4} + \frac{1}{2}} \text{حت } x \, dx \approx 0.84$$

ت ١٤: ٣ : (١) أعدّ جدولاً يشملُ كلَّ توفيقاتِ الأعدادِ الممكنةِ التي يُمكنُ الحصولُ
عليها من رميِ حَجَرَيِ نرد. (٢) استخلص من الجدولِ الْمُعَدَّ

احتمالات الحصول على المجاميع من ٢ الى ١٢. ارسّم رسماً بيانياً لهذا الاحتمال بدلالة المجموع الذي يَظْهَرُ على الحجرين. (٣) ما احتمال الحصول على ٧، ثم على ١١؟ ما احتمال الحصول على ٧ أو ١١ في رمية واحدة؟

الجزء ٢: ١٤

ت ١٤: ٤ : يوجد في النصف الأيسر من وعاء $^{24}10 + ^{24}10$ جزيئاً، ويوجد في نصفه الأيمن $^{24}10 - ^{24}10$ جزيئاً أي بفارق عددي مقدارُه جزء واحد من مليون مليون جزء. بأي مُعاملٍ يقلُّ احتمالُ هذا الترتيب عن احتمال ترتيب متساوي القسمة: $^{24}10$ جزيئاً في النصف الواحد؟ (استخدم المعادلة المعطاة في ت ١٤: ٢).

ت ١٤: ٥ : تعرّف السرعة الأكثر احتمالاً لجزيء غازٍ سرّ بأنها السرعة التي تأخذُ فيها المشتقة $\frac{دحت}{دسر}$ (المعادلة ١٤: ٥) قيمتها العظمى.

$$(١) \text{ بَيِّنْ أَنَّ } \tilde{سر} = \sqrt{\frac{٢k}{د}}.$$

(٢) بأية نسبة في المئة تقلُّ سرّ عن سرّهم؟

ت ١٤: ٦ : يبلغ متوسط الزمن الذي يأخذه جزيء غازٍ ليتحرك مسافة ف ما يلي :

$$\overline{ز} = \left(\frac{ف}{سر} \right) = \overline{ف سر^{-١}}$$

وتشتمل المعادلة على معدل مقلوب السرعة. جد باستخدام المعادلتين ١٤: ٦ و ١٤: ٧، قيمة سرّ٣. عبّر عن الجواب بدلالة k د و سرّهم.

ت ١٤: ٧ : (١) جد لغاز التروجين في الشرطين المعياريين عدد الجزيئات د في وعاء حجمه ١ م^٣. (٢) كم عدد الجزيئات تقريباً التي تتردّد سرعتُها بين ٣٠٠ و ٣١٠ م/ث؟ (أنظر الملاحظة الهامشية في الصفحة ١٣٥). (٣) كم عدد الجزيئات تقريباً التي تتردّد سرعتُها بين ٣٠٠ و ٣٠١ م/ث؟

ت ١٤: ٨ : تحوي غرفة د جزئياً، ويبلغ الاحتمال بأن ن منها سيوجد في أحد نصفي الغرفة الكمية حت (ن) ألمعطة في ت ١٤: ٢ . (١) اعطِ تعبيراً للكمية: k لوحت (أي الانتروبيا لترتيب ما). (٢) ما الفارق في الانتروبيا بين الحالتين: $n = \text{صفر}$ و $n = \frac{1}{4}$ ؟ (٣) ما قيمة الفارق في الانتروبيا هذا عندما $d = 6 \times 10^{23}$ ؟

ت ١٤: ٩ : قسّمت منصّدة هوائية إلى ثلاث مناطق متساوية المساحة، ووُضعت في المنطقة (١) ثلاثة أقراصٍ مطاطية. وبعد مدةٍ من الزمن، شوهد أن المنطقة (١) تخلو من الأقراص المطاطية، وأن قرصين منهما في المنطقة (٢)، وأن القرص الثالث في المنطقة ٣. (١) ما مقدار الزيادة التي حدثت في إنتروبيا نظام الأقراص الثلاثة؟ (٢) هل تستمر إنتروبيا هذا النظام في الزيادة على نحوٍ غير محدد أم أنها ستقترب من قيمة عظمى تثبت عندها أم أنها ستزيد وتنقص على نحوٍ متعاقب؟

ت ١٤: ١٠ : جد التغير في الإنتروبيا - بما في ذلك اتجاهه - في كلٍّ من العمليتين التاليتين:

- (١) ينصهر كيلوغرام واحد من الجليد في صفر°س.
- (٢) يتكاثف كيلوغرام واحد من البخار في ١٠٠°س.

ت ١٤: ١١ : إذا بلغ احتمالاً حادثين ١٥، ٠، ٣٥، ٠، فإن الاحتمال النسبي لهما يكون ١٥ و ٣٥ أو ٣ و ٧ أو أي زوج آخر عدده بنفس النسبة. وباستثناء الظواهر قرب الصفر المطلق، فإن احتمالات النسبية هي وحدها الهامة في الديناميك الحراري. بين أن عدم تأثر الانتروبيا المذكورة في المعادلة ١٤: ١٥ بأية قيمة مطلقة يكافئ القول إن الاحتمال النسبي بمفرده هو الذي يمثل دوراً في التعريف المعبر عنه بالمعادلة ١٤: ١٠.

ت ١٤:١٢ : اشتق المعادلة ١٤:١٧ التي تعطي عدد طرق توزيع الطاقة ط بين ثلاثة جزيئات. (اقتراح: افترض أن ح هي دالة تربيعية في ن ، حيث $N = \frac{P}{\epsilon}$ ، وجد معاملات العبارة التربيعية باستخدام القيم الأولى في الجدول ١٤:٤ ، وتحقق من النتيجة بحساب قيمة ح عندما $n = 5$ و 6).

الجزء ١٤:٧

ت ١٤:١٣ : للمحافظة على درجة حرارة فرن في الدرجة الثابتة ٤٧٠ ك، يُبدد عنصر تسخين ١٠٠ واط من القدرة. فإذا كانت درجة حرارة الهواء المحيط بالفرن ٣٠٠ ك، (١) فما مقدار التغير في الإنتروپيا في الثانية الواحدة المرتبط بتسرب الحرارة من الفرن إلى الهواء المحيط به؟ (٢) وهل تتضمن المحافظة على الفرن دافئاً أية تغيرات أخرى في الإنتروپيا؟

ت ١٤:١٤ : أثبت أن درجة الحرارة النهائية للمزيج ، كما في المعادلة ١٤:٣٠ ، تقع بين درجتَي الحرارة الابتدائيتين د و د_{هـ} للمواد الممزوجة.

ت ١٤:١٥ : مُزج ٥٠ غ من الجليد في صفرس مع ١٠٠ غ ماء في ٨٠°س. جد: (١) درجة الحرارة النهائية للمزيج. (٢) والتغير الكلي في الإنتروپيا.

ت ١٤:١٦ : مُزجت كتلتان متساويتان، درجتا حرارتهما الابتدائيتان د و د_{هـ} ، ووصلتا إلى حالة التوازن الحراري. أثبت أن التغير الحادث في الإنتروپيا ΔB كما يُعطى بالمعادلة ١٤:٣٣ هو تغير موجب.

ت ١٤:١٧ : (١) وُضِع نصف لتر من الماء في درجة حرارة ٣٠°س ملامساً لقطعة جليد كبيرة درجة حرارتها صفرس إلى أن هبطت درجة حرارة الماء إلى ٢٠°س، وُضِع نصف لتر آخر من الماء درجة حرارته ٣٠°س ملامساً لقطعة كبيرة من مادة ما درجة حرارتها ٦٠°س فارتفعت درجة حرارة الماء إلى ٤٠°س. ما التغير الكلي في الإنتروپيا؟ (تلميح: يجب اعتبار أربعة تغيرات في الإنتروپيا). (٢) مُزج نصف لتر من الماء وبلغا التوازن الحراري

عند درجة حرارتهما الأصلية ٣٠°س. قارن التغير في الانتروبيا في هذه

العملية بالتغير في الانتروبيا المحسوب في الفرع (١).

ت ١٨: ١٤ : آلة حرارية ممثلة تخطيطياً في الشكل ١٤ : ١٠ تُدخل الحرارة إليها عند

٨٠٠ ك وتخرجها منها عند ٣٠٠ ك. (١) ما الفعالية النظرية الأعظمى

لهذه الآلة؟ (٢) وإذا كانت فعاليتها الفعلية نصف هذا الحد النظري،

فكم جولاً من الشغل تُنتج لكل سعرٍ من الحرارة المُدخلة؟

ت ١٩: ١٤ : (١) بين في حالة آلة حرارية مثالية (الشكل ١٤ : ١٠) أن الشغل الأعظم

يمكن كتابته كما يلي :

$$\text{ش اعظم} = \text{حر} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

(قارن هذه المعادلة بالمعادلة ١٤ : ٤٠). (٢) وإذا كان مصدر الحرارة

في درجة حرارة د = ٥٠٠ ك، ففي أي مدى من درجات حرارة التصريف

د لا تزيد فيه الطاقة المهدورة حر، على الشغل النافع ش اعظم؟

ت ٢٠: ١٤ : تولّد محطة للقدر ١٠^٨ واط من القدرة الميكانيكية لإدارة المولدات

الكهربائية، وتبلغ فعاليتها الاجمالية ٤٠٪. (١) بأي معدل

(ك سع / ث) تصرف المحطة الحرارة إلى البيئة؟ (٢) ما معدل تدفق

الماء في المحطة إذا ارتفعت درجة حرارة الماء بمقدار ٣°س؟ عبّر عن

إجابتك بوحدتي ك غ / ث وغالون / س.

ت ٢١: ١٤ : يعمل مُسبِّل هيليوم في درجة حرارة داخلية مقدارها ٤ ك في بيئة درجة

حرارتها ٣٠٠ ك. جد لكل جولٍ من الطاقة يُسحب من الهيليوم في درجة

حرارة ٤ ك عدد جولٍ الطاقة التي يجب (على الأقل) إضافتها إلى البيئة

في شكل حرارة.

ت ٢٢: ١٤ : تسحب ثلاجة بيت لتجميد طبق ماء ٤٠ ك سع من الحرارة من حجرة

التجميد التي درجة حرارتها ٢٦٠ ك. فإذا كانت درجة حرارة الغرفة ٢٩٥ ك، (١) فجد، للقيام بهذا العمل، المُنْخَل الأقل من الطاقة بالجولات الذي يلزم التزوّد به من مصدر قدرة خارجي؟ (٢) وإذا استطاعت الثلاجة أن تسحب الحرارة من حُجْرة التجميد بمعدل ٣ ك/س، وإذا عملت بفعاليتها العظمى تقريباً، فما القدرة الكهربائية اللازمة بالواط؟

ت ٢٣: ١٤: يبذل غاز ١٠٠ جول من الشغل على محيطه في الوقت الذي يضاف إليه ٥٠ سعراً من الحرارة. (١) ما التغير في طاقته الداخلية؟ (٢) سمّ طريقة أخرى يمكن بها إحداث التغير نفسه في الطاقة الداخلية. هل تكون الحالة النهائية للغاز واحدة في كلا الحالتين؟

ت ٢٤: ١٤: تبلغ درجة الحرارة الابتدائية للغاز في التمرين السابق ٣٥٠ ك، وتساوي كتلته ١٠٠ غ وحرارته النوعية ١٧ ر. سع/غ. ك. (١) ما التغير في درجة حرارته؟ (٢) ما التغير في إنتروبيا الغاز؟

ت ٢٥: ١٤: بَيِّنْ أن العبارتين: $U = U_0 + \frac{k}{2} U_0^2$ و $U = U_0 + R$ (أي المعادلتين ١٤: ٥٣ و ١٣: ٧٥) متكافئتان.

ت ٢٦: ١٤: ضُغَط مَوْل واحد من الهواء موجوداً أصلاً في الشرطين المعياريين تحاررياً إلى ضغطٍ يساوي ٢ ضغطاً جويّاً. (١) فما حجمه النهائي؟ (٢) وما درجة حرارته النهائية؟ (٣) وما التغير الحادث في إنتروبيا الهواء؟

ت ٢٧: ١٤: ضُغَط مَوْل واحد من الهواء موضوعاً أصلاً في الشرطين المعياريين أدياباتيّاً إلى ضغطٍ يساوي «٢» ضغطاً جويّاً. (١) فما حجمه النهائي؟ (٢) وما درجة حرارته النهائية؟ (٣) وما التغير الحادث في إنتروبيا الهواء؟

ت ٢٨: ١٤: اشتق من المعادلة ١٤: ٧٢ وقانون الغاز المثاليّ علاقَتَيْن صحيحتين للتغير الأدياباتي: (١) بَيِّنْ الضُغَط ودرجة الحرارة. و(٢) بَيِّنْ الحجم ودرجة الحرارة.

ت ١٤: ٢٩: يعاني لتر واحد من الهواء في الشرطين المعياريين تمدداً حرّاً ليشغل حجماً مقداره لتران. فإذا ضُغِطَ أدياباتياً إلى حجمه السابق «١» لتر، فجد لهذه الدورة التغير الصافي في: (١) الضغط، (٢) درجة الحرارة، (٣) والانتروبيا.

الجزء ٩: ١٤

ت ١٤: ٣٠: (١) بدءاً من الضغط ض والحجم ح، يضاعف غاز حجمه مرتين تحارريا. فما الشغل المبذول على الغاز؟ (٢) بدءاً من الطرفين السابقين ض وح، يضاعف غاز حجمه مرتين أدياباتياً. فما الشغل الذي يبذله الغاز؟ (٣) لأي من هاتين العمليتين يكون الشغل أكبر؟

ت ١٤: ٣١: استخدم غاز مثالي ثنائي الذرة ($\gamma = 1.4$) كمادة تشغيل في آلة كارنو تعمل بين درجتي الحرارة ٣٠٠ ك و ١٢٠ ك. بين أن نسبة الحجم الأكبر إلى الحجم الأقل الذي يشغله الغاز خلال الدورة يجب أن لا تقل عن ٣٢.

ت ١٤: ٣٢: افترض أن درجات الحرارة للنقاط أ، ب، وج في دورة آلة الغازولين في الشكل ١٤: ١٨ (أ) يرتبط بعضها ببعض على النحو التالي: دج = ٢ د ب = ٤ د. (١) فإذا كانت مادة التشغيل غازاً ثنائي الذرة، فما نسبة الانضغاط للآلة؟ (٢) وما الفعالية النظرية؟ (٣) وما فعالية آلة كارنو التي تعمل بين درجتي الحرارة العظمى والصغرى نفسيهما؟

ت ١٤: ٣٣: بين أن فعالية آلة ديزل مثالية ممثلة بالرسم البياني في الشكل ١٤: ١٨ (ب) يمكن كتابتها على النحو التالي:

$$\text{فع} = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1 - \gamma}{1 - \gamma - \gamma}$$

حيث د١، د٢، د٣ ودو هي درجات الحرارة عند النقاط أ، ب، ج، ود في الرسم البياني، وحيث γ تساوي γ / γ .

المسائل:

حساب الاحتمالات

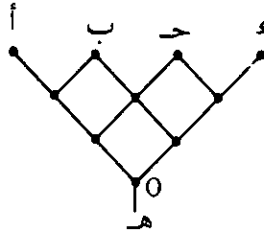
م ١:١٤ : لِكُلِّ من العجلاتِ الثلاثِ في لُعبةٍ في مدينةٍ ملاءِ العددُ نفسه من المربعاتِ الحمراء والصفرَاءِ والخضرَاءِ المرسومةِ على حافتهِ . ويَضَعُ زبونٌ دائماً (١٠ سنتات)، ولا يَرِنُ جائزةٌ إلا إذا توقفتِ العجلاتُ الثلاثُ بعد إدارتها عند اللونِ نفسه . (١) ما احتمالُ ربحِ جائزةٍ؟ (٢) وإذا دَفَعَ مالكُ المدينةِ ٣٠ سنتاً لِكُلِّ جائزةٍ يقدمُها، فأَيُّ جزءٍ من الدائمِ الَّذي يدفعُه الزبونُ يستطيعُ أن يَعُدَّهُ المالكُ ربحاً له؟

م ٢:١٤ : يبلغُ، في مجتمعٍ معين، الاحتمالُ بأن يكونَ الطفلُ المولودُ حديثاً ذكراً ٥٣،٠، والاحتمالُ بأن يكونَ أنثى ٤٧،٠ . افترضْ أنَّ هذينِ الاحتمالينِ صحيحانِ لِكُلِّ امرأةٍ على حدةٍ . (١) ما الاحتمالُ بأن تُنجِبَ المرأةُ الَّتِي حَمَلَتْ ثلاثَ مراتٍ ثلاثةَ أطفالٍ ذكورٍ لا غير؟ (٢) ما الاحتمالُ بأن تلدَ المرأةُ الَّتِي حملتِ أربعَ مراتٍ أربعةَ أطفالٍ ذكورٍ لا غير؟ (٣) ما الاحتمالُ بأن تحمِلَ المرأةُ الَّتِي حَمَلَتْ سابقاً ثلاثةَ ذكورٍ طفلاً رابعاً ذكراً؟

م ٣:١٤ : يسحبُ رازمُ الحلوى ثلاثَ قطعٍ حلوى في وقتٍ واحدٍ من صندوقٍ كبيرٍ يحوي من قطعِ حلوى الشوكلاتةِ مثلي ما يحويه من قطعِ حلوى السكرِ الأسمرِ . فإذا كانَ الرازمُ عشوائياً في اختيارِهِ، فما الاحتمالُ بأنَّهُ سيختارُ: (أ) ثلاثَ قطعٍ حلوى من نوعِ الشوكلاتةِ؟ (ب) ثلاثَ قطعٍ من حلوى السكرِ الأسمرِ؟ (ج) قطعتينِ من حلوى الشوكلاتةِ وقطعةً من حلوى السكرِ الأسمرِ؟ (د) قطعتينِ من حلوى السكرِ الأسمرِ وقطعةً من حلوى الشوكلاتةِ؟ تحقق من أنَّ مجموعَ احتمالاتِ الأربعِ الَّتِي حَصَلَتْ عليها يساوي ١ .

م ٤:١٤ : توضعُ قطراتُ عسلٍ عندَ النقاطِ أ، ب، ج، و في تعريشةٍ، ثم تُطَلَقُ

١٠٠٠ نملة من النقطة هـ (أنظر الشكل المرافق). وتُظهر الملاحظة أن ١٢٢ نملة تصل إلى النقطة أ، ٣٩٠ تصل إلى النقطة ب، ٣٧٠ تصل إلى النقطة ح، و١١٨ تصل إلى النقطة د. (١) فإذا كان احتمالُ ذهابِ النملة إلى اليمين أو إلى اليسار عند كل نقطة تقاطعٍ احتمالاً متساوياً، فما الاحتمالُ بأن تصل إلى كلِّ النقاطِ أ، ب، ج، د، هـ؟ (٢) هل تؤيدُ بياناتُ الملاحظة المعطاة الافتراضَ بأنَّ النملة تتجهُ إلى اليمين أو إلى اليسار باحتمالٍ واحدٍ؟ (يكفي تقديمُ إجابةٍ وصفيةٍ وحدسيةٍ نوعاً ما).



المشي العشوائي في بعد واحد

م ١٤: ٥ : يغادرُ مخمورٌ حانةً ركنيةً، ويبدأ المشيَ في شارعٍ شرقيٍّ - غربيٍّ. وهناك عند كلِّ ركنٍ يصلُ إليه احتمالٌ متساوٍ بأنه إما أن يستمرَّ ماشياً في الاتجاهِ نفسه أو أنه يدورُ ويرجعُ ماشياً في الاتجاهِ الذي قد أتى منه. (١) فبعدَ أن يكونَ قد مشى مسافةً تساوي ٥ مجموعاتٍ من الأبنية المتلاصقة، فما احتمالُ وجوده في أيِّ ركنٍ يقعُ بينَ ٥ مجموعاتٍ غربَ النقطةِ التي بدأ مشيهُ منها وخمسِ مجموعاتٍ شرقيها؟ (٢) وإذا استمرَّ في مشيه على هذه الشاكلةِ كُلَّ ليلةٍ، فما متوسطُ بُعدهِ من الحانةِ بعدَ مشيه مسافةً خمسِ مجموعاتٍ من الأبنية؟ اختياري: عبّر عن الاحتمالاتِ في الفرع (١) بدلالةٍ معاملاتِ ذاتِ الحدين.

خصيصة لمعاملات ذات الحدين

م ١٤: ٦ : متسلسلة ذات الحدين للعدد الصحيح م هي :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \binom{m}{n} = 2^m$$

وَيُعَرَّفُ معامل ذاتِ الحديدِ في الهامشِ في الجزء ١٤ : ١ (أنظر كذلك الملحق جـ). (١) أثبتِ الخصيصةَ التاليةَ لمعاملاتِ ذاتِ الحديدِ :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \binom{n}{m} = 1$$

(٢) ما صلةُ هذه الصيغةِ المشارِ إليها هنا بالاحتمالاتِ المتناولةِ في الجزء ١٤ : ١ ؟

م ١٤ : ٧ : يُشكَّلُ أحدُ طرفي وعاءِ الذي يُسمَّى بالمنطقةِ أ خُمُسَ حَجْمِ الوعاءِ، ويشكَّلُ باقي الوعاءِ الذي تُسمَّى بالمنطقةِ ب أربعَ أخماسِ الحجمِ. (١) ما الاحتمالُ بأن تكونَ جميعُ الجزيئاتِ د في الوعاءِ في المنطقةِ أ ؟ (٢) ما احتمالُ وجودِ جميعِ الجزيئاتِ د في المنطقةِ ب ؟ (٣) جدَّ قيمةَ كُلِّ من الاحتمالين عندما $d = 0$ ، $d = 10$. (٤) لِكُلِّ من $d = 0$ و $d = 10$ ، جدَّ الفارقَ في آلانتروبيا بين الحالةِ التي تكونُ فيها المنطقةُ أ خاليةً والحالةِ التي تكونُ فيها المنطقةُ ب خاليةً.

احتمالِ الموضع

م ١٤ : ٨ : استخدمِ المعادلةَ ١٤ : ٦ وتوزيعَ السرعةِ لماكسويل - بولتزمان لبيانِ أنَّ سرعةَ متوسطِ المربعِ لجزيئاتِ غازٍ تساوي : $\overline{v^2} = 3kT/m$ ، وهذه هي النتيجةُ نفسها التي تفرضُها نظريةُ التقسيمِ المتساوي .

سرعة متوسط المربع الجزيئية

م ١٤ : ٩ : يتحركُ غازٌ في أنبوبٍ بسرعةٍ تدفقٍ ثابتةٍ سر : (١) بَيِّنْ أنَّ طاقةَ الغازِ هي مجموعُ طاقةٍ داخليةٍ تكونُ للغازِ في إطارٍ مرجعيٍّ يتحركُ مع الغازِ وطاقةٍ جسميةٍ تُحَسَّبُ كما لو كانَ الغازُ جسمًا جامدًا. (٢) وإذا كانَ التدفقُ في الاتجاهِ السيني ، فبأيِّ مقدارٍ تختلفُ سر عن سر ؟ هل يتبعُ توزيعُ السرعِ توزيعَ ماكسويل - بولتزمان ؟

غاز له حركة جسمية

مفهوم الاحتمال لواحدة السرعة

م ١٤: ١٠ : اجعل حـت (س) الاحتمال بأن تكون سرعة جزيء ما أقل من سر أو تساوي سر. (١) ما دلالة ١ - حـت؟ (٢) وما معنى حـت (سر + Δ س) - حـت (س)؟ (٣) وما معنى $\frac{u}{u_{سر}}$ حـت؟ (٤) وإذا كان هنالك د جزيئاً في مادة، فما المقصود بما يلي: $d(\frac{u}{u_{سر}})$ حـت (س)؟ [لاحظ أن هذه التوفيقية يمكن كتابتها تقريباً مثل: د حـت (سر + Δ س) - د حـت (س)]. (٥) اشرح بعناية لماذا تُعطى السرعة المتوسطة للجزيء بالمعادلة ١٤: ٧. (اقتراح: قدّم المتوسط كمجموع واستخدم تعريف التكامل للمحدود بصفته نهاية لمجموع).

الاحتمال الافتراضي لتوزيع الطاقة

م ١٤: ١١ : اعتبر د جزيئاً يتوزع بينها ن من وحدات الطاقة الكوانتية. بين أنه عندما تكون $N < 1$ ، فإن عدد طرق توزيع الطاقة يتناسب مع N^{1-} . (أنظر المعادلتين ١٤: ١٩ و ١٤: ٢٠). (أن أي طريقة استقرائية تستخدم حججاً حدسية، وتبدأ عملها من الأعداد الصغيرة تعدّ طريقة مقبولة. ويمكنك بدل ذلك، أن تستشير مرجعاً خارجياً في التحليل التوافقي combinatorial analysis). (

تخضع التفريغ في انتروبييا غاز لعمليات غير دورية

م ١٤: ١٢ : يعاني كيلوغرام واحد من البخار التغيرات التالية. احسب لكل عملية التغير في إنتروبييا البخار مُنتَبهاً الى الإشارة. (١) يُسخن البخار من ٣٧٥ ك إلى ٣٨٥ ك بمُدخل من الحرارة مقداره ٤٨ ك سع عند تمدده عند ضغط ثابت. (٢) يُحفظ البخار في درجة حرارة ٣٨٥ ك بإضافة المزيد من الحرارة إليه في أثناء استمراره في التمدد، عاملاً بذلك ١٠ جولاً من الشغل. (٣) بوساطة ١٠٠ جول من الشغل الخارجي الذي لا يصحبه أي تدفق حرارة، يُضغَط البخار إلى حجم أصغر. (وتزداد درجة حرارته في هذه العملية بأقل من ١ ك بكثير). (٤) يُسحب ٤٨ ك سع من الحرارة

من البخار عند ضغط ثابت، فتنقص درجة الحرارة من ٣٨٥ ك الى ٣٧٥ ك. اجمع هذه التغيرات في إنثروبيا البخار، وشرح لماذا لا يساوي المجموع صفراً. كيف يختلف البخار في حالته الأخيرة عن حالته الابتدائية؟

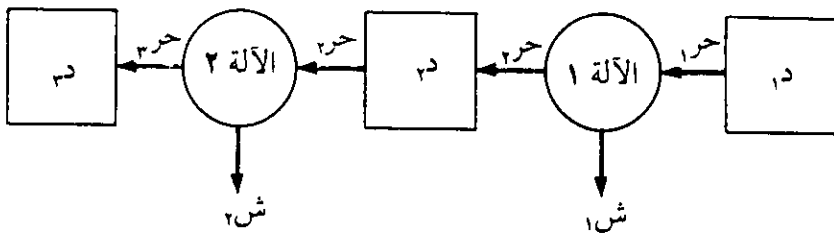
م ١٤: ١٣: مُزج كيلوغرام واحد من الجليد في - ٢٠°س بكيلوغرامين من الماء في ٢٠°س. (١) ما الحالة النهائية للنظام؟ (٢) وما التغير الصافي في الإنثروبيا؟ (استخدم للجليد $c_p = ٠.٥$ ك سع / ك غ ك).

التغير في الإنثروبيا الناشء عن المزج

م ١٤: ١٤: تُعطي المعادلة ١٤: ٣٣ التغير في الإنثروبيا الناتج عن المزج إذا لم تكن هنالك أية تغيرات في الطور. أثبت أن هذه المعادلة يمكن تقريبها بالمعادلة ١٤: ٣٤ إذا كانت التغيرات الجزئية في درجة الحرارة المطلقة صغيرة.

م ١٤: ١٥: تشغل الآلتان الحرارتان كما يبين الشكل المجاور تخطيطاً على التوالي. وتأخذ الآلة ١ الحرارة حر_١ من المصدر في درجة حرارة د_١، وتصرف الحرارة حر_٢ عند درجة الحرارة د_٢. ويكون مُدخل الآلة ٢ الحرارة حر_٢ عند درجة الحرارة د_٢، وتصرف الآلة الحرارة حر_٣ عند درجة الحرارة د_٣. فإذا بذلت الآلة ١ الشغل ش_١ والآلة ٢ الشغل ش_٢، فاحسب الفعالية العظمى الممكنة للآلتين عند تشغيلهما معاً أي القيمة العظمى للمقدار: $(ش_١ + ش_٢) / حر_١$.

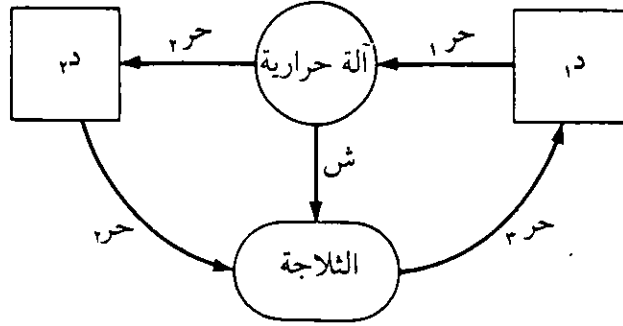
الآلات الحرارية الموصولة على التوالي



كيف تتقارَن هذه القيمة مع الفعالية العظمى لآلة تعمل بين درجتي الحرارة د_١ ود_٢؟

مجموعة الآلة الحرارية والثلاجة

م ١٤: ١٦ : (١) أثبت أن مجموعة الآلة والثلاجة المبينة تخطيطياً في الشكل المرافق ممكنة إذا عملت كلتا الآلة والثلاجة بفعالية عظمى (أي بتغير في الانتروبيا يساوي الصفر). وتزود الآلة الطاقة ش اللازمة لعمل الثلاجة. أما الحرارة حر_١ التي تُعَدِّمها الآلة في المنطقة عند درجة الحرارة د_٢ فهي الكمية نفسها التي تسحبها الثلاجة من المنطقة نفسها. (لاحظ الفوارق في الرموز بين هذا الشكل والشكل ١٤: ١١). (٢) أثبت أن حر_٢ = حر_١. (٣) أذكر بلغة عامة كيف يجب أن يختلف الواقع عن هذه الصورة المثالية المتناولة هنا.



التغير الأدياباتي

م ١٤: ١٧ : (١) بين في أثناء التغير الأدياباتي كيف تعتمد سرعة جذر متوسط المربع (ج م م) الجزيئية على الحجم؟ (٢) ما التغير الحجمي الأدياباتي الذي يلزم في حالة غاز مثالي أحادي الذرة لمضاعفة السرعة ج م م لجزيئاته مرتين؟ (٣) أجب عن السؤال الثاني لغاز مثالي ثنائي الذرة.

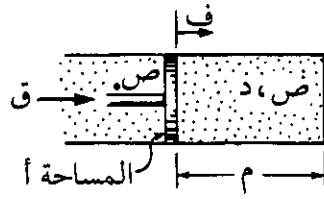
تحولات الغاز المثالي الأحادي
الذرة

م ١٤: ١٨ : يشغل أصلاً مول واحد من غاز مثالي أحادي الذرة الحجم ح في درجة الحرارة د. والضغط ض. (أ) فإذا ضُغِطَ المول أدياباتياً إلى الحجم $\frac{1}{4}ح$ وثُمَّ (ب) تمدد تحاررياً إلى الحجم ح، (١) فما درجة حرارة الغاز وضغطه بعد انضغاطه أدياباتياً؟ (٢) وما درجة حرارة الغاز وضغطه عندما

شَغَلْ ثَانِيَةً الْحَجْمَ حـ؟ (٣) وما التَّغْيِيرُ فِي الطَّاقَةِ الدَّاخِلِيَّةِ عِنْدَ انضِغَاطِ
الْغَازِ وَعِنْدَ تَمَدُّدِهِ؟ (٤) وما تَغْيِيرُ الْانْتِرُوبِيَا فِي حَالَتِي الْانضِغَاطِ وَالتَّمَدُّدِ؟
(٥) اعْرَضِ التَّغْيِيرَاتِ الَّتِي طَرَأَتْ عَلَى الْغَازِ فِي الْرَسْمِ الْبَيَانِيِّ : الضَّغْطِ
- الْحَجْمِ . (٦) احْسَبِ التَّغْيِيرَ فِي انْتِرُوبِيَا الْغَازِ عِنْدَ انْتِقَالِهِ مِنْ حَالَتِهِ
الْأَبْتَدَائِيَّةِ إِلَى الْحَالَةِ النِّهَائِيَّةِ عَلَى الْخَطِّ ح = حـ فِي الْرَسْمِ الْبَيَانِيِّ :
الضَّغْطِ - الْحَجْمِ . كَيْفَ يَبْدُو هَذَا التَّغْيِيرُ بِالْمُقَارَنَةِ مَعَ مَجْمُوعِ التَّغْيِيرَيْنِ
الْحَادِثَيْنِ فِي الْانْتِرُوبِيَا فِي الْفَرْعِ (٤)؟

الزنبرك الهوائي

م ١٤: ١٩ : يوجد على أحد جانبي مكبسٍ مساحته أ هواءٌ في ضغطٍ جويٍّ ثابتٍ ض، ودرجة حرارة ثابتة د، ويوجد على الجانب الآخر محصوراً في طرف الاسطوانة هواءٌ ضغطه ض. فإذا كانت إزاحة المكبس بعيداً عن وضع التوازن ف، والرموز الأخرى كما هي مبينة في الشكل المرافق، (١) فبين للتغير المتحارر عندما $F > 0$ ، أن المكبس يعمل كزنبرك قانون هوك (ق = - ث ف)، وجد ثابت القوة ث. (٢) وبين أن المكبس يخضع كذلك لقانون هوك في حالة التغير الأدياباتي عندما $F > 0$ ، وأثبت أن ثابت القوة ث للتغير الأدياباتي يرتبط بثابت القوة ث للتمدد المتحارر بالمعادلة $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ ، حيث $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$.



م ١٤: ٢٠ : (١) ارسم للزنبرك الهوائي المتحارر المعروف في المسألة السابقة رسماً بيانياً للقوة المسترجعة ق بدلالة الإزاحة ف، وابحث الانحرافات عن قانون هوك في الحالتين: ف < صفر وف > صفر. (٢) ابحث بالتفصيل سلوك

هذا الزنبرك عند إيقاع قوة محدودة عليه فجأة، بحيث يُترك الهواء على أحد جانبي المكبس خلفه لِلْحِظَةِ من الزمن، ويتمدد تمدداً حراً ليلحق بالمكبس. هل يخضع سلوك الزنبرك في هذه الحالة لقانون هوك؟ وإذا كان الأمر كذلك، فهل لثابت القوة نفس المقدار الذي يكون له في حالة التغير البطيء؟

البرهان على أن آلة كارنو هي الآلة ذات الفعالية العظمى

م ١٤: ٢١. إن جميع العمليات في دورة كارنو عمليات قابلة للعكس، ولذا فالدورة نفسها قابلة للعكس. وفي حالة الآلة المعكوسة، يُبذل الشغل على الغاز في الدورة، وتزاح الحرارة من المستودع ذي درجة الحرارة المتدنية، ويزود المستودع ذو درجة الحرارة العالية بكمية أكبر من الحرارة، أي أن الآلة المعكوسة تعمل كثلاجة. يبين أنه لا توجد أية آلة تعمل بين درجتي الحرارة د_١ و د_٢ يمكن أن تكون أكثر فعالية من آلة كارنو. حاول ذلك بتخيل وضع فيه آلة أكثر فعالية من آلة كارنو تُسَلَّم شغلها لثلاجة كارنو التي تعمل بين مستودعي درجة الحرارة نفسيهما. خذ صافي تدفق الحرارة من كل مستودع أو إليه، وبيّن أن مجموعة الآلتين تُشكّل جهازاً يخرق القانون الثاني للديناميك الحراري.

الفصل الخامس عشر

الكهرباء Electricity

مرّ أكثر من قرن من الزمان على اكتشاف نيوتن لقانون قوة الجاذبية قبل أن توصّل كولوم إلى قانون القوة الكهربائية. وقد يبدو هذا الزمن للمتأمل في الاحداث العلمية الماضية طويلاً جداً، إذا ما عرف أن روح وطرائق العلوم الحديثة قد كانت ناشطة آنذاك. ومن غير الصعب، على أية حال، ان يجد المرء بعض المبررات لتخلف علم الكهرباء عن علم الميكانيك، فبينما كانت الميكانيك معنيةً باكتساح شامل للكون وربط القوانين الارضية بالنواميس الكونية، بدت الكهرباء التي كانت تظن في بادئ الامر أنها صفة خاصة لبعض المواد فقط اقل شموليةً وأهميةً. ومن ناحية عملية، فلم يكن من السهل التعامل مع الظواهر الكهربائية بشكل كميّ quantitative، بالرغم من سهولة الحصول عليها. فهذا جسم مكهرب فقد شحنته بالتدريج، وهذه الشحنات داخل الفلزات تحركت بسرعة على نحو لم يستطع المجرب أن يسيطر عليها، وهذه تيارات كهربائية استمرت في سريانها للحظة واحدة. وبخلاف ذلك، فلم تكن حركة الكواكب عرضةً لمثل هذه التقلبات. وبغض النظر عن الأسباب، فواقع الامر أنه بينما كان الرياضيون والعلماء مشغولين بإتقان التقنيات والفحوصات الخاصة بالميكانيك، بقيت الكهرباء بشكل موضوعي إغراء جانبياً. فحول منتصف القرن الثامن عشر، استُخدمت

تأخر علم الكهرباء قرناً من
الزمان عن علم الميكانيك

الشرارات والصدمات الكهربائية، في كثير من الأحيان، من قبل الممثلين الهزليين كوسيلة للحصول على الربح، أكثر مما استخدمت من جانب العلماء الباحثين عن المعرفة.

ولا يعني هذا أن العلماء قد أهملوا تماماً علم الكهرباء. فبحلول عام ١٧٥٠ تقريباً، وهو تاريخ يحدد بشكلٍ تقريبيٍّ بداية اعتبار الكهرباء والمغناطيسية فرعين علميين هامين، كان قد تجمّع قدرٌ من المعرفة الأولية في الكهرباء. وأما أن هنالك معدناً يعرف بالكهرمان (amber) يمكن كهربته - أو شحنه بلغةٍ معاصرة - فأمرٌ قد عرفه الاغريق. ولأن الكهرباء ظُنت لقرونٍ عديدة أنها صفةٌ مقصورة على هذه المادة دون غيرها، فإن كلمة «الالكترون» elektron الاغريقية التي تعني الكهرمان قد زوّدتنا بأصل كلمة «الكهرباء» electricity التي نستخدمها اليوم. ولم تخطُ المعرفة في الكهرباء أية خطوة هامة إلى الامام طوال ٢٠٠٠ سنةٍ منذ زمن الاغريق وحتى زمن براهي وكبلر (Brahe and Kepler). وفي عام ١٦٠٠ نشر وليام غيلبرت (William Gilbert) بحثاً علمياً في بريطانيا عنوانه «المغناطيس» (De Magnete)*، كشف فيه عن عددٍ من الحقائق الجديدة عن الكهرباء (والمغناطيسية)، واضعاً بذلك الاساس للدراسات العلمية الصحيحة في هذين المجالين. وبوجهٍ أخص، اكتشف غيلبرت أن صفة الكهرباء (التكهرب) ليست بأي حالٍ من الأحوال محصورة في الكهرمان، بل هي ظاهرة عامة، ولذلك، فإن منتصف القرن الثامن عشر لا يشير إلى الوقت الذي بدأت فيه دراسات الكهرباء بقدر ما يشير إلى الوقت الذي قد وصلت فيه سرعة حركة الجهود المبذولة وتبادل الأفكار إلى نقطة الانطلاق نحو مرحلة من التطور السريع.

١:١٥ : خصائص أساسية للقوة الكهربائية : Basic Properties of Electric Force

نستطيع تلخيص معظم ما كان معروفاً عن الكهرباء في منتصف القرن الثامن عشر من طريق التجارب البسيطة التالية، التي يمكن للقارئ أن يجربها بسهولة. وكل

مدخلٌ بدائي إلى علم الكهرباء

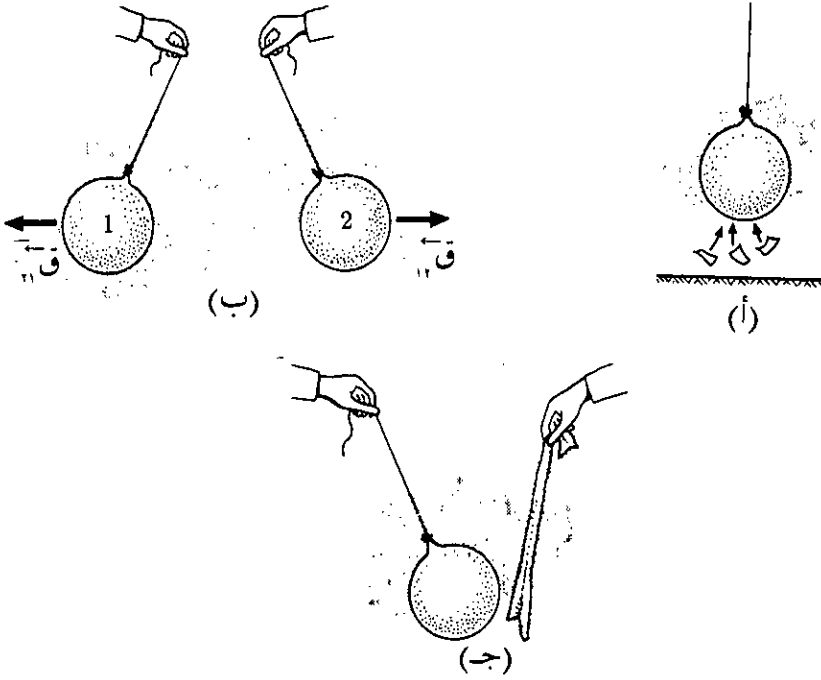
* يمكن الحصول على كتاب غيلبرت من منشورات دوفر، نيويورك ١٩٥٨.

ما يلزم من أدواتٍ لذلك عبارةً عن بضعةٍ بالوناتٍ صغيرةٍ من المطاطِ وبضعةٍ أقدامٍ من الخيطانِ وبعضِ الصوفِ أو الفرو (الشكل ١٥ : ١). إنَّ البالونَ الذي يُدلكُ بالصوفِ (أو بالفرو أو بأيِّ مادةٍ من موادٍّ أخرى عديدةٍ) يُصْبِحُ «مكهرباً». فما الذي نعينه بذلك بالضبط؟ وإذا تظاهرنَا بأننا لا نعرفُ شيئاً عن الشحنةِ الكهربائيةِ وتابَعْنَا العملَ على أساسِ النتائجِ التي نتوصَّلُ إليها بالتجربةِ، فكلُّ ما نستطيعُ أنْ نقوله هو أنَّ هذه العمليةَ المسمَّاةَ بالتكهربِ قد غَيَّرَتْ صفاتِ البالونِ على نحوٍ ما. فقبلَ التكهربِ، لم يكن للبالونِ أيةُ صفةٍ تمكِّنه من جذبِ الاجسامِ الأخرى، لكنه بعدَ التكهربِ سيلصقُ بالجدارِ أو السقفِ بسهولةٍ، كما انه سيجذبُ إليه قطعاً صغيرةً من الورقِ أو الغبارِ. وقد نكتشفُ، بعدَ ذلك، أنَ التكهربَ يُؤدِّي إلى التنافرِ وكذلك إلى التجاذبِ. فعندَ تعليلِ بالونينِ بخيطينِ ووضعِهما قُرْبَ بعضِهما بعضاً، فإنهما سيتنافرانِ، كما يشهدُ بذلك ميلُ كلا خيطيِ التعليقِ عن الانجاءِ العمودي. أما عندَ تعليلِهما على مسافةٍ بعيدةٍ من بعضِهما بعضاً فإن قوةَ التنافرِ بينهما ستبدو صغيرةً أو غيرَ موجودةٍ، وبتقريبِهما من بعضِهما بعضاً يزدادُ مقدارُ القوةِ بينهما تدريجياً. وعلاوةً على ذلك، فانه يمكنُ التحققُ من قانونِ نيوتن الثالثِ لهذا النوعِ الجديدِ من القوةِ، وتكونُ القوةُ التي يؤثرُ بها البالونُ الأولُ في البالونِ الثاني مساويةً للقوةِ التي يؤثرُ بها الثاني في الاول ومضادةً لها، وذلك بقطعِ النظرِ عن درجةِ تكهربِ البالونينِ وعن المسافةِ بينهما. وعلى نحوٍ مماثلٍ، فانه يمكنُ دراسةَ قوةِ التجاذبِ الكهربائيَّةِ بينَ احدِ البالونينِ وقطعةِ الصوفِ التي استخدمت في كهربيته والتوصلُ الى أنَّ لها صفاتٍ مماثلةً لتلك الخاصةِ بقوةِ التنافرِ.

التجاذب والتنافر

وقد أدَّت حقيقةُ أنَّ الجسمَ المكهربَ ينجذبُ الى أيِّ جسمٍ آخرَ تقريباً الى استنتاجٍ خاطئٍ مفاده أنَّ القوى الكهربائيَّة هي دائماً قوى جاذبة. وبقي الأمرُ كذلك إلى أن اكتشفَ شارلز دو فاي (Charles Du Fay) عام ١٧٣٣ أنَّ التكهربَ يُؤدِّي إلى التجاذبِ وإلى التنافرِ.

وبهمُنَا في دراسةِ القوةِ الكهربائيَّة تحديدُ اتجاهِها بالإضافةِ الى معرفةِ مقدارِها. ونجدُ من التجربةِ أنَّ القوةَ الكهربائيَّة تؤثرُ في اتجاهِ الخطِّ الواصلِ بين الجسمينِ



الشكل ١٥ : أبسط الحقائق المتعلقة بالقوة الكهربائية :

(أ) يجذب البالون المكهرب إليه تفتاً صغيرة من الورق أو الغبار.

(ب) ينفر بالونان مكهربان من بعضهما بعضاً.

(ج) يجذب البالون المكهرب إلى قطعة الصوف التي استخدمت في كهرتبه.

المكهربين، فهي، مثل قوة الجاذبية، قوة مركزية. (ويمكن التثبت بدقة من هذه الحقيقة بالطبع باستخدام أجسام أصغر بكثير من البالونات.) كذلك تستطيع القوة الكهربائية - مثل قوة الجاذبية أيضاً - ان تؤثر خلال الخلاء التام؛ إذ لا يلزم وسط مادي لنقل تأثيرها. وثمة حقيقة جوهرية عن القوة الكهربائية، ومع ذلك نغفل عنها بسهولة، وهي أن القوة الكهربائية مفرطة في شدتها. ولأن البالون الملتصق بالجدار يستطيع ان يسحبه طفلاً ما بسهولة، فلا تبدو لنا القوة الكهربائية بوضوح أنها قوية. بيد أنه يتضح عند مقارنتها بقوة الجاذبية أنها قوة هائلة. ويمكن في الحقيقة إهمال قوة الجاذبية بين أيّ بالونين تماماً بالقياس إلى القوة الكهربائية بينهما. واخيراً نستطيع ان نكتشف بيسر أن القوة الكهربائية التي يقدر جسم على أن يؤثر بها في غيره أو ان يتأثر بها لا ترتبط على ما يبدو بالصفات

الميكانيكية او الهندسية التي له . فتكهربُ بالونٍ ما يعتمدُ على شدةِ دَلِكنا له وعلى نوعِ المادةِ التي يُدَلِكُ بها، ولا يعتمدُ على حَجْمه أو شكله أو وزنه أو لونه أو وجهته، فهو على ما يبدو صفةٌ جديدةٌ تماماً له تختلفُ عن صفاته الأخرى.

حقائق بسيطة عن القوة
الكهربائية

ويستطيع المرء من مثل هذه التجارب البسيطة أن يحصل على قدرٍ بالغٍ من المعرفة الوصفية حول القوة الكهربائية يُماثل على وجه التقريب ما كان يتوفّر لدى العلماء في منتصف القرن الثامن عشر. فالقوة الكهربائية: (١) اما ان تكون قوة تجاذبٍ أو تنافرٍ، (٢) وهي قوة مركزية، (٣) وتصيرُ أضعفَ بازديادِ المسافة، (٤) وهي قادرةٌ على التأثيرِ خلالَ الخلاءِ التامِّ، (٥) وهي مفرطةٌ في قوتها بالقياسِ الى قوةِ الجاذبية، (٦) وتخضعُ لقانونِ نيوتن الثالث، و(٧) لا تعتمدُ شدتها على الصفاتِ الميكانيكيةِ او الهندسيةِ للجسمِ المكهرب.

وبهذا القدرِ المتمثلِ من المعرفةِ عن القوةِ الكهربائية، أخذ العلماء يطرحون سؤالين رئيسين هما:

(١) ما هي بالضبط طبيعةُ ظاهرةِ التكهرب؟ أي، هل يمكنُ تعريفُ هذه الصفةِ للجسمِ التي تجعله يؤثرُ بقوةٍ كهربائيةٍ او يتأثرُ بها بشكلٍ كميٍّ، وهل يمكنُ قياسها؟

(٢) وكيف يتغيرُ مقدارُ القوةِ الكهربائية بتغيرِ المسافةِ بين الاجسامِ المكهربة؟ وقد أُجيبَ عن هذين السؤالين معاً وبدقةٍ علميةٍ في النصفِ الأخيرِ من القرنِ الثامن عشر. وأما قبلَ ذلك، فقد تطوّرَ مفهومُ الشحنةِ الكهربائية بالتدرّجِ كفكرةٍ وصفيةٍ.

٢:١٥ مفهوم الشحنة: حفظها وتكميمها:

The Concept of Charge: Its Conservation And Quantization

لم تتناول الدراساتُ الأولى لعلمِ الكهرباءِ القوةَ الكهربائيةَ فحسب، وانما أيضاً - وبالحقيقةِ بشكلٍ اكبر - ظاهرةَ التكهربِ بعينها. فقد اقترحَ غلبرت عام ١٦٠٠ أن

التأثيرات الكهربائية تنشأ عن سيال كهربائي . ومع إجراء بعض التعديلات الجوهرية عليها، ظلت فكرة السيال الكهربائي هذه مهيمنة حتى أواخر القرن التاسع عشر، حتى إن مفهومنا عن الشحنة اليوم لا يختلف بشكل جذري عن الأفكار القديمة عن السيال الكهربائي .

إن فكرة السيال الكهربائي هي من ناحية أساسية بسيطة جداً، فقد افترض أن المادة تحتوي بجانب مكوناتها المادية على سيال أثيري . ووفقاً لما قاله غلبرت فإن الاحتكاك يفلت جزءاً من السيال إلى الحيز المحيط بجسم ما، ويُقدّم رجوع السيال التدريجي إلى الجسم تفسيراً للجذب الكهربائي . وحسب وجهة النظر هذه، فإن القطعة المتعادلة من الكهرمان تحتوي على نصيبها العادي من السيال الكهربائي، وتخسر عند ذلكها بالصوف شيئاً منه، ويتوزع السيال الضائع في الحيز حول الكهرمان . أما قطعة الورق الصغيرة التي تنجذب إليها فيحملها مذ السيال العائد إلى الكهرمان، وفي نهاية المطاف، تتعادل قطعة الكهرمان بمجرد ان يعود إليها جميع السيال .

وكان عن طريق استخدام صورة معدلة لنظرية السيال الكهربائي ان اقترح بنجامين فرانكلين قانون حفظ الشحنة . وبعد اكتشاف ظاهرة انتقال الكهرباء بالتوصيل في المعادن عام ١٧٢٩، مهدت فكرة غلبرت بوجود سيال كهربائي منفصل ملحق بكل جسم مادي الطريق أمام نظرية السيال الكهربائي الواحد القادر على التدفق من جسم إلى آخر . وقد أدى اكتشاف التنافر الكهربائي في الحال إلى ظهور نظرية السيلين الكهربائيين التي نافست نظرية السيال الكهربائي الواحد . ويقابل السيلان الكهربائيان ما نسميه الآن بالشحنة الموجبة والشحنة السالبة . وتتنافر الشحنات المتماثلة في اشارتها، اما الشحنات المختلفة في الاشارة فتجاذب . وفي عام ١٧٤٧، قدم فرانكلين الذي ظل متمسكاً بنظرية السيال الواحد اقتراحه الملهم بأن الكمية الكلية للسيال الكهربائي تبقى ثابتة إلى الابد، وأن كل نقص في السيال الموجود في جسم ما يعوّض بزيادة مساوية له تماماً من السيال الموجود في جسم آخر . وبحسب وجهة نظره، تمثل

فرضية فرانكلين الخاصة بحفظ
الشحنة

الحالة المتعادلة وجود كمية عادية من السيل الكهربي في الجسم ، ويمثل ما نسميه الآن بالشحنة الموجبة حالة زيادة في كمية السيل ، في حين يمثل ما نسميه الآن بالشحنة السالبة حالة نقص في كميته .

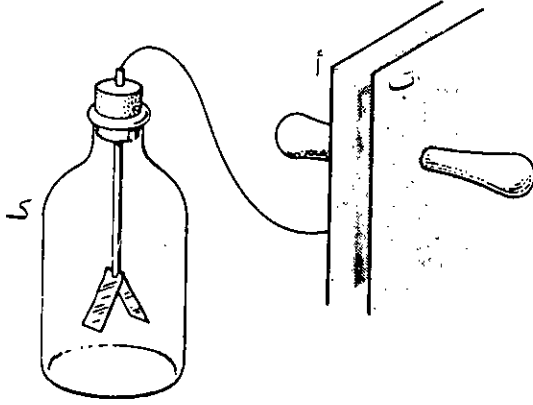
وبعد زمن غير طويل (أي في عام ١٧٥٩) ، بين فرانز إيبينوس Franz Aepinus أنه لا يوجد بالحقيقة أي دليل على أي سيل كهربي يشغل الحيز المحيط بالجسم المكهرب ، انظر الشكل ١٥ : ٢ . وفي هذه المرحلة من التطور التاريخي ، فإن السيل ، وقد تراجع الى داخل الجسم المادي (باستثناء بعض الظواهر كالشرارات الكهربائية) ، لم يختلف تقريباً عن فكرتنا المعاصرة عن الشحنة . ومع نهاية القرن الثامن عشر ، عادت نظرية السيل الكهربيين الى الظهور بالتدريج بوصفها النظرية المهيمنة للكهرباء ، ويرد ذلك الى انها اثبتت على انها أكثر ملائمة من غيرها في حسابات القوة الكهربائية ، كما يرد ايضاً الى تبني عدد من العلماء النافذين لها بقوة من أمثال شارلز كولوم Charles Coulomb . ثم سمي السيلان الكهربائيان بمرور الزمن بالشحنة ، وطوال قرن من الزمن كان مصدر جميع الظواهر الكهربائية (والمغناطيسية) يوصف بنجاح على انه زوجان من السيلات يستطيعان أن يتدفقا خلال بعض المواد ، وأن يمكثا في بعض المواد الأخرى ، وأن يعمل كمصدر للقوة الكهربائية ، وأن يلغيا تأثير بعضهما بعضاً عند وجودهما بكميات متساوية .

أما الفكرة بأن الشحنة الكهربائية ليست سيالاً متصلاً ، بل إن هنالك ، بدلاً من ذلك ، مقادير محددة من الشحنة تخالط كل ذرة ، ففكرة اقترحها مايكل فارادي عام ١٨٤٠ . وأما أن الشحنة تتركز بالحقيقة في شكل قطع مكعبة quantized lumps على الجسيمات المنفردة ، فقد ثبت أخيراً بما لا يدع مجالاً للشك في اكتشاف ج. ج. طومسون J.J. Thomson للالكترون عام ١٨٩٧ . وفيما يتعلق بنظرتنا الى الشحنة ، فإن أهم نتيجة ترتبت على هذا الاكتشاف هي أنه جعل من فكرة السيل الكهربي المنفصل المتميز من الأساس المادي للمادة فكرة لا لزوم لها . فقد أصبحت

تكميم الشحنة

الشحنة صفة للمادة، لا مادة اضافية تضاف إلى المادة الأصلية. وبالرغم من ذلك، فإن فكرتنا الحديثة عن الشحنة، عند النظر إليها بمزيد من الحرص، قد تكون غير مختلفة بشكل هام عن فكرة السيل الكهربائي القديمة. فما تزال الشحنة في أذهاننا تُصوّر على أنها شيء إضافي، وأنها «مادة» تحملها الجسيمات المشحونة وتفتقر إليها الجسيمات المتعادلة. وتظل الشحنة في المستوى الأعمق من البحث سرّاً غامضاً. وأما حقيقة أننا «نفهم» الظواهر الكهربائية والمغناطيسية، بمعنى أننا نستطيع أن ندعم عدداً هائلاً من النتائج التجريبية باطار نظري قوي، وأن نتنبأ بنجاح بظواهر جديدة، فيجب أن لا توهّمنا بأننا نفهم الشحنة الكهربائية بالفعل.

ما تزال الشحنة سرّاً غامضاً



الشكل ١٥: ٢: تمثيل تخطيطي لتجربة اينوس (١٧٥٩) التي اقترحت ان الشحنة (أو السيل الكهربائي) توجد فقط داخل المادة، وليس في الحيز المحيط بالجسم المكهرب. ان معدل فقدان الصفيحة أ للشحنة لا يتأثر بوجود الصفيحة ب. ويوفر التناظر المتبادل بين الورقتين المعدنيتين للكشاف الكهربائي ك مقياساً لدرجة تكهرب الصفيحة أ.

وفي عام ١٧٤٧، كان لدى فرانكلين «حس» دقيق بطبيعة الشحنة. ولذا استطاع ان يقدم تخميناً ذكياً يتعلق بحفظها. وعلى أية حال، فانه يجب النظر الى قانونه في حفظ الشحنة على انه مجرد تخمين، إذ لم يتوفّر في ذلك الوقت تعريف للشحنة أو قياس لها باعتبارها مفهوماً كمياً. وكان لا بد لأي تعريف إجرائي قادر على تحويل الفكرة الوصفية الى مفهوم كمي من أن ينتظر لعدة عقود من الزمن اكتشاف القانون الدقيق للقوة بين الاجسام المكهربة.

١٥ : ٣ : قانون كولوم للقوة الكهربائية :

Columb's Law of Electric Force

اكتشف نيوتن في عمله الخالد الذي بدأ به عام ١٦٦٦ ثلاثة حقائق جوهرية عن قوة الجاذبية، هي : أولاً: يتناسب مقدار القوة عكسياً مع مربع المسافة بين الاجسام، ثانياً: تستطيع القوة ان تؤثر خلال الخلاء التام، وثالثاً: تتناسب القوة التي يؤثر بها جسم (والتي يتأثر بها جسم آخر) طردياً مع كتلته. وقد مرَّ قرن من الزمان قبل أن اكتُشف أن القوة الكهربائية تشترك مع قوة الجاذبية في أول صفتين من هذه الصفات الأساسية. ويجب ان نتذكّر هنا أن هذين النوعين من القوى لم يبدوا في ضوء مظاهريهما الجلية أنهما يشتركان في أي شيء. فبينما امتد تأثير الجاذبية الى المسافات البيكوكبية، انحصر تأثير الكهرباء، كما كان معروفاً، في مسافات قصيرة داخل المختبر. وفي حين أن مصدر الجاذبية، أي الكتلة، كان صفة لا متغيرة (ثابتة) للجسم لا يمكن تغييرها بأي قدر من الحرارة أو الدلك أو التشويه، فإن مصدر القوة الكهربائية المتمثل بالشحنة كان من الممكن بسهولة تغيير مقداره في الاجسام بطرق عدة.

مقارنة بين الكهرباء والجاذبية

وقد وطّد كولوم بشكلٍ دقيق عام ١٧٨٥ * قانون التربيع العكسي للقوة الكهربائية (الشكل ١٥ : ٣). وعند التعبير عنه بصورة تناسب، فإن هذا القانون يأخذ الشكل التالي :

اعتماد القوة على المسافة

$$ق \sim \frac{1}{r^2} \dots \dots \dots \left[F \sim \frac{1}{r^2} \right] \dots \dots \dots (١ : ١٥)$$

حيث ترمز ق (F) الى مقدار القوة التي يؤثر بها أحد الجسمين المكهربين في الآخر (وهاتان القوتان بحسب قانون نيوتن الثالث يجب أن تكونا متساويتين)، وف (r) إلى

* لقد اقترح هذا القانون في عددٍ من المناسبات قبل هذا الوقت؛ وعلى سبيل المثال فقد اقترحه جوزيف بريستلي (Joseph Priestley) عام ١٧٦٧. أما الانجاز الذي حققه كولوم فتمثل في قياس اعتماد القوة الكهربائية على المسافة إلى درجة من الدقة لم تكن متوفرة من قبل. [وقد قام كافندش Cavendish بالفعل بهذا التعيين الدقيق قبل كولوم، إلا انه لم ينشر نتيجة قياسه.]

المسافة بين الجسمين. وتصح هذه العلاقة بشرط أن يكون البعد بينهما أكبر بكثير من حجمهما. وفي حالة كرتين مشحونتين بشكل منتظم تساوي r المسافة بين مركزيهما. وقد كان اكتشاف هذا القانون نقطة تحول في تاريخ علم الكهرومغناطيسية؛ إذ هيأ للمرة الأولى طريقاً لتعريف الشحنة وقياسها بدقة، كما أنه، وبنفس الأهمية، ومن خلال إثباته بأن القوة الكهربائية تتغير مع المسافة بالكيفية نفسها التي تتغير بها قوة الجاذبية، طرح بأن القوة الكهربائية قد تكون أيضاً قوة أساسية في الطبيعة تستحق أن تعطى نفس العناية التي تلقاها قوة الجاذبية. ومن المعروف الآن أن العلاقة بين القوة والمسافة كما في المعادلة ١: ١٥ وعند قياس المسافة بالمقاييس المخبرية التي تمتد من الملمترات وحتى الامتار هي صحيحة إلى حدود بضعة أجزاء من ١٠^{١٦} جزءاً^١.

وتكشف المعادلة ١: ١٥ بحد ذاتها عن اعتماد القوة الكهربائية على المسافة فقط وليس عن مقدار هذه القوة. أما الافتراض الناتج الذي يؤدي إلى صيغة لحساب مقدار القوة فبسيط. للغاية ومفاده أن القوة التي يؤثر أو يتأثر بها جسم تعتمد فقط على صفة مقدارية واحدة للجسم هي شحنته، وأن هذه القوة بالإضافة إلى ذلك تتناسب مع الشحنة، وأنها لا تعتمد على كتلة الجسم أو شكله أو تركيبه أو درجة حرارته أو على أي من صفاته الأخرى. ولأن القوة الكهربائية المؤثرة في الجسمين هي واحدة لكلا الجسمين، فإنها (أي القوة) يجب أن تتناسب مع كلا الشحنتين إذا كانت متناسبة مع كل منهما. ومن ثم نكتب قانون القوة (الذي نسميه قانون كولوم) على النحو التالي:

$$ق_1 = \frac{ش_1 ش_2}{ق_2^2} \quad \left[F_{12} = k_e \frac{q_1 q_2}{r^2} \right] \quad \dots \dots \dots (١٥: ٢)$$

^١ يُبين الثابت التجريبي من النظرية الكمية (الكوانتية) الدقيقة لذرة الهيدروجين أن قانون التربيع العكسي للقوة الكهربائية يصح لمسافات صغيرة تصل في قيمتها إلى ١٠^{١٦} متراً. ومن جهة أخرى توسع الأدلة غير المباشرة من دراسات المجال المغناطيسي الأرضي مدى صحة قانون التربيع العكسي ليشمل عدة آلاف من الكيلومترات. أما عند الأبعاد الفلكية، فإنه لا يوجد ما يدعم هذا القانون بشكل مؤكد. ولأجل الاطلاع على تقارير الأبحاث حول هذا الموضوع، انظر:

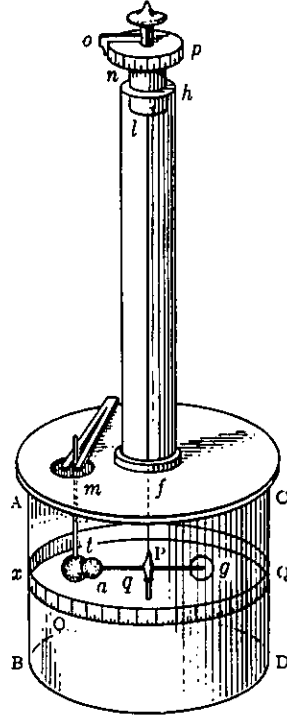
A.S. Goldhaber and M.M. Nieto, *Physical Review Letters* 21, 567 (1968); and E.R. Williams, J.E. Faller, and H.A. Hill, *ibid.* 26, 721 (1971).

حيث ش_١ وش_٢ هما الشحنتان على الجسمين ، وحيث ث_٤ [k_e] هو ثابت التناسب . ويُعبّر الرمز ق_١ [F_{١٢}] عن القوة التي يتأثر بها الجسم ١ نتيجة لوجود الجسم ٢ . ومن الواضح ، تمثيلاً مع قانون نيوتن الثالث ، أن :

اعتماد القوة على الشحنة

$$ق_١ = ق_٢ \quad [F_{12} = F_{21}] \quad (٣: ١٥)$$

وتجدر الإشارة هنا إلى أن المعادلة ١٥ : ٢ تتضمن قانوناً للتراكب (الجزء ١٥ : ٥) .



الشكل ١٥ : ٣ : ميزان اللي الذي استخدمه

شارلز كولوم عام ١٧٨٥ لاقرار قانون التربيع العكسي للقوة الكهربائي : تعمل القوة بين الكرتين المشحونتين في الجزء الأسفل السفلي من الجهاز على ليّ الليف الطويل . ويمكن تغيير موضع التعادل للليف عن طريق ليّ دعائمه العلوية باليد . [أخذ هذا الشكل التوضيحي عن كتاب «المرجع في الفيزياء» لمؤلفه و. ف. ماغي ، صفحة ٤١٠ ، مطبعة جامعة هارفارد ، كامبردج ، امريكا ١٩٦٥ : W.F. Magie, A Source Book in Physics .]

* تعريف الشحنة : Definition Of Charge

إن قانون كولوم ، إذاً ، لا يشتمل على اعتماد القوة الكهربائية على معكوس مربع المسافة فحسب ، وإنما أيضاً على الافتراض الأساسي بتناسب القوة الكهربائية مع الشحنة (دون غيرها من الصفات الجوهرية للأجسام) . ويشكل هذا القانون في الواقع تعريفاً للشحنة ، ويمكن استخدامه لتعريف وحدة للشحنة . وفي نظام الوحدات السغني (سـ م غ ث cgs) ، يختار ثابت التناسب ث_٤ (k_e) اعتباطاً بحيث يساوي الواحد

الصحيح، وبذلك يصبح القانون على النحو التالي :

$$q_1 = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad \text{[في النظام السغني]} \quad \left[F_{12} = \frac{q_1 q_2}{r^2} \right] \quad \dots \dots \dots (١٥: ٤)$$

يُعرف قانون كولوم في النظام
السغني الوحدة الكهرستاتية
للشحنة esu

ولذا، فإن وحدة الشحنة هي، بالتعريف، الشحنة التي تؤثر بقوة مقدارها داین واحد (1 dyne) على شحنة مساوية لها في المقدار موضوعة على بعد ١ سم عنها. وتسمى وحدة الشحنة هذه وحدة الشحنة الكهرستاتية (esu) أو الكولوم الساكن (statcoulomb).

وتُعرف وحدة الشحنة في النظام العالمي (SI)، المسماة بالكولوم والتي يُرمزُ إليها بالرمز كل (C)، بشكل مختلف. ولأن التيارات الكهربائية تؤثر بقوى مغناطيسية في بعضها بعضاً، ولأن هذه القوى (التي تُناقش في الفصل السادس عشر) يسهل قياسها بدقة بالمقارنة مع القوى الكهروستاتيكية، فإنه يفضلُ تعريف وحدة للتيار بالاستناد مباشرة إلى القوة المغناطيسية على تعريف وحدة للشحنة بالرجوع مباشرة إلى القوة الكهربائية. وتسمى وحدة التيار المعرفة بالقوة المغناطيسية (الجزء ١٦ : ٩) بالأمبير (ampere)، ويرمزُ إليها بالرمز أ (A). وبما أن التيار عبارة عن شحنة لكل وحدة زمن:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad \dots \dots \dots (١٥: ٥) \quad \text{ت} = \frac{\text{ش}}{\text{ز}}$$

فإن الأمبير والثانية يُعرفان الكولوم على النحو التالي :

$$1 \text{ C} = 1 \text{ A sec} \quad \dots \dots \dots (١٥: ٦) \quad 1 \text{ كل} = 1 \times 10^9 \text{ ث}$$

تعريف الكولوم

(وهذه المعادلة هي نفس المعادلة ٢ : ١٤ في المجلد الأول). فعند مرور تيار ثابت شدته (1) أ في سلك فإن شحنة مقدارها (1) كل تمرُّ بأية نقطة فيه خلال ثانية واحدة. وعندما يتدفق تيار متغير $I(t)$ إلى جسم يتجمع فيه الشحنة، فإن الشحنة المتجمعة في زمن مقداره t تُعرف بالتكاملي التالي :

$$q = \int_0^t I(t') dt' \quad \dots \dots \dots (١٥: ٧) \quad \text{ش} = \int \text{ت} \cdot \text{ز}$$

ومن ناحية ثانية، فعندما يقاسُ التيارُ بالأمبيرات والزمنُ بالثواني، فإنَّ الشحنةَ ش يُعبَّرُ عنها بالكولومات. أما عاملُ التحويلِ الذي يربطُ بينَ الشحنةِ في النظامِ السغنيِّ (سغ ث) ووحدةِ الشحنةِ في النظامِ العالميِّ (SI) فهو:

$$٣,٠ \times ١٠^٩ \text{ وك/س} \dots\dots\dots (٨:١٥)$$

وتُعطى وحدةُ الشحنةِ الكوانتيةُ بالمعادلةِ ١٥: ٢ في المجلدِ الأول (انظر أيضاً الملحق ٣). ويُعدُّ الكولم حتى في المجالِ الجاهريِّ macroscopic domain وحدةً كبيرةً جداً من الشحنة، فالبالونُ المكهربُ مثلاً قد يملكُ شحنةً سالبةً صافيةً تصلُ في قيمتها الى $١٠^{-٦}$ كولم تقريباً.

وعندَ تعريفِ وحدةِ الشحنةِ في النظامِ العالميِّ (SI) من طريقِ قياسِ القوةِ المغناطيسيةِ، فإنَّ الثابتَ ث_ك [في المعادلةِ (١٥: ٢)] لا يُختارُ اعتباطاً، بل يجبُ أن تُعيَّنَ قيمتهُ بالتجربةِ، من خلالِ قياسِ القوةِ مثلاً بينَ شحنتينِ معروفتين، المسافةِ بينهما معروفة. ومن المتعارفِ عليه في النظامِ العالميِّ للوحداتِ أن نختارَ ث_ك = $\frac{1}{4\pi \times 10^{-7} \text{ ط ٣}}$ ، ومن ثمَّ يأخذُ قانونُ كولوم الصيغةَ التاليةَ:

$$ق_{١٢} = \frac{1}{4\pi \times 10^{-7} \text{ ط ٣}} \frac{ش_١ ش_٢}{ر^2} \text{ (في النظامِ العالمي)} \quad (٩:١٥) \quad \left[F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \right]$$

صيغة القانون في النظام العالمي
للوحدات SI

ويكونُ للكميةِ ٣ التي تُعرَّفُ بسماحيةِ الخلاءِ الحرِّ permittivity القيمةُ التاليةُ:

$$٣ = ٨,٨٥٤ \times ١٠^{-١٢} \text{ كل}^٢/\text{ن م}^٢ \dots\dots\dots (١٠:١٥) \quad \left[\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N m}^2 \right]$$

ويساوي مقلوبُ الكميةِ ٤ ط ٣ الى درجةٍ عاليةٍ من التقريبِ القيمةُ التاليةُ:

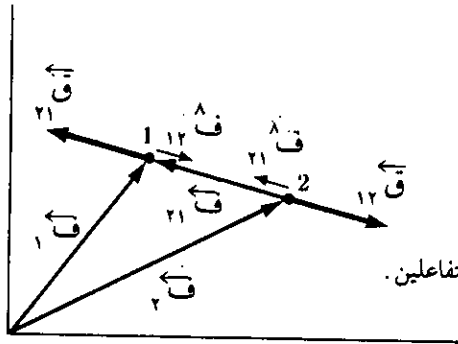
$$\frac{1}{٤ \text{ ط ٣}} = ٩,٠٠ \times ١٠^٩ \text{ ن م}^٢/\text{كل}^٢ \dots\dots\dots (١١:١٥) \quad \left[\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9.00 \times 10^9 \text{ N m}^2/\text{C}^2 \right]$$

* الصيغة المتجهة لقانون كولوم:

Vector Form of Coulomb's Law

ان القوة بالطبع كمية متجهة. وتعطي المعادلة (٩:١٥) مقدار القوة الكهروستاتيكية فقط*. وللحصول على صيغة متجهة للقوة، فاننا نعين متجهي الموضع للجسمين المشحونين ليكونا $\vec{r}_1$ و $\vec{r}_2$ ، ثم نعرف متجه الازاحة من الجسم ٢ الى الجسم ١ على النحو التالي (الشكل ٤:١٥):

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_2 - \vec{r}_{12} \quad (١٢:١٥)$$



الشكل ٤:١٥: مخطط متجهي لجسمين مشحونين متفاعلين.

ويمكن أيضاً وصف هذا المتجه على انه موضع الجسم ١ بالنسبة الى الجسم ٢. وباستخدام هذه الرموز، فإن القوة التي يؤثر بها الجسم ٢ في الجسم ١ تكون على النحو التالي:

$$\vec{F}_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \hat{r}_{12} \quad (١٣:١٥)$$

الصيغة المتجهة لقانون كولوم

حيث تعرف F بأنها مقدار المتجه $\vec{F}_1$ (أو $\vec{F}_2$):

$$F = |\vec{F}_1| = |\vec{F}_2| \quad (١٤:١٥)$$

* بتعبير أدق، فإن $\vec{r}_{12}$ بالصيغة المعطاة في المعادلة (٩:١٥) هي مركبة للقوة وليست مقداراً لها، وقد تكون موجبة أو سالبة حسب اشارتي q_1 و q_2 . وتعني الإشارة الموجبة هنا وجود تنافر، بينما تعني الإشارة السالبة وجود تجاذب بين الشحنتين.

إن صيغة وحدة المتجهات لقانون
كولوم صيغة ملائمة

ولأن $\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$ ، فإنه يمكن الاستنتاج من المعادلة (١٥: ١٣) بأن $\vec{Q}_1 = -\vec{Q}_2$. وتكون القوة $\vec{Q}_1$ قوة تنافر (وباتجاه يوازي $\vec{F}_1$) في حالة الشحنتين المتماثلتين في الإشارة والتي يكون لهما حاصل ضرب $ش_١ ش_٢$ موجبا، بينما تكون قوة تجاذب (وباتجاه مضاد لاتجاه $\vec{F}_1$) في حالة الشحنتين المتضادتين في الإشارة والتي يكون لهما حاصل ضرب $ش_١ ش_٢$ سالبا.

وثمة صيغة أخرى للمعادلة (١٥: ١٣) أكثر ملاءمة، وهي:

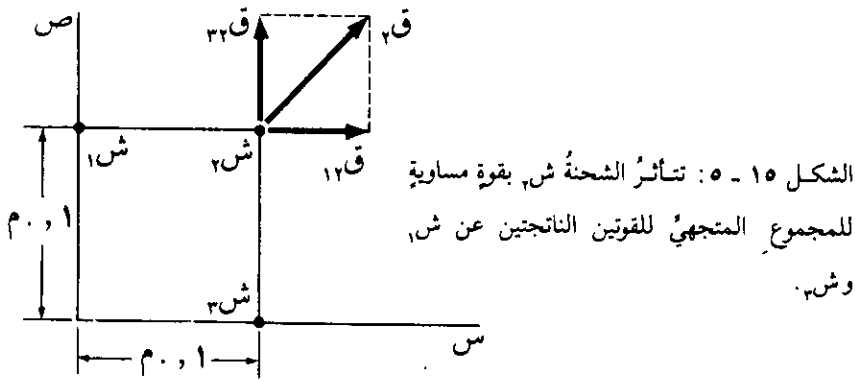
$$\vec{Q}_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ش_١ ش_٢}{r^2} \vec{F}_1 \quad \dots\dots\dots (١٥: ١٥)$$

حيث $\vec{F}_1$ هو المتجه الوحدة الموازي للمتجه $\vec{F}_1$ (الشكل ١٥: ٤).

لاحظ أن كلتا المعادلتين (١٥: ٩) و (١٥: ١٥) تكون صحيحة فقط عند استخدام وحدات النظام العالمي (SI)، وهما غير صحيحتين عند استخدام وحدات النظام السغني (احكم على المعادلة ١٥: ٤ من هذه الناحية). وتتميز النظرية الكهرومغناطيسية بأن الكثير من معادلاتها لا تصح إلا في بعض أنظمة الوحدات. وتكتب جميع المعادلات في الأجزاء التالية بشكل يصح على وحدات النظام العالمي (SI)، ما لم يُشر بصريح العبارة إلى خلاف ذلك. والغاية من ذلك أن يُحسّ طالب الفيزياء بالنهاية بألفة عند استخدام الوحدات السغنية وكذلك الوحدات العالمية [أو الوحدات المكثية م ك ث (Mks)]. وعلى أية حال يبدو استخدام نظامين من الوحدات وصيغتين للكثير من المعادلات في دراسة النظرية الكهرومغناطيسية لأول مرة تشتتاً للانتباه لا مبرر له. ولذلك، فإننا سنستخدم بشكل متسق وحدات النظام العالمي (SI)، مع الإشارة بين الحين والحين الى وحدات النظام السغني. ويبين الملحق ٥ بعض المعادلات الأساسية في الكهرومغناطيسية مكتوبة باستخدام نظامي الوحدات العالمي والسغني.

■ مثال: وُضعت جسيمات متساوية الشحنة: ش_١ = ش_٢ = ش_٣ = ٢ × ١٠^{-٦} كل عند ثلاثِ قرْنٍ لمربعٍ طولُ ضلعيه ١ م، كما هو مبين في الشكل ١٥: ٥. ما القوة الكلية $\vec{Q}_2$ المؤثرة في الجسيم ٢؟ نختارُ لغرضِ التبسيطِ محورين متعامدين على النحو المبين في الشكل. ان مقدار القوة $\vec{Q}_{٢٣}$ مساوٍ لمقدار القوة $\vec{Q}_{٢١}$. ونجدُ من المعادلة (٩: ١٥) أنَّ:

$$Q_{٢٢} = Q_{٢٣} = ١٠ \times ٩٠ = \frac{٢ \times ١٠ \times ٢}{٢ \times (١, ١)} \times \frac{١}{٢} \times ١٠ = ١٠ \text{ ن.}$$



وتكون القوتان باستخدام الرموز المتجهية كما يلي:

$$\vec{Q}_2 = ٣٦ \text{ ش } \hat{n}$$

$$\vec{Q}_2 = ٣٦ \text{ ش } \hat{ص}$$

ويساوي مجموع هاتين القوتين: $\vec{Q}_2 = \vec{Q}_{٢١} + \vec{Q}_{٢٣} = ٣٦ \text{ ش } \hat{ص} + ٣٦ \text{ ش } \hat{n}$. ويسنَّع اتجاهها زاوية مقدارها ٤٥° مع المحور السيني.

ومن الجدير ان نلفت الانتباه الى اننا نعتمد للحصول على فهم للظاهرة الجديدة - الكهرباء - على المفهوم الميكانيكي للقوة الذي سبق لنا أن أرسيناه . أما محاولاتنا لفهم الكهرباء من طريق دراسة الظواهر الكهربائية «النقية» تماماً - كالشرارات التي تقفز بين الاجسام المكهربة، مثلاً، أو الصدمات التي تُعطى للأشخاص - فهي لن تلقى نجاحاً مماثلاً . وقد تطورت الكهرباء الآن الى نظرية كاملة متماسكة بذاتها لها مكانتها المستقلة، ومع ذلك، فإن هذه النظرية تحافظ على روابطها بنظرية الميكانيك؛ إذ تظل القوة والطاقة والزخم مفهومات أساسية في الكهرباء . فليس هنالك نظرية تستقل بالكلية عن غيرها من النظريات، ويرد ذلك ببساطة الى أنه لا يوجد أي جزء في الطبيعة يستقل بكامله عن الأجزاء الأخرى .

الكهرباء مرتبطة بالميكانيك .

١٥ : ٤ المجال الكهربائي : Electric Field

بين الحين والحين، يُشَقُّ مفهوم جديد طريقه إلى الفيزياء بتعريف بسيط بشكل خادع، وتكون له مع ذلك عواقب مثمرة بشكل باهر . والمجال الكهربائي مفهوم من هذا النوع . ويُعرَّف المجال الكهربائي عند نقطة اجرائياً بأنه القوة الكهربائية المؤثرة في شحنة اختبار موضوعة عند تلك النقطة مقسومة على مقدار شحنة الاختبار هذه، بشرط ان تبقى الشحنات الأخرى المولدة للمجال في مكانها لا يعرفها أي زحزحة أو اضطراب . وبالرموز، يعرف المجال كما يلي :

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q'} \quad \dots \dots \dots (١٦ : ١٥)$$

يعرف المجال الكهربائي بأنه قوة لكل وحدة شحنة

حيث $\vec{E}$ هو الرمز المعتاد للمجال الكهربائي؛ وحيث $\vec{q}$ هي القوة وش هي الشحنة . ونضع أحياناً فتحة فوق الرمز لتأكيد تقبل الشحنة للمؤثرات - عندما «تتأثر» الشحنة بقوة أو «تستجيب» لمجال كهربائي . أما الرمز $\vec{q}$ من دون فتحة فيُستخدم ليدل على الدور الفاعل للشحنة، عندما تؤثر بقوة أو «تولد» مجالاً كهربائياً . ويمكن فحص الادعاء بوجود مجال كهربائي في وسط غرفة صفّ مثلاً بوضع شحنة صغيرة

يجب أن تكون شحنة الاختبار ساكنة

بشكلٍ مناسبٍ في وسطِ الغرفةِ وملاحظةٍ ما إذا كانت تتأثرُ بقوةٍ أم لا . فإذا تأثرت بقوةٍ، فسوف نقولُ استناداً الى التعريفِ بوجودِ مجالٍ كهربائيٍّ في تلك النقطة، وعندها فإن مقدارَ واتجاهَ المجالِ يمكن قياسُهما من طريقِ قياسِ القوةِ وقسمةِ النتيجةِ على مقدارِ شحنةِ الاختبارِ (التي يفترضُ انها معلومةٌ أصلاً). ومن الضروريِّ في تعريفنا للمجالِ أن تكونَ شحنةُ الاختبارِ ساكنةً (غيرَ متحركة). وفي أيِّ إطارٍ اسنادٍ تتأثرُ شحنةٌ ساكنةٌ فيه بقوةٍ ما، فإن هنالك بالتعريفِ مجالاً كهربائياً. لاحظُ أنَّ المجالَ الكهربائيَّ كميةٌ متجهة، ويختارُ اتجاهه ليكونَ الاتجاهَ الذي سوف تتحركُ فيه شحنةٌ موجبةٌ عند تأثرها به. ومن الواضحِ أنَّ بُعدَ المجالِ الكهربائيِّ هو القوةُ مقسومةً على الشحنة، أما وحدتهُ في النظامِ العالمي (SI) فهي نيوتن/ كولوم. وهذه الوحدةُ كما سيتضحُ فيما بعدُ هي نفسُ الوحدةِ: فولت/ متر:

$$\text{وحدة م} = \text{ن/كل} = \text{ف/م} \dots\dots\dots (١٧:١٥)$$

يوجد المجال في الفراغ

ولا يطرحُ تعريفُ المجالِ أيَّ إشكالٍ مفاهيمي، فحينما يتأثرُ جسيمٌ مشحونٌ ساكنٌ بقوةٍ فإن لدينا مطلقَ الحريةِ في أن نقسمَ القوةَ على الشحنة، وأن نسميَ الناتجَ اسماً جديداً هو «المجالُ الكهربائي». ولكن الشيءَ الهامُّ الذي يستدعي الفهمَ هو لماذا تُعدُّ هذه الكميةُ المعرفةُ اعتباراً مفيدة. ومن الممكنِ ذكرُ عدةِ أسبابٍ لذلك، وستبرزُ أسبابٌ أخرى في مراحلٍ لاحقةٍ من هذا الفصل والفصلين التاليين. فمن ميزاتِ مفهومِ المجالِ الكهربائيِّ انه يمكنُ القولُ بوجوده عند نقطةٍ في الفراغِ سواءً أكان هنالك شحنةٌ موضوعةٌ عندَ النقطةِ أم لم يكن، وسواءً أتمَّ التأثيرُ بقوةٍ هنالك أم لم يتم. فالمجالُ يمكنُ التفكيرُ به على أنه «قوةٌ كامنةٌ أو خفيةٌ تحددُ القوةَ التي سوف تؤثرُ بها عندَ أيةِ نقطةٍ في حالةٍ وضعِ شحنةٍ عندها». وفضلاً عن ذلك، يستطيعُ المجالُ، وهو كميةٌ واحدة، أن يزودنا بمعلوماتٍ عن القوةِ التي سوف تؤثرُ في «أي» جسيمٍ مشحونٍ موضوعٍ في أيةِ نقطة. فإذا وُضعتْ شحنةٌ ش في نقطةٍ يساوي المجالُ عندها م، وإذا لم تحدث

الشحنة ش أي اضطراب في مصادر المجال م ، فإن القوة المؤثرة في الشحنة تكون كما يلي :

$$\vec{Q} = \vec{Q}_M \dots\dots\dots (١٨:١٥)$$

وإذا امكن تعريف المجال الكهربائي عند نقطة مخصوصة في المكان، فانه يمكن بالطبع تعريفه عند جميع النقاط فيه. ولذلك، يمكن النظر إلى المجال الكهربائي على انه صفة تتوزع بشكل متصل continuous في أي منطقة في المكان أو في المكان كله. وهذا هو ما يعنيه «المجال» في الفيزياء: فهو كمية معرفة عند جميع النقاط الموجودة في منطقة في المكان. ويمكننا مثلاً الحديث عن مجال درجة الحرارة في غرفة؛ بمعنى انه يوجد عند أية نقطة في الغرفة درجة حرارة، وهي كمية مقدارية تتوزع بشكل متصل.

معنى المجال: كمية موزعة بشكل متصل

* خطوط المجال Lines Of Field:

يرتبط بفكرة المجال الكهربائي المتوزع التمثيل التصويري المفيد الناتج عن استخدام مفهوم المجال. اعتبر شحنة مفردة موجبة معزولة مقدارها ش موضوعة عند نقطة محددة، فما المجال الكهربائي في الحيز المحيط بها؟ وللإجابة عن هذا السؤال، نتصور شحنة اختبار ش تحرك في جوار الشحنة المثبتة ش من موضع إلى موضع آخر. فحيثما توضع ش (التي يفترض أنها موجبة) فانها ستتأثر بقوة باتجاه بعيداً عن الشحنة ش نظراً لتنافرها معها؛ وهذه القوة تعين المجال الكهربائي. وإذا تخيلنا أن المجال الكهربائي عند كل نقطة في المكان يمثل بسهم عندها، فإن جميع الاسهم ستؤشر في اتجاه بعيداً عن الشحنة ش، تماماً مثل اشواك القنفذ [انظر الشكل ١٥: ٦ (أ)]. والآن وبعد أن أدت شحنة الاختبار ش وظيفتها في تعريف المجال الكهربائي فاننا نبعدُها تاركين الشحنة المفردة ش محاطة بمجالها الكهربائي. وإذا ما وصلت الاسهم المنفصلة

* إن هذا الشرط ضروري حتى تكون قيمة م واحدة عند وجود شحنة الاختبار وعند غيابها. أما إذا أخذ م ليعني المجال عند وجود الشحنة ش فقط فإن المعادلة ١٨: ١٥ تصح من دون أي تقييد.

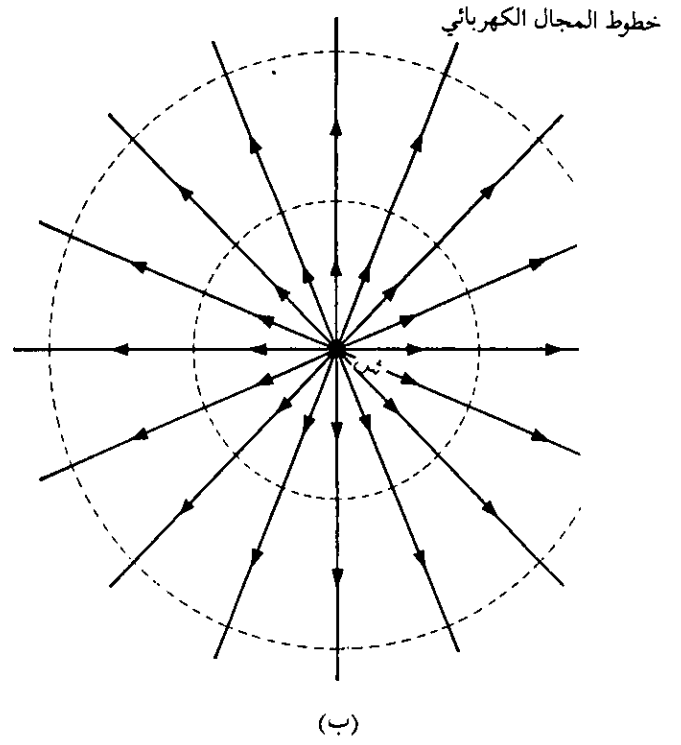
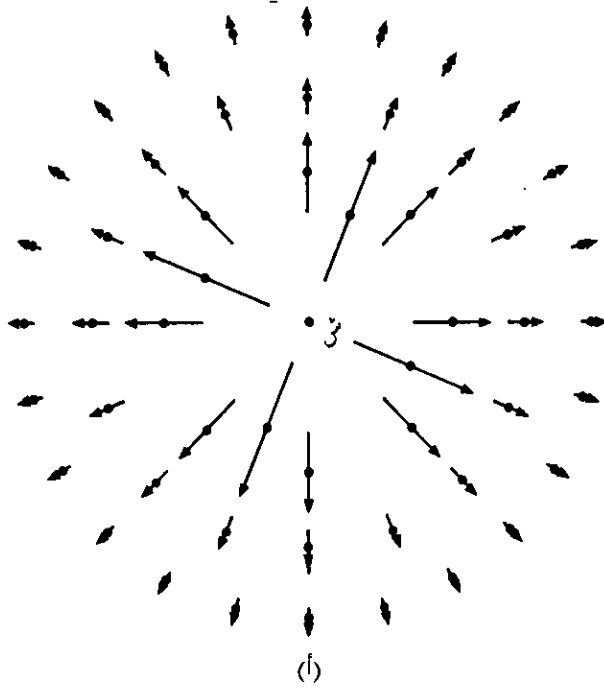
معاً بخطوطٍ مستقيمةٍ خارجةٍ من ش، فإنَّ الأشواكَ القنفيذيةَ الناتجةَ، والممتدة إلى المالانهاية، ستشكل «صورة» ثلاثية الابعاد للمجال الكهربائي المتولد من الجسم المشحون المفرد. وكما يبين الشكل ١٥: ٦ (ب)، فقد نلحق رؤوساً بالخطوط الخارجة هذه للدلالة على اتجاه القوة التي سوف تؤثر في جسيم مشحون بشحنة موجبة.

تمثل خطوط المجال اتجاه المجال

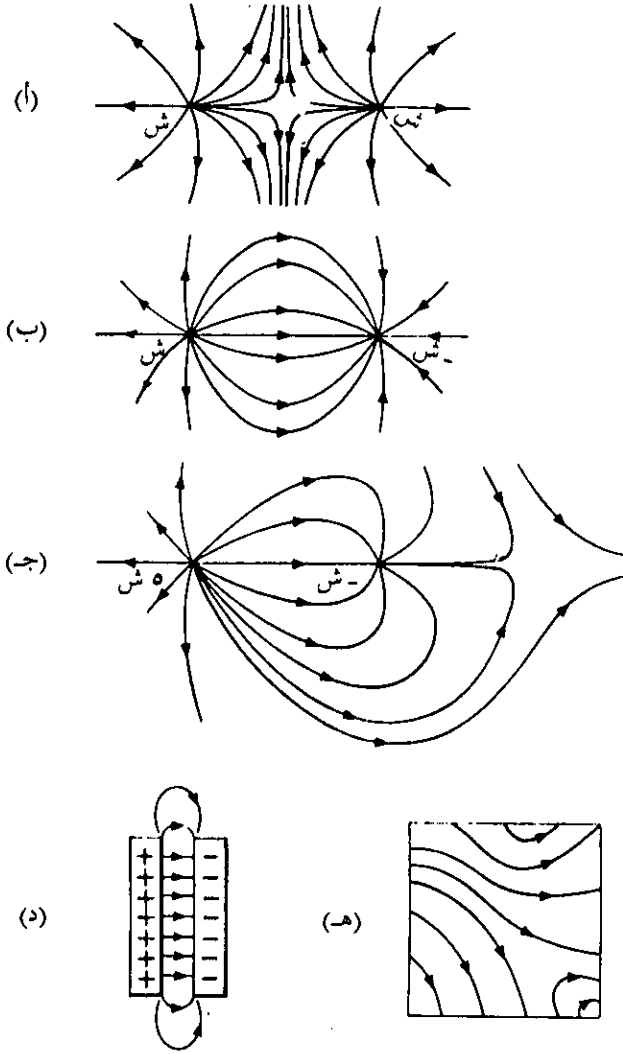
وتسمى الخطوط المنشأة بهذه الطريقة «بخطوط المجال»، أو «خطوط القوة». وتُصور هذه الخطوط بشكل ملائم المجال الكهربائي. وفي الواقع، فإنها تفعل أكثر من ذلك. فهي، عند تفسيرها بشكل صحيح تزودنا بمعلومات عن مقدار المجال وعن اتجاهه. لتخيل في المثال السابق، حيث تنبعث خطوط المجال المستقيمة من نقطة، كرتين متحدتين في المركز: نصف قطر احدهما يساوي مثلي نصف قطر الأخرى، وتخترقهما خطوط المجال الكهربائي المنبعثة من مركزهما المشترك [الشكل ١٥: ٦ (ب)]. ولأن الخطوط التي تخترق الكرتين هي نفس الخطوط، فإن عدد الخطوط التي تخترق وحدة المساحة من سطح الكرة الصغرى اكبر من عدد الخطوط التي تخترق وحدة المساحة من سطح الكرة الكبرى بأربع مرات، ذلك لأن مساحة سطح الكرة الكبرى يساوي أربعة أمثال مساحة الكرة الصغرى، نظراً لكون نصف قطر الكرة الكبرى مثلي نصف قطر الكرة الصغرى. ويساوي المجال الكهربائي عند الكرة الداخلية أربعة أمثال المجال الكهربائي عند الكرة الخارجية (انظر المعادلة ١٥: ٢٠). وكقاعدة عامة، يتناسب مقدار المجال الكهربائي في رسم لخطوط القوى مع عدد الخطوط التي تقطع وحدة المساحة من سطح وهمي عمودي على اتجاه خطوط المجال. لاحظ في الشكل ١٥: ٦ (ب) أن عدد الخطوط لكل وحدة مساحة يقترب من المالانهاية عند موضع الشحنة ش، حيث يصبح المجال غير متناه.

يُعطي عدد الخطوط لكل وحدة مساحة مقدار المجال

وتعيننا خطوط المجال كثيراً في تصور توزيع المجال الكهربائي، كما يوضح ذلك الامثلة العديدة المبينة في الشكل ١٥: ٧. وتترك كتمرين للقارئ إثبات أن المجال الناتج عن شحنتين متماثلتين والمجال الناتج عن شحنتين غير متماثلتين



الشكل ٦:١٥ : تمثيل تصويري للمجال الكهربائي المحيط بجسيم مفرد مشحون بشحنة موجبة : (أ)
 تمثل الأسهم متجهات المجال عند نقاط عدة قرب الشحنة ش . (ب) تسمى الخطوط المستقيمة المنبعثة في
 جميع الاتجاهات من ش بخطوط المجال . ويُعطي اتجاه الخطوط اتجاه المجال ، بينما يُعطي عددها لكل
 وحدة مساحة مقدار المجال .



الشكل ١٥: ٧: خطوط المجال المصاحبة لتوزيعات مختلفة للشحنة الكهربائية: (أ) شحنتان موجبتان متساويتان. (ب) شحنتان متساويتان ومتضادتان ويطلق على هذه المجموعة «الثنائطي» dipole. (ج) شحنتان مقدارهما ٥ ش. و- ش. (د) صفيحتان معدنيتان متوازيتان، كما في المكثف، تحمل الأولى منهما شحنة موجبة بينما تحمل الثانية شحنة مساوية سالبة. (هـ) توزيع للمجال في حيز مغلق يمكن تعريفه بقياسه حتى لو كانت مصادر المجال غير معلومة، أي «صندوق أسود».

يكونان على النحو المبين في الشكل. ويظهر المثال الأخير في الشكل ١٥: ٧ توزيعاً ممكناً للمجال الكهربائي داخل «صندوق أسود». ويبين المثال أن فكرة المجال والتمثيل التصويري للمجالات يمكن أن يكونا مفيدتين جداً، حتى عندما تكون مصادر المجالات مجهولة. ففي هذا المثال، فقد يكون هناك شحنة تتوزع على جدران الصندوق وشحنات

أخرى خارجة. وبغض النظر عن عدد الشحنات التي تسهم في صنع المجال عند نقطة داخل الصندوق، فإن المجال عند تلك النقطة له قيمة واحدة تحدد القوة الصافية التي تؤثر في شحنة اختبار موضوعة عند تلك النقطة. فالمجال يجمع «تلقائياً» ويُلخص الاسهامات العديدة التي تسهم بها الشحنات الخارجية في القوة.

* مفهوم المجال والتأثير الموضعي:

The Field Concept and Local Action

لقد تناولنا حتى الآن ميزتين رافقتا تقديم مفهوم المجال الكهربائي الجديد: أولاً أن المجال يصف قوة مستمرة يمكن اعتبارها موجودة في حيز فارغ، وثانياً أن المجال، بصفته متوزعاً في الحيز، يقبل التمثيل البياني من خلال فكرة خطوط المجال. وهناك ميزة ثالثة، لا تقل أهمية عن الميزتين السابقتين، تتعلق في الغلب بطبيعة النفس البشرية. فبالرغم من الحقيقة الواضحة، التي لا محيص عنها، القائلة إن القوى قادرة على التأثير عبر الحيز الفارغ، فإن فكرة «التأثير عن بعد» قد ظلت على الدوام فكرة غير مستحبة عند العلماء. وقد سعى الإنسان إلى تفسير انتقال القوة من نقطة إلى أخرى بعيدة عنها من خلال إدخال وسيط بينهما ناقل لها بدون أن يقبل فكرة التأثير عن بعد. وقد عدّ نيوتن الفكرة بأن قوة الجاذبية الشمسية تؤثر في الأرض، بدون وسيلة تتوسط بين الشمس والأرض فتنتقل هذه القوة، فكرة تنافي العقل بجلاء. وسميت هذه الوسيلة المتوسطة «بالأثير»، وظلت جزءاً من التفكير العلمي حتى وقت مبكر من القرن الحالي. ومدفوعاً بدوافع مماثلة، قدّمت غلبت فكرة السيل الكهربائي الذي يتدفق إلى الحيز الخارجي المحيط بالجسم المكهرب لينقل القوة الكهربائية إلى الأجسام المجاورة. وبعد أن أُجبر السيل الكهربائي على التراجع إلى الجسم المكهرب تحت وطأة الدليل التجريبي في منتصف القرن الثامن عشر، أخذ مبدأ التأثير عن بعد يلقي قبولاً جزئياً، ولو أنه وقتي. وكان القبول جزئياً لأنه بالرغم من عدم وجود سيل كهربائي يملأ الحيز بين الأجسام المشحونة، فإن الأثير ما زال موجوداً في الحيز ويمكن أن يُخصّ بنقل القوة الكهربائية بطريقة مماثلة لعمله في نقل قوة الجاذبية.

فكرة الاثير

وبدلاً من السيال الكهربائي صار من الممكن عند بعض العلماء وجود أثيرين يتصاحبان معاً في الفراغ، أحدهما لنقل قوة الجاذبية والآخر لنقل القوة الكهربائية. وكان القبول وقتياً لأن مفهوم المجال، الذي استحدث في القرن التاسع عشر، أبدل بفكرة التأثير عن بعد فكرة التأثير الموضعي، وهي الفكرة السائدة اليوم.

ووفق صورة المجال الكهربائي هذه، فإنه يمكن النظر إلى القوة التي تؤثر بها شحنة في أخرى على أنها عملية ذات مرحلتين. اعتبر شحنة ش موضوعة عند النقطة أ وشحنة ش موضوعة عند النقطة ب التي تبعد عن النقطة أ المسافة ف (الشكل ١٥: ٨). أن القوة التي تتأثر بها ش نتيجة لوجود ش تساوي:

$$\vec{C} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{r} \quad (15: 19)$$

حيث $\hat{r}$ المتجه الوحدة من أ إلى ب. ويمكن عد قانون كولوم بهذه الصيغة على أنه تعبير عن التأثير عن بعد. ويمكن بمساعدة مفهوم المجال تجزئة هذه الصيغة إلى جزئين، الأول يمثل صيغة لتوليد مجال والثاني يمثل صيغة لتأثير المجال. وهاتان الصيغتان هما:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \hat{r} \quad (15: 20)$$

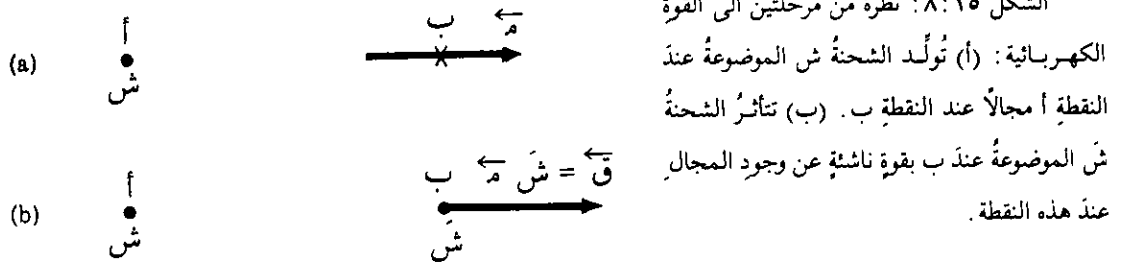
تصوّر من مرحلتين للقوة الكهربائية

$$\vec{C} = q \vec{E} \quad (15: 21)$$

وتفيد الصيغة الأولى أن الشحنة ش تولّد عند نقطة على مسافة ف منها مجالاً كهربائياً $\vec{E}$ له مركبة نصقراطية (نصف قطرية radial) تساوي:

$$م = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{ش}{ف^2} \dots\dots\dots (٢٢: ١٥)$$

وتفيد الصيغة الثانية أن المجال الكهربائي يتسبب في جعل الشحنة ش تتأثر بقوة ق. ومن الواضح أن تعويض المعادلة (٢٠: ١٥) في المعادلة (٢١: ١٥) يؤدي الى المعادلة (١٩: ١٥). ولذلك، فإن فكرة المجال لم تتسبب بأي تغيير في قانون كولوم ولا في القوة المحسوسة، وكل ما في الأمر أنها بدلت الطريقة التي ينظر بها الانسان الى ظاهرة القوة الكهربائية.



هل المجال «حقيقي»؟ إذا تناولنا الأمر من ناحية منطقية فإن المجال حقيقي، مثله مثل المفاهيم الكمية الأخرى في الفيزياء. فهو مفهوم معرف من ناحية إجرائية، ويمكن قياس مقداره واتجاهه دون أي التباس. غير أن هذا الجواب غير مقنع، فهو لا يتضمن أكثر من أن العلماء قد عرفوا المجال الكهربائي بشكل متسق مع نفسه من ناحية منطقية. ومن الممكن تعريف سلسلة لا تنتهي من المفاهيم العديدة الجدوى بنفس الدرجة من الدقة التي عُرِفَ بها المجال الكهربائي. ومن هنا، فإن السؤال الهام ليس ما إذا كان المجال حقيقياً، وإنما هو هل المجال فكرة مفيدة. فحقيقة الطبيعة في نهاية الأمر - أي صورة العالم الفيزيائي كما تدلنا عليها الاكتشافات العلمية - تقوم على تلك المفاهيم التي أثبتت جدواها في العلم. ونحن ننسب بشكل طبيعي تماماً إلى المفاهيم

* تصح المعادلتان (٢٠: ١٥) و (٢٢: ١٥) إذا كانت الشحنة ش ساكنة، أما إذا كانت الشحنة متحركة فإن المجال الكهربائي يُعطى بالمعادلة التالية:

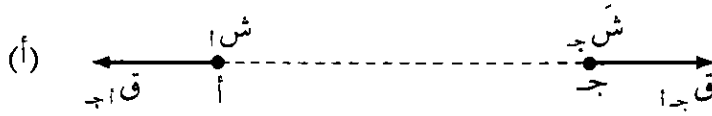
$$م = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{ش}{ف^2} \frac{[1 - (سر^2 / c^2)]}{[1 - (سر^2 \cos^2 \theta / c^2)]^{3/2}}$$

حيث θ هي الزاوية بين سرعة الجسم الذي يحمل الشحنة (سر) والمتجه النقطي ف من الجسم الى نقطة الملاحظة، و c هي سرعة الضوء. وطالما بقيت سر أصغر بكثير من c فإن المعادلتين (٢٠: ١٥) و (٢٢: ١٥) تظان تقريبين متنازيين وتعتبان المجال بدقة كافية.

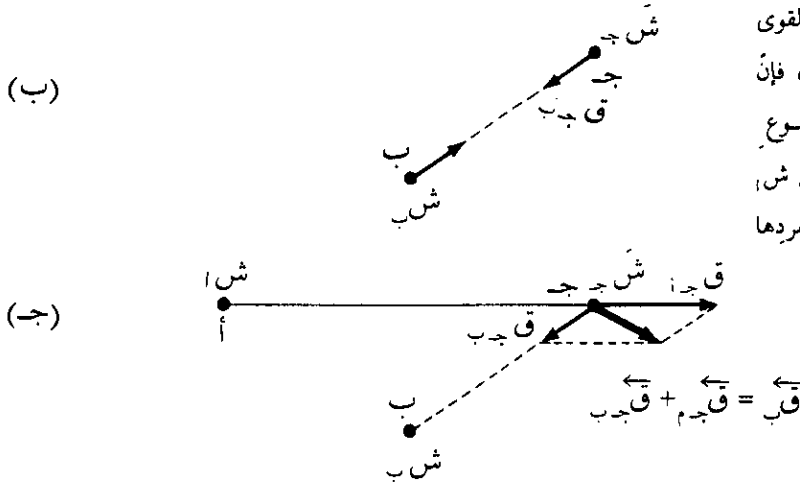
القليلة الأكثر فائدة في العلم وجوداً حقيقياً أعمق مما ننسبه إلى المفاهيم الثانوية الكثيرة، حتى لو كانت هذه المفاهيم الأخيرة «حقيقية» من الناحية المنطقية. ومع أن تعريف المجال الكهربائي كقوة لكل وحدة شحنة يبدو لأول وهلة وكأنه يضيف شيئاً قليلاً إلى فهمنا للظواهر الكهربائية، إلا أننا في الواقع، ومن منطلق نظرتنا الحالية إلى الموضوع، نستطيع القول مطمئنين إن المجال الكهربائي قد أثبت أنه مفهوم مفيد ومثمر للغاية في العلم. ولذا فلا بد لنا من الاستنتاج، مستنديين في ذلك إلى أحكامنا القيمية وإلى مجرد المنطق، بأن المجال الكهربائي يمثل حقيقة واقعة.

١٥: ٥ قانون التراكب: The Law of Superposition

كثيراً ما ننظر إلى قانون التراكب، الذي يُعنى بمحصلة اثنين أو أكثر من متجهات القوى أو المجالات، وكأنه أمر مسلّم به. وفي الواقع، فإنه يستحق منا عناية خاصة باعتباره عبارة هامة - بشكل خاص - تتعلق بالمجالات. لتتابع مناقشتنا للموضوع بضرب مثال عليه. لنفرض أن الشحنة $ش_أ$ موضوعة عند النقطة $أ$ وأن الشحنة $ش_ب$ قد وضعت عند النقطة $ب$ ، وأن هاتين الشحنتين قد أبعدتا عن جميع الشحنات الأخرى [الشكل ١٥: ٩ (أ)]. أن الشحنة $ش_ب$ ستأثر بقوة هي $ق_ب$ نتيجة



الشكا ١٥: ٩: توضيح لقانون التراكب للقوى الكهربائية. بوجود الشحنتين $ش_أ$ و $ش_ب$ معاً، فإن الشحنة $ش_ب$ ستأثر بقوة مساوية للمجموع المتجهي للقوتين الناتجتين عن الشحنتين $ش_أ$ و $ش_ب$ كما لو كانت كل شحنة منهما موجودة بمفردها في الوقت الواحد.



للسحنة المجاورة لها ش^١. لنبعد الآن الشحنة ش^١ كثيراً عن الشحنة ش^٢، ثم لنحضر شحنة أخرى ش^٣ إلى النقطة ب قرب ج. إن القوة المؤثرة الآن في ش^٣ ستتج عن ش^٢؛ لنسم هذه القوة الجديدة ق^٣. وأخيراً، تاركين الشحنتين ش^٢ وش^٣ في مكانيهما ب وج، لنرجع الشحنة ش^١ إلى مكانها الأصلي عند أ. فما القوة المؤثرة الآن في الشحنة ش^٣؟ وتظهر التجربة أن القوة المحصلة تساوي المجموع المتجهي للقوتين ق^١ و ق^٢. والناتجتين عن الشحنتين: كل على حدة. وتصح هذه النتيجة مهما يكن عدد الشحنات المؤثرة. وهكذا فإنه يمكن ببساطة جمع الاسهامات الفردية لعدد من القوى معاً (جمع متجهات) للحصول على القوة المحصلة، وتسمى هذه الحقيقة «بقانون التراكب».

تراكب القوى

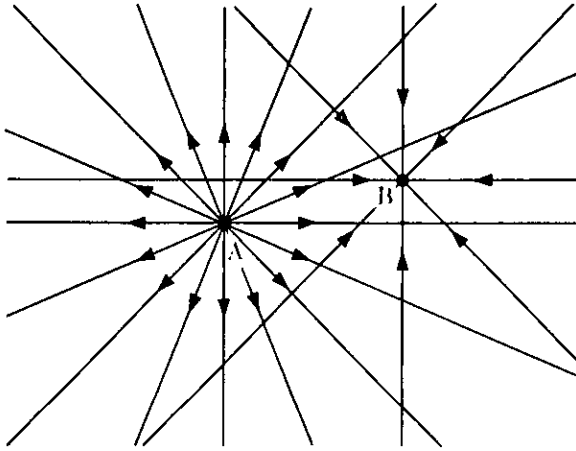
وقد يبدو بديهياً عند تأثر شحنة بشحنتين أخريين أن القوة التي تحسها الشحنة هي مجموع القوتين اللتين سوف تحس بهما لو كان كل من الشحنتين موجوداً بمفرده. وفي الواقع فإن تراكب القوى الكهربائية حقيقة هامة للغاية لا تستحق على الإطلاق أن نصفها بأنها بديهية؛ فمبدأ التراكب لا يصح دائماً في العالم الطبيعي في غير هذه الحالات. فإذا أضيف باينت واحد pint (أي ثمن غالون) من الماء إلى باينت واحد من الكحول، فإن الحجم الكلي للسائل الناتج يكون أقل من باينت اثنين. وإذا اتحد نيوترون وبروتون ليكوّنا ديوترونًا فإن كتلة الديوترون الناتج تكون أقل من مجموع كتلتي البروتون والنيوترون معاً. وإذا وضعت ثلاثة جسيمات نووية قرب بعضها بعضاً فإن القوة المؤثرة في أحدها لا تكون مساوية لمجموع القوتين المبدولتين من الجسيمين الآخرين: كل على حدة. ولعل أفضل برهان على كون قانون تراكب القوى الكهربائية غير بديهي يكمن في حقيقة أنه قانون غير صحيح تماماً. فقد عرفنا في السنوات الأخيرة أن القوى الكهربائية ليست بالضبط قوى جمعية additive. فالانحراف عن صفة «الجمعية» - أي الدرجة التي يخرق بها قانون التراكب - هو حتى في العالم الذري صغير للغاية. أما في عالم الأبعاد الكبيرة، فإن هذا التأثير يمكن إهماله بالكلية، ويكون قانون التراكب صحيحاً بالضبط ضمن الحدود التي تسمح بها مهارة الإنسان في القياس. وهذه الصحة

امثلة على عدم التراكب

الناتجة تقريباً لقانون التراكب للقوى الكهربائية (والمغناطيسية) تؤكد مجدداً إيماننا ببساطة الطبيعة. فمن الصعب أن نتخيل أية طريقة لضمّ قوتين معاً أبسط من جمعها معاً.

وإذا كانت القوى الكهربائية (والمغناطيسية) تخضع لقانون التراكب فإن المجالات الكهربائية (والمغناطيسية) تخضع له كذلك. وفي الواقع، فإن أهمية هذا القانون يمكن إدراكها بشكل أفضل بدلالة ما يضيفه من معنى على المجالات. لتخيل الشحنتين ش₁ وش₂ عند النقطتين أ و ب، وبدون شحنة ثالثة معهما في هذه المرة (الشكل ١٥ : ١٠). فلو كانت الشحنة ش₁ أو الشحنة ش₂ موجودة بمفردها لولدت حولها «مجالاً كولومياً» Coulomb Field متجهاً في اتجاه بعيداً عنها (على فرض أنها موجبة) ومتناقصاً في مقداره حسب معكوس مربع المسافة. وبوجود الشحنتين معاً في مكائيهما فإن المجال في الحيز، وفقاً لقانون التراكب، هو المجموع المتجهي للمجالين الكولوميين المتمركزين عند النقطتين أ و ب. وهذا يعني أننا نحسب المجالين وكأنهما يوجدان معاً

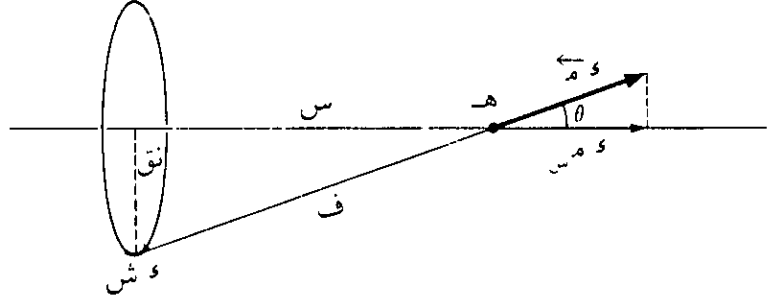
توجد المجالات معاً دون أن
تتفاعل فيما بينها



الشكل ١٥ : ١٠ : تراكب المجالات : توجد المجالات الناتجة عن شحنات مختلفة معاً في الفراغ من غير أن تتفاعل مع بعضها بعضاً.

في الحيز، بدون أن يتأثر أحدهما إطلاقاً بوجود الآخر. ومن هنا فإن المعنى الفيزيائي لقانون التراكب يتمثل في أن المجال الناتج عن شحنة معينة لا يعتمد مطلقاً على عدد

المجالات الأخرى التي قد تكون موجودة في نفس المكان. وعلى ضوء نظرتنا الحديثة إلى المجال على أنه «مادة»، فإن إمكان تركيب المجالات superposing على بعضها بعضاً في نفس المكان من دون تفاعل متبادل بينها هو حقيقة باهرة تبين لنا بوضوح البساطة التي قد أسهم بها قانون التراكب في وجهة نظرنا إلى الطبيعة.



الشكل ١١: ١٥: عند النقطة هـ، يساوي المجال الكهربائي الناتج عن جزء الشحنة ش الكمية $\vec{M}$ ، وتكون مركبة المجال في اتجاه محور العروة تساوي $\vec{M}$.

مثال:

توزعت شحنة مقدارها ش بانتظام على حلقة نصف قطرها نق. ما المجال الكهربائي الناتج عنها على محور الحلقة وعلى البعد س من مركزها؟ بإمكاننا أن نجمع إسهامات الأجزاء المتناهية الصغر من الشحنة ش على محيط الحلقة. ويبين الشكل ٢١: ١٥ إسهام إحدى هذه القطع $\vec{M}$. وتبعد النقطة هـ التي يراد حساب المجال عندها المسافة س عن مركز الحلقة والمسافة ف عن حافتها. وباستخدام المعادلة ٢٢: ١٥ نجد أن مقدار المجال $\vec{M}$ يساوي:

$$\vec{M} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{4\pi r^2} \left[dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \right] \quad \text{..... (٢٣: ١٥)}$$

أما الإسهامات الأخرى في المجال الكلي عند النقطة هـ فتقع على سطح مخروط. ولذا فإن مركباتها العمودية على المحور س يلغى بعضها بعضاً، بينما تجمع معاً مركباتها

على امتداد المحور، وتساوي المركبة الواحدة في اتجاه المحور س المقدار:

$$(٢٤: ١٥) \quad [dE_x = dE \cos \theta = dE \left(\frac{x}{r} \right)] \left(\frac{س}{ف} \right) \quad س = س \text{ جتا } \theta = س$$

وبما أن: ف: س = س + نق، فإن المعادلتين ٢٣: ١٥ و ٢٤: ١٥ تُضَمَّان معاً لتعطي:

$$(٢٥: ١٥) \quad [dE_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq x}{(x^2 + R^2)^{3/2}}] \cdot \frac{س ش}{س + نق} \cdot \frac{١}{٣ ط} = س$$

$$[E_x = \int dE_x] \quad س = س \quad \text{ويكون مقدار المجال الكلي: } س = س$$

وهذا التكامل يجمع أجزاء الشحنة على محيط الحلقة. ولأن جميع العوامل المضروبة في ش على الطرف الايسر للمعادلة ٢٥: ١٥ هي ثوابت بالنسبة إلى هذا التكامل، فإن النتيجة تكون ببساطة كما يلي:

المجال الناتج عن حلقة مشحونة

$$(٢٦: ١٥) \quad س = س \cdot \frac{س ش}{س + نق} \cdot \frac{١}{٣ ط}$$

ما الصيغة التقريبية لهذه المعادلة عندما تأخذ س قيماً أكبر بكثير من نق؟ ما قيمة المجال عندما س = صفر؟

٦: ١٥ : الدفق الكهربائي : قانون غاوس :

Electric Flux: Gauss's Law

لنتخيل كرة نصف قطرها نق ومركزها شحنة نقطية ش [الشكل ٦: ١٥ (ب)]. ان حاصل ضرب شدة المجال م عند سطح الكرة في مساحة سطح الكرة لا يعتمد على نصف القطر نق:

$$(٢٧: ١٥) \quad س ح = س \cdot \frac{١}{٣ ط} \cdot \frac{س ش}{س + نق} \cdot \frac{١}{٣ ط} = س$$

$$\left[EA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^2} \times 4\pi R^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \right]$$

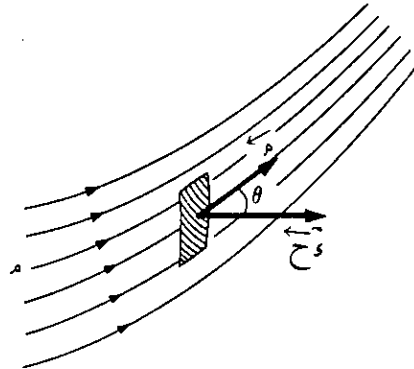
ويسمى حاصل الضرب هذا بدفق flux المجال الكهربائي، أو ببساطة بالدفق الكهربائي، ويرمز إليه بالرمز Φ_E . ويتناسب الدفق الكهربائي مع عدد خطوط المجال التي تخترق سطحاً معيناً. ويمكن تعريف الدفق بدقة باستخدام صيغة تفاضلية. لتخيل جزءاً متناهي الصغر من المساحة ΔS (الشكل ١٥: ١٢)، ثم لنختار أحد الاتجاهين العموديين على السطح ليكون الاتجاه الموجب. وبذلك يمكن تمثيل هذا الجزء من المساحة بمتجه $\vec{S}$ مقداره ΔS واتجاهه في الاتجاه العمودي الموجب الذي تم اختياره. وإذا وجد مجال كهربائي في المنطقة التي تحتوي على عنصر المساحة ΔS ، فإن الدفق الكهربائي الذي يخترق عنصر المساحة هذا يُعرف بالمعادلة التالية:

تعريف الدفق الكهربائي $\Phi_E = \vec{E} \cdot \vec{S} = ES \cos \theta$ (٢٨: ١٥)

ويمكن كتابة الصيغة السابقة على النحو الآتي:

$\Phi_E = \int \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int E dS \cos \theta$ (٢٩: ١٥)

حيث θ هي الزاوية بين المتجهين $\vec{E}$ و $\vec{S}$. وإذا كانت $\theta = 0^\circ$ موجبة، فإن ذلك يعني أن خطوط المجال تخرج من السطح من الجهة التي اختيرت لتكون الاتجاه العمودي الموجب؛ أما إذا كانت سالبة فإن خطوط المجال تدخل السطح من هذه الجهة. وتكون الكمية Φ_E صفراً إذا كان المجال $\vec{E}$ صفراً أو إذا كانت خطوط المجال موازية لمساحة السطح ولا تقطعه من أي من الجهتين.



الشكل ١٥: ١٢: يُعرف الدفق الكهربائي خلال جزء المساحة ΔS على النحو التالي:
 $\Phi_E = \vec{E} \cdot \vec{S} = ES \cos \theta$

إنَّ الدفقَ الكهربائيَّ هو بالتعريف كميةٌ مقداريةٌ (غيرُ متجهة). ويمكنُ كتابةُ الدفقِ الكليِّ الذي يخترقُ سطحاً محدوداً كتكاملياً على النحو التالي :

$$\Phi = \int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad \text{..... (١٥: ٣٠)} \quad \text{الدفق كتكاملي سطحي}$$

وهذا التكامليُّ مثالٌ على «تكامليٍّ سطحيٍّ» surface integral . ويمكننا الاستعانةُ بالشكلِ ١٣:١٥ لتوضيحِ معناه. وفي الشكلِ يُقسَّمُ السطحُ قيدَ الاعتبارِ الى قطعٍ متناهيةٍ الصغرٍ مساحةً كلٌّ منها $d\vec{S}$ ، ثمَّ يُحسَبُ مقدارُ الضربِ المقداريِّ $\vec{E} \cdot d\vec{S}$. لكلِّ واحدةٍ من هذه القطعِ ، ثمَّ تُجمعُ الكمياتُ الناتجةُ جمعاً جبرياً. وهذا هو معنى التكامليِّ السطحيِّ. أما التقنياتُ techniques المتبعةُ في حسابه عملياً فتعتمدُ على الشكلِ الهندسيِّ للسطحِ قيدَ الدراسة.

ومن الواضحِ أن وحدةَ الدفقِ هي وحدةُ المجالِ مضروبةً في وحدةِ المساحة :

$$\text{وحدة الدفق الكهربائي} = \text{ن م}^2 / \text{كل} = \text{ف م} \quad \text{..... (١٥: ٣١)}$$

■ مثال ١ :

سطحٌ مربعٌ طولُ ضلعيه ل موضوعٌ بحيث يوازي المستوى س ع ويقطعُ المحورَ ص عند النقطة ص. (الشكل ١٤: ١٥). جدَّ معادلةً عامةً للدفقِ الكهربائيِّ الذي يقطعُ هذا السطح؟ ما مقدارُ الدفقِ إذا كان $\vec{E}$ ثابتاً؟

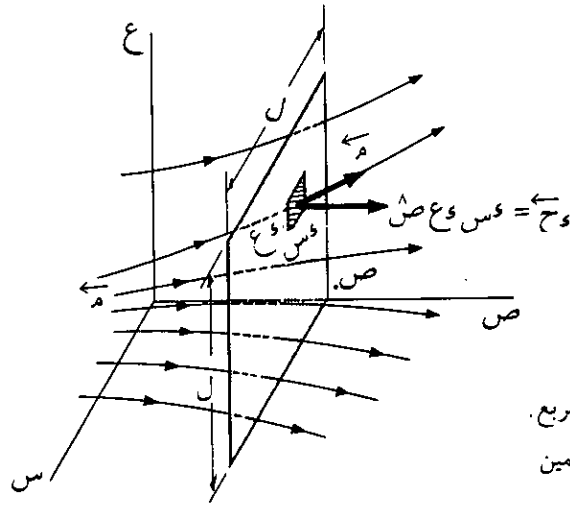
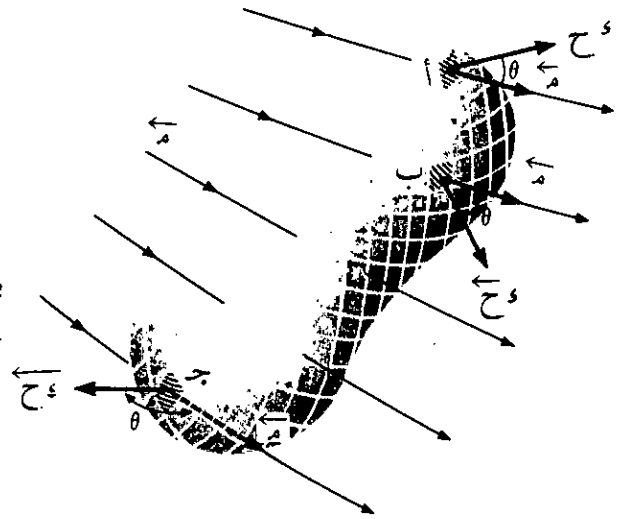
وكما يبينُ الشكلُ ، فإنه يمكنُ كتابةُ قطعةٍ مساحةٍ السطحِ $d\vec{S}$ كما يلي :

$$d\vec{S} = dx dz \hat{j} \quad \text{و } \vec{E} = E_x \hat{i} + E_y \hat{j} + E_z \hat{k}$$

ومن ثمَّ يكونُ الضربُ المقداريُّ : $\vec{E} \cdot d\vec{S} = E_y dx dz$ كما يلي :

$$\int_V \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_V E_y dx dz$$

الشكل ١٥: ١٣: فكرة التكامل السطحي:
تُجمع الاسهامات الصغيرة $\vec{M}$. $\vec{H}$ للسطح
بأكمله . وفي هذا الشكل يكون $\vec{M}$. $\vec{H}$ موجباً
عند النقطتين أ وب وسالباً عند النقطة جـ .



الشكل ١٥: ١٤: الدفق المخترق لسطح مربع.
اختير الاتجاه الموجب للمساحة ليكون جهة اليمين

لاحظ أن مركبتي المجال M_x و M_y لا تسهمان في الدفق بأي شيء . وإذا اعتمدت
 M_z على S_x و S_y و S_z فانه يمكن تحديد السطح ذي العلاقة بوضع $S_x = S_y = S_z$. ويكون
الدفق كما يلي :

$$\oint \vec{M} \cdot d\vec{S} = \oint (\vec{H} \cdot \vec{M}) = \oint (\vec{H} \cdot \vec{S})$$

$$\left[\int \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int E_y(x, y_0, z) dx dz \right]$$

ويمكن كتابة هذه الصيغة بشكل أكثر تحديداً على صورة تكاملي مزدوج:

$$\Phi_E = \int_{x=0}^L \int_{z=0}^L E_y(x, y_0, z) dx dz \quad (32:15) \dots\dots$$

$$\left[\Phi_E = \int_{x=0}^L \int_{z=0}^L E_y(x, y_0, z) dx dz \right]$$

وفي الحالة الخاصة: $m = m_s$ ثابت، يمكن اخذ العامل الثابت m خارج إشارة التكامل. وينتج عن إجراء التكامل على كل من s و c بشكل منفصل العامل L في كل حالة، ولذا يكون الدفع كما يلي:

دفع مجال ثابت خلال مستوي

$$\Phi_E = E_y L^2 = E_y A \quad m = m_s = m_{\text{مربع}} \quad (33:15) \dots\dots\dots$$

حيث A هي مساحة السطح المربع. وثمة طريقة بديلة لحساب الدفع عندما يكون m ثابتاً، وهي استخدام المعادلة (30:15) وكتابتها على النحو التالي:

$$\Phi_E = \int \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (34:15) \dots\dots\dots$$

ويساوي التكامل $\int \vec{E} \cdot d\vec{S}$ المساحة (المتجهة) للسطح المستوي بكامله L^2 مضروباً. ولذلك فإن الضرب المقداري في المعادلة (34:15) يكون $m = m_s$ ، وهذه هي النتيجة السابقة بذاتها.

وإذا رغبتنا في حساب الدفع عبر سطح مغلق، كما في مثال الكرة الذي افترضنا به هذا الجزء، فإننا نكتب معاملة الدفع كما يلي:

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} \quad (35:15) \dots\dots\dots$$

ويشير الرمز العلوي $\oint$ والدائرة المركبة على إشارة التكامل إلى أن التكامل مأخوذ على

سطح مغلق. وقد اصطُلحَ على أن يؤخذ الاتجاه العمودي الخارج من هذا السطح المغلق، بعيداً عن الحجم الذي يحصره، اتجاه العمود الموجب على السطح.

* قانون غاوس : Gauss's Law

يساوي التدفق الكلي عبر سطح كروي، في مركزه شحنة نقطية، ما يلي :

$$\Phi_M = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

حيث M هي مركبة المجال $\vec{E}$ في الاتجاه النصفقطري عند سطح الكرة وح هي مساحة الكرة. (ويترك إثبات هذه العلاقة كمسألة للقارئ). ولذلك فإنه يمكن إعادة كتابة المعادلة (١٥: ٢٧) على النحو التالي :

$$\Phi_M = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (١٥: ٣٦)$$

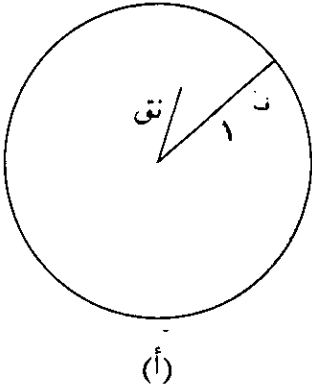
قانون غاوس : العلاقة بين التدفق
عبر سطح والشحنة التي يغلفها
السطح

$$\Phi_M = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (١٥: ٣٧)$$

وهاتان المعادلتان أثبتتا انهما أكثر عمومية مما يُشيرُ إليه سياق هذه المناقشة. أما عموميتُهُما فهي حقيقة نوردُها من دون برهان. وتسمّى المعادلة ١٥: ٣٦ [أو المعادلة ١٥: ٣٧] «بقانون غاوس». وتصح هذه المعادلة مهما كان شكل السطح المغلق وأياً كان توزيع الشحنة داخله، وتظل صحيحة عند وجود مجال مغناطيسي وفي حالة كون الشحنات متحركة. وفي صورتها العامة، يرمز الحرف ϵ_0 في الطرف الأيسر من المعادلة الى الشحنة الكلية التي يحويها السطح المغلق. ويُعبّر عن قانون غاوس لفظياً كما يلي : يساوي التدفق الكهربائي الكلي الخارج من سطح مغلق الشحنة الكلية الموجودة داخل هذا السطح مقسومة على ϵ_0 . وإذا لم يحو السطح المغلق أية شحنة داخله فقد يوجد، بالطبع، خطوط مجال تقطع السطح، إلا أن التدفق إلى داخل السطح والتدفق خارجه يجب أن يتساويا بحيث يصبح التدفق الكلي مساوياً صفراً.

وثمة طريقة تصويرية بسيطة لفهم معنى قانون غاوس . فالشحنة الموجبة يمكن النظر إليها على أنها «منبع» لخطوط المجال الكهربائي، وذلك لأن الخطوط تنتشر كالمروحة من الشحنة؛ أما الشحنة السالبة فيمكن النظر إليها كأنها بؤرة لتصريف خطوط المجال، تدخل فيها خطوط المجال وتختفي هناك . ولذا، فإذا غلف سطح مغلق شحنة موجبة فإن خطوط المجال يجب أن تخرج من السطح، ويكون الدفع موجباً . أما الدفع الصافي السالب فيعني أن خطوط المجال الداخلة إلى الحجم المحصور بالسطح المغلق أكثر عدداً من الخطوط الخارجة منه . ولذلك فلا بُد أن تنتهي بعض الخطوط بشحنة سالبة داخل الحجم . وإذا كان عدد الخطوط التي تقطع سطحاً ما خارجةً منه مساوياً لعدد الخطوط التي تقطعه داخلةً إليه (أي أن الدفع الكلي يساوي صفراً)، فإن هذا يعني أنه لا يوجد داخل السطح الغاوسي المغلق صافي من منابع الخطوط أو مصرفاتها، وبالتالي لا توجد أية شحنة صافية .

وكما تُظهر الأمثلة التالية، فإن قانون غاوس أداة بسيطة وفعالة لايجاد توزيعات المجال الكهربائي في الحالات التي يسود فيها درجة عالية من التماثل الهندسي .



(أ)



(ب)

الشكل ١٥:١٥ : تكون السطوح الغاوسية المناسبة لكرة مشحونة بانتظام على شكل كرات متحدة المركز مع الكرة المشحونة: (أ) داخلها و(ب) خارجها .

المثال ٠٢ . ما المجال الكهربائي خارج كرة مشحونة بانتظام؟ نختار كسطح غاوسي كرة أكبر من الكرة المشحونة نصف قطرها ف ومركزها مركز الكرة المشحونة التي نصف قطرها نق [الشكل ١٥: ١٥ (أ)]. ويدلنا تماثل هذا الوضع على أن المجال يجب أن يتجه إلى الخارج (أو إلى الداخل) باتجاه نصف القطر، وأنه يجب أن يكون دالة في نصف القطر فقط، أي أنه لذلك يجب أن يكون مقدار المجال ثابتاً عند جميع نقاط السطح الغاوسي الكروي. ويعني الاتجاه النصقراطي للمجال $\vec{M}$ في حالة السطح المختار أن:

$$\vec{M} \cdot \vec{S} = M S \cos \theta$$

وبما أن M ثابت على السطح الكروي، فإن تكاملي الدفق بسيط كما يلي:

$$\oint \vec{M} \cdot d\vec{S} = M \oint dS \cos \theta = M S \cos \theta$$

حيث $\cos \theta = 1$. ولذلك يأخذ قانون غاوس الصيغة التالية:

$$M S \cos \theta = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} \quad (15: 38)$$

وتشير هنا إلى الشحنة الكلية التي تحملها الكرة ذات نصف القطر نق . وبوضع قيمة $\cos \theta = 1$ في المعادلة ١٥: ٣٨ نحصل على:

$$M \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} \quad (15: 39) \quad \text{المجال خارج كرة مشحونة بشكل منتظم}$$

وتكتب المعادلة السابقة للمجال بصيغة متجهة كما يلي:

$$\vec{M} = \frac{Q_{enc}}{4\pi \epsilon_0 r^2} \hat{r} \quad (15: 40) \quad \text{حيث } r > R$$

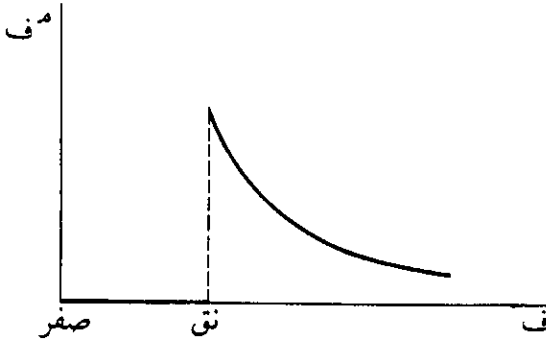
وبلاحظ أنَّ المجالَ خارجَ الكرة المشحونة بشكلٍ منتظمٍ لا يختلفُ عن المجالِ الناتجِ عن شحنةٍ نقطيةٍ.

■ المثال ٣: ما المجالُ الكهربائيُّ داخلَ قشرةٍ كرويةٍ مشحونةٍ بانتظامٍ؟ لنختَر هذه المرةَ الكرةَ الغاوسيةَ التي نصفُ قطرها ف لتكونَ داخلَ القشرةِ الكرويةِ المشحونةِ التي نصفُ قطرها نق [الشكل ١٥: ١٥ (ب)]. وبالطبعِ تنطبقُ على الوضعِ هنا حججُ التماثلِ التي أوردناها في المثالِ ٢. وبما أنَّ الشحنةَ داخلَ الكرةِ الغاوسيةِ صفرٌ، فإنَّ المعادلةَ (٣٨: ١٥) يستعاضُ عنها بالمعادلةِ: $\vec{E} = 0$ من ح = صفر، ومن ثمَّ نستنتجُ أنَّ: $\vec{E} = 0$ من ف = صفر وأنَّ:

$\vec{E} = 0$ من ف > نق (ف > نق) (١٥: ٤١)

المجال داخل قشرة كروية مشحونة
بانتظام

ويعني ذلك أنه لا يوجدُ مجالٌ كهربائيُّ داخلَ قشرةٍ كرويةٍ مشحونةٍ بانتظامٍ. وبيِّنُ الشكلُ ١٥: ١٦ رسماً للمجالِ من كدالةٍ في ف للقشرةِ الكرويةِ المشحونةِ بانتظامٍ. لاحظ الانقطاعَ في قيمةِ المجالِ عند ف = نق.



الشكل ١٥: ١٦: المركبة النصفقطرية للمجال الكهربائي داخل وخارج قشرة كروية مشحونة بانتظام (عندما $r < R$ صفر).

■ المثال ٤: تبلغُ كثافةُ الشحنةِ السطحيةِ على سطحٍ معدنيٍّ مستويٍ يمكن اعتباره تقريباً مستويٍّ غير محدودٍ σ (كولوم / متر ٢). فإذا عُلِمَ أنه لا توجدُ شحنةٌ أو مجالٌ داخل المعدن، فما المجالُ الكهربائيُّ خارجَ السطحِ المعدنيِّ؟ إنَّ السطحَ الغاوسيَّ المناسب

لهذه المسألة عبارة عن اسطوانة، كما في الشكل ١٥: ١٧، جدرانها متعامدة مع السطح المعدني، وقاعدتها موازيتان للسطح: احدهما داخل السطح والأخرى خارجه. وكما في الأمثلة السابقة فيمكننا الاستعانة بمبدأ التماثل الذي يتطلب في هذه المسألة أن يكون المجال عمودياً على السطح المعدني. وطبقاً لذلك، فإن $\vec{E} = E \hat{x}$ و $\vec{E} = 0$ على جدران الاسطوانة، نظراً لأن $\vec{E} \perp \vec{A}$ متعامدان. وبما أنه لا يوجد مجال داخل السطح المعدني فإن الدفق الكلي عبر السطح المغلق يكون عبارة عن الدفق عبر طرف (قاعدة) الاسطوانة الواقع خارج السطح المعدني. وهذا الدفق يساوي:

$$\left[\vec{E} \cdot \vec{A} = E_x A \right] \quad (٤٢: ١٥) \dots\dots\dots$$

حيث A هي مساحة طرف الاسطوانة و E_x هي مركبة المجال الخارجية عند المسافة x من السطح المعدني. ويحوي السطح الغاوسي الاسطواني في داخله الشحنة Q التي تساوي:

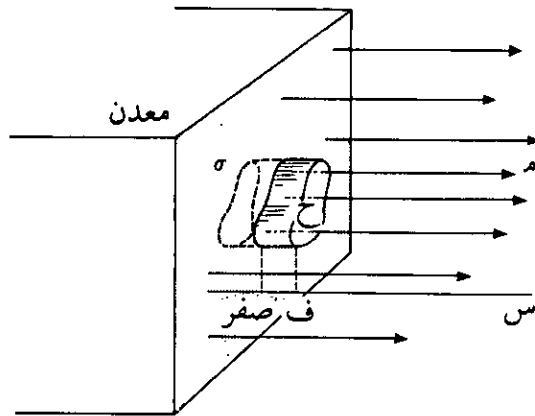
$$Q = \sigma A \quad (٤٣: ١٥) \dots\dots\dots$$

وذلك لأن مساحة السطح المعدني التي يقطعها السطح الغاوسي (الاسطوانة) تساوي A أيضاً. وبمساواة الدفق الكلي بالكمية Q/ϵ_0 نحصل على:

$$E_x A = \frac{Q}{\epsilon_0} = \frac{\sigma A}{\epsilon_0} \quad \text{مـ حـ} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

$$\left[E_x = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \right] \quad (٤٤: ١٥) \dots\dots\dots$$

المجال خارج سطح معدني مشحون بانتظام



الشكل ١٥: ١٧: يستخدم سطح غاوسي اسطواني لإيجاد المجال خارج سطح معدني مشحون بشكل منتظم.

ويلاحظُ مما سبق أنَّ المجالَّ الكهربائيَّ الذي يكونُ باتجاهٍ عموديٍّ على السطحِ المعدنيِّ يعتمدُ فقط على الكثافةِ السطحيةِ للشحنة، ولا يتأثرُ بالبعدِ عن السطحِ، أي أنه مجالٌ منتظم.

٧:١٥ الجهد : Potential

عندما يتحركُ جُسيمٌ مشحونٌ من مكانٍ الى آخرٍ في مجالٍ كهربائيٍّ فإنَّ طاقته تتغير. وإذا سُمحَ له مثلاً بالحركة بحرية تحت تأثيرِ المجال، فإنه يكسبُ طاقةً حركية. وإذا أثرت فيه قوةٌ خارجيةٌ وتسببت في حركته باتجاهٍ معاكسٍ لاتجاهِ القوةِ الكهربائية، فإنه يكسبُ طاقةً وضع. وفي كلا الحالتين السابقتين، يصاحبُ التغيرُ في موضعِ الجسيمِ شغل. وعند ازاحةِ الجسيمِ الذي شحنته شَ إزاحةً متناهية الصغرِ δl فإنَّ الشغلَ الذي يبذله المجالُ على الجسيمِ يساوي:

$$W = q \cdot \delta l = \delta \phi \quad \text{و } \delta l = \delta \phi / q \quad \dots\dots\dots (١٥:٤٥)$$

إنَّ الشقَّ الأول من هذه المعادلة هو التعريفُ الأساسيُّ للشغل [المعادلة (١٠:٢٢)]. أما الشقُّ الثاني فقد حُصلَ عليه باستخدامِ المعادلةِ (١٥:١٨): $\delta \phi = \delta \phi / q$. وإذا أزيحَ الجسيمُ إزاحةً محدودةً من موضعه ϕ الى موضعه $\phi + \delta \phi$ ، فإنَّ الشغلَ المبذولَ على الجسيمِ يكونُ:

$$W = q \cdot \delta \phi = \delta \phi \quad \text{و } \delta \phi = \delta \phi / q \quad \dots\dots\dots (١٥:٤٦)$$

وُحسبَ التكاملُ الخطيُّ في الطرفِ الأيسرِ من المعادلة على طولِ مسارِ الجسيمِ (انظر الشكل ١٠: ٨ والمناقشة الخاصة به على الصفحة ٤٧٨ في المجلد الأول). وثمة صفةٌ هامةٌ لهذا التكاملِ نسوقها هنا من دونِ اثباتٍ، وهي: في حالةِ المجالاتِ الاستاتيكيةِ (السكونية) يعتمدُ التكاملُ الخطيُّ فقط على النقطتينِ المتطرفتينِ للمسارِ (نقطة البداية

الشغل الذي تبذله قوة كهربائية

القوى الكهربائية الاستاتيكية
(الساكنة) «قوى» محافظة

ونقطة النهاية) ولا يعتمد على شكل المسار. وهذا يعني أن القوة الكهربائية الاستاتيكية «قوة محافظة»، وأنه يمكن أن ننسب إليها دالة في طاقة الوضع. ويكون الفارق (التغير) في طاقة الوضع يساوي سالب الشغل الذي تبذله القوة المحافظة عندما يتحرك الجسم* من نقطة إلى أخرى:

$$\Delta \text{طو} = \text{طو}(\vec{r}_2) - \text{طو}(\vec{r}_1) = -\vec{E} \cdot \vec{r}_{12} \dots\dots\dots (٤٧:١٥)$$

ويعرف الجهد الكهربائي، الذي يدعى ببساطة في كثير من الأحيان «بالجهد»، بأنه مقدار طاقة الوضع لوحدة الشحنة الواحدة:

$$\Delta \text{جه} = \frac{\Delta \text{طو}}{\text{ش}} = \frac{\vec{E} \cdot \vec{r}_{12}}{\text{ش}}$$

تعريف الجهد

ويرمز إلى الجهد عادة بالرمز جهـ (v). ويعرف بدلالة المجال على النحو الآتي:

$$\text{جه}(\vec{r}) = - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad \text{و} \quad \vec{E} = - \nabla \text{جه} \quad (\text{مجال استاتيكي}) \dots\dots\dots (٤٨:١٥)$$

ويكون المجال الاستاتيكي (الساكن) $\vec{E}$ مجالاً محافظاً.

مفهوم القوة الدافعة الكهربائية

أما إذا كان المجال غير استاتيكي فإننا نعرف كمية يطلق عليها اسم القوة الدافعة الكهربائية (ق د ك) التي نستخدم لها الرمز ψ كما يلي:

$$\psi = \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad \text{و} \quad \vec{E} = \nabla \psi$$

والقوة الدافعة الكهربائية هي كالجهد عبارة عن طاقة لوحدة الشحنة الواحدة، (وهي ليست

* لقد عبرنا عن ذلك في حالة بعد واحد فقط بالمعادلة ٧١:١٠، وعبرنا عنه في حالة ثلاثة أبعاد بالمعادلة ١١٨:١٠. وننصح بالرجوع إلى المناقشة الخاصة بهاتين المعادلتين لمراجعة الفكرة الأساسية لطاقة الوضع.

قوة كما يشيرُ الى ذلك اسمُها المختارُ لها الذي يؤسَفُ له). والفرقُ الوحيدُ (عدا الفرقُ في الإشارةِ) بينها وبين الجهدِ هو أنها قد تعتمدُ على شكلِ المسارِ وعلى نقطتي بدايته ونهايته أيضاً، بينما يعتمدُ الجهدُ فقط على نقطتي نهايته. وتُعرَّفُ القوةُ الدافعةُ الكهربائيةُ في كثيرٍ من الكتبِ بشكلٍ اعمُّ بحيثِ تتضمنُ الطاقةَ لوحدةِ الشحنةِ الواحدةِ التي تتولَّدُ من البطارياتِ أو الاجهزةِ الأخرى التي لا يمكنُ وصفُ عملِها فقط بدلالةِ المجالاتِ الكهربائيةِ الجاهريَّة. عوضاً من ذلك فاننا سننظرُ الى البطاريةِ ببساطةٍ على أنها مصدرُ للجهدِ (وهي بالفعل كذلك)، من دونِ أن نحرِّى نمطَ عملِها الداخليِّ. وسوف نعودُ في الفصلِ ١٧ الى مفهومِ القوةِ الدافعةِ الكهربائيةِ كما تعرّفهُ المعادلةُ (٤٩: ١٥).

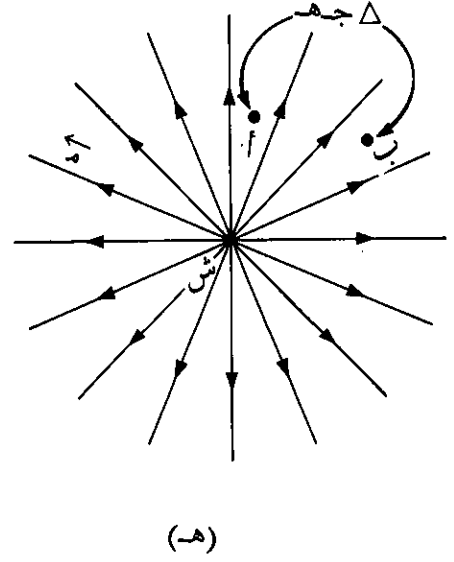
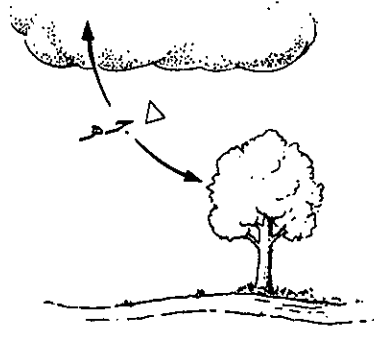
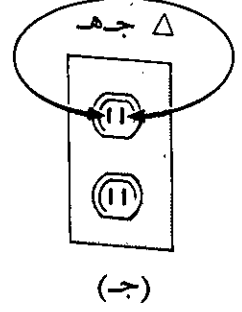
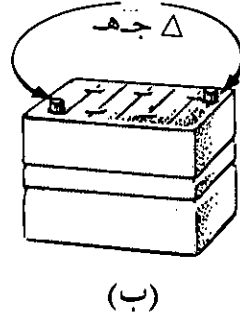
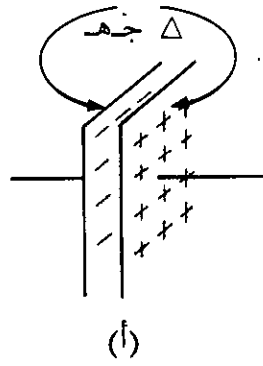
إنَّ الجهدَ بالتعريفِ كميةٌ مقداريةٌ (غيرُ متجهةٍ scalar). أمَّا وحدتهُ في النظامِ العالميِّ للوحداتِ (SI) فهي الفولت، ويرمزُ إليها بالرمزِ (ف). وبما أنَّ الجهدَ عبارةٌ عن طاقةٍ لوحدةِ الشحنةِ الواحدةِ، فإنَّ الفولتَ يرتبطُ بالجولِ والكولوم كما يلي:

$$1 \text{ فولت} = 1 \text{ ج/كل} \dots\dots\dots (٥٠: ١٥)$$

الفولت

وقد ذكرنا من قبلُ أنَّ وحدةَ المجالِ الكهربائيِّ في النظامِ العالميِّ (SI) هي: فولت / متر. ويبيِّنُ تعريفُ الجهدِ أي المعادلةُ (٤٨: ١٥) بوضوحٍ الآنَ لَمْ تُعدْ هذه الوحدةُ صحيحةً. أمَّا الصلةُ بينَ الفولتِ والوحدةِ السغثيةِ (cgs) أو الغاوسيةِ للجهدِ أي وحدةِ الفولت الساكن (statvolt) فتردُّ في الملحقِ ٤.

وثمةُ مماثلةٌ بين الجهدِ والمجالِ الكهربائيين يجدرُ أن نتنبَّهَ لها. ولعلَّكَ تذكرُ أنَّ المجالَ الكهربائيَّ عرِّفَ بأنه «قوةٌ» لوحدةِ الشحنةِ الواحدةِ (أي هو كميةٌ متجهة)، بينما عُرِّفَ الجهدُ بأنه «طاقةٌ» لوحدةِ الشحنةِ الواحدةِ (أي هو كميةٌ مقدارية)، وأنَّ قسمةَ القوةِ على الشحنةِ قادت الى مفهومٍ جديدٍ فعَّال، وذلك لأنه أمكنَ ربطَ المجالِ بأيةِ نقطةٍ في



الشكل ١٥: ١٨: أمثلة على فرق الجهد: (أ) بين لوحين مكثف مشحون. (ب) بين طرفي بطارية تخزين. (ج) بين طرفي إبريز الكهرباء في البيت. (د) بين الغيم العاصف والشجر. (هـ) بين نقطتين في الفراغ قرب شحنة نقطية.

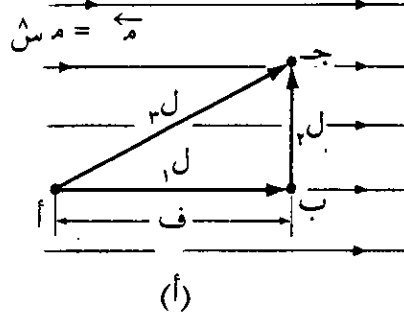
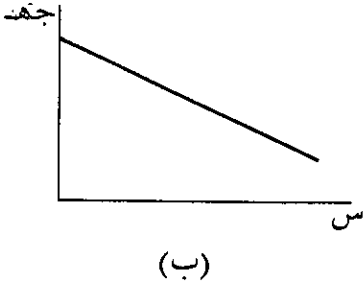
الفراغ سواء أكان هنالك جسم مشحون يتأثر بقوة أم لم يكن. وتؤدي قسمة طاقة الوضع على الشحنة الى نتيجة مماثلة إلى حد كبير، نظراً لأنه يمكن لنا ان نعين فرقاً في الجهد بين أي نقطتين في الفراغ سواء أكان هنالك جسيم يتحرك بين النقطتين ويطلق (أو يستنفد) طاقة أم لم يكن. ومن المهم جداً ان نلاحظ أن الجهد يُعرّف لزوجين من النقاط في حين أن المجال يُعرّف عند نقطة واحدة، وانه ليس هنالك من معنى إلا لفرق الجهد. ويوضح الشكل ١٥: ١٨ بعض الامثلة على مفهوم فرق الجهد.

* المجال المنتظم : Uniform Field

إنَّ العلاقة بين الجهد والمجال علاقة بسيطة بشكل خاص عندما يكون المجال منتظماً*. ففي هذه الحالة يمكن إخراج المجال الثابت من التكامل (الذي يُعرَّف الجهد)، وبذلك يكون فرق الجهد بين النقطتين P_1 و P_2 كما يلي :

$$\Delta V = \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_{P_1}^{P_2} E \cdot ds \quad (15:19)$$

$$\left[\Delta V = -E \cdot \int_{r_1}^{r_2} ds = -E \cdot (r_2 - r_1) \right]$$



الشكل ١٩ : ١٥ (أ) الازاحات المستخدمة لإيجاد الجهد في المجال المنتظم . (ب) الجهد دالة خطية في المتغير s : ميلها $\frac{dV}{ds}$ يساوي $-E$.

لنأخذ ثلاث نقاط : أ، ب، و ج في مجال منتظم ، كالمجال المبين في الشكل ١٩ : ١٥ (أ)، بحيث تكون الازاحة L من أ الى ب في اتجاه المجال ، والازاحة L من ب الى ج عمودية على اتجاه المجال . ان فرق الجهد بين هذه النقاط الثلاث تكون كما يلي :

* لا يعتمد الشغل الذي تبذله قوة ثابتة كالقوة التي يؤثر بها مجال منتظم في شحنة موجودة فيه على مسار الحركة، ويظهر البرهان على استقلالية الشغل عن المسار في الجزء ١٠ : ١٠ من المجلد الأول.

$$\begin{aligned} \text{جـ ب} - \text{جـ م} &= \text{م} \cdot \text{ل} = \text{م ف} \\ \text{جـ ب} - \text{جـ م} &= \text{م} \cdot \text{ل} = \text{م ف} \\ \text{جـ ب} - \text{جـ م} &= \text{م} \cdot \text{ل} = \text{م ف} \end{aligned}$$

ومن الواضح أن فروق الجهد تعتمد فقط على المسافة المقيسة باتجاه مواز لاتجاه المجال $\vec{E}$. ويبين الشكل ١٥: ١٩ (ب) رسماً للجهد V بدلالة s ، حيث اختيرت s لتكون موازية لاتجاه المجال. ان القيمة المطلقة للجهد V ليست بذات اهمية، إذ يمكن اختيار صفر الجهد عند أية نقطة مناسبة مثل $s=0$. وتكتب دالة الجهد على النحو الآتي:

جهد مجال منتظم

$$V = -E \cdot s \quad (s - s_0) \quad (15: 52)$$

كما تُعطى فروق الجهد بالمعادلة:

$$V_2 - V_1 = -E \cdot (s_2 - s_1) \quad (15: 53)$$

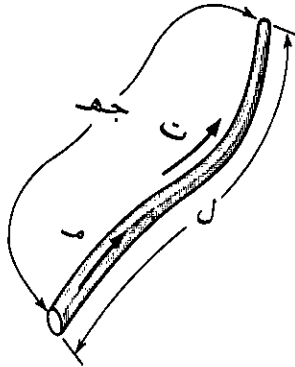
وثمة طريقة سهلة لتعليل الميل السالب للخط المبين في الشكل [١٥: ١٩ (ب)]، فالشحنة الموجبة تكسب طاقة من المجال عند «انحدارها» إلى جهد أقل. ولذلك فإن اتجاه الانحدار يمثل اتجاه القوة المؤثرة في جسيم موجب الشحنة. وإذا كان الجسيم سالب الشحنة، فإن اتجاه القوة يُعكس. أما مقدار الميل فيمثل مقدار المجال الكهربائي E .

ويكون المجال الكهربائي داخل سلك موصل يحمل تياراً مجالاً منتظماً تقريباً، ويكون اتجاهه في اتجاه السلك. ويُعطى فرق الجهد بين طرفي السلك بحاصل ضرب هذا المجال في طول السلك (انظر الشكل ١٥: ٢٠):

الجهد والمجال في سلك

$$V = E \cdot l \quad (15: 54)$$

وقد اصطلح على ان يكون الاتجاه الموجب لتدفق التيار هو اتجاه المجال : من الجهد الأعلى إلى الجهد الأقل . وتحرك الالكترونات التي توصل التيار في الواقع بعكس هذا الاتجاه . وسنستخدم هذا الاصطلاح المتعارف عليه مؤكدين أن اتجاه التيار هو الاتجاه الذي سوف تتحرك فيه شحنة موجبة (تحت تأثير مجال كهربائي) لو كانت حرة الحركة . (وفي السوائل والغازات تسهم الايونات الموجبة بالفعل في تدفق التيار) .



الشكل ١٥ : ٢٠ : يتناسب فرق الجهد جـ بين طرفي سلك طوله ل طردياً مع المجال م داخل السلك . ويكون اتجاه التيار الاصطلاحي موازياً لاتجاه م . .

* الطاقة والقدرة الكهربائيتان :

Electric Energy and Power

ترتبط طاقة الوضع طومع الجهد جـ بالعلاقة التالية :

$$ط = ش \cdot جـ \quad [U = qV] \quad \dots\dots\dots (١٥ : ٥٥)$$

وعندما تتحرك شحنة ما في الواقع من نقطة الى اخرى فان طاقة الوضع قد تتحول إلى شكل آخر من أشكال الطاقة . ولذلك فأننا نجد بصورة أعم أن :

$$الطاقة = ش \cdot جـ \quad \dots\dots\dots (١٥ : ٥٦)$$

وقد تُظهرُ هذه الطاقة الكهربائية نفسها بعدة طرقٍ - كحرارة في مكواة كهربائية ، وكضوء وحرارة في المصباح الكهربائي ، وكشغل ميكانيكي في محرك ، وكطاقة حركية لالكترون يتنقل بين نقطتين في أنبوب مفرغ . وقد تأخذ هذه الطاقة شكل شغل خارجي يُعملُ ضدَّ القوة الكهربائية . وعندما تطلقُ الطاقة نتيجةً لسريان تيارٍ بشكلٍ مستمرٍّ بين نقطتين مختلفتين في جهدهما ، فانه يمكنُ استنباط العلاقة المفيدة التالية من المعادلة (٥٦: ١٥) السابقة :

ترتبط الطاقة والقدرة ببساطة مع
الجهود

قد = ت ج هـ (٥٧: ١٥)

ويظهرُ على الطرف الأيمن القدرة قد ، أو الطاقة لوحدة الزمن الواحدة ، بينما يظهرُ على الطرف الأيسر حاصل ضرب الجهد ج هـ بالتيار ت ، الذي هو الشحنة لوحدة الزمن الواحدة . وبمفاضلة المعادلة (٥٦: ١٥) بالنسبة الى الزمن مع افتراض ثبات الجهد ج هـ ، نحصلُ على المعادلة ٥٧: ١٥ . ولأن وحدة القدرة في النظام العالمي (SI) هي الواط (watt) التي ترمز إليها بالرمز (W) ، فإن العلاقة بين الوحدات التي تتضمنها المعادلة ٥٧: ١٥ هي كما يلي :

١ ج / ث = ١ و = ١ أ × ١ ف (٥٨: ١٥)

أما السبب الذي يُعدُّ لأجله الجهدُ (أو الفولطية voltage كما يُسمَّى أحياناً) مفهوماً هاماً بشكلٍ خاصٍّ في الاستغلال العملي للكهرباء ، فيكمنُ في أن مولدات التيار الكهربائي تعطي في كثيرٍ من الأحيان جهداً معيناً ثابتاً ، يعتمدُ بشكلٍ ضئيلٍ جداً على مقدار التيار الذي يتدفقُ فيها . وينطبقُ هذا على الخلايا الكيماوية كما ينطبقُ على المولدات الميكانيكية . فقد يوجدُ فرقٌ في الجهد بين طرفي بطارية سيارةٍ مقداره ١٢ فولتاً ، ويبقى فرقُ الجهد هذا على حاله ثابتاً تقريباً سواء تحركت شحناتٌ من أحد الطرفين الى الطرف الآخر أو لم تتحرك . وتبعاً للشيء الذي يصلُ بين طرفي البطارية فقد يتدفقُ تيارٌ بينهما يتفاوت مقداره بين صفر و ٢٥ أمبير بدون أن يحدث أيُّ تغييرٍ يذكرُ

في مقدار فرق الجهد بينهما. وعلى نحو مماثل تزود مولدات الكهرباء بيوتنا بجهد متناوب له نفس المقدار تقريباً في جميع الأوقات. أما التيار والقدرة فيتغير مقدارهما بين وقت وآخر بحسب الأجهزة التي يتم توصيلها بين طرفي مصدر فرق الجهد.

الالكترون فولت

وقد أدت العلاقة بين الطاقة والجهد الى إدخال وحدة جديدة للطاقة تسمى «بالالكترون فولت» electron volt ويرمزُ إليها بالرمز إف، وهي أكثر الوحدات شيوعاً في وقتنا الحاضر في عالم الأبعاد الصغيرة (كالعالم الذري مثلاً). وبالرغم من ظهور كلمة «فولت» في اسم هذه الوحدة إلا أن هذه الوحدة هي وحدة طاقة وليست وحدة جهد [انظر الجزء ٢ : ٩ وكذلك الجدول ٣ : ١ (حيث يعبر عن الكتلة والطاقة بهذه الوحدة) والجزء ١٣ : ٤ (حيث يعبر عن الطاقة الحرارية بها أيضاً)]. ولأن الالكترون فولت الواحد هو الطاقة التي يكسبها أو يفقدها الكترون واحد (أو أي جسيم آخر له نفس المقدار من الشحنة) عند حركته بين نقطتين: فرق الجهد بينهما فولت واحد، فإنه يمكن بسهولة حساب مقداره بالجول باستخدام العلاقة الأساسية بين الطاقة والجهد التي تظهر في المعادلة (١٥ : ٥٦). وبوضع $e = 1.602 \times 10^{-19}$ كل، وَ جـ = ١ ف نحصل على :

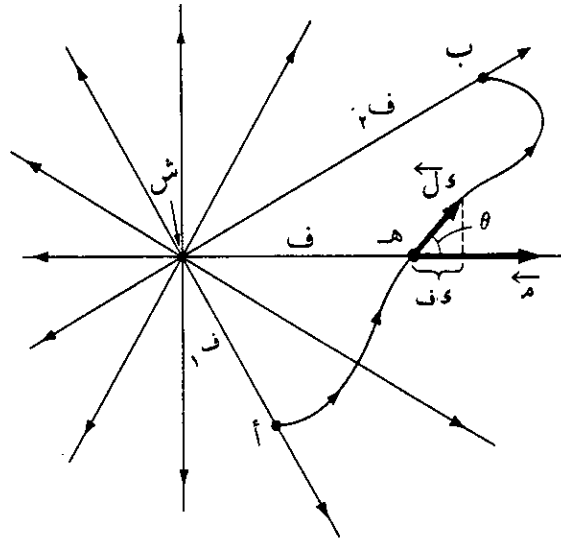
$$١ \text{ إف} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ ج}$$

$$\left[1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J} \right]$$

* الجهود المتماثلة كروياً :

Spherically Symmetric Potentials

ثمة جهد ذو أهمية أساسية يرافق الشحنة النقطية المفردة. ولغرض التحديد، دعنا نتأمل شحنة نقطية موجبة ش، كشحنة نواة ذرة. إن هـ هنا إيجاد فرق الجهد بين النقطتين أ وب اللتان تبعدان عن النواة بالترتيب المسافة ف_١ والمسافة ف_٢ (الشكل (١٥ : ٢١).



الشكل ٢١:١٥ : مساراً اعتباطيًّا يستخدمُ لإيجاد جهدِ شحنةٍ نقطيةٍ .

لقد سبقَ لنا أن تناولنا المسألة في الجزء ١٠ : ١٠ (انظر المعادلات ١٠ : ١٢٧ حتى ١٠ : ١٣٢ والشكل ١٠ : ٢٧) . أما هنا فلنختَر مساراً أعمَم بين النقطَةِ أ والنقطَةِ ب ، وذلك من أجلِ توضيحِ استقلاليةِ التكاملِ الذي يُعرَّفُ الجهدُ عن شكلِ المسارِ . لنأخذُ نقطَةً مثلَ هـ على المسارِ (الشكل ٢١ : ١٥) تبعدُ المسافةَ ف عن الشحنةِ ش . وعندَ هذه النقطَةِ تصنعُ قطعةُ الازاحةِ المتناهيةِ الصغرِ $\vec{L}$ على طولِ المسارِ الزاويةَ θ معَ المجالِ $\vec{M}$ المتجهِ باتجاهِ الشعاعِ ف من الشحنةِ النقطيةِ . ويكونُ حاصلُ الضربِ المقداريُّ $\vec{L} \cdot \vec{M}$ مساوياً للمقدارِ $L \cos \theta$ ، أو :

$$\vec{L} \cdot \vec{M} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cos \theta \cdot L$$

وبما أن $\vec{L} \cdot \vec{M} = L \cos \theta$ ، فإنه يمكنُ كتابةَ المعادلةِ السابقةِ كما يلي :

$$\vec{L} \cdot \vec{M} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cos \theta \cdot L$$

وتصبحُ المعادلةُ (١٥ : ٤٨) كما يلي :

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r^2} dr = \frac{1}{\epsilon_0} q \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r^2} dr \quad (١٥ : ٥٩) \quad \text{لا يعتمد فرقُ الجهدِ على المسار}$$

$$V(r_2) - V(r_1) = - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2}$$

ونتبيّن من ذلك أنّ التكاملّي الخطّي، بصرفِ النظرِ عن المسارِ المتبع، يُختَصَرُ الى تكاملّي بسيطٍ في بعدٍ واحدٍ حولَ الاحداثيّ النصفقطريّ ف. (وهذه البساطةُ تظلُّ قائمةً إذا كان المسارُ من شكلٍ تزيّدُ فيه أولاً قيمةُ ف ثم تنقصُ أو حتى إذا أغلَقَ المسارُ على نفسه عاملاً بذلك بعضَ العروات. علّل ذلك؟) إنّ التكاملّي في المعادلة (٥٩: ١٥) تكاملّي ابتدائيّ، ويعتمدُ مقداره فقط على نقطتي البداية والنهاية، وبإجراء التكامل تصبحُ المعادلةُ ٥٩: ١٥ كما يلي:

$$\text{جهد (ف)} - \text{جهد (ف}_1\text{)} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r^2} dr = \left[-\frac{1}{r} \right]_{r_1}^{r_2} = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}$$

$$\left[V(r_2) - V(r_1) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \right]$$

وبأخذ الاختيارِ المصطلحِ عليه: جهد (∞) = صفر (انظر المناقشة التي تسبق المعادلة ١٣٢: ١٠) فإنَّ الجهدَ المصاحبَ للشحنةِ النقطيّةِ ش يصبحُ كما يلي:

$$\text{جهد (ف)} = \int_{\infty}^r \frac{1}{r'^2} dr' = \left[-\frac{1}{r'} \right]_{\infty}^r = \frac{1}{r} \quad \left[V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \right] \quad \text{..... (٦٠: ١٥)}$$

جهد شحنة نقطية

ومن المهم ان نتذكر هنا أنّ هذا الجهد ما يزال «فرقاً» في الجهد: بين ف و ∞. وبين الشكل ٢٢: ١٥ رسمين لدالة الجهد هذه ولطاقة الوضع المرافقة لها، وذلك لشحنتين: احدهما موجبة والاخرى سالبة، موضوعتين في مجالِ نواة.

وبسبب قانونِ التراكيب، فإنَّ فروقَ الجهدِ الناتجة عن شحنتين أو أكثر تُجمعُ معاً. فإذا وُضِعَ مثلاً بروتونان في جزيء هيدروجين (شحنة كلّ منهما + e) عند النقطتين: س = - 1/4 و س = 1/4 (الشكل ٢٣: ١٥) فإنَّ الجهدَ الناتجَ عنهما عند نقطةٍ ما مثل ه يكونُ كما يلي:

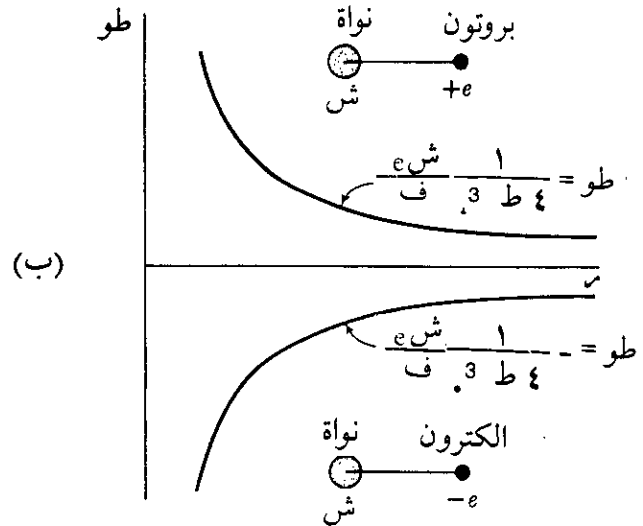
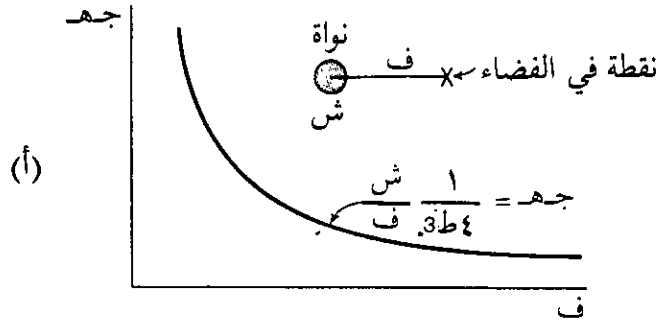
تُجمع الجهود معاً جمعاً حسابياً

$$\text{جهد ه} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e}{r_1} + \frac{e}{r_2} \right) \quad \text{..... (٦١: ١٥)}$$

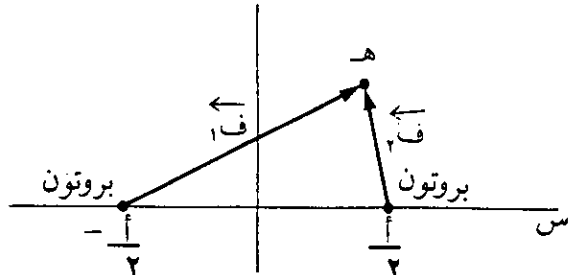
$$\left[V_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e}{r_1} + \frac{e}{r_2} \right) \right]$$

حيث F_1 و F_2 هما المسافتان بين ه وكل من البروتونين على التوالي . وإذا وضع الكترون (شحنته $-e$) عند النقطة ه فإن طاقة وضعه تكون :

$$U_p = -eV_p \quad \text{طو} = -e \cdot \text{جم}$$



الشكل ٢٢: ١٥ (أ) الجهد جم بدلالة المسافة من مركز نواة الى نقطة في الفراغ، مع الافتراض بأن الجهد في المالا نهاية يساوي صفرا. (ب) منحني طاقة الوضع لنواة تتفاعل مع بروتون ومع الكترون كل على حدة.



الشكل ٢٣: ١٥ : تَجْمَعُ الجهودُ جمعاً حسابياً. ويكونُ الجهدُ عندَ النقطةِ ه مساوياً لحاصلِ جمعِ الجهدينِ الناتجينِ عن البروتونين.

■ مثال ١ :

ما جهد قشرة كروية مشحونة بانتظام ، نصف قطرها نق (أ) خارج القشرة و(ب) داخل القشرة؟

(أ) يكون المجال $\vec{E}$ الناتج عن القشرة الكروية خارجها مماثلاً للمجال الناتج عن شحنة نقطية . ولذلك فإن جهد القشرة الكروية مماثل أيضاً [إذا كان جهد $(\infty) = \text{صفر}$] لجهد شحنة نقطية .

جهد (ف) = $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$ ش (ف < نق) (١٥ : ٦٢)

الجهد خارج قشرة كروية تحمل شحنة منتظمة

$$\left[V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (r > R) \right]$$

حيث ش هنا هي الشحنة الكلية على القشرة . (ب) ويكون المجال داخل القشرة الكروية $\vec{E} = \text{صفر}$ (المعادلة ١٥ : ٤١) . ولذلك فإن المعادلة ١٥ : ٤٨ تتضمن لأي نقطتين (r_1) و (r_2) واقعيتين داخل القشرة ما يلي :

$$\text{جهد} (r_1) - \text{جهد} (r_2) = \text{صفر}$$

ونستنتج من ذلك أن :

$$\text{جهد} = \text{مقدار ثابت} (ف > نق)$$

ويكون مقدار الثابت اعتباطياً إذا ما اختير صفر الجهد بشكل اعتباطي . وهذا الأمر غير ملائم ، ويُفضل قياس الجهد خارج وداخل القشرة الكروية بالنسبة إلى صفر الجهد عند ∞ . ولذا يمكن كتابة المعادلة (١٥ : ٤٨) لجميع النقاط (في هذا المثال) على النحو التالي :

$$\text{جهد} (ف) = \int_{\infty}^F \vec{E} \cdot d\vec{r} = - \int_F^{\infty} \vec{E} \cdot d\vec{r}$$

$$\left[V(r) = - \int_{\infty}^r E_r dr = + \int_r^{\infty} E_r dr \right]$$

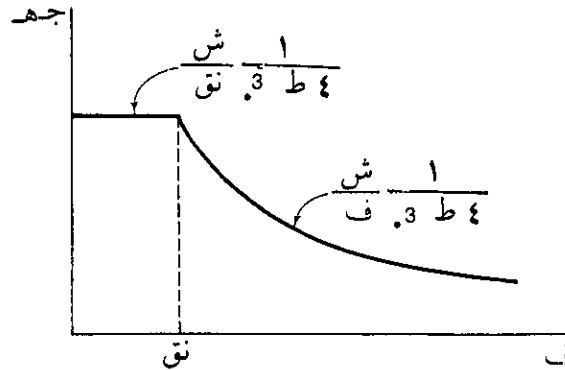
ونجدُ للنقاط الواقعة خارج القشرة (ف < نق) أن: $م = ش / ٤ ط ٣$ ف حاصلين بذلك على المعادلة (١٥: ٦٢). أما للنقاط الواقعة داخل القشرة (ف > نق) فانه يمكن تقسيم التكامل إلى قسمين: الأول من ف إلى نق، وقيمتُه صفر، والثاني من نق إلى ∞ وقيمتُه ش / ٤ ط ٣. ونستنتج من ذلك أن:

الجهد داخل القشرة

$$\text{جهد (ف)} = \frac{1}{٤ ط ٣} \frac{ش}{نق} \quad (\text{ف} \geq \text{نق}) \quad \dots\dots\dots (١٥: ٦٣)$$

$$\left[V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R} \quad (r \leq R) \right]$$

ويبين الشكل ١٥: ٢٤ رسماً للعلاقة بين جهد و ف في حالة القشرة الكروية.



الشكل ١٥: ٢٤: جهد قشرة كروية من الشحنة. ويعني المقدار الثابت للجهد جـه داخل القشرة أنه لا يلزم بذل شغل لتحريك جسيم مشحون من مكان إلى آخر داخل القشرة. ويكون الشغل اللازم لتحريك الجسيم من أي مكان داخل القشرة إلى المالانهاية مساوياً للشغل اللازم لتحريكه من ف = نق إلى ف = ∞ .

✱ ممال الجهد: Gradient of Potential ✱

كما أسلفنا في المعادلة ١٠: ٧٨، تكون العلاقة بين القوة وطاقة الوضع في بُعد

واحد كما يلي:

$$ق س = - \frac{طو}{س} \quad \left[F_x = - \frac{dU}{dx} \right]$$

✱ يسمى أيضاً تدرج الجهد.

ويعني ذلك أن القوة تساوي الممّال السالب لطاقة الوضع . وعند تعميم هذه العلاقة على الأبعاد الثلاثة، فإنها تأخذ الشكل الظاهر في المعادلات: ١٠: ١٢٠ الى ١٠: ١٢٢، التي تُستخدَم المشتقات الجزئية. وإذا راعينا بشكل خاص في تلك المعادلات حالة قوة كهربائية ساكنة تؤثر في جسيم مشحون، فإنه يمكننا تقسيم طرفي كل معادلة منها على شحنة الجسيم، رابطتين بذلك القوة لوحدة الشحنة الواحدة (أي المجال الكهربائي) مع الطاقة لوحدة الشحنة الواحدة (أي الجهد). ونحصل بذلك على المعادلات التالية:

$$E_x = - \frac{\partial V}{\partial x} \quad \text{..... (٦٤: ١٥)} \quad \text{م س} = - \frac{6 \text{ جه}}{6 \text{ س}}$$

$$E_y = - \frac{\partial V}{\partial y} \quad \text{..... (٦٦: ١٥)} \quad \text{م ع} = - \frac{6 \text{ جه}}{6 \text{ ص}}$$

اشتقاق م من جه

$$E_z = - \frac{\partial V}{\partial z} \quad \text{..... (٦٥: ١٥)} \quad \text{م ص} = - \frac{6 \text{ جه}}{6 \text{ ع}}$$

وتُعطي هذه المعادلات الثلاث معاً ما يُسمّى بالممّال الثلاثي البعد، ويمكن التعبير عن هذه المعادلات باستخدام التمثيل الاتجاهي كما يلي: (انظر الى الحاشية السفلية في الصفحة ٥١٦ من المجلد الأول):

$$\vec{E} = - \nabla V \quad \text{..... (٦٧: ١٥)}$$

ويمكن النظر الى المعادلة ٦٧: ١٥ (أو المعادلات ٦٤: ١٥ وحتى ٦٦: ١٥) على أنها عكس المعادلة ٤٨: ١٥. فإحدهما تتناول عملية تفاضل بينما تتناول الأخرى عملية تكامل.

■ المثال ٢: تعطى دالة جهد بالمعادلة التالية: جه = - م (س - س). حيث م وس مقداران ثابتان (المعادلة ٥٢: ١٥)، فما المجال الكهربائي؟ نحصل من مفاضلة الدالة بالنسبة إلى س (المعادلة ٦٤: ١٥) على ما يلي:

$$m_s = m$$

وبما أن جه لا يعتمد على ص أوع فإن المشتقتين الجزئيتين $\frac{6 \text{ جه}}{6 \text{ ص}}$ و $\frac{6 \text{ جه}}{6 \text{ ع}}$ تكونان صفراً. ولذلك يكون:

$$m_s = m = m_e = \text{صفر}$$

وباختصار يكون المجال كما يلي: $\vec{m} = m_s$ أي أن المجال ثابت في مقداره ويكون باتجاه المحور س.



المثال ٣:

جد مركبة المجال الكهربائي باتجاه المحور ع اذا علمت أن دالة الجهد لهذا المجال هي:

$$\text{جه} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \frac{z}{r}$$

(وهذه هي دالة الجهد لشحنة نقطية أو لكرة مشحونة بشكل منتظم). ولأجل تطبيق المعادلات ١٥: ٦٤ الى ١٥: ٦٦ فعلينا أن نعبر عن جه كدالة في س وص وع على النحو التالي:

جه = $\frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{\sqrt{r^2 + z^2}} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}}$ (١٥: ٦٨) جهد شحنة نقطية

ولإيجاد $\frac{6 \text{ جه}}{6 \text{ ع}}$ ، نفترض أن س وص ثابتان، ونفاضل المعادلة السابقة بالنسبة الى ع، ونحصل بذلك على:

$$\frac{6 \text{ جه}}{6 \text{ ع}} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{\sqrt{r^2 + z^2}} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \frac{1}{r^2 + z^2}$$

مركبة المجال باتجاه ع

ويمكنُ التعويضُ عن الكميةِ س^٢+ص^٢+ع^٢ بالكميةِ ف^٢، وبذلك نحصلُ من المعادلةِ ٦٦:١٥ على :

$$(٦٩:١٥) \quad \left[E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{z}{r^3} \right] \quad \frac{\text{ش}}{\text{ف}} \cdot \frac{\text{ع}}{\text{ط}} = \frac{6}{6} = 1$$

لاحظ أنه يمكنُ كتابة المجالِ لشحنةٍ نقطيةٍ (المعادلة ٢٠:١٥) بالصورةِ التالية :

$$(٧٠:١٥) \quad \left[\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}}{r^3} \right] \quad \frac{\text{ش}}{\text{ف}} \cdot \frac{\text{ع}}{\text{ط}} = \frac{\text{ش}}{\text{ف}} \cdot \frac{\text{ع}}{\text{ط}} = 1$$

وتكونُ مركبةُ هذا المجالِ في الاتجاهِ ع هي بالفعلِ المركبةُ العينيةُ لمجالِ (تدرّج) الجهدِ.

★ ١٥:٨ الشناقطي الكهربائي : The Electric Dipole

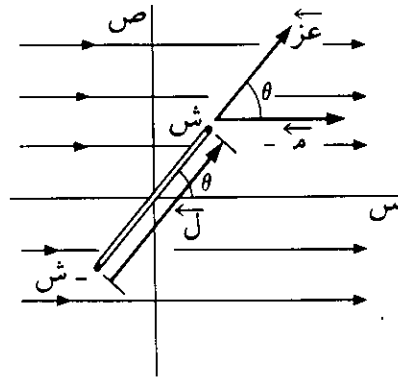
كثيراً ما نجدُ في الطبيعةِ نظاماً شحنته الكليةُ صفرُ، إلا أنه مع ذلك يُظهرُ انفصالاً في شحنته، حيث يتجمعُ فائضُ من الشحنة الموجبة في طرفٍ من أطرافه، بينما يتجمعُ فائضُ من الشحنة السالبة في طرفه الآخر. فمثلاً، قد نجدُ أن جزيئاً ما مستقطبٌ، بمعنى أن متوسطَ موضعِ شحنته السالبة مفصولٌ عن متوسطِ موضعِ شحنته الموجبة [الشكل ٢٥:١٥ (أ)]. ويُسمَّى مثلُ هذا النظامِ بشنائي القطبِ (أو الشناقطي) الكهربائي، ولهُ ما يسمَّى «بالعزمِ الشناقطي» dipole moment *.

وأبسطُ مثالٍ على الشناقطي الكهربائي عبارةٌ عن شحنتين نقطيتين متساويتين في المقدارِ ومتضادتين في الإشارة: ش و - ش، ومفصولتين عن بعضهما بمسافةٍ مقدارُها ل [الشكل ٢٥:١٥ (ب)]. ويُعرَّفُ العزمُ الشناقطيُّ لهذا النظامِ بالكميةِ المتجهةِ عَزْ (P) التي تعطى بالمعادلةِ التالية :

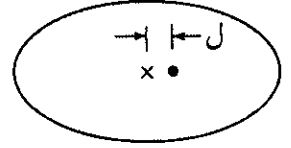
$$(٧١:١٥) \quad \text{عَزْ} = \text{ش} \cdot \vec{L} \quad \left[p = ql \right]$$

• من الممكن أن يكونَ لنظامِ شحنته الكليةِ لا تساوي صفرأ عزمُ لناقطي أيضاً.

عزمُ الشناقطي الكهربائي المكون
من شحنتين متساويتين في المقدار
ومتضادتين في الإشارة



(ب)



(أ)

الشكل ١٥: ٢٥: ثنائيات كهربائية:

(أ) يكون الموضع المتوسط للشحنات الموجبة في جزيء مستقطب (ويمثل هنا بنقطة كبيرة) مزاحا عن الموضع المتوسط للشحنات السالبة في الجزيء نفسه (الذي يمثل هنا بإشارة ضرب)، مما يؤدي إلى امتلاك الجزيء لعزم ثنائي قطبي.

(ب) يتكون الثنائي المثالي من شحنتين متساويتين في المقدار ومتضادتين في الإشارة، ش-و-ش، ومفصولتين عن بعضهما بإزاحة $\vec{L}$ ، ويكون عزم الثنائي في هذه الحالة: $\vec{E} = \vec{L} \times \vec{E}$.

حيث $\vec{L}$ هو متجه الإزاحة من -ش إلى ش*. لنحسب الآن طاقة الوضع لثنائي قطبي موضوع في مجال كهربائي منتظم يعمل عزمه الزاوية θ مع اتجاه المجال [الشكل ١٥: ٢٥ (ب)]، ولنختار المحور س في اتجاه المجال. ويمكننا أن نأخذ دالة الجهد لتكون كما في المعادلة (١٥: ٥٢):

$$جهد = - (س-س.)$$

وللشحنة الموجبة ش الاحداثي السيني $ش_١ = \frac{1}{\rho} \cos \theta$ ، ولها طاقة وضع تُعطى بالمعادلة التالية:

$$طو = ش جهد (س_١) = - ش م (\frac{1}{\rho} \cos \theta - س.)$$

* يُعرف العزم الثنائي لمجموعة من الجسيمات النقطية التي شحنة كل منها $ش_i$ ومتجه موضعها $\vec{r}_i$ بالمعادلة:

$$\vec{E} = \sum_i ش_i \vec{r}_i$$

أما الشحنة السالبة - ش فاحداثيتها السيني يساوي $s_1 = -\frac{1}{4}l \cos \theta$ ، وتعطى طاقة وضعها كما يلي :

$$ط_0 = ش جـ (س_2) = - ش م \left(\frac{1}{4} l \cos \theta - س_1 \right)$$

ويمثل مجموع طاقتي الوضع هاتين طاقة الوضع طو للثناقلي في المجال الكهربائي :

$$ط_0 = ط_1 + ط_2 = - ش م l \cos \theta \dots\dots\dots (١٥ : ٧٢)$$

وباستخدام التعريف الاتجاهي لعزم الثناقلي ، فانه يمكن كتابة المعادلة السابقة على شكل ضرب مقداري كما يلي :

$$ط_0 = - عزم \cdot م \quad [U = -p \cdot E] \dots\dots\dots (١٥ : ٧٣) \quad \text{طاقة الوضع لثناقلي}$$

(ومن الممكن اضافة ثابت إلى المعادلة السابقة .) وتأخذ طاقة الوضع قيمتها الصغرى عندما يكون عزم موازياً للمجال $م$ ، وقيمتها العظمى عندما يكون عزم مضاداً لاتجاه المجال $م$. أما الشغل اللازم لتدوير الثناقلي من الاتجاه الموازي للمجال إلى الاتجاه المضاد لاتجاه المجال فهو :

$$غ = ٢ عزم \quad [W = 2pE] \dots\dots\dots (١٥ : ٧٤)$$

■ مثال :

افترض أن للنيوترون عزمًا ثناقلياً ناتجاً عن وجود شحنتين e و $-e$ مفصولتين عن بعضهما بعضاً بمقدار 10^{-10} متراً. كم الطاقة بالالكترون فولت اللازمة لعكس اتجاه العزم الثناقلي للنيوترون الموجود في المجال الكهربائي لبروتون يبعد عنه مسافة ١ انغستروم؟

يساوي المجال الكهربائي للبروتون عند موضع النيوترون ما يلي :

$$م = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi \times 9 \times 10^9} \times \frac{1.6 \times 10^{-19}}{(1.0 \times 10^{-10})^2} = 1.6 \times 10^{-10} \text{ ف/م}.$$

(لاحظ ضخامة مقدار هذا المجال بالنسبة إلى مقاييسنا الجاهرية .) ويُعطى العزم الشاقطي المفترض للنيوترون كما يلي :

$$عز = e \ell = 1.6 \times 10^{-19} \times 1.6 \times 10^{-10} \text{ كل} \times \text{م} = 2.56 \times 10^{-29} \text{ كل} \times \text{م}.$$

وطبقاً للمعادلة (١٥ : ٧٤) فانه يلزم لقلب العزم الشاقطي شغل يساوي :

$$غ = 2 \times عز = 5.12 \times 10^{-29} \text{ ف} \times \text{م}$$

$$= 1.6 \times 10^{-28} \text{ إف}.$$

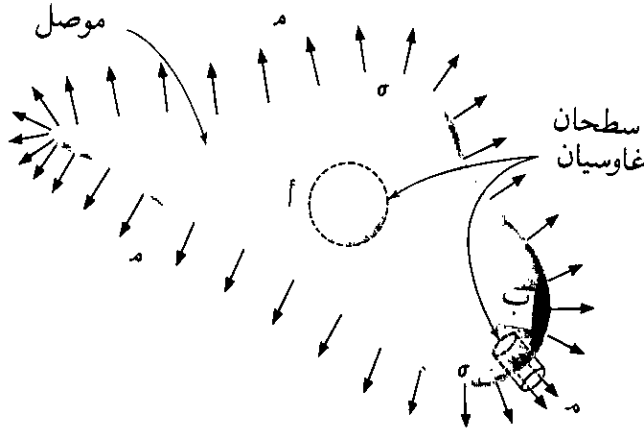
ومقدار هذا الشغل صغير للغاية إذا ما قورن بالقيم الاعتيادية للطاقة في المجال الذري .

■

ولا تؤثر في الشاقطي في الشكل ١٥ : ٢٥ (ب) أية «قوة» صافية، ومرد ذلك الى ان شحنتيه تتأثران بقوتين متساويتين متضادتين . وعلى أية حال ، فثمة «ازدواج» (torque) يؤثر في الشاقطي . ويتضح بنظرة فاحصة الى الشكل أن المجال «يحاول» أن يدور الشاقطي باتجاه عقارب الساعة ، ولذا يكون اتجاه الازدواج المؤثر باتجاه العمودي على مستوى الصفحة الداخلة اليها . وترك كمسألة للقارئ ليثبت أن الازدواج كـ المؤثر في الشاقطي يعطى بالمعادلة التالية :

$$\vec{\tau} = \vec{r} \times \vec{F} \quad \text{أو} \quad \vec{\tau} = \vec{p} \times \vec{E}$$

الازدواج المؤثر في شاقطي



الشكل ١٥: ٢٦: تستقر الشحنات في حالة الاتزان الساكن على سطح الجسم الموصل فقط، وتكون خطوط المجال الكهربائي عمودية على السطح.

٩: ١٥ الموصلات في المجالات الساكنة:

Conductors in Static Fields

عندما تخضع الموصلات كالمعادن لتأثير مجال كهربائي ساكن فإنها تكتسب عدداً من الصفات البسيطة اللافتة للانتباه. وتنشأ جميع هذه الصفات عن حقيقة كون الموصلات تحوي حاملات الشحنة، وهي عادةً الإلكترونات تتحرك داخلها بحرية استجابةً للقوى الكهربائية المؤثرة. لنفترض أن حاملات الشحنة تتأثر فقط بقوى كهربائية وقوى مبددة (احتكاكية) ناشئة عن تفاعلها مع الذرات أو الأيونات في أثناء حركتها داخل الموصل*. وهذا يعني أنه طالما وجد مجال كهربائي داخل الموصل فإن الشحنات ستظل تتحرك، ولا تكون في حالة سكون إلا إذا انعدم المجال الكهربائي داخل الموصل.

تعريف موصل مثالي

وتمكننا هذه الاعتبارات بالإضافة إلى قانون غاوس من البرهنة على نظرية هامة هي: «يجب أن تستقر أية شحنة ساكنة صافية موجودة في جسم موصل على سطحه». لنأخذ سطحاً غاوسياً يقع بالكلية داخل جسم موصل (مثل السطح أ في الشكل

نظرية: لا توجد أية شحنة ساكنة داخل الموصل

* إن هذا الافتراض لا يصح بالضرورة على بعض الموصلات كالمحلول المتأين في بطارية التخزين، إلا أنه يصح على المعادن لدرجة ممتازة من التقريب.

البرهان: $\sigma = \epsilon_0 \cdot \nabla \cdot \mathbf{E}$ = صفر؛ $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$
 صفر، وش = صفر.

١٥: ٢٦)، ولنفترض أنه لا توجد أية شحنة متحركة في الموصل*. ويعني ذلك أن «المجال» الكهربائي يساوي صفراً عند جميع النقاط على السطح الغاوسي، وهذا بدوره يعني أن «الدفق» الكهربائي خلال السطح يساوي صفراً، ولذا بحسب قانون غاوس فإنه لا يوجد أية شحنة صافية داخل الحجم المحصور بالسطح الغاوسي. ونظراً لأنه يمكن اختيار هذا الحجم ليكون صغيراً بشكل اعتباطي (بحيث يظل وجوباً يحتوي على ذرات كثيرة؛ إذ أن هذه المعالجة معالجة كلاسيكية)، ولأنه يمكن اختياره ليكون في أي موضع داخل الموصل، فإننا نستنتج أن صافي الشحنة داخل الموصل يساوي صفراً. وإذا احتوى الموصل على شحنة ما، فلا بد لها من أن تستقر على السطح.

وإذا حصر سطح غاوسي (كالسطح ب في الشكل ١٥: ٢٦) جزءاً من سطح الجسم الموصل، فقد يحوي في داخله شحنة صافية. وعندها، يجب أن يخترق صافي الدفق السطح الغاوسي خارج الجسم الموصل. لقد ناقشنا في الجزء ١٥: ٦ حالة الصفيحة المعدنية المستوية غير المحدودة التي تحمل شحنة كثافتها السطحية σ . وتظل النتيجة التي حصلنا عليها هنالك صحيحة في المنطقة المجاورة مباشرة «لأي» سطح معدني. وعليه يكون المجال الكهربائي قريباً من السطح عمودياً على السطح (انظر الفقرة اللاحقة) ويعطى مقداره بالمعادلة (١٥: ٤٤):

المجال بالقرب من سطح موصل

$$\sigma = \epsilon_0 \cdot \nabla \cdot \mathbf{E} \quad (١٥: ٢٦)$$

ويقتد المتطلب بأن يكون توزيع الشحنة في الموصل ساكناً الشحنة الصافية، عند وجودها، بأن تكون على سطح الجسم الموصل. ويؤدي هذا المتطلب نفسه إلى حقيقتين مثيرتين تتعلقان بالسطح: أولاًهما أن المجال الكهربائي خارج السطح مباشرة يجب أن يكون عمودياً عليه. فلو كان للمجال $\mathbf{E}$ مركبة باتجاه مواز للسطح لتسببت في حركة الشحنة على السطح، خارقة بذلك المتطلب القاضي بأن يكون توزيع الشحنة

يكون عمودياً على سطح الموصل

* على الصعيد الذري، تتحرك الإلكترونات في جميع الاتجاهات بسرعة عالية. وعلى أية حال، فإذا لم يكن هنالك حركة صافية لها، في أي اتجاه، يختار فإننا نستطيع القول على الصعيد الجاهري إن الشحنة في حالة سكون.

ساكننا. وثانيهما أنَّ الجهد يجب أن يكون ثابتاً عند جميع نقاط السطح. لنأخذ مساراً يربط بين النقطتين أ وب على السطح (الشكل ١٥: ٢٧). أنَّ المقدار $\vec{m} \cdot \vec{L}$ = صفر على امتداد الخطِّ الواصل بين النقطتين، ولذلك فإن فرق الجهد بين النقطتين يساوي صفراً. ويتضح ذلك من المعادلة (١٥: ٤٨) حيث نجد أنَّ:

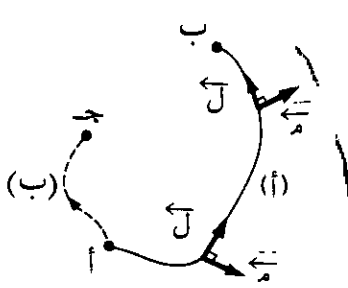
$$\left[V_B - V_A = - \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0 \right] \quad \text{جهد جسم} = \vec{m} \cdot \vec{L} = \text{صفر.}$$

ونظراً لأن هذه النتيجة تنطبق على أي زوجين من النقاط الواقعة على السطح، فإننا نستنتج أنَّ:

جهد = مقدار ثابت (١٥: ٧٧)

سطح الموصل له جهد ثابت

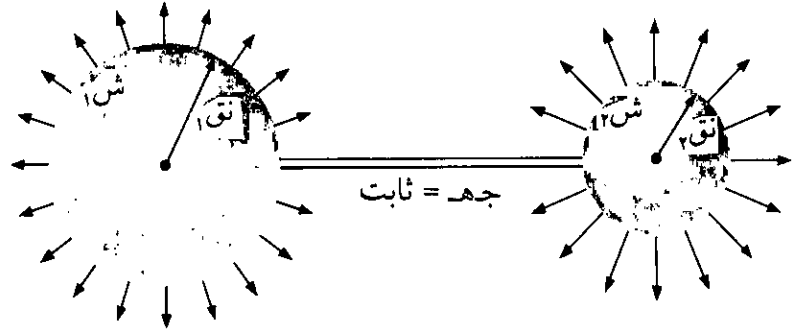
، أي أنَّ النقاط الواقعة على السطح تساوي جميعاً في جهدها، ويسمى سطح الجسم الموصل (عندما تكون الشحنة ساكنة عليه) بـ سطح الجهد المتساوي . equipotential surface



الشكل ١٥: ٢٧: (أ) يساوي التكامل $\int \vec{m} \cdot \vec{L}$ = صفر على امتداد أي مسار على سطح موصل، عندما تكون الشحنة ساكنة عليه، وذلك لأن $\vec{m}$ يتعامد مع $\vec{L}$ عند جميع النقاط الواقعة على المسار. (ب) يساوي التكامل $\int \vec{m} \cdot \vec{L}$ = صفر على امتداد أي مسار من السطح إلى أية نقطة داخل الموصل، وذلك لأن $\vec{m} = 0$ صفر في الداخل.

وفي الواقع، يشكل حجم الجسم الموصل بكامله منطقة ذات جهد ثابت. لنأخذ مساراً كالمسار أ جـ من نقطة على سطح الجسم إلى أية نقطة داخل الجسم.

وبما أن $\vec{m} = \text{صفر على امتداد هذا المسار}$ ، فإن $\text{جهد}_1 - \text{جهد}_2 = \text{صفر}$. ويعني ذلك أن جميع النقاط داخل الجسم لها نفس جهد السطح.



الشكل ١٥: ٢٨: تُكوّن كرتان معدنيتان موصولتان معاً بقضيب طويل رفيع جسماً موصلًا واحداً. ويكون للكرتين في حالة الاتزان الساكن نفس الجهد، ويكون المجال بالقرب من الكرة الصغرى أكبر منه بالقرب من الكرة الكبرى.

* الكرات المشحونة : Charged Spheres

توزّع الشحنة نفسها بشكل منتظم على السطح الخارجي لموصل كروي معزول، سواء أكان هذا الموصل مصمتاً أم مفرغاً، بحيث تكون كثافة الشحنة السطحية كما يلي :

$$\sigma = \frac{\text{ش}}{\text{ط نق}} \quad \left[\sigma = \frac{q}{4\pi R^2} \right] \quad \text{..... (٧٨: ١٥)}$$

حيث ش هي صافي الشحنة على الكرة ونق نصف قطرها. وطبقاً للمعادلة (٦٣: ١٥)، فإن جهد الكرة (باختيار جهد = صفر عند ∞) يكون:

$$\text{جهد} = \frac{1}{\text{ط نق}} \frac{\text{ش}}{\text{نق}} \quad \left[V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R} \right] \quad \text{..... (٧٩: ١٥)}$$

وباستعمال المعادلة (٧٨: ١٥)، فانه يمكن أيضاً كتابة هذا الجهد كما يلي :

$$\text{جهد} = \frac{\sigma \text{ نق}}{\epsilon_0} \quad \left[V = \frac{R\sigma}{\epsilon_0} \right] \quad \text{..... (٨٠: ١٥)}$$

وإذا وُصلت كرتان مفصولتان عن بعضهما بعضاً بمسافة كبيرة معاً بواسطة جسم موصل (الشكل ١٥: ٢٨)، فإنهما تُكوّنان جسماً واحداً. وعليه، فإن الشحنة الكلية ستوزعُ نفسها على الكرتين بحيث يكون لهما نفسُ الجهد. ونستنتجُ من المعادلة (١٥: ٧٩) أن الشحنة على أيٍّ من الكرتين يجبُ أن تتناسبَ مع نصفِ قطرها:

$$\frac{q_1}{R_1} = \frac{q_2}{R_2} \quad \frac{q_1}{4\pi R_1^2} = \frac{q_2}{4\pi R_2^2} \quad (١٥: ٨١)$$

وإذا وضعنا بدلَ q_1 المقدارَ $4\pi R_1^2 \sigma_1$ وبدلَ q_2 المقدارَ $4\pi R_2^2 \sigma_2$ في هذه المعادلة، فإننا نجدُ أن كثافة الشحنة السطحية على الكرتين تتناسبُ عكسياً مع نصفَي قطريهما:

$$\frac{\sigma_1}{R_1} = \frac{\sigma_2}{R_2} \quad (١٥: ٨٢)$$

حال الكرتين المتساويتين في الجهد

وكما يوضحُ الشكلُ ١٥: ٢٨، فإن المجال الكهربائي بسببِ تناسبه مع كثافة الشحنة السطحية يكونُ بالقربِ من الكرة الصغرى أكبرَ منه بالقربِ من الكرة الكبرى.

وهذه النتيجةُ أي تناسبُ المجالِ E مع $\frac{1}{r^2}$ تنطبقُ أيضاً على الأجسامِ الموصلةِ عامةً أيّاً كان شكلُها. وتتجمعُ كميةُ أكبرَ من الشحنة السطحية في المناطقِ التي نصفُ قطرِ تكورها صغيرٌ، الأمرُ الذي يترتبُ عليه أن يكونَ المجالُ الكهربائيُّ هناك كبيراً نسبياً (انظر الشكل ١٥: ٢٦). وتحدثُ معادلةُ الشحنة في حالةِ موصلٍ مشحونٍ موضوعٍ في الهواءِ بشكلٍ رئيسيٍّ مِنْ طريقِ تسربِ الشحنة من أو إلى الاطرافِ المدببةِ للجسم، حيثُ يكونُ المجالُ الكهربائيُّ عندها أكبرَ ما يمكن. وتُستخدَمُ هذه الحقيقةُ في تصميمِ مانعةِ الصواعق، وفراشي تفريغِ الكهرباء الساكنة في بعضِ الطائرات، وكلاهما يستفادُ منه في منعِ تراكمِ كمياتٍ كبيرةٍ من الشحنة الساكنة (بأكثرَ مما يجبُ) على سطحِ الجسمِ المرادِ حمايته.

مثال:

كرتان معدنيتان، متحدتان في المركز، تحملان شحنتين متساويتين في المقدار ومختلفتين في الإشارة: ش و-ش، كما في الشكل ١٥: ٢٩. كيف تتوزع الشحنة على الكرتين؟ وما فرق الجهد بينهما؟

نتيجةً للتماثل الكروي في الوضع الذي تشير إليه المسألة، ولكون صافي الشحنة على الكرتين معاً يساوي صفراً، فإن المجال الكهربائي خارج الكرة الكبرى يساوي صفراً. ويعني هذا بدوره أنه لا توجد أية شحنة على السطح الخارجي للكرة الكبرى. وبمنفس المنطق، فإنه لا توجد أية شحنة على السطح الداخلي للكرة الصغرى، وذلك لأنه لو وجدت أية شحنة على هذا السطح أيضاً لتولّد عنها مجال داخل المادة الموصلة. ونستنتج من ذلك أن الشحنة ش تستقر على السطح الخارجي للكرة الصغرى (التي نصف قطرها نق_١)، وأن الشحنة -ش تستقر على السطح الداخلي للكرة الكبرى (التي نصف قطرها نق_٢). وإذا رسمنا سطحاً غاوسياً كروياً متحداً في المركز مع الكرتين في المنطقة الواقعة بينهما، فإنه سيحوي في داخله شحنة مقدارها ش. ويكون المجال في المنطقة بين الكرتين مماثلاً للمجال الناتج عن شحنة نقطية:

$$\left[E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qi_r}{r^2} \right] \quad \text{أو} \quad \frac{1}{r^2} = \frac{1}{r_3^2} - \frac{1}{r_4^2}$$

ومن ثم يكون فرق الجهد بين نصفي القطر نق_١ ونق_٢ مماثلاً لذلك الناتج عن شحنة نقطية ش موضوعة في المركز:

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{nq_1} - \frac{1}{nq_2} \right) \quad \dots \dots \dots (١٥: ٨٣)$$

[وإذا كان الجهد عند ∞ يساوي صفراً، فما مقدار كل من الجهدين V_1 و V_2 ؟]

فرق الجهد بين كرتين متحدتين في المركز تحملان شحنتين متساويتين ومتضادتين

ولتوضيح وضع أكثر تعقيداً من الوضع الذي نوقش في المثال السابق (أي وضع لا يوجد للمجال والجهد فيه صيغ رياضية بسيطة)، لنأخذ الحالة في الشكل ١٥ : ٣٠ الذي يبين خطوط المجال وسطوح الجهد المتساوي بالقرب من كرتين موصلتين، تحمل إحداهما شحنة ش. بينما لا تحمل الثانية أية شحنة صافية. ويمكننا ان نلاحظ أن الكرة غير المشحونة لها كثافة شحنة سطحية، كما يدل على ذلك خطوط المجال التي تبدأ عندها أو تنتهي بها. ويمكن أن نلاحظ أيضاً أن خطوط المجال وسطوح الجهد المتساوي تكون دائماً متعامدة، لا على حدود هذه الموصلات فحسب وإنما أيضاً في جميع النقاط في الحيز المحيط بهما.

١٥ : ١٠ قانون أوم : Ohm's Law

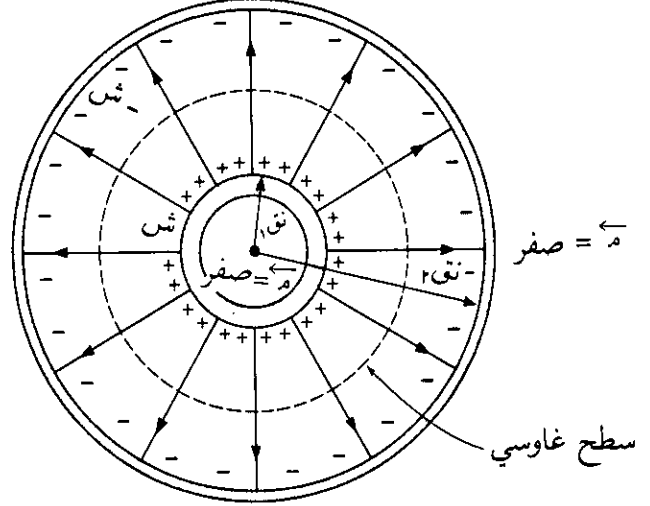
لم يكن يُعرف، قبل اكتشاف اليساندرو فولتا للبطارية الكيميائية في عام ١٨٠٠، إلا القليل جداً عن تدفق التيار في المواد. وطالما أن الشحنة لم يمكن جعلها تتدفق إلا كنضات لحظية فقط عند تفريغ الأجسام المكهربة، فإن صعوبات قياس تدفق هذه الشحنات كانت بالغة جداً حتى أنها لم تسمح بالحصول على نتائج كمية دقيقة. وكل ما عُرف تمثل في أن المواد المختلفة تفاوتت بشكل واسع في درجة توصيلها للتيار. فقد سمحت المعادن للشحنة بالتدفق بسهولة من نقطة إلى أخرى، وسميت لذلك بالموصلات. أما في مواد أخرى، عرفت بالعازلات، فقد كانت حركة الشحنة ممنوعة بشكل بالغ إلى حد لم يمكن معه الكشف عن أي تيار على الإطلاق. وأما المواد التي لها قدرة متوسطة على التوصيل، كالماء المالح، فقد كانت أيضاً معروفة.

الاهمية التاريخية للبطارية

وقد يسّرت بطارية فولتا للمرة الأولى * الحصول على تيار ثابت لمدة طويلة، وحققت بذلك تقدماً تقنياً ذا أهمية عظيمة جداً. ولعل أهم نتيجة ترتبت على توليد التيارات الثابتة أنها فتحت الطريق أمام اكتشاف حلقة الوصل بين الكهرباء

* بالرغم من توفر الخلية الكيميائية المفردة، أو الخلية الجلفانية، قبل عام ١٨٠٠، إلا أنها لم تصبح أداة عملية للبحث إلا بعد أن ضم فولتا عدداً منها لتكوين البطارية عديدة الخلايا.

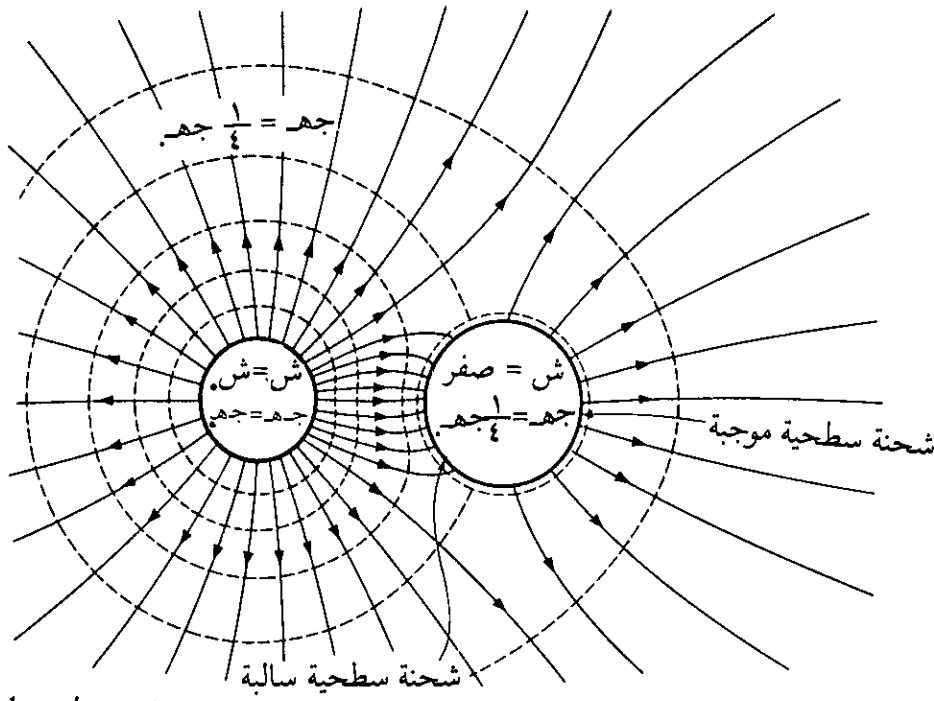
والمغناطيسية. وعلاوة على ذلك، فقد مكّنت من دراسة طبيعة تدفق التيار، وهي خطوة أولى ضرورية نحو التطبيق العملي للكهرباء.



الشكل ١٥ : ٢٩ : كرتان معدنيتان متحدثتان في المركز تحملان شحنتين متساويتين في المقدار ومتضادتين في الإشارة. لاحظ أن المجال لا يساوي صفراً إلا في المنطقة المحصورة بين الكرتين فقط.

وقد ظلّ تدفق التيار في الدارات circuits ، منذ عام ١٨٠٠ وحتى وقتنا الحاضر، موضوع بحث بالغ الأهمية. ويمثل مصطلح «دائرة» circuit في الكهرباء أيّ مسار متصل، أو مجموعة من المسارات التي قد يتدفق فيها التيار. وتحتوي الدارة عادةً على بطارية أو أيّ مصدر جهد آخر لتوليد التيار. وفضلاً عن ذلك فقد تحتوي الدارة على أشياء كثيرة من مجرد سلك مفرد إلى مجموعة معقدة من الاسلاك والصّمامات والترانزستورات والمكثفات وغيرها من العناصر circuit elements. ويشكّل المسار من أحد طرفي بطارية مصباح ضوء صغير مروراً بالمصباح وحتى الطرف الآخر للبطارية* دائرة كهربائية بسيطة. ويمثل حبل مصابيح شجرة عيد الميلاد، الموصول بمصدر الكهرباء في جدار الغرفة جزءاً من دائرة، ويمكن أن نُعدّه دائرة قائمة بذاتها. كذلك تُشكّل شبكة القطع الموجودة في جهاز استقبال تلفزيوني دائرة كهربائية.

ونتناول هنا الدارات البسيطة فقط التي تتكوّن من بطارية طرفاها موصولان معاً بأسلاك أو أية قطع أخرى من مادة جامدة. وقد كانت هذه أولى الدارات التي تمّت



الشكل ١٥: ٣٠: توزيع المجال الكهربائي قرب كرتين موصلتين: أحدهما تحمل شحنة موجبة، والأخرى لا تحمل أية شحنة صافية. وتمثل الخطوط المتصلة خطوط المجال، بينما تمثل الخطوط المتقطعة سطوح الجهد المتساوي [أخذ هذا الشكل عن سلسلة بيركلي في الفيزياء: المجلد الثاني، «الكهرباء والمغناطيسية»، لمؤلفه ادوارد م. برنسل (الناشر: دار ماكجروهيل، نيويورك ١٩٦٤)، بموافقة هيئة مركز تطوير التربية.]

دراستها. وثمة قانون بسيط بشكل رائع اكتشفه جورج أوم Georg Ohm عام ١٨٢٦ ويتناول تدفق التيار في المواد الجامدة. وقد وجد أوم أن كثافة التيار (التي تُعرف بعد قليل) تتناسب مع المجال الكهربائي داخل المادة. ويمكن كتابة قانون أوم بهذه الصيغة على النحو التالي:

قانون أوم: تتناسب كثافة التيار مع المجال الكهربائي

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (١٥: ٨٤)$$

إن كثافة التيار $\vec{J}$ كمية متجهة: اتجاهها في اتجاه تدفق التيار، ويساوي مقدارها التيار لوحدة المساحة الواحدة، وهي عبارة عن كمية الشحنة التي تعبر وحدة المساحة الواحدة

في وحدة الزمن. أما وحدة كثافة التيار في النظام العالمي (SI) للوحدات فهي الأمبير / (متر)^٢:

$$\text{وحدة } J = \frac{A}{m^2} = \frac{C}{m \cdot s} \quad (٨٣: ١٥) \dots\dots\dots$$

ويُسمَّى ثابتُ التناسب σ «موصليَّة» conductivity المادة الوسط، وتُعطى وحدته بالمعادلة ١٥ : ٩٠. ولا يُعدُّ قانون أوم قانوناً أساسياً، نظراً لأنه لا يصحُّ بشكلٍ دقيقٍ على جميع المواد. ومع ذلك، فهو قانونٌ مفيدٌ للغاية، إذ أنه يصحُّ بشكلٍ تقريبيٍّ على الكثير من المواد. ويسردُ الجدول ١ : ١٥ قيمَ الموصليَّة لبعض المواد الشائعة. لاحظ التفاوت الهائل في موصليَّة المواد التي تظهرُ في الجدول، حيث تزيدُ موصليَّة موصلٍ جيد كالنحاس أو الفضة بعاملٍ مقداره 10^{21} على موصليَّة عازلٍ جيد كالخزف الصيني.

تفاوت الموصلية σ تفاوتاً كبيراً في قيمتها

الجدول ١ : ١٥ : موصليَّة بعض المواد الشائعة عند درجة حرارة الغرفة

المادة	الموصليَّة: σ (أ / أوم. متر)*
الفضة	6.3×10^7
النحاس	5.9×10^7
الذهب	4.1×10^7
الحديد	1.0×10^7
الرصاص	5.0×10^6
القصدير	3.0×10^6
ماء البحر	٥
الجرمانيوم	٢
السيلكون	1.6×10^{-3}
الخزف الصيني (البورسلين)	10^{-13} تقريباً
الزجاج	من 10^{-13} إلى 10^{-15}

* تُكتب وحدة الموصليَّة أحياناً بالشكل مو / متر. ويعرَّف المُوا (mho) بأنه مقلوب الأوم، أي أن مو = ١ / أوم).

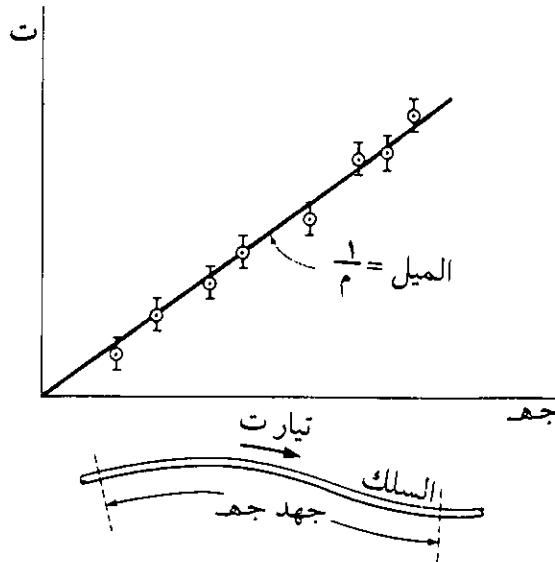
ويُعَدُّ الجرمانيوم والسيليكون اللذان لهما موصليَّةٌ متوسطةٌ في مقدارها مثالين على المواد التي تُسمَّى بأشباهِ الموصلات .

ويتناسبُ فرقُ الجهد بين طرفي سلكٍ معينٍ، أو بين طرفي عنصرٍ دائرةٍ معينٍ، مع المجالِ الكهربائيِّ داخلَه [المعادلة (١٥ : ٥٤)]، كما يتناسبُ التيارُ الذي يتدفقُ في السلكِ أو العنصرِ مع كثافةِ التيارِ المارِّ فيه . ويعني ذلك بالرموز أن :

$$\begin{array}{ll} \text{جهد} \sim V & [V \sim E] \\ \text{ت} \sim I & [I \sim J] \end{array}$$

ولذلك، فانه يمكنُ كتابةُ قانونِ أوم لمثلِ هذا السلكِ أو العنصرِ على النحوِ التالي :

$$\text{ت} \sim \text{جهد} \quad [I \sim V] \quad \dots\dots\dots (١٥ : ٨٦)$$



الشكل ١٥ : ٣١ : قانون أوم : إذا كان التيارُ المتدفقُ في سلكٍ أو في أحدِ عناصرِ دائرةٍ يتناسبُ طردياً مع فرقِ الجهدِ جـهـ بين طرفي العنصرِ، فإنَّ ذلك يعني أنَّ مادةَ العنصرِ تطيعُ قانونَ أوم . وتساوي مقاومةُ المادةِ مقلوبَ ميلِ الخطِ الممثلِ للعلاقةِ بين ت وجـهـ .

أي أن التيار يتناسب مع فرق الجهد (الشكل ١٥ : ٣١). وثمة طريقة بسيطة يمكن النظر بها إلى قانون أوم، وتمثل في التفكير بالجهد على أنه «القوة الدافعة» المتسببة بحركة الشحنة، وبالتيار على أنه الاثر الناتج. وتؤدي مضاعفة الجهد مرتين بين طرفي أحد عناصر دائرة ما إلى مضاعفة كمية الشحنة التي تتدفق خلال العنصر في الثانية الواحدة مرتين. وبالطبع، فهذا التخصيص للجهد وللتيار كسبب ونتيجة لا ينطوي على أي معنى عميق، إذ هو مجرد وسيلة تعين على الفهم والتصور.

ويمكن أن يُحوّل التناسب في المعادلة (١٥ : ٨٦) إلى مساواة بإدخال ثابتٍ للتناسب، ويكتب هذا الثابت بالشكل $\frac{1}{\rho}$ ، وعندها نحصل على ما يلي :

$$I = \frac{1}{\rho} E \quad \text{جـ} \quad \dots \dots \dots (١٥ : ٨٧)$$

ويمكن أيضاً إعادة كتابة هذه المعادلة بالشكل التالي :

صيغة أخرى لقانون أوم

$$E = \rho I \quad \text{جـ} \quad \dots \dots \dots (١٥ : ٨٨)$$

وهذا هو الشكل الأكثر شيوعاً لقانون أوم. ويكون للكمية الثابتة ρ التي تُسمّى بمقاومة عنصر الدائرة، بُعد الجهد مقسوماً على التيار. أما وحدته في النظام العالمي (SI) فهي الفولت / أمبير. وقد أعطيت وحدة المقاومة هذه اسماً جديداً هو الأوم، الذي يرمز إليه بالرمز Ω :

$$\text{وحدة المقاومة} = \text{أوم } (\Omega) = \frac{\text{فولت (ف)}}{\text{أمبير (أ)}} \quad \dots \dots \dots (١٥ : ٨٩)$$

ويمكن التعبير عن وحدة الموصلية σ بدلالة هذه الوحدة كما يلي :

$$\text{وحدة الموصلية} = \frac{1}{\text{أوم} \cdot \text{أمبير}} = \frac{1}{\Omega \cdot \text{م}} \quad \dots \dots \dots (١٥ : ٩٠)$$

ويترك كمسألة للقارئ أمر إيجاد علاقة تربط بين مقاومة سلك وموصلية وطوله ومساحة مقطعه العرضي .

أن مقاومة سلك عادي قصير هي أقل بكثير من أوم واحد . وتبلغ مقاومة مصباح ضوئي عادي تقريباً ١٠٠ أوم ، بينما تبلغ مقاومة مكواة كهربائية أو حماسة خبز كهربائية ١٥ أو ٢٠ أوما . ويُستعمل في داخل أجهزة استقبال الراديو والتلفزيون عدد كبير من عناصر الدارات التي تُسمى المقاومات resistors ، وتتفاوت قيم مقاومتها من بضعة أومات إلى ملايين الأومات .

ويصح قانون أوم بشكل تقريبي على معظم المواد طالما بقيت درجة حرارتها غير متطرفة : لا كبيرة جداً ولا متدنية جداً . فمقاومة المعادن تنقص عند درجات الحرارة المنخفضة ، ويصبح بعضها بالقرب من درجة حرارة الصفر المطلق موصلات مفرطة (فوق موصلات) superconductors ، إذ تتلاشى مقاومتها ، ويستطيع التيار أن يتدفق فيها من دون وجود أي فرق في الجهد . كذلك تتغير مقاومات معظم المواد بشكل كبير جداً عندما تصبح ساخنة جداً . ويطلق على عنصر الدارة الذي يخضع لقانون أوم اسم «مقاومة خطية» linear resistor ، وذلك لأن العلاقة بين ت و جـ تكون خطية كما يظهر ذلك الشكل ٣١:١٥ . ويُطلق على العنصر الذي لا يخضع لقانون أوم اسم «مقاومة لخطية» nolinear resistor ، ويسمى أحياناً هذا العنصر «بمقاومة غير اومية» nonohmic resistor .

* حركة الإلكترونات في الاسلاك : Motion Of Electrons In Wires

عند وضع الكترون (ش = e^-) في مجال كهربائي $\vec{E}$ ، فإنه يتأثر بقوة $\vec{F}$:

$$\vec{F} = e^- \vec{E}$$

وتتعاذل هذه القوة داخل سلك موصل للتيار مع قوة مضادة «احتكاكية» تنشأ عن التصادمات العديدة للإلكترون مع شوائب التركيب البلوري لمادة السلك ، ومع أيوناته

المنفردة. وهذه التصادمات، التي تعاني منها الإلكترونات التوصيل، هي منشأ المقاومة التي تكون للسلك. وتتحرك الإلكترونات التي لا تعاني في المتوسط أي تسارع على امتداد طول السلك بسرعة متوسطة ثابتة تسمى «سرعة الانسياب» drift velocity. وسرعة الانسياب هذه صغيرة تماماً بالقياس إلى السرعة الفعلية للإلكترونات، إذ يتحرك كل إلكترون في هذا الاتجاه أو ذاك داخل السلك بسرعة تصل تقريباً إلى ١٠^٦ متر / ثانية، في حين أن سرعة الانسياب تبلغ تقريباً ١ سم / ثانية (١٠ متر / ثانية) أو أقل من ذلك. وحركة الإلكترونات الانسيابية الصافية هذه هي التي تسهم دون غيرها في تدفق التيار ونقل القدرة الكهربائية.

١١:١٥ الدارات البسيطة : Simple Circuits

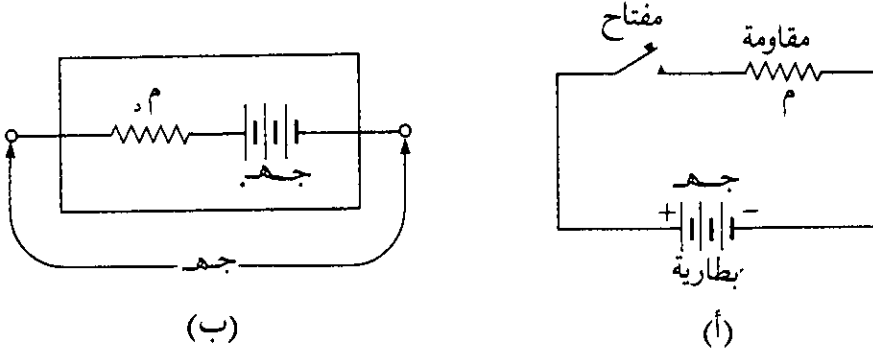
نناقش في هذا الجزء دارات المقاومات الخطية فقط. وعند ربط طرفي بطارية جهدها $\mathcal{E}$ بمقاوم R مقاومتها $\mathcal{E}$ ، فإن قانون أوم يخبرنا بأن التيار الذي يمر بالمقاومة يُعطى بالمعادلة التالية:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}$$

وتظهر هذه الدارة البسيطة في الشكل ١٥: ٣٢ (أ)، كما يظهر في الشكل أيضاً الرموز التي تستخدم عادةً للدلالة على البطارية والمقاومة والمفتاح.

إن البطارية بذاتها عبارة عن جهاز device معقد تماماً على الصعيد الذري، يعطي طاقة للشحنة عن طريق التفاعلات الكيميائية. وفي الواقع، فإن البطارية «تضخ» الإلكترونات من طاقة وضع منخفضة إلى طاقة وضع مرتفعة، في اتجاه مضاد للاتجاه الذي سوف تتحرك فيه هذه الإلكترونات تلقائياً لو أعطيت حرية الحركة. وعند تدفق تيار ثابت، فإن الطاقة الكيميائية المتولدة في البطارية تكون مساوية تماماً للطاقة المبذولة في الدارة كحرارة أو غير ذلك من أشكال الطاقة. ويمكن اعتبار مصدر جهد ثابت $\mathcal{E}$.

موصولٍ على التوالي مع مقاومةٍ داخليةٍ r ، نموذجاً جيداً لبطارية [انظر الشكل ٣٢: ١٥ (ب)]. وإذا كانت المقاومة الخارجية R أكبر بكثيرٍ من r ، فإنَّ الجهدَ الفعليَّ V بين طرفي البطارية لن يقلَّ كثيراً عن الجهدِ V_0 .



الشكل ٣٢: ١٥: (أ) دائرة بسيطة. (ب) نموذجُ بطارية. نتيجةٌ للمقاومةِ الداخلية، فإنَّ فرقَ الجهدِ بين الطرفين يعتمدُ على التيارِ الذي يتدفقُ بينهما.

* دارات التوالي: قاعدة تشارف: Series Circuits: Kirchhoff's Rules

تتكوّن أبسطُ دائرةٍ تواليٍّ من مقاومتين، مقاومةً الأولى R_1 ومقاومةً الثانية R_2 ، مربوطتين معاً على التوالي وموصلتين ببطارية (الشكل ٣٣: ١٥). ويمكنُ تطبيقُ قانونِ أوم على كلّ من المقاومتين على حدةٍ كما يلي:

$$V_1 = IR_1 \dots \dots \dots (٣٣: ١٥)$$

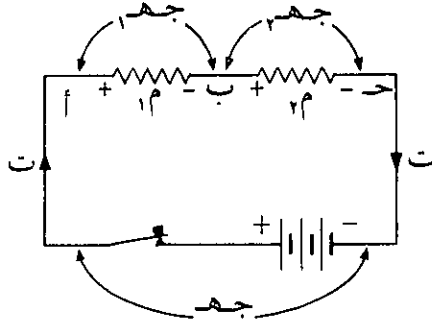
$$V_2 = IR_2 \dots \dots \dots (٣٣: ١٥)$$

ويمكنُ بقليلٍ من التفكيرِ الأوليِّ بطبيعةِ التيارِ والجهدِ أن نتوصّلَ الى حقيقتين مفيدتين تتعلقان بدائرة التوالي. أولاهما أنَّ التيارَين المارَّين في المقاومتين متساويان:

$$I_1 = I_2 \dots \dots \dots (٣٣: ١٥)$$

وثانيهما أن فرق الجهد بين طرفي المقاومتين معاً يساوي مجموع فرقَي الجهد بين طرفي كل منهما على حدة:

$$ج_ه = ج_ه + ج_ه \dots\dots\dots (١٥: ٩٤)$$



الشكل ١٥: ٣٣: دائرة توالٍ.

وتُعدُّ هاتان المعادلتان في الواقع تطبيقاً لقانوني حفظٍ أساسيين هما: قانون حفظ الشحنة وقانون حفظ الطاقة. ومع أن المعادلتين تبدوان واضحتين، إلا أنهما تستحقان أن تُناقشا بعناية. ففي حالة تدفق تيارٍ ثابتٍ، فإن التيار الداخل إلى أية نقطة في دائرة ما يجب أن يساوي التيار الخارج منها، وإلا فإن الشحنة سوف تتجمع أو تضيع عند تلك النقطة، مما يتناقض بافتراضنا بوجود تدفق تيارٍ ثابتٍ، أو إنها سوف تظهر من العدم أو تختفي فيه، مما يتناقض وقانون حفظ الشحنة الأساسي. وهذا القول بحفظ الشحنة يشكل إحدى قاعدتين تُعرفان بقاعدتي كيرتشف Kirchhoff's rules، وهما قاعدتان مفيدتان في تحليل دارات التيار المباشر. ويمكن صياغة قاعدة كيرتشف الأولى على النحو التالي: «إن التيار الكلي المتدفق من وإلى أية نقطة في دائرة كهربائية يساوي صفراً». وعند تطبيق هذه القاعدة على النقطة ب في الشكل ١٥: ٣٣ فإنها تعني ببساطة أن $ت_٣ = ت_١ + ت_٢$ [المعادلة (١٥: ٩٣)].

تعبر قاعدة كيرتشف الأولى عن حفظ الشحنة

تعبر قاعدة كيرتشف الثانية عن حفظ الطاقة

وتنص قاعدة كيرتشف الثانية على أن «مجموع الجهود حول أي مسار مغلق أو عروة في دائرة كهربائية يساوي صفراً». وهذا يعني أن ما يكسبه الكترولون يتحرك في مسار

مغلقٍ من الطاقة يعادلُ تماماً ما يفقدهُ منها، ومن ثمَّ فلا يكسبُ الألكترونُ الذي يُتمُّ حركتهُ في المسارِ المغلقِ أو يخسرُ أيةَ طاقةٍ. ولو كان الأمرُ على خلافِ ذلك، لزادت الطاقةُ في الدارةِ أو نقصت، الأمرُ الذي يتناقضُ معَ افتراضِ التدفقِ الثابتِ للتيارِ أو معَ قانونِ حفظِ الطاقة. أما حقيقةُ أنه يمكنُ تعيينُ جهدٍ محددٍ لكلِّ نقطةٍ في الدارةِ فتتطلبُ بذاتها صحةَ قاعدةِ كيرتشفوف الثانية. وعندَ تطبيقِ هذه القاعدةِ على الدارةِ البسيطةِ المبينةِ في الشكلِ ١٥: ٣٣، فإننا نحصلُ على:

$$\text{جهد}_B + \text{جهد}_C + \text{جهد}_A = \text{صفر} \quad [V_{AB} + V_{BC} + V_{CA} = 0] \quad \dots (٩٥: ١٥)$$

ولا بُدَّ هنا من الانتباهِ بعنايةٍ إلى الاشاراتِ*. وفي الشكلِ المشارِ اليه تظهرُ القطبيةُ النسبيةُ للجهدِ عبرَ عناصرِ الدارة. ونلاحظُ أنَّ: $\text{جهد}_B = -\text{جهد}_C$ ، و $\text{جهد}_C = -\text{جهد}_A$ ، ولذلك فإن المعادلةَ ٩٥: ١٥ تكافئُ المعادلةَ ٩٤: ١٥.

ويمكننا الآنَ تجميعُ الحقائقِ الملخصةِ في المعادلاتِ ٩١: ١٥ إلى ٩٤: ١٥. وبما أنَّ $T_1 = T_2$ ، فإننا نستطيعُ أنْ نهملَ الرموزَ السفليةَ subscripts وأنْ نسميَ التيارَ ببساطةٍ T . وتصبحُ المعادلةُ ٩٤: ١٥ عندَ تعويضِ قيمِ جهد_B و جهد_C من المعادلتين ٩١: ١٥ و ٩٢: ١٥ كما يلي:

$$\text{جهد} = T_1 M_1 + T_2 M_2 = T(M_1 + M_2)$$

ويمكنُ كتابةُ هذه المعادلةِ على النحوِ التالي:

$$\text{جهد} = T M \quad \dots (٩٦: ١٥)$$

حيث M هي المقاومةُ الفعَّالةُ أو «المقاومةُ الكليةُ» للدارة، وتعطى بالمعادلةِ التالية:

$$M = M_1 + M_2 \quad \dots (٩٧: ١٥)$$

* انظر أيضاً المناقشةَ الواردةَ في الصفحةِ ٢٩٧ الخاصة بالاشارات.

ومن الممكن تخمين هذه النتيجة، الا أننا فضلنا اشتقاقها مستخدمين طرقاً يمكن تطبيقها في حالات أكثر تعقيداً. وبتابع نفس الطريقة نتوصل الى أن المقاومة الكلية لعدد من المقاومات الموصولة معاً على التوالي تُعطى بالمعادلة التالية:

المقاومات الموصولة على التوالي

$$M = M_1 + M_2 + M_3 + \dots + M_n \quad (15: 98)$$

※ المقاومات الموصولة على التوازي: Resistors in Parallel

يقوم تحليل المقاومات الموصولة معاً على التوازي على نفس المبادئ السابقة. ويبيّن الشكل ١٥: ٣٤ أبسط مثال على دائرة توازي، وتحتوي على مقاومتين مربوطتين معاً على التوازي وطرفاهما موصولان ببطارية. ويُظهر جمع الجهود حول أيّ من المسارات المغلقة الممكنة الثلاثة أن مقادير الجهود الثلاثة تكون متساوية:

$$J_1 = J_2 = J_3 \quad (15: 99)$$

ونحصل بتطبيق قاعدة كيرشوف الأولى عند المقرن (الوصلة) أ على ما يلي:

$$I = I_1 + I_2 \quad (15: 100)$$

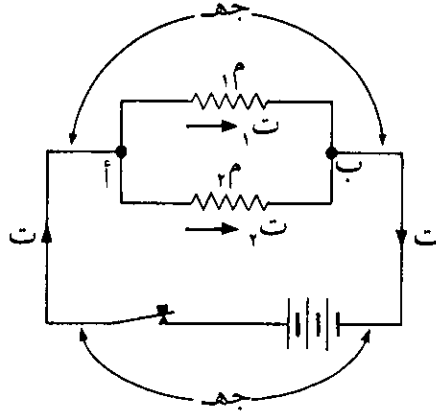
ونحصل بتطبيق قانون أوم على المقاومتين: كل على حدة (مستخدمين المعادلة ١٥: ٩٩ في كلا الحالتين) على:

$$I_1 = \frac{J_1}{M_1} = \frac{J}{M_1}$$

$$I_2 = \frac{J_2}{M_2} = \frac{J}{M_2}$$

وبوضع هاتين القيمتين للتيار I_1 و I_2 في المعادلة ١٥: ١٠٠ نحصل على:

$$I = J \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)$$



الشكل ١٥ : ٣٤ : دائرة توازي.

ويمكن كتابة المعادلة السابقة كما يلي :

$$ت = \frac{جهد}{م} \dots\dots\dots (١٥ : ١٠١)$$

وتُعطى المقاومة الفعالة أو «المقاومة الكلية» م (التي تكتب على نحو أكثر ملائمة كمقلوب م) بالمعادلة التالية :

$$\frac{1}{م} = \frac{1}{م1} + \frac{1}{م2} \dots\dots\dots (١٥ : ١٠٢)$$

وباتباع نمط الاستدلال السابق، نتوصل الى أن المقاومة الكلية م لأي عدد من المقاومات الموصولة معاً على التوازي تُعطى بالمعادلة التالية :

$$\frac{1}{م} = \frac{1}{م1} + \frac{1}{م2} + \frac{1}{م3} + \dots\dots\dots (١٥ : ١٠٣)$$

المقاومات على التوازي

لاحظ أن هذه النتيجة تتضمن أن المقاومة الكلية م تكون دائماً أقل من أصغر مقاومة لأي من المقاومات الموصولة على التوازي . أن دارات المنازل الاعتيادية هي دائماً دارات توازي، فالمصابيح والمحركات والسخانات والتي توصل جميعها إلى أباريز البيت تكون موصولة على التوازي . ولذلك فإن فرق الجهد بين طرفي كل مصباح أو جهاز يكون دائماً

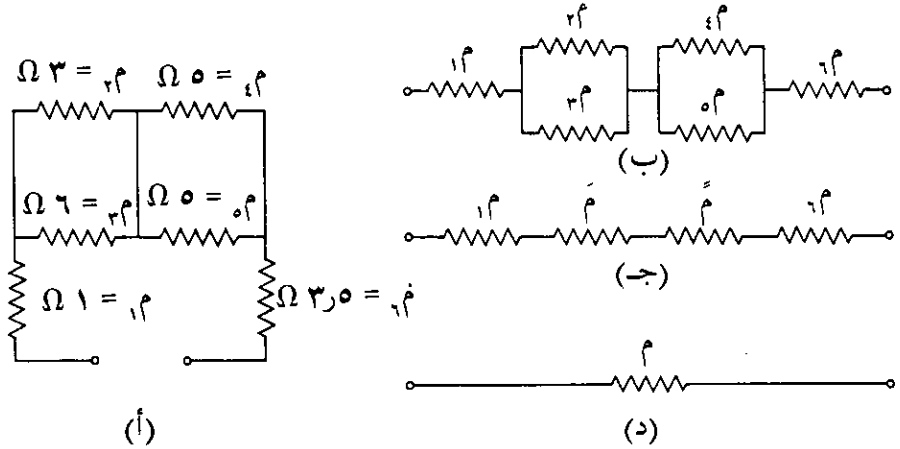
واحدًا، ولا يعتمد التيار المار فيه على الأجهزة الأخرى الموصولة معه . وعند تشغيل المزيد من الأجهزة، تنقص المقاومة الكلية لدارة المنزل الكهربائية، الأمر الذي يؤدي إلى زيادة التيار المسحوب مع إبقاء الجهد ثابتاً من دون أي تغيير.

مثال ١ :

ما المقاومة الكلية للمقاومات الست المبينة في الشكل ١٥ : ٣٥ (أ)؟ نلاحظ أولاً أن الدارة تكافئ الترتيب المبين في الشكل ١٥ : ٣٥ (ب)، الذي هو بوضوح عبارة عن مجموعة توالٍ وتوازٍ. ويمكن استبدال الزوج R_2, R_3 بمقاومة واحدة R_M تُعرف كما يلي :

$$\frac{1}{R_M} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_3}$$

ومقدارها $R_M = 2 \Omega$. وبالمثل، يمكن استبدال الزوج R_4, R_5 بالمقاومة $R_M = 2 \Omega$. ويؤدي هذان الاستبدالان إلى دارة مكافئة تتكوّن من أربع مقاومات موصولة على التوالي [الشكل ١٥ : ٣٤ (ج)]، وتكون مقاومتها الكلية $R = 9 \Omega$.



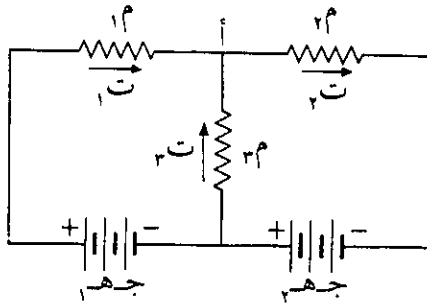
الشكل ١٥ : ٣٥ : (أ) مجموعة مقاومات . (ب) - (د) اختزال المجموعة بشكل متعاقب إلى مقاومة واحدة .

وتكافئ المجموعة الأصلية من المقاومات مقاومة واحدة مقدارها ٩ أوم [الشكل ١٥ : ٣٥ (د)] .

مثال ٢ :

رُبطت بطاريتان وثلاثُ مقاوماتٍ كما هو مبينٌ في الشكل ١٥ : ٣٦. ما تضمناتُ قانوني حفظِ الشحنةِ وحفظِ الطاقةِ (أي قاعدتي كيرتشف) لهذه الدارة؟
نختارُ اتجاهاتٍ اعتباطيةً للتياراتِ I_1 و I_2 و I_3 ، كما توضَّح ذلك الأسهمُ في الشكل. وإذا ثبت أن هذه الاتجاهاتِ خاطئةٌ فإن التياراتِ تكونُ ببساطةٍ سالبةً، وسيظلُّ من الممكنِ مع ذلك الحصولُ على أجوبةٍ صحيحةٍ. ونحصلُ بتطبيقِ مبدأ حفظِ الشحنةِ عند النقطةِ أ على ما يلي :

$$I_3 = I_1 + I_2 \quad \dots\dots\dots (١٥ : ١٠٤)$$



الشكل ١٥ : ٣٦ : دائرة يمكن تحليلها بمساعدة قاعدتي كيرتشف.

وبتطبيقِ مبدأ حفظِ الطاقةِ على المسارِ المغلقِ الذي يحتوي على R_1 و R_3 والمسارِ المغلقِ الذي يحتوي على R_2 و R_3 نحصلُ على ما يلي

$$E_1 = I_1 R_1 - I_3 R_3 \quad \dots\dots\dots (١٥ : ١٠٥)$$

$$E_2 = I_2 R_2 + I_3 R_3 \quad \dots\dots\dots (١٥ : ١٠٦)$$

ونلاحظُ أنَّ كلَّ فرقِ جهدٍ بين طرفي مقاومةٍ قد تمَّ الاستعاضةُ عنه بتيارٍ مضروبٍ بمقاومةٍ ؛ هذا وقد اختيرتِ الاشاراتُ لتتفقَ مع الاتجاهِ المفترضِ لتدفقِ التيار. ويمكن من هذه المعادلاتِ الثلاثِ إيجادُ المجاهيلِ الثلاثةِ I_1 و I_2 و I_3 ، وذلك بدلالةِ الكمياتِ

المعلومة جـ_١، جـ_٢، و م_١، و م_٢، و م_٣. ويتركُ أمرُ إيجادِ ذلكِ كتمرينٍ للقارىءِ.



وكما يتضحُ من هذا المثال، فإنَّ تطبيقَ قاعدتي كيرتشفيتش يتطلبُ انتباهاً خاصاً عندَ اختيارِ الاشارات. وقد يكونُ من الافضلِ على الأرجحِ لتجنبِ الخطأِ اتباعُ طريقةٍ بسيطةٍ كالطريقةِ التالية:

(١) عيّن اتجاهاً للتيارِ في كلِّ فرعٍ من فروعِ الدارة. (والفرعُ عبارةٌ عن مسارٍ وحيدٍ يمتدُّ من وصلةٍ الى أخرى، كالمسارِ المارِّ بالبطاريةِ البطارية ١ والمقاومةِ ١ في الشكلِ ١٥: ٣٦). (٢) اختر اتجاهاً تتبَّعه حولَ كلِّ مسارٍ مغلقٍ (مثلاً، مع عقاربِ الساعةِ حولَ المسارِ المغلقِ جـ_١، م_١، م_٣ في الشكلِ ١٥: ٣٦). (٣) اخترِ إشاراتِ الجهودِ من الجدولِ التالي:

عنصر الدارة	الاتجاه المختار للمسار المغلق المارّ في عنصر الدارة	الجهود
مقاومة	نفس الاتجاه المعين للتيار	موجب
	عكس الاتجاه المعين للتيار	سالب
بطارية	من الطرف الموجب الى الطرف السالب	موجب
	من الطرف السالب الى الطرف الموجب	سالب

(٤) ضعُ مجموعُ الجهودِ حولَ المسارِ المغلقِ مساوياً للصفر. فمثلاً، إذا اخترنا الحركةَ باتجاهِ عقاربِ الساعةِ حولَ المسارِ المغلقِ جـ_١، م_١، جـ_٢، م_٣ في الشكلِ ١٥: ٣٦ فإننا نحصلُ على:

$$-جـ_١ + ت_١ م_١ - ت_٣ م_٣ = صفر$$

وهذه المعادلةُ مكافئةٌ للمعادلةِ (١٥: ١٠٥). وعلى غرارِ ذلك، فإن الحركةَ بعكسِ عقاربِ الساعةِ حولَ المسارِ المغلقِ جـ_٢، م_٢، م_٣ في نفسِ الدارةِ يؤدي إلى المعادلةِ التاليةِ المكافئةِ للمعادلةِ ١٥: ١٠٦:

$$جـ_٢ - ت_٢ م_٢ - ت_٣ م_٣ = صفر$$

* المقاومة والقدرة : Resistance and Power

وفق المعادلة (١٥ : ٥٧)، تُعطى القدرة الكهربائية بحاصل ضرب فرق الجهد بالتيار:

$$P = I \cdot V$$

معادلة دقيقة لتدفق تيار ثابت

وهذه معادلة دقيقة لأنها تعتمد ببساطة على تعريف الجهد*. وبما أن $V = I \cdot R$ ، طبقاً لقانون أوم، فإنه يمكن التعبير عن القدرة أيضاً بالمعادلة التالية:

$$P = I^2 R$$

معادلتان تقريبيتان للقدرة عندما يصبح استخدام قانون أوم

وهناك تعبير مكافئ لهذه الصيغة، وهو:

$$P = \frac{V^2}{R}$$

وتصح هاتان المعادلتان طالما صحَّ استخدام قانون أوم، ويمكن تطبيقهما على دائرة كاملة أو على أي عنصر من عناصر الدارة.

١٥ : ١٢ المواسعة : Capacitance †

المكثفُ capacitor عبارة عن جهاز يخزن الطاقة. ويتكوّن المكثف في أبسط صورته من صفيحتين معدنيتين متوازيتين يفصل بينهما الهواء أو أية مادة عازلة أخرى (الشكل ١٥ : ٣٧). ولا تستطيع أية شحنة أن تتدفق خلال المكثف، إلا أنها تستطيع أن تتدفق لبعض الوقت صوب إحدى صفيحتيه، بعيداً عن الصفيحة الأخرى، إلى أن

* تصح المعادلة (٥٧ : ١٥) بدقة على دوائر التيار المباشر، كما تصح على دوائر التيار المتردد بشرط أن يتناوب الجهد والتيار في طورهما وأن تستخدم قيم جذر متوسط المربع للجهد والتيار. وفي كلا الحالتين فلا تعتمد صحة هذه المعادلة على خطية المقاومات.

† يُستخدم لفظ السعة أحياناً بدلاً من المواسعة.

تتجمع شحنة +ش على إحدى الصفيحتين وشحنة -ش على الصفيحة الأخرى . وعندها يصبح هنالك بين صفيحتي المكثف فرق في الجهد مقداره جهـ . وتعرفُ مواسعة المكثف مو (C) [وهي دائماً كمية موجبة] بالمعادلة التالية :

تعريف المواسعة
$$C = \frac{q}{V} \quad \dots \dots \dots (109:15)$$

$$\text{مو} = \frac{\text{ش}}{\text{جه}}$$

ولأن الجهد المتولد بين الصفيحتين يتناسب مع الشحنة المخزونة، فإن النسبة $\left(\frac{\text{ش}}{\text{جه}}\right)$ تكون ثابتة للمكثف الواحد . وتعنى القيمة الكبيرة للمواسعة أنه يمكنُ تخزين كمية كبيرة من الشحنة عند فرق جهد معين . ويطلقُ على وحدة المواسعة في النظام العالمي للوحدات اسمُ فاراد (farad) ، تكريماً لمايكل فارادي . ونجدُ من المعادلة (109:15)، أن الفاراد يجبُ أن يساوي كولماً واحداً لكل فولت :

وحدة المواسعة = فاراد (فـ)
$$= \frac{\text{كل}}{\text{ف}} \quad \dots \dots \dots (110:15)$$

ويُعدُّ الفاراد في التطبيق العملي وحدةً كبيرةً للمواسعة، ولذلك نجدُ أن معظم المكثفات تقدرُ مواسعتها بالميكروفاراد μ فـ (μF) الذي يساوي 10^{-6} فاراد، أو بالبيكوفاراد : بيـ فـ (PF) الذي يساوي 10^{-12} فاراد .

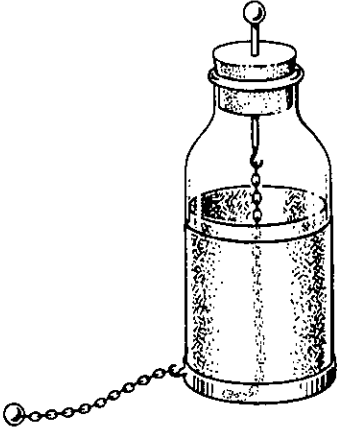
ويمكنُ إيجادُ العلاقة بين مواسعة مكثفٍ مثاليٍّ مكوّنٍ من صفيحتين متوازيتين ومساحة كلٍّ من صفيحتيه ح والبعد بينهما د . أن المجال الكهربائي $\vec{E}$ بين صفيحتي مثل هذا المكثف هو تقريباً مجالاً منتظم (الشكل ١٥: ٣٨) . ووفق النتيجة التي تمّ التوصل إليها في الجزء ١٥ : ٦ (المعادلة ١٥ : ٤٤)، فإن مقدار المجال بين الصفيحتين هو :

المجال بين صفيحتين متوازيتين
$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad \dots \dots \dots (111:15)$$

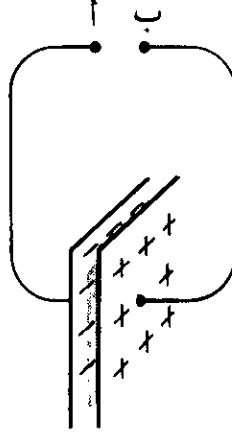
$$\text{م} = \frac{\sigma}{3}$$

حيث σ هي الشحنة الموجودة على وحدة المساحة من الصفيحة المعدنية . ويكون فرق الجهد بين الصفيحتين الذي يساوي م د ما يلي :

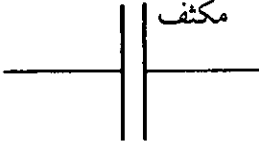
$$\left[V = \frac{\sigma d}{\epsilon_0} \right] \quad \text{جـ} = \frac{d\sigma}{3}$$



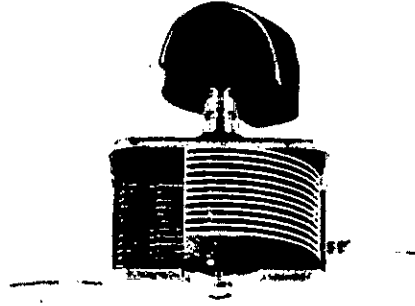
(ب)



(أ)

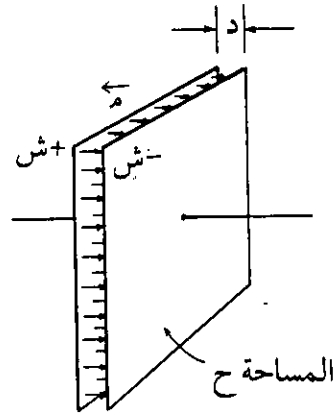


(د)



(ج)

الشكل ١٥: ٣٧ مكثفات: (أ) صورة مثالية لمكثف. تُخزن شحنتان متساويتان في المقدار ومتضادتان في الإشارة في صفيحتين معدنيتين متوازيتين. (ب) صورة لمكثف قديم، اسمه «جرة ليدن» (Leyden jar) تم اختراعه عام ١٧٤٥. ويفصل الزجاج بين طبقتين رقيقتين من المعدن. (ج) مكثف حقيقي يستخدم في مولدات الذبذبات ذات التواتر الراديوي. وتفاوت المكثفات الأخرى في حجمها وتركيبها بشكل هائل. (د) التمثيل القياسي للمكثف في مخططات الدارات الكهربائية.



الشكل ١٥: ٣٨: يكون المجال بين صفيحتين متوازيتين قريبتين من بعضهما بعضاً منتظماً تقريباً، ويعتمد بشكل بسيط على الشحنة الموجودة على الصفيحتين وعلى فرق الجهد بينهما.

وبوضع المقدار ش/ح محل σ ، حيث ح هي مساحة الصفيحة الواحدة، نحصل على:

$$V = \frac{qd}{\epsilon_0 A} \quad \text{جـ} = \frac{\text{ش} \cdot \text{د}}{\epsilon_0 \cdot \text{ح}}$$

وبتعويض هذه القيمة للجهد جـ في المعادلة (١٥: ١٠٩)، نجد أن مواسعة المكثف متوازي الصفيحتين هي:

$$C = \frac{\epsilon_0 A}{d} \quad \text{مو} = \frac{\text{ش} \cdot \text{د}}{\text{ج} \cdot \text{ح}} \quad (١٥: ١١٢) \quad \dots \dots \dots$$

مواسعة المكثف ذي الصفيحتين المتوازيين.

ولمكثفين موصولين على التوازي (الشكل ١٥: ٣٩)، يكون الجهد بين كل منهما واحداً: جـ = جـ = جـ، ويكون مجموع الشحنتين المخزونتين فيهما كما يلي:

$$q_1 + q_2 = C_1 V + C_2 V \quad \text{ش}_1 + \text{ش}_2 = \text{مو جـ} + \text{مو جـ}$$

ويمكن كتابة هذه المعادلة بالشكل التالي:

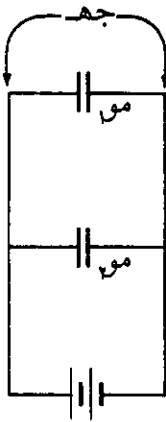
$$q_T = (C_1 + C_2) V \quad \text{ش} = (\text{مو} + \text{مو}) \cdot \text{جـ}$$

حيث ش هو الشحنة الكلية: ش_١ + ش_٢ المخزونة في المكثفين. ولذا، نجد أن مواسعة مجموعة المكثفين هذه هي:

مكثفان موصولان على التوازي $\text{مو} = \text{مو} + \text{مو}$ $\left[C = C_1 + C_2 \right]$ (١١٣: ١٥)

ويترك كتمرين للقارئ إثبات أن مقلوب المواسعة لمكثفين موصولين على التوالي يُعطى بالمعادلة التالية :

مكثفان موصولان على التوالي $\frac{1}{\text{مو}} + \frac{1}{\text{مو}} = \frac{1}{\text{مو}}$ $\left[\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right]$ (١١٤: ١٥)



الشكل ١٥: ٣٩: مكثفان موصولان على التوازي بمصدر جهد: تجمّع المواسعة في هذه الحالة .

■ مثال ١ :

ما مواسعة كرتين معدنيتين متحدتين في المركز، نصفاً قطريهما: $\text{نق}_1 = ١٠ \text{ سم}$ و $\text{نق}_2 = ١١ \text{ سم}$ (انظر الشكل ١٥: ٣٩)؟

وفقاً للمعادلة (١٥: ٨٣)، يُعطى فرق الجهد بين الكرتين بالمعادلة التالية :

$$\left[V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{R_2 - R_1}{R_1 R_2} \right] \quad \text{جهد} = \frac{\text{ش}}{\text{ط}} = \frac{\text{نق}_1 - \text{نق}_2}{\text{نق}_1 \text{نق}_2}$$

ونجدُ بتعويض مقدار الجهد هذا في المعادلة (١٥: ١٠٩)، أن المواسعة هي :

مواسعة كرتين متحدتين بالمركز $\text{مو} = \frac{\text{ط} 3. \text{نق}_1 \text{نق}_2}{\text{نق}_1 - \text{نق}_2}$ $\left[C = \frac{4\pi\epsilon_0 R_1 R_2}{R_2 - R_1} \right]$ (١١٥: ١٥)

وبتعويض مقادير الكميات في هذه المعادلة فإننا نجدُ أن :

$$\text{مو} = \frac{١٠ \times ١١ \times ٩}{١٠ - ١١} = \frac{١٠ \times ١١ \times ٩}{١} = ١٠٩ \text{ فاراد (فـ)}$$

ومن المثير أن نتناول المواسعة عندما نق $\rightarrow \infty$. وفي هذه الحالة ، وبعد استبدال نق بالكمية نق_١ ، نجد أن مواسعة المكثف تصبح كما يلي :

مو = ٤ ط 3_١ نق : $\left[C = 4\pi\epsilon_0 R \right]$ (١١٦:١٥)

وهذه هي مواسعة كرة منفردة . فمثلاً إذا كان نق = ١ , ٠ م ، فإن مواسعة الكرة تكون :
مو = ١١,١ بي.فم.

وبشكل عام ، فإنه يمكن تعريف مواسعة جسم موصل منفرد بالمعادلة (١٠٩:١٥) ، بشرط أن تكون ش هي مقدار شحنة الجسم وجهه مقدار جهد الجسم ، على اعتبار أن الجهد عند نقطة المالا نهاية يساوي صفراً .



ويُعدُّ المكثف ، وهو مستودعٌ لخزنِ الشحنة ، مستودعاً أيضاً لخزنِ الطاقة التي يمكنُ استعادتها بتركِ المكثفِ يفرغُ شحنته خلالَ مقاومةٍ أو أيِّ عنصرٍ آخرٍ من عناصرِ الدارةِ الكهربائية . ويمكنُ حسابُ مقدارِ الطاقةِ المخزونةِ في المكثفِ من طريقِ تناولِ عمليةِ إضافةِ الشحنةِ إليه . فعندَ إضافةِ شحنةٍ ش إلى مكثفٍ جهده جه ، فإنَّ طاقةَ وضعه تزدادُ بمقدارٍ يساوي :

$$U = \int V' dq' \quad \text{طو} = \text{جه} \times \text{ش}$$

وبما أن جه ترتبطُ مع الشحنة ش الموجودة على المكثف بالمعادلة :

$$\text{جه} = \text{ش} / \text{مو}$$

، فإنه يمكنُ كتابةَ الزيادةِ في طاقةِ الوضعِ على النحو التالي :

$$dU = \frac{1}{C} q' dq' \quad \text{طو} = \frac{1}{\text{مو}} \text{ش} \times \text{ش} \quad \text{..... (١١٧:١٥)}$$

لنأخذ مكثفاً ، غيرَ مشحونٍ في الأصل ، أضيفَ إليه شحنةٌ كليةٌ ش (ويعني هذا في حالة

المكثف ذي الصفيحتين المتوازيتين إضافة شحنة + ش إلى إحدى الصفيحتين وإضافة - ش إلى الصفيحة الأخرى). ونجد من المعادلة (١٥: ١١٧) أن طاقة الوضع المخزونة في المكثف تساوي:

$$\text{طو} = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{\frac{Q}{V}} = \frac{1}{2} QV \quad (١٥: ١١٨)$$

وثمة تعبير آخر لنفس النتيجة يمكن الحصول عليه بوضع: ش = جه مو، وهو:

$$\text{طو} = \frac{1}{2} \text{جه مو} \quad \left[U = \frac{1}{2} CV^2 \right] \quad (١٥: ١١٩)$$

الطاقة المخزونة في مكثف

وتقاس ش بالكولم و جه بالفولت و مو بالفاراد و طو بالجول.

★* الدارة م مو: دائرة المقاومة والمكثف: The RC Circuit

يبين الشكل ١٥: ٤٠ دائرة بسيطة تحتوي على مكثف. وعند إغلاق المفتاح، يتدفق تيار خلال المقاومة، ويؤثر جهد جه. بين طرفي المكثف، مما يؤدي إلى أن يكسب المكثف شحنة مقدارها ش. = مو جه. وعند فتح المفتاح يبدأ المكثف بتفريغ شحنته في المقاومة. لنفترض أن الجهد بين طرفي المكثف (بين طرفي المقاومة) في لحظة ما يساوي جه، وأن التيار المار بالمقاومة يساوي ت، وأن الشحنة الكلية المتبقية على المكثف تساوي ش. فثمة بضعة علاقات بسيطة بين هذه الكميات. فأولاً، يعطي تعريف المواسعة ما يلي:

$$\text{جه} = \frac{Q}{C} \quad (١٥: ١٢٠)$$

كما يعطي تطبيق قانون أوم على المقاومة ما يلي:

$$\text{جه} = \text{ت} \text{م} \quad (١٥: ١٢١)$$

ونتيجةً لحفظ الشحنة، فإن معدل تناقص الشحنة على المكثف يجب أن يساوي التيار المار في المقاومة:

$$- \frac{dq}{dt} = \frac{q}{RC} \quad (122:15)$$

وبوضع قيمتي q و t من المعادلتين (120:15) و (122:15) في المعادلة (121:15)، نحصل على:

$$- \frac{q}{RC} = \frac{q}{RC}$$

وبإعادة ترتيب الكميات في المعادلة السابقة نجد أن:

$$\frac{1}{RC} = - \frac{1}{RC} \quad (123:15)$$

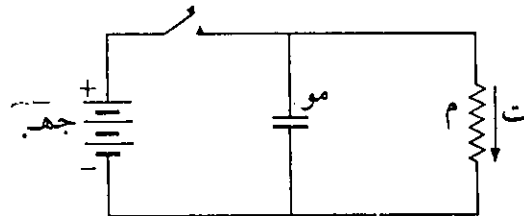
معادلة مكثف في حالة تفريغ

وتربط هذه المعادلة الشحنة بمعدل تغيرها. وهي معادلة تفاضلية تتضمن السؤال الرياضي التالي: لأية دالة q تكون المشتقة الأولى لها q / t متناسبة مع سالبها ($-q$)؟ إن الدالة الأسية المتناقصة هي هذه الدالة، وفي الواقع فإنها الدالة الوحيدة التي تحقق الشروط السالفة. ويمكن كتابة الحل لهذه المعادلة التفاضلية على النحو التالي:

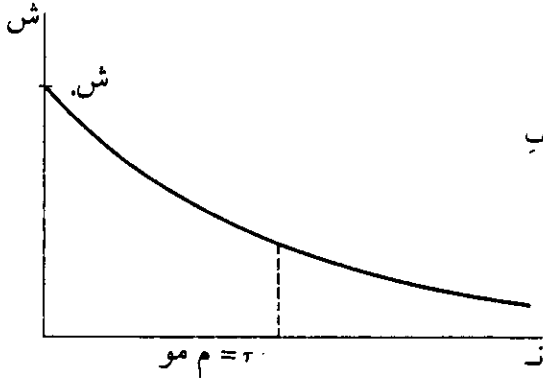
$$q(t) = q_0 e^{-t/RC} \quad (124:15)$$

حل المعادلة التفاضلية

ونستطيع التحقق من صحة هذا الحل بسهولة، وذلك عن طريق تعويضه في المعادلة (123:15). ويختار الثابت الاعتباري الوحيد q_0 بجعله مساوياً للشحنة الابتدائية المعطاة عند $t=0$.



الشكل ٤٠:١٥: الدارة المستخدمة في دراسة تفريغ مكثف عبر مقاومة.



الشكل ١٥:٤١ : تتناقص الشحنة على مكثف عند تفريغهِ عبر مقاومة بشكل أُسي إلى الصفر.

ووفق المعادلة (١٥ : ١٢٤)، فإن التفريغ في الدارة م مو (RC) يتبع قانوناً أسياً (الشكل ١٥ : ٤١)، وتنقص الشحنة إلى $\frac{1}{e}$ من قيمتها الأصلية في زمن مميز τ ، يميز الدارة الواحدة من غيرها، ويُعطى بالمعادلة التالية :

$$\tau = RC \quad \text{الثابت الزمني للدارة م مو (RC)} \quad (١٥ : ١٢٥)$$

(أي أوم × فاراد = ثانية). وعلى نحوٍ بديل، تُعطى فترة نصف العمر للتفريغ كما يلي :

$$\tau = \frac{z}{f} \text{ لو } \tau = 0,693 \text{ م مو} \quad \left[t_{1/2} = \tau \ln 2 = 0.693RC \right] \quad (١٥ : ١٢٦)$$

ويُطلق على الكمية τ اسمُ الثابت الزمنيّ للدارة. ومن السهل أن نختار عناصر الدارة، بحيث تأخذ الكمية م مو (RC) اية قيمة بين أقل من ميكرو ثانية واحدة وأكثر من ساعة. ويستطيع القارئ أن يتحقق من أن الجهد والتيار أيضاً يتبعان نفس قانون التناقص الأسي :

$$V = V_0 e^{-t/RC} \quad \text{جهد = جهد و.ن.م} \quad (١٥ : ١٢٧)$$

$$I = I_0 e^{-t/RC} \quad \text{ت = ت.و.ن.م} \quad (١٥ : ١٢٨)$$

حيث : جهد = ش.مو، وت = جهد.م.

مثال ٢ :

ما مقدار لطاقة التي تُبدد في المقاومة في أثناء تفريغ المكثف؟ للحصول على الطاقة المطلوبة، فانه يلزم حساب التكامل الزمني للقذرة (وذلك لأن $قذ = \epsilon / \tau$ ن):

$$ط = \int_{\text{من}}^{\infty} قذ \tau \, d\tau \quad \left[E = \int_0^{\infty} P \, dt \right] \dots\dots\dots (١٥: ١٢٩)$$

وتعطي المعادلة (١٥: ١٠٨) تعبيراً مناسباً للقذرة $قذ = جه٢ / م$. وباستخدام هذا التعبير للقذرة وباستخدام المعادلة (١٥: ١٢٧) للجهد جه، نحصل على:

$$ط = \left(\frac{جه٢}{م} \right) \int_{\text{من}}^{\infty} e^{-2t/RC} \, dt \quad \left[E = \left(\frac{V_0^2}{R} \right) \int_0^{\infty} e^{-2t/RC} \, dt \right]$$

وبوضع $ه = \tau / م$ مو في التكامل، تصبح المعادلة السابقة كما يلي:

$$ط = \frac{جه٢}{م} \int_{\text{من}}^{\infty} e^{-2\tau/ه} \, d\tau$$

وقيمة التكامل هذا تساوي واحداً، ومن ثم تكون الطاقة الكلية المبذدة كما يلي:

$$ط = \frac{1}{٢} جه٢$$

وكما هو متوقع، فان هذه الطاقة تساوي الطاقة المخزونة أصلاً في المكثف (انظر المعادلة ١٥: ١١٩).



★ ١٥: ١٣ المواد المنفذة كهربياً (الكهرمنفذة): Dielectrics

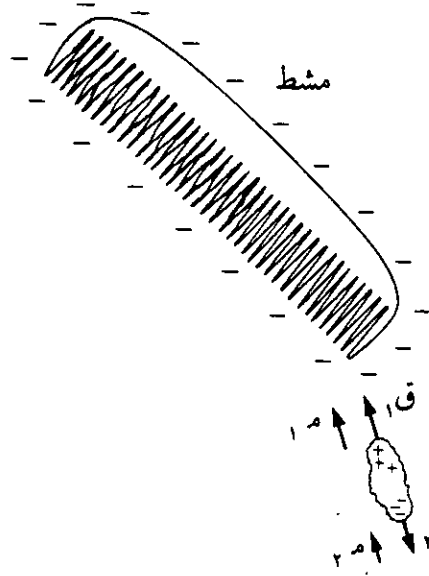
الاستقطاب

المواد المنفذة كهربياً عبارة عن مواد عازلة قابلة للاستقطاب. ويعنى هذا أنه على الصعيد الذري يمكن فصل شحنات هذه المواد الموجبة عن شحناتها السالبة [انظر الشكل ١٥: ٢٥ (أ)] بتأثير مجال كهربائي. ولذا فإن المادة الكهرمنفذة تسلك سلوك ثنائي كهربائي على وجه التقريب. وتعبير أدق، يمكن النظر الى الكهرمنفذ على أنه

مكوّن من عددٍ هائلٍ من الشّناقطيّاتِ الجزيئيّةِ المفردة . ويطلقُ عليّ جزيئاتِ المادّةِ التي تمتلكُ عزمًا ثنائيّاً كهربائيّاً، حتّى عندَ عدمِ تأثُّرها بمجالٍ كهربائيٍّ (كجزيئاتِ الماءِ مثلاً)، اسمُ «الجزيئاتِ القطبيّةِ» Polar Molecules . ويتمُّ استقطابُ المادّةِ المكوّنةِ من مثلِ هذهِ الجزيئاتِ من طريقِ ترتيبِ جزيئاتِها بشكلٍ جزئيٍّ باتجاهٍ معيّنٍ . ويطلقُ علىّ جزيئاتِ المادّةِ التي لا تمتلكُ عزمًا ثنائيّاً دائماً اسمُ «الجزيئاتِ اللاّقطبيّةِ» Nonpolar Molecules ، إلّا أنّ هذهِ الجزيئاتِ تستطيعُ أن تعاني بعضَ الفصلِ في شحنتها وأن تكتسبَ لذلك عزمًا ثنائيّاً عندَ وضعِها في مجالٍ كهربائيٍّ .

ويمكنُ تفسيرُ واحدةٍ من أبسطِ الظواهرِ في الكهرباءِ الساكنةِ، ألا وهي انجذابُ قطعةٍ غيرِ مشحونةٍ من المادّةِ إلى جسمٍ مشحونٍ [كما في الشكل (١٥: ١) (أ)] باستخدامِ مفهومِ الاستقطابِ . وكما يبيّنُ الشكلُ (١٥: ٤٢) تُستقطَبُ قطعةٌ صغيرةٌ من الورقِ موضوعةٍ بالقربِ من مشطٍ مشحونٍ شحنةً سالبةً بحيثِ يتجمّعُ فائضٌ قليلٌ من الشّحناتِ الموجبةِ عندَ طرفِ القطعةِ القريبِ من المشطِ، وفائضٌ قليلٌ أيضاً من الشّحناتِ السالبةِ عندَ طرفِها الآخرِ . ونتيجةً لكونِ المجالِ اضعفَ عندَ المسافةِ الأبعدِ عن المشطِ، فإن الشحنةَ الموجبةَ تتأثّرُ بقوةٍ جذبٍ أكبرَ من قوةِ التنافرِ المؤثّرةِ في الشحنةَ السالبةِ، الأمرُ الذي يؤدي إلى انجذابِ قطعةِ الورقِ نحوَ المشطِ . وهذه الظاهرةُ تُعرَفُ أحياناً «بالتحريضِ الساكنِ» static induction . ويطلقُ علىّ فائضِ الشحنةِ المتولّدةِ على طرفيِ قطعةِ الورقِ اسمُ «الشحنةِ التحريضيةِ» (induced charges) * . ومن ناحيةٍ جاهريةٍ فإنّ الظاهرةَ نفسَها تحدثُ (وبانجذابٍ أيضاً) عندَ استبدالِ جسمٍ موصلٍ كرقاقةٍ من الألومنيومِ بقطعةِ الورقِ الصغيرةِ، بيدَ أنّ ميكانيكِيّةَ حدوثِ الانجذابِ في هذهِ الحالةِ تختلفُ كثيراً عنها في الحالةِ السابقةِ . فالورقُ عازلٌ جيّدٌ، لا يحوي أيةَ شحنتٍ حرةٍ، وتنشأُ شحنته التحريضيةُ عن ازاحةِ شحنةٍ كلّ جزيءٍ بمقدارٍ يقلُّ بكثيرٍ عن قُطرِ ذرّةٍ واحدةٍ . وأمّا في رقاقةِ الألومنيومِ فإنّ الإلكتروناتِ الحرةَ تتحرّكُ بالفعلِ وتقطعُ مسافةً ملحوظةً بالمقاييسِ الجاهريةِ داخلَ الرقاقةِ .

* يستخدمُ أيضاً لفظُ الشحنِ بالتأثيرِ ولفظُ الشّحناتِ التأثيريةِ .



الشكل ١٥: ٤٢: التحريض الكهربائي الساكن: يؤدي استقطاب قصاصة الورق الى وجود فائض من الشحنة الموجبة في طرفها القريب من المشط، وفائض من الشحنة السالبة في طرفها البعيد عن المشط. ومع أن الشحنة الكلية على القصاصة صفر، الا انها تتأثر بقوة جذب صافية: لأن ق، أكبر من ق.

لنتأمل الآن صَفَاحَةً slab من مادة كهرومنفذة موضوعة في مجال كهربائي منتظم (الشكل ١٥: ٤٣). أن كل جزيء من جزيئات الصَفَاحَةِ له عزم ثنائي قطبي، ويكون اتجاهه عند أخذ متوسطه الزمني في اتجاه المجال الكهربائي المؤثر. وكما يبين الشكل ٤٣: ١٥ (أ)، فإن أية منطقة صغيرة - متناهية في الصغر بحسب المقاييس الجاهرية macroscopic لكنها كبيرة الى حد أنها تحتوي على الكثير من الجزيئات - هي متعادلة كهربائياً اذا ما وقعت كلية داخل المادة الكهرومنفذة. أما إذا احتوت هذه المنطقة على جزء من أحد سطحي المادة العازلة فسيكون لها صافي من الشحنة: شحنة موجبة على سطح وشحنة سالبة على السطح الآخر. ويعني هذا أن التأثير الكهربائي الكلي للمادة الكهرومنفذة يمكن تمثيله برقيقتين احدهما موجبة والاخرى سالبة، كما في الشكل ٤٣: ١٥ (ب). وتكون كثافتا الشحنتين السطحيّتين على سطحي الصَفَاحَةِ σ^+ مفيدة و σ^- مفيدة. ويترك كتمرين للقارئ ليثبت أن هاتين الشحنتين التحريضيتين تنتجان مجالاً داخل الكهرومنفذ يساوي تماماً المجال داخل المكثف ذي الصفيحتين المتوازيتين (المعادلة ١٥: ١١١):

$$E = \frac{\sigma^+}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^-}{\epsilon_0} \quad (١٥: ١٣٠)$$

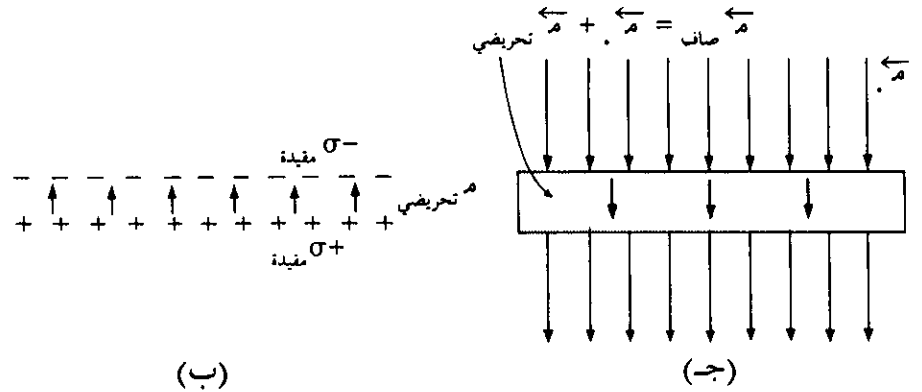
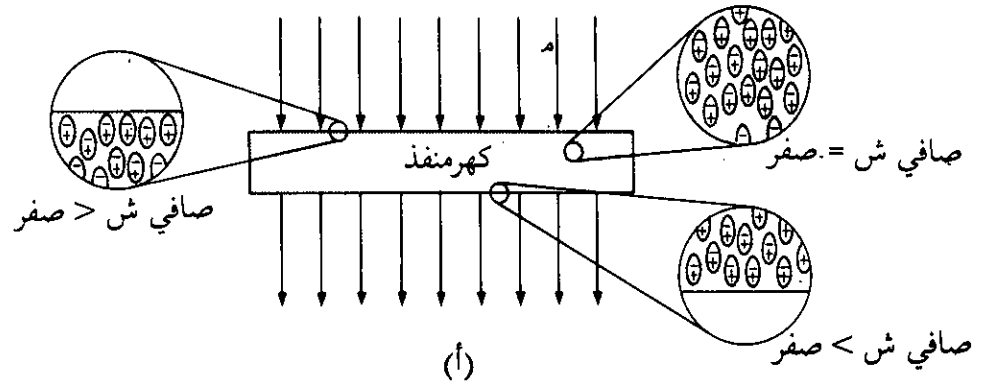
تمثل الصَفَاحَةُ المستقطبة بصفيحتين رقيقتين من الشحنة السطحية

وهذا المجال التحريضي يمكن النظر إليه على أنه متوسط المجال داخل حجم من الكهرمنفذ يحتوي على جزيئات كثيرة. وهناك متوسط مجال صاف آخر داخل الكهرمنفذ [الشكل ١٥: ٤٣ (ج)] هو المجموع المتجهي للمجال المؤثر الأصلي والمجال التحريضي:

$$\vec{M}_{\text{صاف}} = \vec{M} + \vec{M}_{\text{تحريضي}} \dots\dots\dots (١٥: ١٣١)$$

الجدول ١٥: ٢: ثابت الكهرمنفذية لبعض المواد

المادة	حالتها	ثابت كهرمنفذيتها
البخار	غاز، ١٠٠°س، ١ جَو	١٠١٢٦ ر
الكحول الايثيلي	غاز، ١٠٠°س، ١ جَو	١٠٠٦١ ر
الهواء	غاز، ٢٠°س، ١ جَو	١٠٠٥٤ ر
الماء	سائل، ٢٠°س	٨٠
الكحول الايثيلي	سائل، ٢٥°س	٢٤
البنزين	سائل، ٢٠°س	٢٢٨ ر
كلوريد الرصاص	صلب، ٢٠°س	٣٣٥ ر
الباكليت	صلب، ٢٥°س	٧
الخزف الصيني	صلب، ٢٠°س	٨-٦
كلوريد الصوديوم	صلب، ٢٠°س	٥٦ ر
زجاج البايروكس	صلب، ٢٠°س	٥-٤
النايلون	صلب، ٢٠°س	٣٥ ر
بوليثيلين (بلاستيك)	صلب، ٢٠°س	٢٣ ر
شمع البارافين	صلب، ٢٠°س	٢٠-٢٥ ر



الشكل ١٥: ٤٣ (أ) يؤدي استقطاب الجزيئات في المادة الكهرمنفذة إلى فائض صافي من الشحنة الموجبة على أحد سطحيها، وإلى فائض صافي من الشحنة السالبة على سطحها الآخر. (ب) يمكن تمثيل تأثير المادة الكهرمنفذة بصفيحتين رقيقتين من الشحنة التي تسمى الشحنة المقيدة ينشأ عنهما مجال $\vec{M}$ تحريضي. (ج) يكون المجال الفعلي الصافي داخل المادة الكهرمنفذة موازياً للمجال الخارجي المؤثر، إلا أن مقداره أقل منه.

وحيث أن $\vec{M}$ و $\vec{M}$ تحريضي متضادان في الاتجاه، فإن $\vec{M}_{صافي}$ يكون أصغر من $\vec{M}$ في المقدار. (لماذا يكون دائماً $\vec{M}_{صافي}$ بنفس اتجاه $\vec{M}$ ؟) ومن المقاييس المفيدة لقياس فاعلية كهرمنفذ «ثابت الكهرمنفذية» dielectric constant الذي يُرمز إليه بالرمز ϵ_r . ويعرف هذا الثابت بأنه النسبة بين مقدارَي المجالين: $\vec{M}$ (المجال الأصلي المؤثر) و $\vec{M}_{صافي}$ (المجال الفعلي داخل الكهرمنفذ):

* هناك كمية أخرى ترتبط مع الثابت ϵ_r وتسمى «سماحية» المادة Permittivity وتُعرف بالمعادلة $\epsilon_r = 3 \epsilon_0$.

$$(١٣٢:١٥) \dots\dots\dots \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = K_e$$

وبين الجدول ١٥: ٢ ثابت الكهرمنفذية لعدد من المواد. ويظهر الماء الواسع الانتشار والضروري للحياة نفسه هنا كما في حالات أخرى عديدة على أنه مادة غير عادية.

*** مكثف بمادة كهرمنفذة : Capacitor with Dielectric**

لنفترض الآن أن صَفَاحَةً كهرمنفذة قد وضعت بين الصفيحتين المعدنيتين لمكثف (الشكل ١٥: ٤٤). ولنسمَّ الكثافة السطحية للشحنة على الصفيحتين المعدنيتين σ^+ حرة و σ^- حرة (وتشير كلمة «حرة» في الرمز الى حقيقة أن الشحنة حرة الحركة). فبالقرب من الصفيحتين توجد الشحنة التحريضية التي كثافتها السطحية σ^+ مقيدة و σ^- مقيدة. ولذا تساوي الشحنة الصافية الموجودة على وحدة المساحة الواحدة من الصفيحة الواحدة الكمية σ^- حرة σ^- مقيدة، وتحدد هذه الشحنة المجال الكهربائي الصافي بين الصفيحتين:

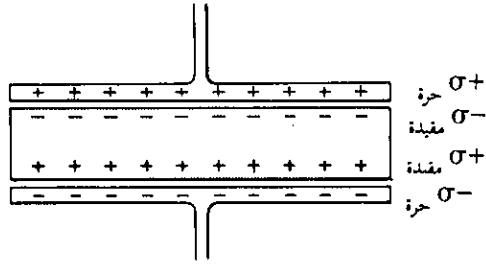
$$(١٣٣:١٥) \dots\dots\dots \epsilon = \frac{\sigma^- \text{ حرة} - \sigma^- \text{ مقيدة}}{3} = \epsilon_0 - \epsilon_{\text{تحريضي}}$$

حيث $\epsilon = \frac{\sigma^- \text{ حرة}}{3}$ هو المجال الناتج عن الشحنة الحرة، و $\epsilon_{\text{تحريضي}} = \frac{\sigma^- \text{ مقيدة}}{3}$ هو المجال الناتج عن الشحنة المقيدة (أو التحريضية). (لماذا تختلف الاشارتان في الطرف الايمن من المعادلتين ١٣١: ١٥ و ١٣٣: ١٥ عن بعضهما بعضاً؟)

وعند وجود مادة كهرمنفذة داخل مكثف، فانه يمكن اعادة تعريف مواسعة المكثف، المعادلة (١٠٩: ١٥)، على النحو التالي:

$$(١٣٤:١٥) \dots\dots\dots \epsilon = \frac{\text{ش حرة}}{\text{ج م}} = \epsilon_0 + \epsilon_{\text{تحريضي}}$$

اعادة تعريف المواسعة



الشكل ١٥: ٤٤: صَفَاحَةُ كَهْرَمَنْفَذَةٍ فِي مَكْتَفٍ: أَنَّ التَّأْثِيرَ النَّاتِجَ عَنْهَا هُوَ زِيَادَةُ مَوَاسِعَةِ الْمَكْتَفِ.

وَيَسَاوِي الْبَسْطُ فِي الْمَعَادِلَةِ السَّابِقَةِ:

$$\text{شحنة} = \sigma \times \text{ح} \quad \dots \dots \dots (١٥: ١٣٥)$$

حيث ح هي مساحة أي من صفيحتي المكثف. وأما المقام فيساوي:

$$\text{جهد} = \frac{Q}{C} = \frac{Q}{\frac{\epsilon_0 A}{d}} = \frac{Q d}{\epsilon_0 A}$$

وبما أن $\frac{Q}{A} = \sigma$ فإنه يمكن كتابة هذا الجهد كما يلي:

$$\text{جهد} = \frac{\sigma d}{\epsilon_0} \quad \dots \dots \dots (١٥: ١٣٦)$$

وبتعويض مقدارَي الشحنة ش. والجهد جهد في المعادلة (١٥: ١٣٤) نحصل على:

$$\text{مو} = \frac{\epsilon_0 \cdot 3 \cdot \text{ح}}{d} = \frac{\epsilon_0 \cdot 3 \cdot \text{ح}}{d} \quad \dots \dots \dots (١٥: ١٣٧)$$

مواصفة مكثف متوازي
الصفيحتين يحوي مادة
كهْرَمَنْفَذَة

حيث: مو = موغ = ٣. ح/د، هي مواصفة المكثف عندما لا يحوي أي كهرمنفذ (المعادلة ١٥: ١١٢). ومن السهل فهم هذه النتيجة، فالشحنة التحريضية على الكهرمنفذ تُضْعِفُ المجال بين الصفيحتين بعامل مقدارُه ϵ_0 ، مما يؤدي إلى انقاص فرق الجهد بين الصفيحتين بنفس العامل. ويؤدي هذا بدوره إلى زيادة المواصفة بالعامل ϵ_0 . أي أن الشحنة نفسها تُخزَّنُ في المكثف في هذه الحالة عند جهد أقل، أو أن شحنة أكبر تُخزَّنُ في المكثف عند نفس الجهد الأصلي.

١٥: ١٤ التسريع الكهربائي للجسيمات المشحونة:

Electric Acceleration of Charged Particles

نتناول في هذا الجزء تسريع الجسيمات المشحونة في الخلاء التام بمجال كهربائي . (ويظهر مثال بسيط على هذا في الجزء ٧: ٩ أيضا .)

* انبوب الأشعة المهبطية: The Cathode-Ray Tube

يوضح الشكل ١٥: ٤٥ مبدأ عمل أنبوب الأشعة المهبطية . وتسرع الإلكترونات المتحررة من المهبط الساخن لمسافة قصيرة في عنق الانبوب، وذلك بمجال كهربائي موجود بين المهبط والمصعد . وإذا كان فرق الجهد بين المصعد والمهبط يساوي جهم (جهد التسريع)، فإن طاقة الحركة طح، التي تكتسبها الإلكترونات، تُعطى بالمعادلة التالية:

$$\text{طح} = e \cdot \text{جهم} \dots\dots\dots (١٥: ١٣٨)$$

وتدخل الإلكترونات، التي تتمكن من المرور عبر فتحة في مركز المصعد الى منطقة خالية تقريباً من المجال الكهربائي، وتكمل رحلتها الى وجه الانبوب بسرعة ثابتة تقريباً . وتعد القيمة ^{٣١٠} فولت قيمةً ممثلةً لجهد التسريع جهم، الذي يُكسب الإلكترون طاقة حركة تبلغ ^{٣١٠} الكترون فولت.

وفي وقت مبكر عام ١٨٩٧ بنى ج. ج. طومسون (J.J. Thomson) انبوب أشعة مهبطية وفر تسريعاً كهربائياً للإلكترونات باتجاه عمودي لمحور الانبوب وكذلك باتجاه مواز له . وما تزال طريقته تلك متبعة حتى يومنا هذا في راسمات الذبذبات oscilloscopes التي هي عبارة عن أجهزة تستخدم أنابيب أشعة مهبطية لتعرض بشكل بياني الجهد المتغير بسرعة مع الزمن . ويظهر في الشكل ١٥: ٤٦ القِطْع الرئيسة في انبوب أشعة المهبط مرتبة على نحو يعطي تسريعاً عرضانياً للإلكترونات (أي عمودياً على محور الانبوب) . ويصل الإلكترون إلى صفيحتي الانحراف بمركبة سرعة سر

باتجاه المحور س تتحدد قيمتها بالمعادلة التالية :

$$\frac{1}{2}mv_x^2 = eV_a \quad \dots\dots\dots (139:15)$$

ويمضي الالكترون في المنطقة بين الصفيحتين زمناً يُعطى بالمعادلة :

$$L = \frac{L}{v_x}$$

حيث L هو طول صفيحتي الانحراف . وخلال هذا الزمن يتأثر الالكترون بقوة عمودية (اتجاهها الى الاعلى في الشكل المبين) تعطى بالمعادلة التالية :

$$F = eE = e \frac{V_c}{d} \quad \dots\dots\dots (140:15)$$

حيث V_c هو جهد الانحراف بين الصفيحتين ، وف المسافة الفاصلة بينهما . وبذلك يكون تسارع الالكترون الى الاعلى كما يلي :

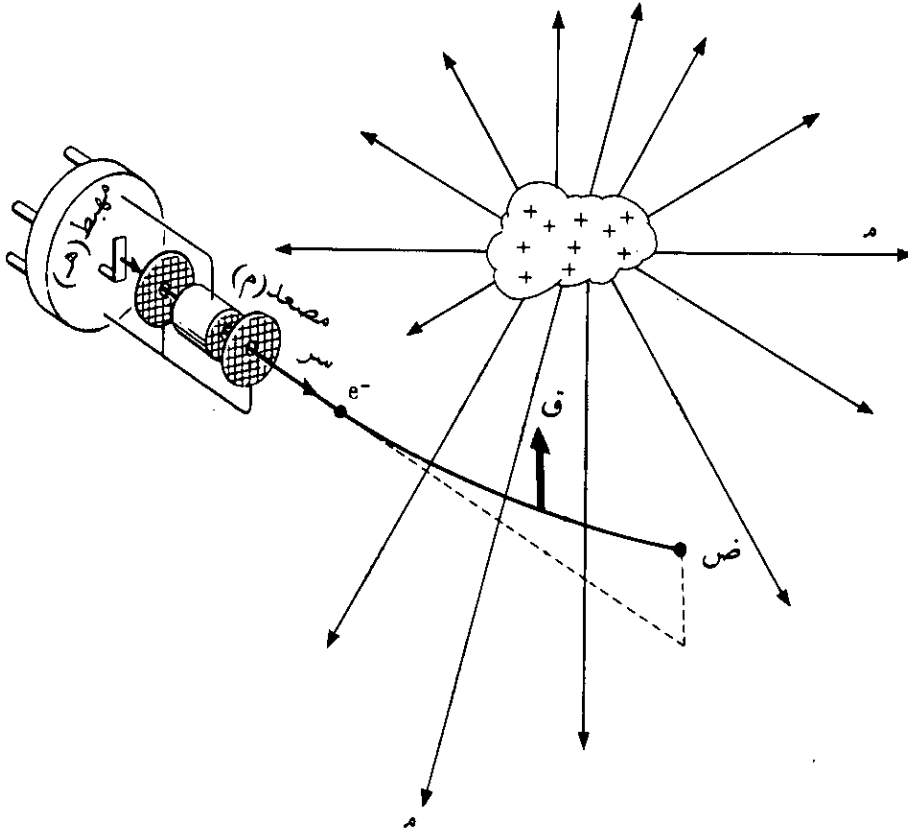
$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} \frac{V_c}{d} \quad \dots\dots\dots (141:15)$$

حيث K هي كتلة الالكترون . ويؤدي هذا التسارع عند استمراره لزمن L الى اعطاء الالكترون سرعة الى الاعلى مقدارها :

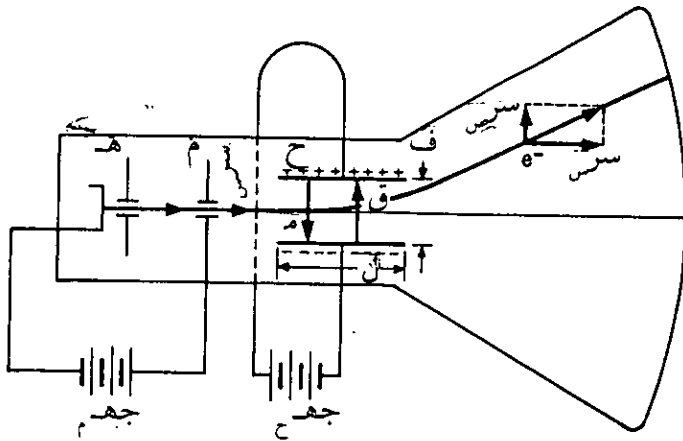
$$v_y = aL = \frac{e}{m} \frac{L}{d} V_c \quad \dots\dots\dots (142:15)$$

وتستمر الالكترونات في حركتها نحو الشاشة صانعة زاوية مقدارها θ مع الاتجاه الأفقي :

$$\tan \theta = \frac{v_y}{v_x} = \frac{e}{m} \frac{L}{d} \frac{V_c}{v_x}$$



الشكل ١٥: ٤٥: انبوب الأشعة المهبطية (مُبَسَّطاً بعد حذف التفاصيل غير الضرورية): تتحرر الإلكترونات من المهبط الساخن (هـ) وتنجذب إلى المصعد (م) الذي يحمل شحنة موجبة وتسير الإلكترونات، التي تمر من الثقب الموجود في مركز المصعد، باتجاه وجه الأنبوب، وتسبب في حدوث بقعة وامضية (ض) فيه عند اصطدامها به. ويوضح الشكل أيضاً انحراف حزمة الإلكترونات إلى الأعلى نتيجة لوجود جسم مشحون شحنة موجبة فوق الحزمة.



الشكل ١٥: ٤٦: انبوب أشعة المهبط مع الصفيحتين الداخليتين لتوفير انحراف كهربائي للإلكترونات (مرسوماً بشكل مثالي وليس بحسب مقياس رسم). تكتسب الإلكترونات سرعة أفقية سر عند مرورها بين هـ وم، وتنتسار إلى الأعلى عند مرورها بين صفيحتي الانحراف ح بجهد الحرف، فتكتسب سرعة سر. وثمة زوجان آخران من الصفائح لتوفير انحراف أفقي للإلكترونات بمنة ويسرة، إلا أنهما لا يظهران في الشكل.

ويمكن تبسيط هذه النتيجة لظُل الزاوية θ مستفيدين من المعادلة ١٥: ١٣٩ بوضع $e \cdot 2$ جهم محل كسر في المعادلة السابقة، حاصلين بذلك على:

الانحراف الكهربائي في انبوب الأشعة المهبطية

$$\text{ظا } \theta = \frac{L}{F} \frac{\text{جهم}}{\text{جهم}} \dots\dots\dots (١٥: ١٤٣)$$

أن الانحراف الكهربائي للالكترونات يعتمدُ إذاً على النسبة بين طولين وعلى النسبة بين جهدين.

مثال: من المفيد أن نحسب قِيماً فيزيائيةً ممثلةً للكميات المختلفة داخل أنبوب الأشعة المهبطية. لنأخذ جهم = ١٠٠٠ فولت، جهم = ١٠٠ فولت، $L = 3$ سم، وف = ٠,٦ سم.

نجدُ من المعادلة (١٥: ١٤٣) أن:

$$\text{ظا } \theta = \left(\frac{3}{1,6}\right) \left(\frac{100}{1000}\right) = 0,25$$

وهذا يعني أن θ تساوي 14° ونجدُ من المعادلة (١٥: ١٣٩) أن سرعة الالكترون قبل دخوله إلى منقطة الانحراف كانت:

$$\text{سر} = \sqrt{\frac{e \cdot 2 \cdot \text{جهم}}{K}} = \sqrt{\frac{1,6 \times 10^{-19} \times 1,6 \times 10^{-19} \times 100}{9,1 \times 10^{-31}}} = 1,88 \times 10^6 \text{ م/ث}.$$

وتساوي هذه السرعة تقريباً $\frac{1}{11}$ من سرعة الضوء. ومن العلاقة $n = \frac{L}{\text{سر}}$ نجدُ أن الالكترون يمضي بين لصفيحتين زمناً قدره $n = 1,6 \times 10^{-9}$ ثانية، وانه يتأثر بتسارع مقداره:

$$\text{تس} = \frac{e \cdot \text{جهم}}{K \cdot F} = \frac{1,6 \times 10^{-19} \times 1,6 \times 10^{-19} \times 100}{9,1 \times 10^{-31} \times 0,006} = 2,9 \times 10^{10} \text{ م/ث}^2$$

أي تقريباً 3×10^{14} مرةً قدر g . ولا مناص من أن يقف المرء مندهشاً من أن قوانين القوة والحركة، التي تم اكتشافها في العالم الجاهري المتناقل، تظل صحيحة في

ميدان حركة الالكترونات المسعورة (بشرط أن تبقى سرعة الالكترونات، كما نعرف الآن، غير قريبة جداً من سرعة الضوء).

وتظهر المعادلة ١٥: ١٤٢ أن الالكترون يكسب مركبة سرعة عمودية (رأسية) تتناسب طردياً مع جهد الحرف جـ هـ . ويعني هذا بدوره أن ازاحة البقعة على وجه الانبوب الناتجة عن حزمة الالكترونات تتناسب مع جـ هـ . وبالفعل، فإن انبوب الأشعة المهبطية عبارة عن مقياس جهد (فولتمتر) تصويري. وإذا أزاح زوجان آخران من الصفائح الحزمة من اليسار الى اليمين في اثناء تأثير جهد غير معلوم بين صفيحتي الحرف الرأسي، فإن الحزمة ترسم على وجه الانبوب شكلاً بيانياً للجهد غير المعلوم (الشكل ١٥: ٤٧). وهذا هو مبدأ عمل راسمة الذبذبات Oscilloscope.

مبدأ عمل راسمة الذبذبات

* الصمامات الالكترونية : Vacuum Tubes

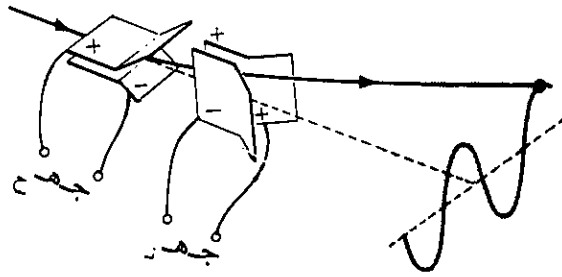
من بين الأشياء التي تولدت من تطور أنابيب الأشعة المهبطية الأولى الصمامات الالكترونية التي تخدم أغراضاً مختلفة تماماً عن تلك الخاصة بأنابيب الأشعة المهبطية. ويحتوي أبسط صمام الكتروني، وهو الصمام الثنائي diode، على مهبط ومصعد فقط، يفصل بينهما الخلاء الفارغ. يلي الصمام الثنائي في التعقيد الصمام الثلاثي، الذي يحتوي على ثلاثة عناصر: مهبط ومصعد وحاجز بينهما يسمى الشبكة. ويوضح الشكل ١٥: ٤٨ التكوين الفعلي للصمامات الثنائية والثلاثية الاعتيادية، كما يبين التمثيل التخطيطي للصمامين الثنائي والثلاثي المستخدم في الدارات الالكترونية.

وفي الصمام الثنائي تتطائر الالكترونات عن المهبط الساخن إلى الحيز المحيط به. وإذا كان المصعد مشحوناً شحنة موجبة، تتسارع الالكترونات نحو المصعد، ويتدفق تيار خلال الصمام. وإذا كان المصعد مشحوناً بشحنة سالبة، فإن المجال الكهربائي يجبر الالكترونات على الرجوع الى المهبط، ولا يتدفق أي تيار خلال الصمام. ولهذا السبب يسمى هذا الانبوب على نحو يصف طبيعة عمله صماماً، إذ يمكن استخدامه لقفل

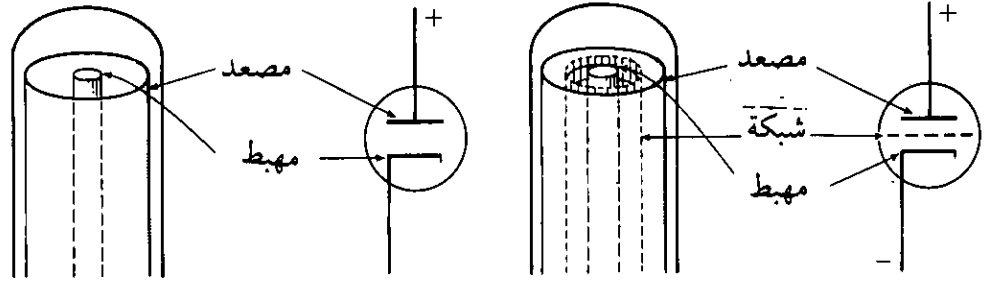
الصمام الثنائي

أو فتح مجرى تدفق التيار. ومن بين الاستعمالات الشائعة للصمام الثنائي استخدامه «لتقويم» التيار المتردد، أي لتحويل التيار المتردد إلى تيار مباشر. وفي هذا الاستعمال، يُشحن المصعد بالنسبة إلى المهبط وبشكل متعاقب بشحنة موجبة ثم بشحنة سالبة. وخلال نصف الوقت (عندما يكون المصعد مشحوناً بشحنة سالبة) لا يتدفق تيار في الدارة، بينما يتدفق التيار في الدارة في نصف الوقت الآخر (عندما يكون المصعد مشحوناً بشحنة موجبة). وبالرغم من أن التيار المباشر الناتج لا يكون ثابتاً في مقداره، إلا أنه يتدفق باتجاه واحد فقط.

يستطيع الصمام الثنائي أن يقوم
التيار



الشكل ١٥: ٤٧: مبدأ عمل راسمة الذبذبات: بينما يعمل جهد الزمن الصفري جهداً على أرجحة حزمة الإلكترونات من اليسار إلى اليمين بمعدل ثابت، يعمل الجهد المراد دراسته، جهداً، على أرجحة الحزمة إلى الأعلى وإلى الأسفل. ونتيجة لذلك، ترسم البقعة المتحركة على وجه الأنبوب رسماً لتغير الجهد جهد مع الزمن نـ.



صمام ثنائي

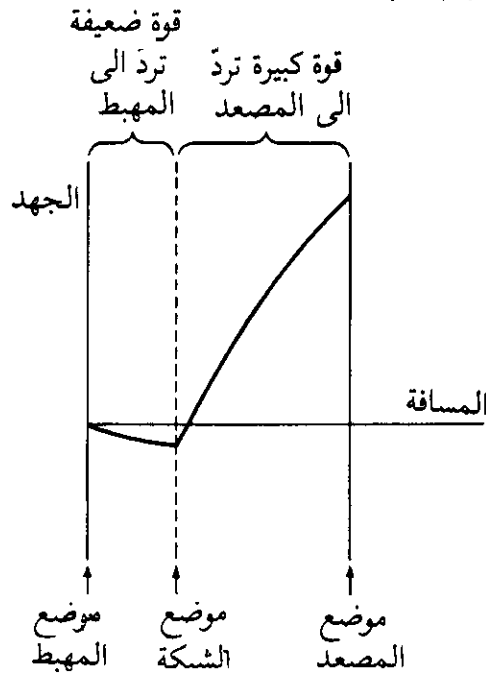
صمام ثلاثي

الشكل ١٥: ٤٨: يُستخدم الصمامان البسيطان، الثنائي والثلاثي، للتحكم بتدفق التيار. ولا يظهر في الشكل ولا في التمثيل التخطيطي للصمامين أسلاك الفتيلة التي تستخدم لتسخين المهبط.

الصمام الثلاثي

ويستخدم الصمام الثلاثي بشكل رئيس لغرض التحكم والتكبير. وفي العادة، تكون الشبكة ذات جهد سالب صغير بالنسبة إلى المهبط، بينما يكون جهد المصعد بالنسبة إليه كبيراً وموجباً. وهذا يعني أن الإلكترونات بين المهبط والشبكة تتأثر بقوة ضعيفة تعمل على ردها إلى المهبط. ومن جهة أخرى، فإن أي إلكترون يوجد خلف

الشبكة من جهة المصعد يتأثر بقوة تجذبه الى المصعد. وتعمل قوة التنافر الكهربائية على منع معظم الالكترونات المتحررة من المهبط من الوصول الى الشبكة. ولا يتمكن الا عدد قليل من الالكترونات المنطلقة من المهبط وذات الطاقة الكافية من التغلب على قوة التنافر هذه واختراق الشبكة والانجذاب الى المصعد. وإذا صار جهد الشبكة سالباً أكثر من السابق بقليل، فان عدداً من الالكترونات أقل بكثير من ذلك سيتمكن من اختراق الشبكة والوصول الى المصعد، ولذا ينقص بشكل كبير التيار المار خلال الصمام. أما إذا صار جهد الشبكة أكبر في مقداره من قيمته الأولى، فان عدداً أكبر من الالكترونات سيتمكن من التغلب على قوة التنافر بين المهبط والشبكة، اي من اختراق الشبكة والوصول الى المصعد، ويزداد لذلك التيار المار خلال الصمام. ويمكن تصوير هذا الوضع بمخطط للجهد، كالمخطط المبين في الشكل ١٥: ٤٩. وتمثل الشبكة - بالنسبة الى الالكترونات السالبة - تلاً أو مرتفعاً صغيراً بين المهبط والمصعد. ويكفي تغيير بسيط في ارتفاع هذا التل لينتج عنه تغير كبير في تدفق الالكترونات الى المصعد.



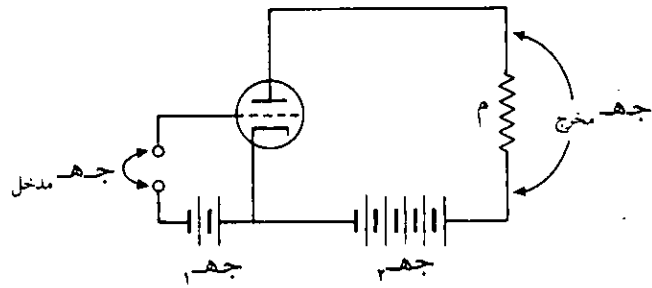
الشكل ١٥: ٤٩: مخطط مثالي للجهد في الصمام الثلاثي: ان ما يبدو هنا وكأنه واد صغير، يبدو للالكترونات السالبة الشحنة وكأنه تل صغير. ان اختيار الجهد الصفر عند المهبط اختيار اعتباطي.

يستطيع الصمام الثلاثي أن يكبر
الجهود

ويمكن استخدام الصمام الثلاثي على أبسط وجه ممكن كمفتاح. وعندها، فإن تدفق التيار خلال الصمام يمكن تمريره أو إيقافه بضبط أو تعديل جهد الشبكة. ويستخدم الصمام الثلاثي في الأغلب كمكبر. وهنا يغير جهد الشبكة فوق قيمة محايدة مختارة مسبقاً ودونها مما يسمح بمرور تيار متوسط في قيمته خلال الصمام. وبازدياد جهد الشبكة، يزداد التيار المار خلال الصمام، وبنقصانه، ينقص التيار خلال الصمام. وهكذا نجد أن كل تغير متعاقب في جهد الشبكة يصاحبه تغير متعاقب في التيار المار في الصمام. وإذا سُمح لهذا التيار بالتدفق في مقاومة موصولة على التوالي مع الصمام (الشكل ١٥ : ٥٠)، فإن فرقاً في الجهد بين طرفي المقاومة سوف يظهر ويُعطى بقانون أوم :

$$\text{جهد} = \text{ت} \times \text{م}$$

أي أن فرق الجهد سيتناسب مع التيار المار في الصمام. ولذا فإن كل تغير في جهد الشبكة سينعكس على نحو منازير تماماً على الجهد خلال المقاومة، ولكن بشكل أكبر في العادة من التغير في جهد الشبكة، ويعني ذلك أن الصمام الثلاثي قد عمل على تكبير الجهد. ويشكل صمام ثلاثي واحد أو أكثر قلب العديد من مكبرات أجهزة الفونوغراف



الشكل ١٥ : ٥٠ : المكبر البسيط : نحفظ شبكة الصمام الثلاثي عند جهد سالب قليل جهد بالنسبة إلى المهبط، بينما نحفظ المصعد على جهد موجب كبير بواسطة بطارية جهدها جهد. وتؤدي التغيرات الصغيرة التعاقبية في الجهد المدخل جهد مدخل والمؤثرة في الشبكة إلى التحكم بالتيار المار، وينتج عنها تغيرات، أكبر منها ومتناسبة معها، في الجهد المخرج جهد مخرج عبر المقاومة. (الدائرة التي تعمل على تسخين المهبط لا تظهر في الشكل.)

(الحاكي). وفي هذه المكبرات، يتذبذب الجهد الذي يغذي الشبكة بسرعة وبشكل يتزامن مع اهتزازات الصوت التي تم تسجيلها على الاسطوانة. وإذا كان الجهد المكبر متناسباً بشكل دقيق مع الجهد المدخل، فإن المكبر يقال له انه مكبر «خطي». والمكبر ذو الاداء الممتاز هو عبارة عن مكبر خطي إلى حد بعيد جداً.

وقد استعصى عن الصمامات الالكترونية في الكثير من التطبيقات بالترانزستورات. وتكون هذه الترانزستورات، التي هي أجهزة الحالة الجامدة كما تسمى، من مواد شبه موصلة. وثمة وصف لأشباه الموصلات في الجزء ١١: ٢٤.

١٥: ١٥ طاقة المجال : Field Energy

جلب مفهوم المجال معه الى النظرية الكهرومغناطيسية علاوة على سهولة التصور الكثير من الفوائد القيمة، فقد جعل من الممكن الحصول على نظرية موضعية من دون مفهوم التأثير عن بعد، كما ولد فهما أعمق للروابط بين الكهرباء والمغناطيسية، وهما أساساً لنظرية رياضية مضبوطة في الكهرومغناطيسية، وادخل طريقة في التفكير في الطبيعة اثبت جدواها في تطوير النظريات الحديثة في النسبية والميكانيك الكوانتي. وأخيراً، وفرت المجالات مستقراً للطاقة الكهرومغناطيسية. ونستطيع الآن ان نجيب عن السؤال «أين الطاقة الكهربائية الساكنة؟» بقولنا انها «موجودة» حيثما يوجد المجال الكهربائي». فالـمجال هو من ناحية حرفية مستقر فيزيائي للطاقة. وتتنبأ النظريات التي هي فوق مستوى هذا الكتاب بأن كثافة الطاقة u في مجال كهربائي تُعطى بالمعادلة التالية :

$$u = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad (15: 144)$$

كثافة الطاقة في المجال الكهربائي

وتقاس كثافة الطاقة في النظام العالمي للوحدات بالجول / متر^٣. لنأخذ مكثفاً مثالياً ذا صفيحتين متوازيتين (الشكل ١٥: ٣٨)، مجاله الكهربائي المنتظم E محصوراً داخل

الحجم ح ف (ح = مساحة الصفيحة الواحدة وف = المسافة بين الصفيحتين). ومن المعادلة (١٥: ١١١)، يكون مقدار المجال $m = \sigma / 3$ ، ويمكن كتابته كما يلي:

$$m = \frac{\text{ش.}^{\circ}}{ح^3} \quad \left[E = \frac{q}{A\epsilon_0} \right]$$

(حيث ش هي الشحنة على صفيحة واحدة). وإذا كانت الطاقة المخزونة في وحدة الحجم الواحدة تساوي $\frac{1}{3}$ م^٢، فإن الطاقة الكلية طو المخزونة في المجال تكون:

$$\text{طو} = u \text{ ح ف} = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{\text{ش.}^{\circ}}{ح^3} \right) \text{ ح ف}$$

ويمكن تبسيط هذه الصيغة لتصبح:

$$\text{طو} = \frac{\text{ش.}^{\circ} \text{ ف}}{ح^3 \cdot 3} \quad \left[U = \frac{q^2 d}{2\epsilon_0 A} \right] \quad \dots\dots\dots (١٥: ١٤٥)$$

ووفقاً للمعادلة (١٥: ١١٢)، تُعطى مساحة المكثف ذي الصفيحتين المتوازيتين كما يلي:

$$m = \frac{\text{ش.}^3}{\text{ف ح}} \quad \left[C = \frac{\epsilon_0 A}{d} \right]$$

ولذا يمكن إعادة كتابة المعادلة (١٥: ١٤٥) كما يلي:

$$\text{طو} = \frac{\text{ش.}^{\circ}}{\text{ف ح}} \quad \left[U = \frac{q^2}{2C} \right] \quad \dots\dots\dots (١٥: ١٤٦)$$

طريقتان للنظر الى الطاقة
المخزونة في مكثف

وهذه المعادلة هي نفس المعادلة (١٥: ١١٨). لقد تمَّ حساب هذه النتيجة في السابق من خلال تناول الطاقة اللازمة لشحن المكثف. وبشكلٍ عامٍ، فإن الطاقة الكلية المحسوبة من خلال تعيين طاقة لكل وحدة حجم مقدارها $\frac{1}{3}$ م^٢ هي دائماً نفس طاقة الوضع التي تحسب من الشغل اللازم لنقل الشحنات وتوليد المجال. ومن الجائز والمتسق تماماً أن ننظر الى الطاقة المخزونة على انها تتوزع في المكان في

شكل طاقة مجال . وعندما يوجد مجال مغناطيسي أيضاً، فانه يلزم إضافة حد آخر إلى كثافة الطاقة يتناسب مع مربع المجال المغناطيسي . ويُعطى مقدار كثافة الطاقة المغناطيسية هذه في الجزء ١٦ : ٢ .

إن الطاقة المخزونة المتكاملة في حالة الشحنة النقطية غير متناهية (∞) . ويعني هذا فيزيائياً أنه يلزم كمية لا متناهية من الشغل لتجميع شحنة محدودة عند نقطة ما من كميات من الشحنة متناهية الصغر يتم جلبها إلى النقطة . ومع ذلك فإن الطبيعة تزودنا بوحدات للشحنة لا يظهر أنها قابلة للتجزئ إلى وحدات أصغر منها، وإنما يبدو عليها أنها شحنات نقطية . وما تزال مسألة الشحنة النقطية من المسائل العسيرة في كلا النظريتين الكلاسيكية والكوانتية . وبالرغم من أن بعض جوانب هذه المسألة قد حُلّت إلا أنها ما تزال قائمة، ولعلها تخفي في طياتها دلائل خفية على تركيب أعمق للمكان والزمان والمادة . هذا، ويمكن إهمال الطاقة الذاتية غير المتناهية للشحنات النقطية في معظم الحسابات العملية .

* خلاصة الأفكار والتعاريف :

□ الشحنة الكهربائية كمية مقدارية،
قد تكون موجبة أو سالبة، وهي صفة
مُكمِّمة للجسيمات، وتخضع لقانون
حفظ، وتقاس بالكولوم (كل) الذي
يساوي ١ أمبير ثانية.

□ يمكن كتابة قانون القوة بين شحنات
نقطية (قانون كولوم) على النحو
التالي :

$$Q_1 \leftarrow Q_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad \dots\dots\dots (١٥:١٥)$$

وتحدد قيمة «سماحية الخلاء التام»
3. بالتجربة.

□ يُعرَّف المجال الكهربائي، الذي
يقاس بالنيوتن / كولوم أو بالفولت /
متر، بأنه القوة لوحدة الشحنة
الواحدة التي تؤثر في شحنة اختبار
($Q = 1$ ش.م).

□ يُعطى المجال الناتج عن شحنة
نقطية بالمعادلة :

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (٢٠:١٥)$$

وتجمع المجالات الناتجة عن عدة
شحنات مع بعضهما بعضاً حسب
قانون التراكب.

□ تنبعث خطوط المجال من شحنة
موجبة وتنتهي في شحنة سالبة،
وتتناسب شدة المجال مع عدد
خطوط المجال العمودية على وحدة
المساحة.

□ يعرف الدفع الكهربائي اما
بالمعادلة :

$$W = q \cdot E \quad \text{و } W \leftarrow$$

واما كتكاملي سطحي (المعادلة
١٥-٣٠)، ويتناسب مع عدد خطوط
المجال القاطعة للمساحة

□ يربط قانون غاوس بين الدفع خلال
سطح مغلق والشحنة الموجودة
داخله :

$$\Phi_E = E \cdot A = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (٣٦:١٥)$$

□ يكون المجال خارج قشرة كروية

مشحونة بانتظام مماثلاً للمجال

الناتج عن شحنة نقطية، وفي

داخل القشرة يكون $\vec{E} = 0$ صفر.

□ يكون المجال بالقرب من سطح

معدني مشحون عمودياً على

السطح، ويكون مقداره:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

□ قوى الكهرباء الساكنة قوى

محافضة، ويطلق على طاقة الوضع

الكهربائية لوحدة الشحنة الواحدة

اسم الجهد (أو الفولطية)، ويقاس

بالفولت. ويعبر عن الجهد بتكاملي

خطي للمجال الكهربائي (المعادلة

(٤٨:١٥).

□ يساوي الجهد في مجال منتظم

باتجاه المحور s ما يلي:

$$V = -\int \vec{E} \cdot d\vec{s} \quad (٥٢:١٥)$$

□ يكون الجهد لشحنة نقطية (أو خارج

كرة تحمل شحنة منتظمة) كما يلي:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (٦٠:١٥)$$

□ ترتبط القدرة مع الجهد بالعلاقة

التالية:

$$P = IV$$

□ يمتلك ثنائي قطبي كهربائي عزمه $\vec{p}$

وموضوع في مجال $\vec{E}$ طاقة وضع

مقدارها:

$$U = -\vec{p} \cdot \vec{E} \quad (٧٣:١٥)$$

ويتأثر بعزم دوراني $\vec{L}$ مقداره:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (٧٥:١٥)$$

$$\vec{T} = \vec{p} \times \vec{E}$$

□ عند تحقق شروط الاتزان

الكهربائي، يكون الموصل سطحاً

متساوي الجهد، وتستقر الشحنة،

ان وجدت، على سطحه الخارجي.

□ يكون أكبر تجمع للشحنات على

موصل مشحون عند النقاط ذات

التقوس الأكبر (النقاط الحادة).

□ يتدفق التيار في الكثير من المواد وفق

قانون تقريبي هو قانون أوم، الذي

يكتب على الصورة:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (٨٤:١٥)$$

أو على الصورة:

$$V = IR \quad (٨٨:١٥)$$

□ تُعَبَّرُ قَاعِدَةُ كِيرْتَشُوفِ الْأُولَى عَنْ

قَانُونِ حَفْظِ الشَّحْنَةِ: التِّيَارُ الْكُلِّيُّ

الَّذِي يَتَدَفَّقُ نَحْوَ أَيْةِ نَقْطَةٍ فِي دَاوِرَةٍ

وَمِنْهَا يَسَاوِي صَفْراً (عِنْدَ اسْتِقْرَارِهِ).

□ تُعَبَّرُ قَاعِدَةُ كِيرْتَشُوفِ الثَّانِيَةِ عَنْ

قَانُونِ حَفْظِ الطَّاقَةِ: مَجْمُوعُ الْجُهُودِ

حَوْلَ أَيِّ مَسَارٍ مَغْلَقٍ فِي دَاوِرَةٍ يَسَاوِي

صَفْراً (عِنْدَ اسْتِقْرَارِ التِّيَارِ).

□ عِنْدَ تَوْصِيلِ مَجْمُوعَةِ مَقَاوِمَاتٍ عَلَى

التَّوَالِي فَإِنَّ الْمَقَاوِمَةَ الْكُلِّيَّةَ تَكُونُ:

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + \dots$$

(٩٨:١٥)

وَعِنْدَ تَوْصِيلِ مَجْمُوعَةِ مَقَاوِمَاتٍ عَلَى

التَّوَالِي، فَإِنَّ الْمَقَاوِمَةَ الْكُلِّيَّةَ تَكُونُ:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots$$

(١٠٣:١٥)

□ عِنْدَ تَحْقِيقِ قَانُونِ أُوْم، فَإِنَّ الْمَقَاوِمَةَ

تَرْتَبِطُ مَعَ الْقُدْرَةِ بِالْمَعَادِلَةِ التَّالِيَةِ:

$$P = \frac{U^2}{R}$$

(١٠٧:١٥ و ١٠٨:١٥)

□ تُعَرَّفُ الْمَوَاسِعَةُ مُو بِالْمَعَادِلَةِ:

$$T = \frac{Q}{I} \dots \dots \dots (١٠٩:١٥)$$

أَوْ بِالْمَعَادِلَةِ:

$$T = \frac{Q}{I} \dots \dots \dots (١٣٤:١٥)$$

□ تُعْطَى مَوَاسِعَةُ مَكْتَفٍ مُتَوَازِي

الصَّفِيحَتَيْنِ بِالْمَعَادِلَةِ:

$$T = \frac{Q^3}{C} \dots \dots \dots (١١٢:١٥)$$

$$\left[C = \frac{\epsilon_0 A}{d} \right]$$

أَوْ بِالْمَعَادِلَةِ:

$$T = \frac{Q^3}{C} \dots \dots \dots (١٣٧:١٥)$$

$$\left[C = \frac{\epsilon_0 A}{d} \right]$$

□ تُعْطَى الطَّاقَةُ الْمَخْزُونَةُ فِي مَكْتَفٍ

بِالْمَعَادِلَةِ (١١٨:١٥) أَوْ (١١٩:١٥):

$$U = \frac{Q^2}{2C} = \frac{1}{2} CV^2$$

$$\left[U = \frac{Q^2}{2C} = \frac{1}{2} CV^2 \right]$$

□ إِذَا وُصِّلَ مَكْتَفٌ مُشْحُونٌ مَعَ مَقَاوِمَةٍ

فَإِنَّ الشَّحْنََةَ تَتَنَاقَصُ أُسِّيَا مَعَ الزَّمَنِ،

وَيَكُونُ الثَّابِتُ الزَّمْنِيُّ لِلدَّارَةِ مُسَاوِيًا

لِلْكَمِيَةِ τ مُو (RC) (الْمَعَادِلَةُ

١٢٤:١٥).

□ يمكن تمثيل مادة كهرومنفذة مستقطبة

بصفحتين من الشحنات المقيدة (أو

التحريضية). وينقص المجال داخل

المادة الكهرومنفذة بمقدار العامل κ_e

(ثابت الكهرومنفذية) على النحو

التالي:

$$M_{\text{مائي}} = \frac{M}{\kappa_e} \dots (15:132)$$

□ يؤدي وضع الكهرومنفذ في المكثف

الى زيادة مواسعته بمقدار العامل

κ_e كما يلي:

$$C_{\text{مو}} = \kappa_e C_{\text{مفراغ}} \dots (15:137)$$

□ تستخدم راسمة الذبذبات

(الاولوسكوب) انبوب أشعة

مهيطة لعمل كمقياس بياني

للجهد.

□ بمقدور الصمام الثلاثي أن يعمل

كمكبر.

□ تعطى كثافة الطاقة في الحيز حيث

يوجد مجال كهربائي بالمعادلة:

$$u = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \dots (15:144)$$

الأسئلة:

س ١:١٥ من المحتمل أن يتعرض فيزيائي في المناخ الجاف لمدينة لوس ألاموس

الجزء ١:١٥

الواقعة في ولاية نيومكسيكو لصدمة كهربائية خفيفة عندما يذهب لزيارة

صديق له ويصافحه. وعندما ينتقل الى مدينة أخرى ذات مناخ رطب

ويحيي صديقاً آخر له هناك فانه لا ينال أية صدمة كهربائية على الإطلاق.

لماذا يحدث هذا الاختلاف؟

س ٢:١٥ اقترح تجربة بسيطة لتبيان أن القوة الكهربائية التي يتأثر بها جسم ما لا

تعتمد على كتلته.

س١٥: ٣ يحمل بالون مطاطي مكهرب شحنة سالبة. وينجذب البالون الى معظم

الأجسام (الجدران، الطاولات، الألواح، الناس، ... الخ). هل يعني هذا أن معظم الأجسام مشحونة بشحنة موجبة؟ وإذا كان الأمر كذلك، فما سبب هذا التفاوت الذي يفضل الشحنة الموجبة؟ وإذا كان الأمر على خلاف ذلك، فلماذا ينجذب البالون الى الأجسام أكثر مما يتنافر معها؟

س١٥: ٤ ما الاختبارات التي يمكنك عملها على كُرية صغيرة لمعرفة: (أ) ما اذا

كانت مشحونة أم لا و(ب) اشارة شحنتها إذا كانت مشحونة؟ (ملاحظة:

لا يعني انجذاب الكرية الى جسم مشحون أن الكرية مشحونة.)

س١٥: ٥ بالون مطاطي متعادلاً أصلاً. وبعد ذلك البالون بقطعة صوف، صار

مشحوناً كهربائياً. صف طريقة تجريبية (ولا يلزم أن تكون قابلة للتنفيذ

بالفعل) يمكن استخدامها لفحص مبدأ حفظ الشحنة في هذه العملية.

س١٥: ٦ افترض أن عالماً رغب في إعادة طرح نظرية السيال الواحد من جديد قد

زاد الشحنة المعينة لكل من الجسيمات الأولية بمقدار كمية واحدة. وحسب

خُطته فان شحنة الالكترون صفر، وشحنة النيوترون + ١ وحدة، وشحنة

البروتون + ٢ وحدة. هل الشحنة المعاد تعريفها محفوظة؟ علل اجابتك.

س١٥: ٧ اشرح باختصار معنى الشحنة كما لو طلب منك شرح ذلك لشخص لا

دراية له بالعلوم.

س١٥: ٨ في التفاعلات النووية الحرارية، تصدم نوى الذرات بعضها بعضاً وتتفاعل

معاً عند درجة حرارة عالية. اقترح سبباً يبين لماذا يقصر المُجربون

محاولاتهم في انتاج الطاقة من التفاعلات النووية الحرارية المضبوطة

على نظائر الهيدروجين.

س١٥: ٩ فسّر كيف يُستوعب قانون نيوتن الثالث «تلقائياً» في المعادلتين (١٥: ١٣)

و(١٥: ١٥).

س ١٥: ١٠ يُعرَفُ طالبُ فيزياءٍ جريءٌ، يكرهُ تقليدَ الآخرين، الشحنة (التي يستخدمُ لها الرمزُ q) بحيثُ يأخذُ قانونُ القوةِ الكهربائيةِ الشكلَ التالي:

$$q = \frac{k q_1 q_2}{r^2}$$

حيث k هو ثابتُ التناسب. (١) فسّر لِمَ يتفقُ هذا القانونُ تماماً معَ نتائج التجربة. (٢) هل يكونُ هنالك قانونُ حفظٍ مماثلٌ لقانونِ حفظِ الشحنة؟ وإذا كانَ الأمرُ كذلك، فما الكميةُ المحفوظة؟ (إنَّ هذا القانونَ للقوةِ وقانونَ كولوم هما من ناحيتي منطقيتي محضة مقبولان على حدٍّ سواء. ومع ذلك فمن السهلِ عليك أن تتبينَ لِمَ يفضلُ العلماءُ استخدامَ قانونِ كولوم).

س ١٥: ١١ هل تتقاطعُ خطوطُ المجالِ الكهربائي؟ لماذا تتقاطعُ أو لا تتقاطعُ هذه الخطوط؟

الجزء ١٥: ٤

س ١٥: ١٢ أعطِ مثالاً واحداً على كمية فيزيائية غير درجة الحرارة يمكنُ اعتبارها مجالاً مقدارياً غير متجه. (٢) أعطِ مثالاً واحداً على كمية فيزيائية غير المجال الكهربائي يمكنُ اعتبارها مجالاً متجهاً.

س ١٥: ١٣ بيّن بشكلٍ وصفيٍّ توزيعَ الشحنةِ على جدرانِ صندوقٍ يتسببُ باعطاءِ خطوطِ مجالٍ كالمبيّنة في الشكل ١٥: ٧ (هـ).

س ١٥: ١٤ ارسم نمطَ خطوطِ المجالِ حولَ قضيبٍ رفيعٍ طويلٍ يحملُ شحنةً صافيةً سالبةً تتوزعُ بانتظامٍ على سطحه. (ملحوظة: ١- يتطلّبُ التماثلُ أن تكونَ بعضُ خطوطِ المجالِ مستقيمة. ٢- يجبُ أن يكونَ نمطُ خطوطِ المجالِ عندَ مسافةٍ بعيدةٍ عن القضيبِ مماثلاً لنمطِ خطوطِ المجالِ حولَ شحنةٍ نقطية.)

س ١٥: ١٥ ارسم بشكلٍ وصفيٍّ نمطَ خطوطِ المجالِ الناتجَ عن أربعِ شحناتٍ موجبةٍ متساويةٍ موضوعةٍ عندَ قرْنِ (رؤوسِ) مربعٍ. استفدْ من التماثلِ الموجودِ في المسألة.

س ١٦: ١٥ الجسيمان ١ و ٢ اللذان يحملان شحنتين ش_١ وش_٢ على التوالي موضوعان في منطقة معينة. (١) أي مجال كهربائي يُستخدم لحساب القوة المؤثرة في الجسيم (١) الذي يحمل الشحنة ش_١؟ (٢) أي مجال كهربائي يُستخدم لحساب القوة المؤثرة في الجسيم (٢) الذي يحمل الشحنة ش_٢؟ (٣) وإذا وضع جسيم ثالث يحمل شحنة ش_٣ في المنطقة، فما المجال الكهربائي الذي يُستخدم لحساب القوة المؤثرة في الجسيم الجديد؟

س ١٧: ١٥ أعط مثلاً على سطح (غير مغلق) بالقرب من شحنة نقطية يكون التدفق الكهربائي المار خلاله صفراً، والمجال الكهربائي عنده لا يساوي صفراً.

س ١٨: ١٥ أعط مثلاً على سطح مغلق تقطعه خطوط المجال ويكون التدفق الكهربائي خلاله صفراً.

س ١٩: ١٥ يساوي المجال الكهربائي $\vec{M}$ صفراً عند جميع النقاط الواقعة على سطح ما مغلق. هل من الممكن أن يحتوي هذا السطح على جسيمات مشحونة؟ هل يستطيع هذا السطح أن يحتوي على صافٍ من الشحنة؟

س ٢٠: ١٥ فسّر لماذا يجب أن يكون مجال شحنة نقطية متماثلاً كروياً، واتجاهه في اتجاه نصف القطر ومقداره يعتمد فقط على البعد في اتجاه نصف القطر عن الشحنة. (اقترح: إفحص المعاني المتضمنة في الافتراض المضاد القائل أن المجال غير متماثل كروياً).

س ٢١: ١٥ يُستخدم قانون غاوس في الجزء ٦: ١٥ للبرهنة على أن $\vec{M} =$ صفر داخل قشرة كروية مشحونة بشحنة منتظمة. واستخدم في الجزء ٢: ١١ طريقة مختلفة للبرهنة على أن قوة الجاذبية داخل قشرة كروية منتظمة تساوي صفراً (انظر الشكل ١١: ٣). هل يمكن تطبيق طريقة الجزء ٢: ١١ على القشرة الكروية المشحونة بانتظام؟ فسّر اجابتك.

س ٢٢: ١٥ يتحركُ الكُتْرُونُ في منطقةٍ في المكانِ تحتوي على توزيعٍ من الشحناتِ .

(١) فإذا كَانَ توزيعُ الشحناتِ (عدا الالكُتْرُون) متماثل كروياً بالنسبةِ الى نقطةٍ مرجعيةٍ، فهل يكونُ زخمُ الالكُتْرُونِ الزاويُّ ثابتاً بالنسبةِ الى نفسِ النقطةِ المرجعيةِ؟ علِّل اجابَتَكَ .

س ٢٣: ١٥ (١) إذا كان الجهدُ عندَ نقطةٍ ما صفراً، فهل ينبغي أن يكونَ المجالُ عندَ

الجزء ١٥: ٧

هذه النقطةِ صفراً أيضاً؟ (٢) وإذا كَانَ المجالُ الكهربائيُّ عندَ نقطةٍ ما صفراً، فهل يجبُ أن يكونَ الجهدُ عندها صفراً؟

س ٢٤: ١٥ من المعادلةِ (١٥: ٢٩) والمناقشةِ التي سبقت اشتقاقها، قد يستنتجُ

شخصٌ ما أنَّ التكاملِيَّ الخطِّيَّ $\int \vec{E} \cdot d\vec{l}$ لا يعتمدُ على المسارِ إذا كان المجالُ $\vec{E}$ مجالَ شحنةٍ نقطيةٍ . أيُّ قانونٍ يجيزُ لك الاستنتاجَ مباشرةً أنَّ هذا التكاملِيَّ الخطِّيَّ لا يعتمدُ على المسارِ عند اعتبارِ مجالٍ ناشيءٍ عن توزيعٍ ساكنٍ للشحنة؟

س ٢٥: ١٥ (١) هل يمكنُ حسابُ المجالِ الكهربائيِّ عندَ نقطةٍ ما إذا كَانَ الجهدُ عندَ

تلك النقطةِ معلوماً؟ (٢) هل يمكنُ حسابُ المجالِ الكهربائيِّ عندَ نقطةٍ ما إذا كان الجهدُ في منطقةٍ صغيرةٍ بالقربِ من هذه النقطةِ معلوماً؟

س ٢٦: ١٥ لماذا لا تتغيرُ طاقةُ حركةِ الالكُتْرُونِ عندما يتحركُ بين نقاطٍ مختلفةٍ في الجهدِ داخلَ سلكٍ؟

س ٢٧: ١٥ رُكُزْ ثناقليُّ كالمبينِ في الشكلِ ١٥: ٢٥ (ب) عند مركزه، ثم وضعْ في

الجزء ١٥: ٨

مجالٍ كهربائيٍّ منتظمٍ $\vec{E}$. (١) في أيِّ وجهةٍ يكونُ الثناقليُّ في حالةِ اتزانٍ غيرِ مستقرٍ؟ (٢) في أيِّ وجهةٍ يكونُ الثناقليُّ في حالةِ اتزانٍ مستقرٍ؟ (٣) فسِّر لماذا يتحركُ الثناقليُّ حركةً توافقيةً بسيطةً إذا ما أزيحَ قليلاً عن موضعِ اتزانه في القسم (٢) ثم تركَ وشأنه .

س ٢٨: ١٥ هل يتأثر الشاقطي الموضوع في مجال غير منتظم بمحصلة قوة؟ إذا كان الأمر كذلك، فما اتجاه محصلة القوة؟ استعن برسم توضيحي في اجابتك.

س ٢٩: ١٥ هل توجد نقطة (عدا المالا نهاية) يكون عندها المجال الكهربائي الناتج عن شاقطي صفراً؟ وإذا كان الأمر كذلك، فما الموضوع التقريبي لهذه النقطة؟
س ٣٠: ١٥ تُبَتَّت الشحنتان ش و - ش بعيداً عن بعضهما بعضاً لتكوّنا شاقطياً. بين لماذا لا يلزم أي شغل صافٍ لجلب شحنة ثالثة من مسافة بعيدة الى منتصف الشاقطي.

س ٣١: ١٥ هل يكون المجال الكهربائي الساكن خلال موصلٍ صفراً إذا لم تخضع القوى الكهربائية لقانون التربيع العكسي؟ اشرح إجابتك.

الجزء ٩: ١٥

س ٣٢: ١٥ لماذا تكون خطوط المجال الكهربائي دائماً متعامدة مع سطوح الجهد المتساوي (في المكان الفارغ وفي المادة على حد سواء)؟
س ٣٣: ١٥ لماذا يكون من الممكن حجب جهاز أو مختبر عن القوى الكهربائية بينما لا يمكن حجبهما عن قوى الجاذبية؟

الجزء ١٠: ١٥

س ٣٤: ١٥ صُهِرَ سلكٌ من الرصاص طوله l ومساحة مقطعه العرضي h ، ثم سُكِّلَ منه سلكٌ جديد طوله $2l$ ومساحة مقطعه العرضي $4h$. (١) هل تزداد موصلية السلك أم تنقص، أم تبقى على حالها؟ (٢) هل تزداد مقاومة السلك أم تنقص، أم تبقى ثابتة على حالها؟ أعط تبريراً لإجابتك.

الجزء ١١: ١٥

س ٣٥: ١٥ قُدِّرَ القيمة التقريبية: (١) لمقاومة مكواة كهربائية مصممة لتعمل على جهد ١١٠ فولت، (٢) للتيار الكلي الذي يغذي شقة تحتوي على نصف دزينة من المصابيح الكهربائية المضاءة ومدفأة كهربائية مشغلة، و (٣) للقدرة المتوفرة في مختبر مصمّم لاستيعاب ٢٠ طالباً. بين كيف توصلت إلى تقديراتك في الأجوبة الثلاثة.

س ٣٦: ١٥ لماذا يفضلُ الجهدُ العالي على الجهدِ المنخفضِ في نقلِ القدرةِ الكهربائيةِ الى مسافاتٍ بعيدة؟

س ٣٧: ١٥ يحتوي حبلُ زينة أ على ثمانية قواعدَ لمصابيحَ كهربائيةٍ موصولةٍ على التوالي، ويحتوي حبلُ زينةٍ آخرُ ب على ثمانية قواعدَ لمصابيحَ كهربائيةٍ موصولةٍ على التوازي، وكلا الحبلين يوصلُ إلى خطِّ الكهرباء الذي جهدهُ ١٢٠ فولت. صفْ ماذا يحدثُ إذا استخدمتِ المصابيحُ المخصصةُ للحبلِ الأولِ بدلَ تلكِ المخصصةِ للحبلِ الثاني.

س ٣٨: ١٥ لماذا تعملُ بعضُ شركاتِ الكهرباء على انقاصِ الجهدِ في أوقاتِ الطلبِ الشديدِ على الكهرباء؟ ما الذي توفرهُ الشركاتُ بهذا الاجراء؟

س ٣٩: ١٥ لماذا تخفَّتْ إضاءةُ المصابيحِ الكهربائيةِ في البيتِ عند تشغيلِ جهازِ كهربائي في البيت؟ هل تتوقعُ أن يؤدي تشغيلُ جهازِ كهربائي في بيتك إلى إخفاتِ ضوءِ مصابيحِ الكهرباء في بيتِ جارك؟

س ٤٠: ١٥ ما دلالةُ المِيلِ جـ في رسمِ بيانيٍّ للجهدِ جـ في مقابلِ الشحنةِ ش لمكثفٍ؟

الجزء ١٥: ١٢

س ٤١: ١٥ إذا ضوعفتِ الشحنةُ في مكثفٍ مرتين، فكيف يتغيرُ: (أ) الجهدُ، (ب) المجالُ الكهربائي، و(ج) المواسعةُ؟

س ٤٢: ١٥ يُكوّنُ أيُّ جسمين موصّلين يحملان شحنتين متساويتين ومتضادتين مكثفًا. بيّن لماذا يتناسبُ فرقُ الجهدِ بين «صفيحتي» أيّ مكثفٍ طردياً مع الطاقة المخزونة فيه.

س ٤٣: ١٥ لماذا يكونُ دائماً مقدارُ المجالِ الكهربائيِّ التحريضيِّ داخلَ مادةٍ كهرومنفذةٍ أقلَّ - مع أنه أحياناً أقلُّ بقليلٍ فقط - من مقدارِ المجالِ الكهربائيِّ المؤثر؟ فسّرْ ذلك بدلالةِ الاستقطابِ الجزيئيِّ (انظر الشكل ٤٣: ١٥).

الجزء ١٥: ١٣

س٤٤:١٥ لماذا يستخدم الماء في المكثفات كمادة كهرومنفذة بالرغم من أن ثابت كهرومنفذيته عالٍ وسعره رخيص؟

س٤٥:١٥ لدى مجرب كمية من مادة كهرومنفذة تكفي لمليء نصف الحجم الموجود بين كرتين معدنيتين متحدتين بالمركز، كيف يجب عليه أن يضع هذه المادة في المنطقة ما بين الكرتين بحيث يجعل مواسعة المكثف أكبر ما يمكن؟

الجزء ١٤:١٥

س٤٦:١٥ ينطلق جسيم كتلته K وشحنته q من السكون في مجال كهربائي غير منتظم (خطوطه منحنية). فسّر بدقة لماذا لا يتبع الجسيم في حركته أحد خطوط المجال.

س٤٧:١٥ أطلق ميون سالب (وهو جسيم أولي كتلته أكبر من كتلة الإلكترون) من السكون من المهبط H في الشكل ٤٦:١٥. هل يصدّم الميون شاشة انبوب الأشعة المهبطية عند النقطة التي تصدّم فيها الإلكترونات الشاشة أم فوقها أم تحتها؟

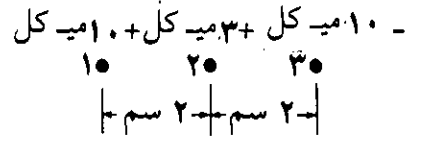
التمارين:

الجزء ٣:١٥

ت١:١٥ (١) استخدم المعادلة (٩:١٥) للتحقق من أن كل $1 \text{ N} / \text{m}^2$ هي الوحدة الصحيحة في النظام العالمي (SI) لثابت السماحية ϵ_0 . (٢) أثبت أن كل $1 \text{ N} / \text{m}^2$ و $1 \text{ C} / \text{m}^2$ هما وحدتان متكافئتان.

ت٢:١٥ شحنتان متساويتان مفصولتان عن بعضهما بعضاً بمقدار 1 cm تتنافران بقوة قدرها 10^{-6} نيوتن. ما مقدار كل من الشحنتين؟

ت ١٥: ٣ رتبت ثلاث كريات شحناتها + ١٠ مي كل، + ٣ مي كل، و - ١٠ مي كل كما في الشكل. احسب مقدار واتجاه القوة المؤثرة في كل منها:



ت ١٥: ٤ اعيد ترتيب الكريات المشحونة في التمرين السابق بحيث وضعت عند رؤوس مثلث متساوي الاضلاع طول ضلعه ٢ سنتيمتر. (١) أي الكريات تتأثر بأكبر قوة؟ (٢) جد مقدار واتجاه القوة المؤثرة في الكرية ٢. (ضمن اجابتك رسماً تخطيطياً للمسألة.)

ت ١٥: ٥ افترض أن الخيطين المربوطين مع البالونين ١ و ٢ في الشكل ١: ١٥ (ب) يصنعان زاويتين متساويتين مع الاتجاه الرأسي: قيمة كل منهما ٣٠°. اثبت أن الزاوية التي يصنعها كلا البالونين مع الرأس تساوي ٨٢° عند تحريك البالونين بعيداً عن بعضهما بعضاً بحيث تصبح المسافة بين مركزيهما مثلتي ما كانت عليه سابقاً.

ت ١٥: ٦ تساوي شحنة البروتون 1.6×10^{-19} كولوم، وتبلغ شحنة نواة ذرة الرصاص ٨٢ مرة قدر ذلك. (١) فما القوة المؤثرة في بروتون موضوع على بعد 10^{-10} متراً من نواة الرصاص؟ (٢) وإذا تأثر البروتون الذي كان ساكناً في الاصل بهذه القوة تقريباً لمدة 10^{-16} ثانية، فما مقدار الزخم الذي سوف يكون له؟ وما سرعته؟

ت ١٥: ٧ تنشطر نواة يورانيوم الى قطعتين متساويتين، تحتوي كل منهما على ٤٦ وحدة من وحدات الشحنة الكوانتية. (١) ما قوة التنافر المؤثرة في احدى هاتين القطعتين عندما تكون القطعتان على بعد 2×10^{-14} متراً من بعضهما

بعضاً عند بدء حركتهما؟ (٢) ما القوة التي تتأثر بها هذه القطعة بعد ان تتحرك كل منهما مسافة تساوي 2×10^{-14} متراً ويصير البعد بينهما 6×10^{-14} متراً؟ (٣) جد حاصل ضرب متوسط القوة المؤثرة في احدى القطعتين في المسافة التي قد تحركتها للحصول على قيمة تقريبية للشغل المبذول عليها. عبر عن هذه الطاقة بوحدة المليون إلكترون فولت. اختياري: أجزر التكامل المناسب لتحصل على جواب دقيق للفرع (٣) من هذا التمرين.

ت ٨: ١٥ وُضِعَت شحنة ش_١ في نقطة الأصل لنظام من الاحداثيات، ووضعت شحنة أخرى ش_٢ في النقطة (س، ص)، فتأثرت بقوة ق_١ ناتجة عن ش_١. أثبت أن مركبتي القوة ق_١ اللتين تؤثران في الشحنة ش_٢ تعطيان بالمعادلتين التاليتين:

$$ق_{٢س} = \frac{1}{٤\pi\epsilon_0} \frac{ش_١ش_٢}{(س^2+ص^2)^{3/2}} \quad ق_{٢ص} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ش_١ش_٢}{(س^2+ص^2)^{3/2}}$$

ت ٩: ١٥ يعطى التيار المتدفق الى كرة معدنية بالمعادلة التالية:

$$ت(ن) = ت_0 - \frac{\tau}{ن}$$

حيث ت = ٣ أمبير، و $\tau = 10^{-4}$ ث. فإذا كانت الكرة متعادلة أصلاً فما شحنتها النهائية؟

ت ١٠: ١٥ جسمان كتلتهما ك_١ وك_٢ يجملان شحنتين ش_١ وش_٢ على التوالي ويبعدان عن بعضهما بعضاً مسافة r . (١) جد صيغة جبرية للنسبة $ق_١/ق_٢$ حيث $ق_١$ هي القوة الكهربائية وق_٢ هي قوة الجاذبية بين الجسمين. (٢) اثبت ان هذه النسبة لبروتونين تساوي تقريباً 2×10^{-36} .

ت ١١: ١٥ إذا أمكن إزالة جميع الإلكترونات كرية من الهيدروجين المتجمد كتلتها ١ غرام بطريقة سحرية، فان الشحنة الكلية للبروتونات المتبقية البالغ عددها 6×10^{23} تساوي ٩٦٥٠٠ كولوم (فرادى واحد). تخيل جسمين فرضيين

(مكوّنين كلياً من البروتونات) كتلة كلّ منهما ١ غرام والبعد بينهما ٠.١ متر،
فما القوة الكهربائية المؤثرة في كلّ منهما؟ قارن هذه القوة بوزنك أو بقوة
أخرى يسهل عليك تصوّرها.

ت ١٥: ١٢ عند أية مسافة من بروتون موجود في حيزٍ خالٍ يكون المجال الكهربائي
يساوي ١٠ فولت / متر؟

ت ١٥: ١٣ جُذِبَ الإلكترون نحو بروتون بقوة قدرها ٠.٩٢×١٠^{-١٠} نيوتن. (١) ما مقدار
واتجاه المجال الكهربائي المؤثر في الإلكترون. (٢) ما مقدار واتجاه
المجال الكهربائي الناتج عن الإلكترون عند موضع البروتون؟ (٣) ما
المسافة بين الجسيمين؟

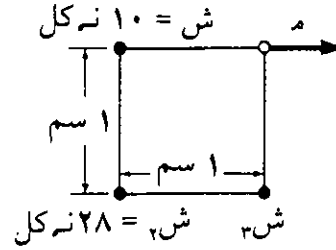
ت ١٥: ١٤ وُجِدَ في إحدى التجارب أن مجالاً كهربائياً متجهاً إلى الأعلى شدته $١٠^٥$
فولت / متر، يكفي تماماً لموازنة وزن كرية صغيرة مشحونة. ما نسبة شحنة
الكريّة إلى كتلتها؟ قارن هذه النسبة بنسبة شحنة الإلكترون إلى كتلته
(المعطاة في الملحق ٣).

ت ١٥: ١٥ وضعت شحنة قدرها ٤×١٠^{-١٠} كولوم عند النقطة: س = ٠.٤ متر و ص
= ٠.٣ متر؛ جد مركبتي المجال الكهربائي عند نقطة الأصل.

ت ١٥: ١٦ وضعت شحنتان متساويتان ش_١ وش_٢ على بعد ٠.١ متر عن بعضهما
بعضاً. فإذا كان مقدار المجال الكهربائي عند منتصف المسافة بينهما
يساوي ٨×١٠^٤ فولت / متر في مقداره، وكان متجهاً نحو الشحنة ش_٢،
فما مقدار كل من الشحنتين ش_١ وش_٢؟

ت ١٥: ١٧ رُتِبَت ثلاث شحنت ش_١ وش_٢ وش_٣ لتقع عند ثلاث رؤوس لمربع، كما
في الشكل المجاور. فإذا كانت الشحنتان ش_١ وش_٢ تساويان ١٠ نـ كل

و ٢٨ نه كل (١ نه كل = 10^{-4} كل) على التوالي ، وكان المجال الكهربائي عند الرأس الرابع للربيع متجهاً الى اليمين ، (١) فما مقدار الشحنة ش_٣؟ (٢) وما مقدار المجال الكهربائي الكلي $\vec{M}$ عند الرأس الرابع؟



ت ١٨٠١٥ ينجذب بروتون موجود في وعاء مفرغ إلى الأسفل بفعل الجاذبية الأرضية .
 (١) ما مقدار المجال الكهربائي اللازم للتغلب على قوة الجاذبية هذه؟
 (٢) أثبت أن المجال المطلوب يمكن الحصول عليه من الكترون واحد على بعد ١٢ سنتيمتراً من البروتون .

ت ١٩:١٥ ارسم خطوط المجال : (أ) لشحنتين موجبتين متساويتين في المقدار ،
 (ب) لشحنتين متساويتين في المقدار ومتضادتين في الإشارة [الشكلان ٧:١٥ (أ) و ٧:١٥ (ب)] . الطريقة : ارسم مقدار واتجاه المجالين الناتجين عن الشحنتين عند كل نقطة من مجموعة من النقاط ، ثم احسب محصلة المجال ($\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2$) . اعمل هذا بالدقة الممكنة التي تستطيعها ، ولا داعي لاجراء قياسات دقيقة هنا . ان نمط الاسهم الناتج سيدلك على كيفية رسم خطوط المجال المتصلة .

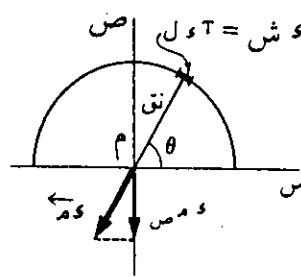
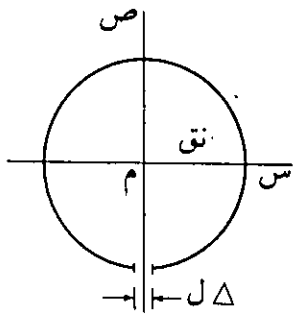
الجزء ١٥:٥٠

ت ٢٠:١٥ تعطي المعادلة (٢٦:١٥) المجال الكهربائي لحلقة مشحونة بشحنة منتظمة عند نقطة على محورها . (١) أعط صيغة تقريبية لهذا المجال في الحالتين التاليتين : (أ) س > نق و (ب) س < نق . (٢) عند أية مسافة

س من مركز الحلقة تكون قيمة m أكبر ما يمكن؟ (٣) ما القيمة العظمى للكمية m عندما $ش = ١٠٧$ كل، ونق $= ٠.٥ ر م$.

ت ٢١:١٥ نصف الحلقة الدائرية التي نصف قطرها نق والمبينة في الشكل أدناه مشحونة شحنة منتظمة: مقدارها لوحدة الطول الواحد يساوي τ . $ش / ط$ نق وللطول $ل$ يساوي $ش = \tau \cdot ل$. بين أن المجال الكهربائي الصافي عند مركز نصف الحلقة (النقطة $م$ في الشكل) يعطى بالمعادلة التالية:

$$\vec{E} = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{\pi R^2} \frac{q}{ش} \frac{ش}{نق} \quad \vec{m} = - \frac{1}{3} \frac{ش}{ط} \frac{ش}{نق}$$



ت ٢٢:١٥ ثني قضيب مشحون شحنة منتظمة على شكل دائرة نصف قطرها نق مع الانقاء على فجوة صغيرة $\Delta ل$ (انظر الشكل). فإذا كانت الشحنة الموجودة على وحدة الطول على امتداد القوس هي τ ، وإذا كانت $\Delta ل >> نق$ ، فما مقدار واتجاه المجال الكهربائي عند نقطة المركز $م$ ؟

ت ٢٣:١٥ إذا عُرِفَ مجال الجاذبية الأرضية بأنه قوة الجاذبية المؤثرة في وحدة الكتلة، فما مجال الجاذبية الأرضية عند سطح الأرض: (أ) جبرياً، بدلالة ثابت الجذب G وبعض صفات الأرض، و (ب) عددياً؟

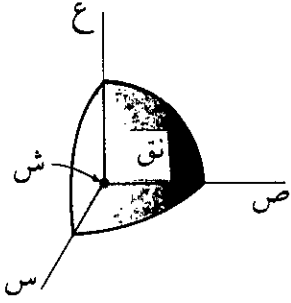
ت ٢٤:١٥ إذا عُرِفَ مجال الجاذبية بأنه قوة الجاذبية المؤثرة في وحدة الكتلة (انظر التمرين السابق)، وعُرِفَ الدفع الجاذبي بأنه التكامل السطحي للمجال

الجزء ٦:١٥

الجاذبي، فاثبت أن دفع الجاذبية عبر سطح كروي يحيط بالأرض يُعطى بالمعادلة التالية:

$$\phi_{\text{جاذبي}} = -G \frac{M}{r^2}$$

(حيث الاتجاه الموجب لتفاضلي المساحة ϕ هو باتجاه نصف القطر الخارج من السطح).



ت ١٥: ٢٥ ما مقدار الدفع الكهربائي خلال جزء من سطح كروي كالمبين في الشكل عند وضع شحنة نقطية ش عند نقطة الأصل داخله؟

ت ١٥: ٢٦ بين أن قانون غاوس ومبدأ التماثل يقودان معاً إلى أن:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \hat{r}$$

وذلك للمجال الكهربائي المحيط بشحنة نقطية. (وهذا يعني أنه يمكن عدّ قانون كولوم نتيجةً لقانون غاوس.)

ت ١٥: ٢٧ لكرة ما، يكون:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = 4\pi R^2 E$$

أي أن مجموع مقادير المساحة المتناهية الصغر من السطح الكروي كله يساوي المساحة الكلية $4\pi R^2$. ما قيمة التكامل المناظر لتفاضلي متجه المساحة: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S}$ ؟

ت ١٥: ٢٨ تحتوي نواة ذرة أكسجين على ثمانية بروتونات محصورة داخل حجمها الكروي الذي نصف قطره ٤ فـم (4×10^{-15} متر). جد مقدار المجال الكهربائي للنواة: (أ) على بعد ٥ فـم من مركز النواة و (ب) عند حافة الذرة، أي على بعد 10^{-15} متراً من النواة.

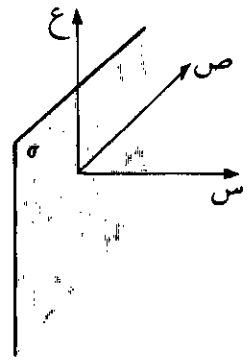
ت ٢٩:١٥ وُزعت شحنة ش بانتظام داخل كرة نصف قطرها نق؛ وتبلغ كثافة الشحنة داخل الكرة نتيجة لذلك: $\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$. اثبت أن المجال الكهربائي داخل الكرة يُعطى بالمعادلة:

$$\vec{E} = \frac{\rho}{3\epsilon_0} r \hat{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qr}{R^3} \hat{r}$$

حيث r هي المسافة في اتجاه نصف القطر مقاسة من المركز و $\hat{r}$ هو المتجه الوحدة بالاتجاه النقطي.

ت ٣٠:١٥ قيس المجال الكهربائي قرب لوح معدني فوجد أنه 10° فولت / متر وأنه يتجه الى داخل اللوح. جد الكثافة السطحية σ للشحنة على اللوح مقدرة بـ: (أ) كولوم / متر ^{2} و (ب) عدد فائض الالكترونات الموجودة لكل متر مربع.

ت ٣١:١٥ يبين الشكل صفيحة رقيقة من البلاستيك تحتوي على شحنة موزعة بانتظام كثافتها السطحية σ . افترض أن الصفيحة غير محدودة في اتساعها. (١) اثبت أن المجال الكهربائي على جانبي الصفيحة يُعطى بالمعادلة: $\vec{E} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \hat{n}$. (٢) ارسم رسماً بيانياً يوضح العلاقة بين E و σ عندما تكون σ أكبر من الصفر (يُعرف المحور σ كما في الشكل).



ت ٣٢:١٥ خطٌ مستقيمٌ مثالي غير محدود من الشحنة كثافته الطولية (الشحنة لوحدة الطول الواحدة) تساوي λ . (١) جد المجال الكهربائي على بعد r من الخط. (٢) اقترح سبباً يؤدي الى عدم تناسب مقدار المجال مع $\frac{1}{r}$. هل يتناقض هذا المجال بشكل أسرع أم أبطأ من تناقص مجال شحنة نقطية؟

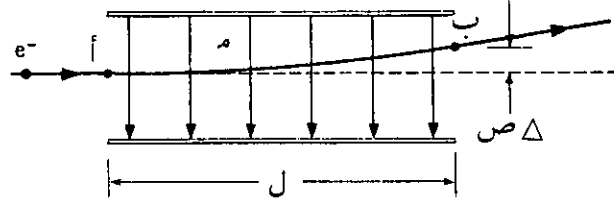
ت ٣٣:١٥ اسطوانة طويلة دائرية القاعدة نصف قطرها a تحمل شحنة كثافتها الحجمية ثابتة وتساوي ρ (كولوم / متر ^{3}). باستخدام قانون غاوس، جد

المجال الكهربائي داخل الاسطوانة وخارجها. (افترض ان الاسطوانة غير محدودة الطول).

الجزء ١٥: ٧

ت ٣٤: ١٥ «تسقط» الالكترونات في انبوب جهاز تلفزيون خلال جهد مقداره ٢٠٠٠٠ فولت، وهي في طريقها الى الشاشة. (١) ما الطاقة التي تكسبها الالكترونات مقدرةً بالالكترون فولت؟ (٢) بأية سرعة تصدم الالكترونات الشاشة؟ (٣) وإذا تم تسريع الالكترونات لمسافة مقدارها ٠.٤ م، فما متوسط القوة المؤثرة في الالكترونات في اثناء تسارعها؟

ت ٣٥: ١٥ في اثناء حركته مسافة ل عبر مجال كهربائي منتظم $\vec{E}$ مبين في الشكل، يعاني الالكترون اراحة مقدارها Δ ص في الاتجاه العمودي على مساره الأصلي. (١) ما فرق الجهد بين النقطتين أ وب؟ (٢) ما التغير في طاقة حركة الالكترون عند انتقاله من أ الى ب؟



ت ٣٦: ١٥ بروتون موجود عند نقطة الأصل. (١) ما فرق الجهد $V_1 - V_2$ - V_3 - V_4 - V_5 - V_6 - V_7 - V_8 - V_9 - V_{10} (أي) و فرق الجهد $V_1 - V_2$ - V_3 - V_4 - V_5 - V_6 - V_7 - V_8 - V_9 - V_{10} عندما تكون $V_1 = 1^\circ$ (أي) 10^{-10} م) و $V_2 = 2^\circ$ و $V_3 = 3^\circ$ و $V_4 = 4^\circ$ و $V_5 = 5^\circ$ و $V_6 = 6^\circ$ و $V_7 = 7^\circ$ و $V_8 = 8^\circ$ و $V_9 = 9^\circ$ و $V_{10} = 10^\circ$ ؟ (٢) عند حركة الكترون ما من مسافة بعيدة الى نقطة تبعد (١) 10° عن البروتون، فهل يتحرك هذا الالكترون الى منطقة ذات جهد أعلى أم جهد أوطأ؟ (٣) وهل يكسب الالكترون طاقة وضع أم يخسر؟ وما مقدار الكسب أو الخسارة في الطاقة؟ اعط اجابتك بالالكترون فولت.

ت ٣٧: ١٥ وُزعت شحنة موجبة ش بانتظامٍ على سطح كرة نصف قطرها نق، ثم قُذِف من سطح الكرة والى الاعلى جسيمٌ صغيرٌ كتلته ك وشحنته سالبة - ش، اثبت أن القيمة الصغرى للسرعة الابتدائية لهذا الجسيم اللازمة لكي يهرب من الكرة يجب أن تكون:

$$\text{سرعة} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\text{ش ش}}{\text{ك نق}}}$$

(ومن المفيد أن نقارن هذه الصيغة لسرعة الهروب الكهربائي بصيغة سرعة الهروب من الجاذبية المعطاة في المعادلة ١١: ٢١).

ت ٣٨: ١٥ افترض انه يمكن من ناحية تقريبية تخيل الالكترون على انه قشرة كروية كتلتها ك ونصف قطرها نق وشحنتها e. (١) ما الجهد على سطح هذه القشرة المتخيلة؟ (٢) إذا وضع هذا الجهد لساوي الكمية - ك e/٢c، أي كتلة السكون للالكترون مقسومة على شحنته، فما مقدار نق؟ : (أ) جبرياً و (ب) عددياً؟ [تسمى المسافة نق «نصف القطر الكلاسيكي» للالكترون].

ت ٣٩: ١٥ تُبدد مدفأة كهربائية ١٤٦٠ واطاً من القدرة عند توصيلها بخط الكهرباء الذي يعطي جهداً مقداره ١١٠ فولتاً. ما قيمة التيار الذي يتدفق في المدفأة؟ ملاحظة: الجواب واحد سواء شغلت المدفأة من مصدر تيار مباشر d.c. أو من مصدر تيار متردد a.c. عند استخدام قيمة جذر متوسط المربع له (rms value).

ت ٤٠: ١٥ يُعلن عن بطارية (نضيدة) خازنة جهدها ١٢ فولت أن سعتها ١٠٠ أمبير ساعة. (١) ما مقدار الشحنة الكلية التي تستطيع البطارية أن تعطيها؟ (٢)

ما الطاقة الكلية المخزونة في البطارية؟ (٣) كم طول المدة التي تستطيع البطارية خلالها أن تضيء زوجين من المصابيح الأمامية للسيارة: قدرة كل منهما ٦٠ واطاً؟

ت ٤١: ١٥ تولدت شرارة هائلة عند تقريب كرتين معدنيتين: فرق الجهد بينهما ١٠ فولت. وحملت الشرارة معها تياراً شدته ١٠ أمبير واستمرت لمدة ٥٠ ثانية. (١) ما قدرة هذه الشرارة؟ (٢) ما الطاقة الكلية المحمولة مع الشرارة؟ (٣) كم عدد الإلكترونات التي تنتقل من إحدى الكرتين إلى الكرة الأخرى؟

ت ٤٢: ١٥ اثبت أن قانون تراكب المجالات الكهربائية يتضمن قانوناً لتراكب الجهود، أي أن الجهد الناتج عن عدة شحنات يساوي مجموع الجهود التي تنشأ عن هذه الشحنات لو كان كل منها موجوداً بمفرده.

الجزء ٨: ١٥

ت ٤٣: ١٥ وضعت شحنتان +١٠ كولوم و-١٠ كولوم في الطرفين المتقابلين لقضيب صغير طوله ٠.٢ م. (أ) ما العزم الشناقطي للقضيب؟ (٢) إذا وضع القضيب في مجال كهربائي شدته ١٠ فولت / متر، فما الشغل اللازم لتدويره من وضع يكون فيه متعامداً مع اتجاه المجال إلى وضع يكون فيه موازياً لاتجاه المجال؟

ت ٤٤: ١٥ وضعت شحنتان +ش و-ش على المحور عند النقطتين س = $\frac{1}{4}$ ل، وس = $\frac{1}{2}$ ل على التوالي. (١) اجمع المجالين $\vec{E}_1$ و $\vec{E}_2$ الناتجين عن الشحنتين من أجل إيجاد المجال الصافي عند أية نقطة على المحور س. (٢) اجمع الجهدين V_1 و V_2 الناتجين عن الشحنتين للحصول على صافي الجهد V (س) عند أية نقطة على المحور س. (٣) اشتق مركبة المجال E_x باتجاه المحور س من الجهد V (س).

قارن النتيجة بجواب الفرع (١) من السؤال (٤) ما الصيغة التقريبية للجهود جـ (س) عند قيم س الكبيرة؟ بماذا تختلف هذه الصيغة التقريبية عن جهد شحنة نقطية منفردة؟

ت ٤٥: ١٥ افترض أن الشحنتين ش و -ش في الشكل ١٥: ٢٥ (ب) تقعان عند r_1 و r_2 ، على التوالي، بالنسبة إلى مركز إحداثيات اعتباطي. اثبت أن التعريف العام لعزم الثناقلي، الناتج عن الشحنتين: $E_z = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \cos \theta$ يعطي في هذه الحالة: $E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \cos \theta$ (المعادلة ١٥: ٧١).

ت ٤٦: ١٥ كرتان أ وب: نصف قطرهما على الترتيب ١ سم و ٢ سم، وتبعدان عن بعضهما بعضاً كثيراً، ويحمل كل منهما شحنة مقدارها ١ نـ كل (أي ١٠^{-٩} كل). وصلت الكرتان معاً بسلك موصل. (١) اثبت أن جهدي الكرتين قبل وصلهما معاً كانا: جـ ١ ≈ 900 ف وجـ ٢ ≈ 450 ف (على افتراض أن جـ (∞) يساوي صفراً). (٢) ما مقدار الشحنة التي تتدفق من إحدى الكرتين إلى الأخرى؟ (٣) اثبت أن الجهد النهائي للكرتين يساوي: جـ ١ = جـ ٢ ≈ 600 ف.

الجزء ١٥: ٩

ت ٤٧: ١٥ في الشكل ١٥: ٢٩، تتوزع الشحنة ش على السطح الخارجي للكرة الداخلية (التي نصف قطرها r_1)، وتتوزع شحنة أخرى -ش على السطح الداخلي للكرة الخارجية (التي نصف قطرها r_2). افترض أن نصف القطر الخارجي للكرة الخارجية يساوي r_2 . (١) جد المجال الكهربائي E عندما تكون: (أ) $r < r_1$ ، (ب) $r_1 < r < r_2$ ، (ج) $r > r_2$ ، (د) $r < r_2$. (٢) وجد الجهد جـ للمناطق الأربع نفسها مفترضاً أن جـ (∞) يساوي صفراً.

ت ٤٨: ١٥ (١) إذا أمكن وضع شحنة مقدارها (١- كولوم على كرة معدنية نصف قطرها ١ م، فما المجال الكهربائي قرب السطح المعدني؟ (٢) إذا

كانت كل ذرة على السطح المعدني تشغل مساحة مقدارها $(1) \times 10^{-20} \text{ م}^2$ (١) فكان عدد الإلكترونات الإضافية التي يمكن وضعها على السطح مع عدد ذرات الطبقة السطحية للكرة؟ (٣) عند حركة الكترون في المجال خارج السطح مباشرة مسافة مقدارها $1 \text{ \AA}$ ، فما الطاقة التي يكتسبها؟ عبر عن اجابتك بالالكترون فولت (إف)، ثم قارن ذلك بعدد الالكترون فولتات اللازمة لتحرير الكترون من سطح معدني غير مشحون.

الجزء ١٥: ١٠

٤٩: ١٥ ت يبلغ المجال الكهربائي داخل قطعة من النحاس: $m = 0.3 \text{ فولت/م}.$ (١) ما كثافة التيار في هذه القطعة؟ (٢) ما فرق الجهد بين نقطتين تبعدان عن بعضهما بعضاً مسافة 5 سم في اتجاه المجال؟ (٣) إذا توفر هذا المجال وكثافة التيار تلك في كبل (Cable) نحاسي طوله ميل واحد ومساحة مقطعه 10^{-4} م^2 ، (أ) فما التيار الذي يتدفق في الكبل؟ (ب) وما القدرة التي تبدد في الكبل؟

٥٠: ١٥ ت يوجد في سلك طوله L ومساحة مقطعه العرضي A مجال كهربائي في اتجاه طول السلك $\vec{E}$. فإذا علمت أن فرق الجهد بين طرفي السلك يساوي V وأن التيار المار فيه يساوي I ، (١) فاثبت أن تناسب كثافة التيار مع المجال الكهربائي (المعادلة ١٥: ٨٤) يعني أن التيار يتناسب مع فرق الجهد (المعادلة ١٥: ٨٧). (٢) اشتق المعادلة التالية التي تربط مقاومة السلك R مع موصليته σ :

$$R = \frac{L}{\sigma A}$$

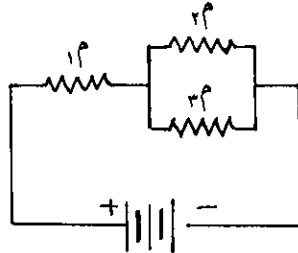
٥١: ١٥ ت استخدم الصيغة التي حصلت عليها في التمرين السابق للمقاومة R لحساب مقاومة: (أ) سلك من الفضة و(ب) سلك من الجرمانيوم، طول كل منهما 5 سم ومساحة مقطعه العرضي 10^{-6} م^2 .

ت٥٢:١٥ سخّان كهربائيّ مقاومته ٢٠ أوم . كم عدد السخانات من هذا النوع التي يمكن وصلها معاً في دائرة كهربائية منزلية جهدها ١ ف من دون أن يتسبب ذلك بفتح قاطع الدارة الذي يبلغ أقصى تيار يتحمّله ٢٥ أمبير؟

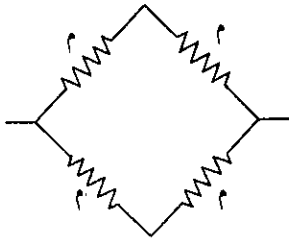
ت٥٣:١٥ أيّ مما يلي له المقاومة الأقلّ: (أ) مصباح سيارة أمامي قدرته ٦٠ واطاً ويعمل على بطارية جهدها ١٢ فولتاً، (ب) سخّان كهربائيّ قدرته ١٢٠٠ واطاً ويمرّ فيه تيار مقداره ١٠ أمبير، و(ج) بطارية صغيرة جهدها ٣ فولت وتعطي تياراً شدته ٢ أمبير عند وصل طرفيها معاً بسلكٍ مقاومته مهملة؟

ت٥٤:١٥ وُصِّلَ مصباحان ضوئيان على التوازي: مقاومة الأول ١٠٠ أوم ومقاومة الثاني ٢٠٠ أوم (قيستا والمصباحان ساخنان) بخطّ جهد مباشرٍ يعطي ١٢٠ فولتاً. جدّ: (١) التيار المارّ في كلّ مصباح، (٢) القدرة التي يبذلها كلّ من المصباحين، و(٣) عدد الالكترونات المارة خلال كلّ من المصباحين في ثانية واحدة.

ت٥٥:١٥ في الدارة المبينة في الشكل، جهد البطارية يساوي ١٢ فولتاً، وم = ١٠ Ω ، م = ٢٠ Ω ، ب = ٢٠ Ω ، وم = ٢٠ Ω . (١) جدّ: (أ) التيار المارّ في كلّ من المقاومات الثلاث، و(ب) القدرة المبذولة في كلّ من المقاومات الثلاث. (٢) ما المدة الزمنية التي ينبغي تشغيل الدارة خلالها قبل أن يتمّ تبديد ١ كيلواط ساعة (1 kilowatt . hour) من طاقة البطارية؟



ت ٥٦: ١٥ استخدم نوعين مختلفين من الاستدلال للبرهنة على أن المقاومة الكلية لمجموعة من المقاومات الموصولة معاً على التوازي تكون أقل من أقل مقاومة في المجموعة. (١) مبتدئاً من المعادلة ١٥: ١٠٣، اعطِ برهاناً رياضياً على ذلك. (٢) استخدم حجة فيزيائية مبنية على حقيقة أن التيار الكليّ المارّ خلال مجموعة المقاومات يكون دائماً أكبر من التيار المارّ في أيّ من المقاومات.

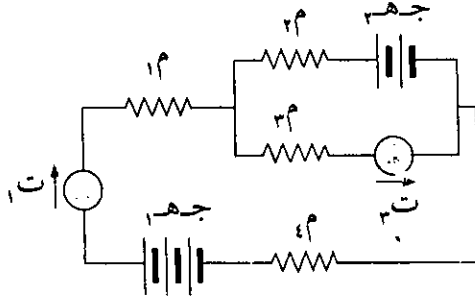


ت ٥٧: ١٥ (١) اثبت أن المقاومة الكلية لمجموعة المقاومات المتماثلة الأربع المبينة في الشكل تساوي مقاومة احداها م. (٢) بأيّ طريقة أخرى يمكن وصل هذه المقاومات معاً بحيث تكون مقاومتها الكلية تساوي م أيضاً

ت ٥٨: ١٥ (١) إذا وصلت ثلاثة أجهزة مقاومتها ١٠ و ٢٠ و ٣٠ أوم على الترتيب بمصدر جهد يعطي ١٢٠ فولتاً، فما القدرة الكلية التي تستهلكها هذه الأجهزة عند تشغيلها معاً؟ (٢) إذا وصلت الاجهزة خطأ على التوالي بمصدر الجهد بدلاً من وصلها على التوازي بالمصدر، فما القدرة المستهلكة؟

ت ٥٩: ١٥ استخدم عنصرًا تسخين، مقاومة الأول ١٠ Ω ومقاومة الثاني ٢٠ Ω ، في سخان كهربائي موصول بخط جهد يعطي ١٢٠ فولتاً. أدرس الطرق المختلفة التي يمكن وصل هذين العنصرين بها واحسب القدرة التي يحتمل تبديدها في كل حالة (مستثناً حالة الدارة المفتوحة التي تكون القدرة قد لها مساوية للصفر وحالة الدارة المقصورة، التي تكون القدرة لها من حيث المبدأ ∞).

ت ١٥ : ٦٠ في الدارة المبينة في الشكل، $\Omega ١ = ١م$ ، $\Omega ٢ = ٢م$ ، $\Omega ٣ = ٣م$ ، و $\Omega ٤ =$. يشير الأميتران (جهازا قياس التيار) المُعلَّمان بالرمز أ الى أن :
ت ١ = ٢ أ، وت ٢ = ٥ أ. جد جهدي البطاريتين $\text{جـم}_١$ و $\text{جـم}_٢$.



ت ١٥ : ٦١ تعمل بطارية كمصدر جهد ثابت: $\text{جـم} = ٦$ ف موصول على التوالي مع مقاومة مقاومتها: $١م$ داخلية $\Omega ٠$ ، [انظر الشكل ١٥ : ٣٢ (ب)]. وصل طرفا البطارية بمقاومة ذات مقاومة متغيرة $م$ ، فوجد أن الجهد بين طرفي هذه المقاومة الخارجية يساوي جـم وأن التيار المار فيها يساوي ١ ت. (أ) عبّر عن جـم بدلالة ١ ت. (ب) ارسم منحنى العلاقة بين جـم و ١ ت. (ج) ما قيمة ١ ت العظمى؟ (أ) عبّر عن جـم بدلالة $م$. (ب) ارسم منحنى العلاقة بين جـم و $م$ عندما يكون $٠ \leq م \leq ٢٠ \Omega$. (٣) لاية قيمة للمقاومة $م$ تكون الحرارة المتولدة فيها أربعة أمثال الحرارة المتولدة في البطارية؟

ت ١٥ : ٦٢ (١) اكمل المثال (٢) في الجزء ١٥ : ١ باثبات أن التيارات ١ ت و ٢ ت و ٣ ت في الدارة المبينة في الشكل ١٥ : ٣٦ تُعطى بالمعادلات التالية :

$$١ \text{ ت} = [(٢م + ٣م) \text{ جـم}_١ + ٣م \text{ جـم}_٢] / د$$

$$٢ \text{ ت} = [(٣م + ١م) \text{ جـم}_١ + ٣م \text{ جـم}_٢] / د$$

$$٣ \text{ ت} = [- ٢م \text{ جـم}_١ + ١م \text{ جـم}_٢] / د$$

حيث $d = 1\text{ م} + 2\text{ م} + 2\text{ م} + 1\text{ م} \cdot (2)$ ما القيم التي تؤول إليها مقادير التيارات هذه عندما $\rightarrow \infty$.

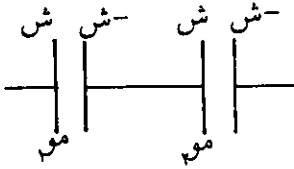
الجزء ١٥: ١٢

ت ٦٣: ١٥ مكثف تحمل صفحته الأولى شحنة مقدارها -10^{-10} كولوم، وتحمل صفحته الثانية شحنة مقدارها $+10^{-10}$ كولوم. فإذا كان الجهد بين الصفحتين ٥٠ فولت فما مساحة المكثف؟

ت ٦٤: ١٥ مكثف البعد بين صفحتيه ٢.٠ سنتيمتر، وفرق الجهد بينهما ٣٠٠ فولت. (١) ما مقدار المجال الكهربائي في المنطقة بين صفحتي المكثف؟ (٢) ما قيمة مو/ح: المواسعة لوحدة المساحة (فرا/م^٢)؟

ت ٦٥: ١٥ يبين الشكل مكثفين موصولين على التوالي. (١) فإذا كانت صفائح المكثفين جميعاً متعادلة في البداية، ثم تدفق تيار لمدة ما في الدارة، فلماذا يجمع المكثفان مقدارين متساويين من الشحنة؟ (٢) اثبت أن مقلوب المواسعة المكافئة للمكثفين يعطى بالمعادلة:

$$\frac{1}{\text{مو}} + \frac{1}{\text{مو}} = \frac{1}{\text{مو}}$$



ت ٦٦: ١٥ (١) باستخدام تعريف المواسعة: $\text{مو} = \text{ش} / \text{جه}$ وحقيقة أن الجهد خارج كرة مشحونة شحنة منتظمة يماثل جهد شحنة نقطية، اشتق العلاقة: $\text{مو} = 4\pi \cdot 3$ نق (المعادلة ١٥: ١١٦) لمواسعة كرة مفردة معزولة عما حولها. (٢) ما مساحة الأرض بالفرا؟

ت ٦٧: ١٥ مكثف مساحة كل من صفحتيه ٢.٠٠ م^٢، والبعد بينهما ٣ ملي متر. فإذا علمت أن الطاقة المخزونة في المكثف تساوي 2×10^{-7} جول، فما فرق الجهد بين صفحتيه؟

ت ٦٨: ١٥ في أثناء تفريغ مكثف لشحنه خلال مقاومة، فإن مقدار شحنه يتناقص بشكلٍ أسّي (المعادلة ١٥: ١٢٤). تحقق من أن الجهد بين طرفي

المقاومة والتيار المار فيها يتناقضان أيضاً بشكلٍ أسّيٍّ (المعادلتان ١٥: ١٢٧ و ١٥: ١٢٨).

الجزء ١٥: ١٣

ت ١٥: ٦٩ وضعت قارورة ماء في مجالٍ كهربائيٍّ شدته 10° فولت / متر. (١) ما المجال الكهربائي التحريضي داخل الماء؟ (٢) وما المجال الصافي داخل الماء؟

ت ١٥: ٧٠ يتكون مكثفٌ موسعته ٢٠ بيكو فراد من صفيحتين متوازيتين، مساحة كلٍّ منهما 10^{-3} م^2 ، ومفصولتان عن بعضهما بعضاً بطبقةٍ من البوليثلين (نوعٍ من البلاستيك). ما البعد بين الصفيحتين؟

الجزء ١٥: ١٤

ت ١٥: ٧١ تُسرّع الإلكترونات في انبوب الأشعة المهبطية المبين في الشكل ١٥: ٤٦ عبر جهدٍ جه. يساوي ١٠٠٠ فولت، ثم تمرُّ بين صفيحتي انحرافٍ، طول كلٍّ منهما ل = ٣ سم والبعد بينهما ف = ٣ سم، فإذا كانت المسافة من صفيحتي الانحراف إلى الشاشة ٢٠ سم، فما مقدار جهد الحرف جه. اللازم لتحريك حزمة الإلكترونات مسافة ٥ سم بعيداً عن مركز الشاشة؟

ت ١٥: ٧٢ تتحرك جسيمات مشحونة من نفس النقطة في مجالٍ كهربائيٍّ اعتباطيٍّ وبنفس السرعة الابتدائية. بين لماذا تتبع جميع الجسيمات التي لها نفس نسبة الشحنة إلى الكتلة (ش/ك) نفس المسار.

ت ١٥: ٧٣ يساوي فرق الجهد بين المصعد والمهبط في صمام ثنائيٍّ ٥٠٠ فولت ويساوي البعد بينهما ٠.٦ سم. ويمر تيارٌ في الصمام (المفرغ من الهواء) شدته ٣ ملي أمبير. (١) بأية سرعة تصدم الإلكترونات المصعد؟ (٢) وإذا تحولت جميع طاقة الإلكترونات إلى حرارة عند صدمها المصعد، فما معدل إنتاج الحرارة بالواط؟

ت ١٥: ٧٤ يتدفق تيارٌ شدته ١ ملي أمبير خلال الصمام الثلاثي المبين في الشكل ١٥: ٥. فإذا كانت م تساوي ٥٠ كيلو أوم وجهه يساوي ٤٥٠ فولتاً، (١)

فما قيمة الجهد $\Delta \text{جهد}$ بين طرفي المقاومة؟ و(٢) ما المقاومة الفعالة للصمام (أي نسبة جهده الى التيار المار فيه)؟ (٣) عند زيادة الجهد المُدخل $\Delta \text{جهد مدخل}$ بمقدار فولت واحد، فإن التيار المار في الصمام يتضاعف مرتين. ما مقدار عامل التكبير $\Delta \text{جهد مخرج}$ للصمام؟

الجزء ١٥: ١٥

ت ٧٥: ١٥ ما كثافة طاقة مجال كهربائي لبروتون على بعد انجستروم واحد (١^٥) منه: (أ) مقدرة بالجول / م^٣ و(ب) مقدرة بالالكترون فولت لكل انجستروم مكعب (إف / أ^٣)؟

ت ٧٦: ١٥ إذا علمت أن الطاقة المخزونة في المجال الكهربائي في الحيز بين صفيحتي مكثف تساوي ١٠^{-٦} جول، وأن المجال الكهربائي ثابت في هذا الحيز الذي يبلغ حجمه ٣×١٠^{-٣} م^٣، فما مقدار المجال الكهربائي؟

المسائل:

م ١: ١٥ افترض أن كتلة كل من البالونين المبينين في الشكل ١: ١٥ (ب) ك، وأن البعد بين مركزيهما يساوي r ، وأن كلا الخيطين المربوطين بالبالونين يصنع مع الاتجاه الرأسى زاوية تساوي ٤٥ درجة. ويؤثر البالون ١ في البالون ٢ بقوة كهربائية Q_1 (هي نفس القوة Q_2 في الشكل ١: ١٥) وبقوة جذب مادي Q_3 (تختلف عن وزن البالون). (١) اثبت أن:

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \frac{K}{K} \left(\frac{r}{\text{نق أرض}} \right)^2$$

حيث K أرض هي كتلة الأرض، ونق أرض هو نصف قطرها. (٢) استخدم قيمة معقولة لكل من K و r في المعادلة السابقة ثم قدر قيمة النسبة Q_1/Q_3 عددياً. عقب على أهمية الجواب الذي تحصل عليه.

م ٢: ١٥ وُضعت شحنتان قرب بعضهما بمعزل عن الأشياء الأخرى في الكون. فإذا كانت القوة المؤثرة في الشحنة الأولى تتناسب مع شحنتها ($Q_1 \sim 1$)،

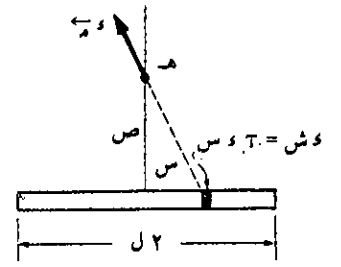
اعتماد القوة الكهربائية على حاصل ضرب الشحنتين

فأثبت، باستخدام قانون نيوتن الثالث، وبافتراض أن قانون القوة يصح على أية شحنة، أن هذه القوة يجب أن تتناسب أيضاً مع الشحنة الثانية (ق_١ ~ ش_٢)، وانها لذلك تتناسب مع حاصل ضرب الشحنتين (ق_١ ~ ش_١ ش_٢) .

م ١٥: ٣

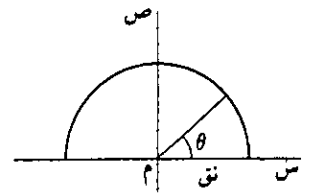
قضيب رفيع طوله ٢ ل مشحون بانتظام، وتحمل وحدة الطول منه شحنة τ ، وهذا يعني ان الجزء من القضيب الذي طوله s يحمل شحنة مقدارها $s\tau$ و $s = \tau \cdot s$ ، (انظر الشكل). (١) جد اتجاه المجال $\vec{M}$ عند النقطة هـ. (قد يلزمك الاستعانة بجدول للتكاملات). (٣) احصل على صيغة تقريبية للمجال $\vec{M}$ تكون صحيحة عندما $s \ll L$. اعط تبريراً بسيطاً لمعقولية النتيجة التي حصلت عليها. (ان فحوص الجواب في وضع النهاية هو في الأغلب وسيلة جيدة للكشف عن الأخطاء المحتملة).

مبدأ التراكب: إيجاد المجال الكلي بجمع (مكاملة) المجالات المتناهية الصغر الناتجة عن اجزاء الشحنة s



م ١٥: ٤

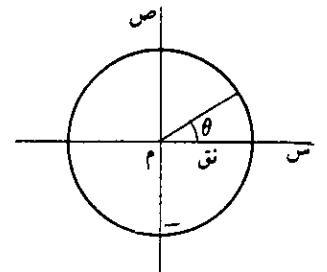
تُعطي الشحنة الطولية الموجودة على نصف حلقة دائرية نصف قطرها نق بالمعادلة $\tau = \tau$ ، جا θ (حيث θ كما يُعرّفها الشكل). (١) ما صافي الشحنة على الحلقة؟ بيّن وصفاً كيفية توزيع الشحنة. (٢) ما اتجاه المجال $\vec{M}$ عند النقطة م: مركز نصف الحلقة؟ (٣) اثبت أن مقدار $\vec{M}$ عند النقطة م يعطى بالمعادلة:



$$M = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\tau R}{3\pi}$$

م ١٥: ٥

حلقة دائرية نصف قطرها نق تحمل شحنة طولية مقدارها $\tau = \tau$ ، جا θ (حيث θ كما يُعرّفها الشكل). (١) اعط وصفاً كيفية توزيع الشحنة على الحلقة. ما مقدار الشحنة الكلية؟ (٢) ما اتجاه المجال $\vec{M}$ عند النقطة م، مركز الدائرة؟ (٣) اثبت أن مقدار $\vec{M}$ عند النقطة م يعطى بالمعادلة:



$$M = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\tau R}{3\pi}$$

(قد يلزمك جدول للتكاملات المحدودة لحل هذه المسألة.)

٦: ١٥م افترض أن الحلقة المبيّنة في الشكل ١١: ١٥ قد استعِضَ عنها بقرصٍ له نفس نصف القطر نق ويحمل نفس الشحنة ش (وبذلك فإن الشحنة لكل وحدة مساحة من سطح القرص تساوي: $\sigma = \text{ش} / \text{ط نق}^2$). جد المجال الكهربائي عند النقطة ه الواقعة على محور القرص على بعد س من مركزه.

الاهتزاز التوافقي في المجالات
الكهربائية

٧: ١٥م افترض أن ليفاً عازلاً رفيعاً قد مُدَّ على محور الحلقة المشحونة المبيّنة في الشكل ١١: ١٥، وأن هنالك خرزة تستطيع الانزلاق بدون احتكاك على هذا الليف. (١) فإذا كان نصف قطر الحلقة نق، وشحنتها +ش، وكانت كتلة الخرزة ك وشحنتها -ش، فجد صيغة الزمن دورة اهتزاز الخرزة في أثناء حركتها الاهتزازية ذات السعة الصغيرة (س > نق) حول مركز الحلقة. (٢) احسب قيمة زمن الدورة هذا عندما يكون نق = 10^{-2} م وك = 10^{-3} كيلوغرام وش = ش = 10^{-6} كولوم.

٨: ١٥م يعطي التمرين ت ٢٩: ١٥ المجال الكهربائي داخل كرة مشحونة بشكل منتظم متمركزة عند نقطة الأصل. (١) ما قيمة الجهد داخل هذه الكرة: (أ) إذا كان جه = صفر عند مركز الكرة؟ (ب) إذا كان جه = صفر في المالانهاية؟ (٢) ما قيمة تواتر (تردد) اهتزاز جسيم كتلته ك وشحنته ش سالبة ويتحرك على خط نصف قطري داخل كرة نصف قطرها نق وشحنتها الموجبة ش؟ (٣) احسب مقدار هذا التواتر (التردد) لالكترون داخل نواة رصاص شحنتها ش = $82e$ ونصف قطرها نق = 7×10^{-15} م.

هروب الكترون من نواة ذرة

٩: ١٥م تستخدم هذه المسألة نتيجة المسألة السابقة. ما مقدار الطاقة الحركية التي يجب أن يمتلكها إلكترون، في أثناء وجوده في مركز نواة رصاص، لكي يتمكن من الهروب من النواة، وقطع مسافة لامتناهية بطاقة حركة مقدارها صفر؟ عبّر عن اجابتك بالالكترون فولت.

توزيع الشحنة المتماثل كروياً

م ١٠:١٥ تُعطى كثافة الشحنة في كرة نصف قطرها نق ومتمركزة في نقطة الأصل

بالمعادلة: $\rho = p \text{ (ش / ٤ ط نق)} = \rho$ ، حيث ρ هو الاحداثي النقطي.

(١) تحقق من أن شحنة الكرة الكلية تساوي ش. (٢) جد المجال

الكهربائي داخل الكرة وخارجها. (٣) جد الجهد داخل الكرة وخارجها،

علماً بأن الجهد يساوي صفراً عند المالانهاية وأنه لا يوجد أي انقطاع في

قيمه عند $\rho = \text{نق}$.

م ١١:١٥ تُعطى كثافة الشحنة في كرة نصف قطرها نق ومتمركزة في نقطة الأصل

بالمعادلة: $\rho = \rho \text{ ث} \left[\frac{3}{\rho} - \frac{1}{\rho^2} \right]$

حيث ρ هو الاحداثي النقطي و ρ مقدار ثابت. (١) ما وحدة الثابت ρ

في النظام العالمي (SI) ؟ (٢) جد المجال الكهربائي داخل الكرة

وخارجها. (٣) جد الجهد داخل الكرة وخارجها، علماً بأن الجهد يساوي

صفراً عند المالانهاية وأنه لا يوجد أي انقطاع في قيمته عند $\rho = \text{نق}$.

التعبير عن متجه الازاحة بتكاملي محدود

م ١٢:١٥ اثبت أن التكامل:

$$\int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{1}{\rho^2} d\rho = \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}$$

لا يتغير بتغير المسار المتبع. (استخدمت هذه النتيجة في المعادلة

٥١:١٥).

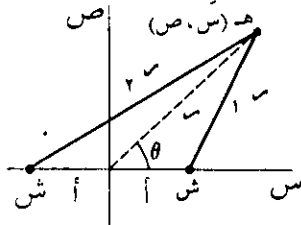
مجال شحنتين متساويتين

م ١٣:١٥ يبين الشكل المجاور جسيمين يحملان شحنتين متساويتين ش موضوعتين

عند النقطتين (أ، ص) و (أ، ص). (١) ما قيمة الجهد عند النقطة هـ؟

(٢) ما المجال الكهربائي $\vec{E}$ عند النقطة هـ؟ (٣) ما الصيغة التقريبية

للجهد هـ عند المسافات البعيدة ($\rho \ll \text{أ}$)؟



مجال ثنائي قطبي كهربائي

م ١٤:١٥ أجب عن فروع السؤال السابق الثلاثة عند الاستعاضة عن الشحنة ش الواقعة عند النقطة (-أ، صفر) بشحنة -ش. أثبت أنه يمكن كتابة جواب الفرع (٣) على الصورة التالية:

$$\text{جـ} \equiv \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\cos\theta}{r^2} \quad (r \gg a)$$

$$\left[V \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos\theta}{r^2} \quad (r \gg a) \right]$$

حيث عز هو مقدار عزم الشاقطي (عز = ٢ ش أ).

التفاعل بين ثنائيين

م ١٥:١٥ وضع ثنائيين متماثلان بحيث كانت المسافة بين مركزيهما ثابتة وتزيد بكثير على طول أي منهما ل. (١) في أية جهة يترتب الثنائيان بحيث تكون طاقة وضعهما الكلية: (أ) أكبر ما يمكن و (ب) أقل ما يمكن؟ (٢) ما الفرق في الطاقة بين حالتَي الطاقة العظمى والصغرى هاتين؟

عزم الدوران المؤثر في ثنائي كهربائي

م ١٦:١٥ اثبت أن عزم الدوران المؤثر في ثنائي عزمه عز موضوع في مجال كهربائي م يعطى بالعلاقة: $\tau = p \times E$ (أي اثبت المعادلة ١٥: ٧٥).

اهتزاز ثنائي كهربائي

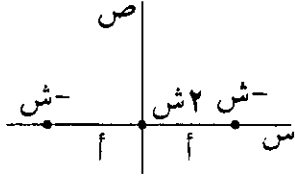
م ١٧:١٥ اثبت أنه عند اهتزاز ثنائي اهتزازاً طفيفاً حول اتجاه اتزانه المستقر في مجال كهربائي م، فانه يهتز توافقاً بتواتر ν يعطى بالمعادلة:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{pE}{I}}$$

حيث I هو عزم القصور الذاتي للثنائي و عز مقدار عزمه.

الرباطي الكهربائي

م ١٨:١٥ (١) تساوي الشحنة الكلية للجسيمات المبينة في الشكل صفراً. ما مقدار عزمها الثنائي الكلي؟ (٢) جد صيغة تقريبية لجهد هذه المجموعة من الشحنات: (أ) على المحور س عندما س < ٠ و (ب) على المحور ص عندما ص < ٠. يُطلق على هذه التوليفة من الشحنات اسم رباعي الأقطاب الكهربائي أو الرباطي الكهربائي.

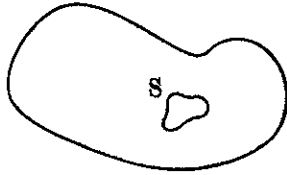


م ١٩ : ١٥ (١) يساوي المجال الجاذبي داخل قشرة معزولة من المادة صفرا، ويساوي المجال الكهربائي داخل كرة معدنية جوفاء صفرا أيضاً. فسّر سبب هذا التشابه. (٢) إذا شوّه شكل القشرة المادية فإن المجال الجاذبي داخلها لا يعود يساوي صفرا، بينما إذا شوّهت القشرة المعدنية فإن المجال الكهربائي داخلها يظل صفرا. فسّر سبب هذا الاختلاف؟

الجاذبية والكهرباء: أوجه الشبه
وأوجه الاختلاف

م ٢٠ : ١٥ يحتوي جسم موصل على فجوة فارغة ذات شكل غير منتظم (انظر الشكل). اثبت أنه إذا احتوت الفجوة على شحنة +ش فانه يجب أن تظهر شحنة -ش على السطح ح الذي يحُد الفجوة، بقطع النظر عن شحنة الموصل الكلية. افترض وجود حالة من الاتزان الساكن. (لاحظ أن هذا يتضمن بوضوح أنه لو كانت الفجوة خالية من الشحنة فإن السطح الداخلي ح يجب أن يكون كذلك خالياً من الشحنة.)

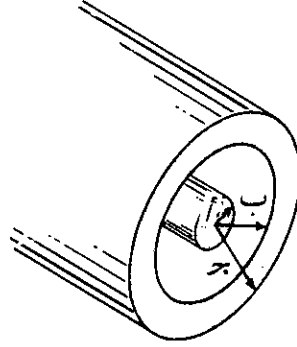
فجوة في موصل



م ٢١ : ١٥ يبين الشكل قشرة معدنية اسطوانية: نصف قطرها الداخلي ب ونصف قطرها الخارجي جـ تحيط بقضيب مشترك معها في المحور نصف قطره أ. فإذا كانت الكثافة السطحية للشحنة على سطح القضيب تساوي σ (كولوم / متر^٢)، وكانت الاسطوانة الخارجية خالية من أية شحنة، (١) فجد المجال الكهربائي عند r : (أ) حيث $r > \text{ب}$ و (ب) $r < \text{جـ}$. (٢) ما فرق الجهد

اسطوانتان موصلتان متحدتان
بالمحور

بين القضيب الداخلي والاسطوانة الخارجية؟ (٣) ما فرق الجهد المحسوب بين الاسطوانة الخارجية ونقطة لا متناهية البعد عن الاسطوانة؟ لماذا يُعد هذا الجواب جواباً غير مقبول فيزيائياً؟



سرعة الانسياب

٢٢: ١٥م يُطلق على الإلكترونات التي تتحرك مسافات طويلة في الموصل بحرية اسمُ الإلكترونات التوصيل conduction electrons . افترض أن عدد الإلكترونات التوصيل الموجود في وحدة الحجم من سلك موصل هو n ، وأن سرعة انسياب هذه الإلكترونات - أي متوسط مركبة سرعتها في اتجاه السلك - هي v_d . (١) اثبت أن التيار في السلك يساوي :

$$I = neAv_d$$

حيث e هي شحنة الإلكترون وح مساحة المقطع العرضي للسلك. (٢) جد مقدار السرعة v_d إذا كان التيار $I = ١$ أمبير و $n = ٨ \times 10^{28}$ لكل متر^٣ وح $A = ١٠^{-٦}$ متر^٢.

تأثير الجاذبية في الكثرونات التوصيل

٢٣: ١٥م يكون المجال الكهربائي الساكن داخل موصل صفراً إذا كانت حاملات الشحنة (عادةً الكثرونات) تتأثر فقط بقوة كهربائية. (١) عامل الكثرونات التوصيل في المعدن على أنها جسيمات حرة، واثبت أن المجال الكهربائي الساكن في المعدن «لا يكون صفراً» إذا أخذ تأثير الجاذبية الأرضية في الكثرونات بعين الاعتبار. (٢) ما اتجاه هذا المجال الكهربائي وما

مقداره؟ ما فرق الجهد بين نقطتين تقعان على خط رأسي في قطعة من المعدن، وتبعدان عن بعضهما بعضاً بمقدار ١م؟ (٣) صف توزيع الشحنة في قضيب معدني رأسي شحنته الكلية صفر. (٤) هل يمكن استخدام هذا القضيب كبطارية - أي كمصدر للجهد؟

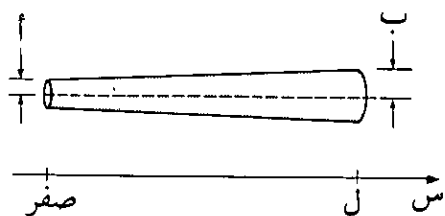
سلك مقطعه العرضي غير ثابت

٢٤: ١٥م يتغير نصف قطر سلك بشكل خطي مع المسافة: $\alpha + \text{أ} = \text{ب}$ وكما هو

مبين في الشكل فإن $\text{أ} = \text{ب}$ عندما $\text{س} = \text{صفر}$ و $\text{ب} = \text{أ}$ عندما $\text{س} = \text{ل}$. (١) عبّر عن α بدلالة أ و ب و ل . (٢) عند تدفق تيار ثابت في السلك، لماذا يكون التيار ثابتاً (لا يعتمد على س)، ولا تكون كثافة التيار كذلك؟ (٣) برهن على أن مقاومة السلك بين $\text{س} = \text{صفر}$ و $\text{س} = \text{ل}$ تعطى بالمعادلة:

$$\frac{1}{\sigma \text{ ط أ ب}} = \text{م}$$

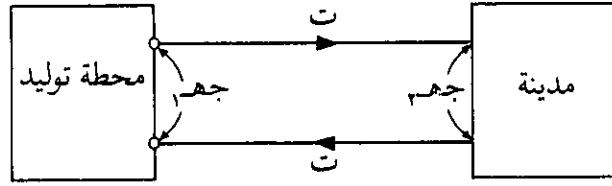
حيث σ هي موصليّة السلك.



خسران القدرة في خط نقل

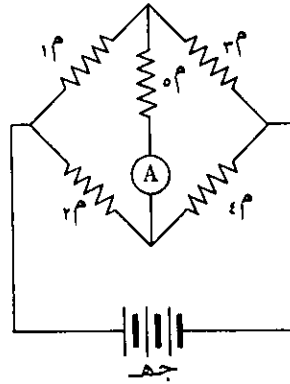
٢٥: ١٥م يبين الشكل تمثيلاً تخطيطياً لنقل القدرة لمسافة طويلة عبر خط نقل من

محطة توليد الى مدينة. فإذا كان الجهد في محطة التوليد جهم يساوي ٥٠٠٠٠ فولت، والتيارات يساوي ٢٠٠٠ أمبير، ومقاومة كل سلك في خط النقل تساوي ٣, ٠ أوم، (١) فما القدرة المبددة في خط النقل؟ (٢) ما نسبة الجزء المبدد من القدرة الى القدرة الكلية التي تنتجها محطة التوليد؟ (٣) ما مقدار الجهد جهم عند المدينة؟ (٤) إذا ضوعف مرتين الجهد جهم ونقص التيار الى نصف قيمته السابقة، بحيث بقيت القدرة الكلية لمحطة التوليد ثابتة، فكيف يتغير فقدان القدرة في خط النقل؟



دارة جسر ويتستون

٢٦: ١٥ م (١) اثبت أن التيار المار في الأميتر (جهاز قياس التيار) في الدارة المبينة في الشكل أدناه، يساوي صفراً عندما يكون: $\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}$. (وهذه دارة جسر ويتستون Wheatstone Bridge . وحيث أنه يمكن توطيد شرط التيار الصفري بدقة، فإن هذه الدارة مفيدة في قياس مقاومة مجهولة R_x بدلالة مقاومات معلومة R_1 و R_2 و R_3 .) (٢) طبق قاعدتي كيرتشف لايجاد المقاومة الكلية للمجموعة المكونة من خمس مقاومات عندما يكون: $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R_5$. (لاحظ أن هذه الدارة، بخلاف الدارة المبينة في الشكل ١٥: ٣٥، لا تتكون ببساطة من مجموعة من المقاومات الموصولة معاً على التوالي والتوازي .)



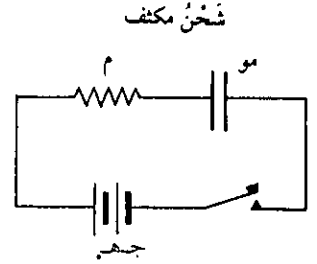
المكثف الاسطوانى

٢٧: ١٥ م مكثف مكون من قشرتين موصلتين اسطوانيتين متحدتين في المحور: نصف قطر القشرة الاسطوانية الداخلية أو نصف قطر القشرة الاسطوانية الخارجية ب، وطول كل منهما ل . (١) اثبت أن مواسعة هذا المكثف هي :

$$\text{مو} = \frac{\text{ط 3 ل}}{\text{لو (ب/أ)}}$$

(٢) اثبت أن هذه المواسعة تؤول عندما يكون (ب - أ) >> أ الى موسعة مكثف متوازي الصفيحتين مساحة كل من صفيحتيه متساوية.

٢٨: ١٥م يبين الشكل دائرة تُستخدم لشحن مكثف. يُغلق المفتاح عند الزمن $t = 0$ صفر عندما يكون المكثف مفرغاً من الشحنة. وتُتعلق هذه المسألة بصفات الدارة عندما $t < 0$ صفر. (١) باستخدام حقيقة أن مجموع فروق الجهد حول أي مسار مغلق يساوي صفر (أي قاعدة كيرتشف الثانية)، اكتب معادلة تفاضلية للشحنة المتغيرة على المكثف. (٢) تحقق من أن:



$$q(t) = V_0 C [1 - e^{-t/RC}] \quad \text{ش(ن) = جهد مو [١ - و.ن/م]} \quad [q(t) = V_0 C [1 - e^{-t/RC}]]$$

هي حل للمعادلة التفاضلية (وهي بالفعل الحل الوحيد لهذه المعادلة عند أخذ الشروط الابتدائية المعطاة). (٣) ارسم منحنى العلاقة بين ش و ن. (٤) بين لماذا لا تعتمد الشحنة النهائية (ش) = جهد مو على المقاومة م في الدارة. (٥) كم من الوقت يلزم بحيث تصل شحنة المكثف الى نصف قيمتها النهائية عندما تكون: $M = 1$ ميغا أوم ومو = ١ ميكروفراد؟

٢٩: ١٥م يُشحن مكثف بالكيفية المذكورة في المسألة السابقة. برهن على أن نصف الطاقة التي تعطيها البطارية للدائرة تُخزن في المكثف وأن النصف الآخر يُبدد كحرارة في المقاومة.

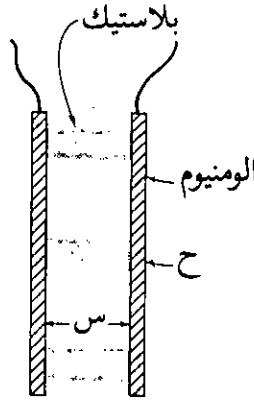
٣٠: ١٥م يُبنى مكثف من صفيحتي ألومنيوم: مساحة كل منهما ح، وتبعدان عن بعضهما مسافة س، بالاستعانة بفواصلات من البلاستيك (انظر الشكل). وعندما تتغير درجة الحرارة فإن كلاً من ح و س يتغير. (١) اثبت أن معدل تغير المواسعة مع درجة الحرارة يُعطى بالمعادلة:

تأثير درجة الحرارة في المواسعة

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_0} + \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_3} + \frac{1}{\alpha_4} + \frac{1}{\alpha_5} + \frac{1}{\alpha_6} + \frac{1}{\alpha_7} + \frac{1}{\alpha_8} + \frac{1}{\alpha_9}$$

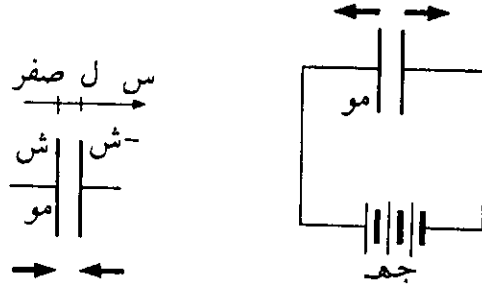
$$\left[\frac{dC}{dT} = C \left[\frac{1}{A} \frac{dA}{dT} - \frac{1}{x} \frac{dx}{dT} \right] \right]$$

(اهمل تأثير كهرمنفذية البلاستيك). (٢) وإذا كان معامل التمدد الحراري الطولي (انظر التمرين ١٣: ٧) للألومنيوم والبلاستيك متساويين، وقيمة كل منهما ٤، ٢ × ١٠^{-٥} لكل درجة مطلقة، فما مقدار التغير في الموسعة عند تغير درجة الحرارة بمقدار عشر درجات مطلقة؟ (٣) كم يجب أن يكون معامل التمدد الحراري الطولي للمادة الفاصلة بين الصفيحتين إذا كانت موسعة المكثف لا تعتمد (تقريباً) على درجة الحرارة؟



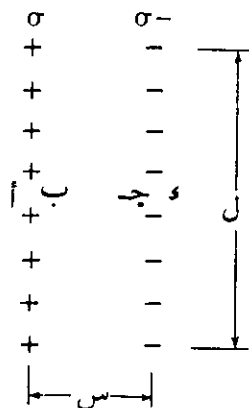
٣١:١٥م تنجذب صفيحتا مكثف معزول ومشحون شحنة ثابتة ش الى بعضهما بعضاً، في حين أنهما تتنافران مع بعضهما بعضاً عند توصيل المكثف الى مصدر جهد ثابت جهـ (انظر الشكل). (١) فسّر وصفاً لماذا تكون القوى المؤثرة في صفيحتي المكثف على النحو المشار اليه. (اقتراح: انظر في الشغل اللازم لفصل الصفيحتين عن بعضهما بعضاً في كل من الحالتين قيد البحث). (٢) استخدم المعادلة ق_س = - طو [F_x dx = -dU] ليجاد القوة في س المؤثرة في احدى صفيحتي المكثف، حيث س هي

ازاحة الصفیحة وء طو هی التغير فی طاقة الوضع المخزونة. تحقق من خاصیةَ الجذب والتنافر المشار الیهما أعلاه، و بین أن مقدار القوة فی كلا الحالتین هو $|Q_s| = \frac{1}{4} ش م$ ، حیث ش هی مقدار الشحنة الموجودة علی إحدى الصفیحتین و م هو مقدار المجال الكهربائی بین الصفیحتین.

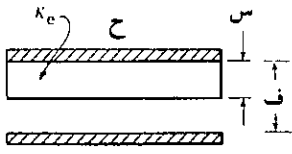


م ۱۵: ۳۲ رقیقتان من الشحنة: الكثافة السطحية لاهما σ (كولوم / متر²) وللأخرى σ^- ، موضوعتان بحيث تتوازيان وتبعدان عن بعضهما مسافة س أقل بكثير من طول كل منهما ل (انظر الشكل). (۱) جد المجال الكهربائی عند النقاط أ وب وج وء. (افترض أن اتجاه س الموجب هو الی الیمین). (۲) إذا استعیض عن الرقیقة ذات الشحنة السالبة بأخرى شحنتها موجبة وكثافتها السطحية σ ، فما المجال الكهربائی عند أ وب وج وء؟ (۳) وإذا أزيلت الرقیقة الیمنی، فما المجال الكهربائی عند أ وب؟

رقیقتان مشحونتان



تأثير طبقات من مادة كهرومنفذة



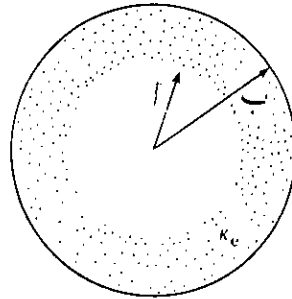
م ٣٣: ١٥ أدخلت طبقة من مادة كهرومنفذة سُمكها s بين صفيحتين معدنيتين متوازيتين، مساحة كل منهما A والبعد بينهما f (انظر الشكل). اثبت أن مواسعة هذا المكثف لا تعتمد على موضع الطبقة الكهرومنفذة (سواء كانت ملاصقة لأحدى الصفيحتين أو موازية لها من دون أن تمس أيًا منهما)، وأنها تعطى بالمعادلة:

$$\left[C = \frac{\epsilon_0 A}{d - s[1 - (1/\kappa_e)]} \right] \quad \text{مو} = \frac{C \cdot 3}{[(\kappa_e/1) - 1] \cdot s - f}$$

م ٣٤: ١٥ كرة موصلة نصف قطرها a مدفونة في كرة من مادة كهرومنفذة متحدة معها في المركز، وتمتد من $r = a$ إلى $r = b$ (انظر الشكل). (١) اثبت أن مواسعة الكرة تُعطى بالمعادلة:

$$\left[C = \frac{4\pi\epsilon_0\kappa_e a}{1 + (a/b)(\kappa_e - 1)} \right] \quad \text{مو} = \frac{4\pi\epsilon_0\kappa_e a}{(1 - \kappa_e) \left(\frac{a}{b} \right) + 1}$$

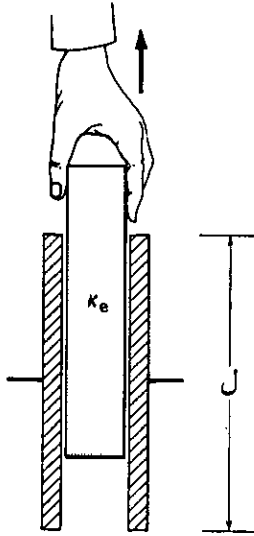
(٢) أعط صيغة تقريبية للمواسعة مو تصح على الحالتين: (أ) $(b/a) \ll 1$ و (ب) $\kappa_e \ll (b/a)$. فسّر فيزيائياً السبب الذي أدى إلى هاتين الصيغتين.



الطاقة والقوة المصاحبتان لمادة كهرومنفذة

م ٣٥: ١٥ أزيلت صُفَّاحة slab كهرومنفذة من بين صفيحتي مكثف ذي صفيحتين متوازيتين، كما هو مبين في الشكل. (١) اثبت أن التغير في طاقة الوضع المخزونة في المكثف يكون: (أ) $\Delta \text{طو} = - (1 - \kappa_e) \text{طو}$ إذا بقيت

صفيحتا المكثف موصولتين بمصدر جهد ثابت طوال الوقت، و(ب) Δ طول
 $= [1 - (\frac{1}{\kappa_e})]$ طوراع إذا كان المكثف معزولاً بحيث ظلت الشحنة على
صفيحتيه ثابتة. ومثل κ_e ثابت الكهرمنفذية للصفحة و طوراع طاقة الوضع
المخزونة في المكثف بعد إزالة الصفحة كلية من المكثف. (٢) في أي
حالة من الحالتين السابقتين تؤثر الصفحة في اليد بقوة دفع إلى الأعلى؟
في أي حالة من الحالتين تؤثر الصفحة في اليد بقوة سحب إلى الأسفل؟
(٣) هل من المحتمل أن تكون القوة التي تؤثر بها الصفحة في اليد قوة
ملحوظة؟ أعط تبريراً لاجابتك مع إجراء حسابات تقريبية.



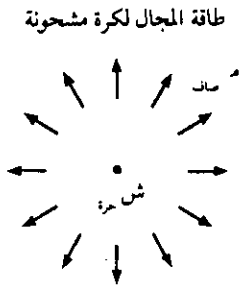
٣٦:١٥م يمكن كتابة قانون غاوس بشكل عام بالصورة التالية:

قانون غاوس في مادة كهرمنفذة

$$\oint \vec{E}_{net} \cdot d\vec{S} = q_{net}/\epsilon_0 \quad \text{و} \quad \vec{E} = \frac{\text{ش صاف}}{3}$$

لكن هذه الصورة ليست صيغة ملائمة داخل مادة كهرمنفذة. (١) بأخذ دفع
المجال الكهربائي المار عبر كرة تحيط بشحنة حرة (ش حرة) موضوعة في مادة
كهرمنفذة (انظر الشكل)، احصل على صيغة معدلة لقانون غاوس تربط بين
صافي المجال $\vec{E}$ وش حرة. عبر عن هذا القانون بدلالة ثابت الكهرمنفذية

κ_e وثابت السماحية 3 ($\kappa_e = 3$). (٢) ما العلاقة بين صافي الشحنة ش وش حـ؛ الموجودة داخل الكرة المبينة في الشكل؟ إشرح فيزيائياً لماذا يكون صافي الشحنة ش أقل من ش حـ في مقداره . (٣) استخدم الصيغة المعدلة لقانون غاوس ليجاد صافي المجال الكهربائي في مادة كهرمنفذة موضوعة بالقرب من سطح موصل مستو مشحون بانتظام .



٣٧: ١٥م وُزعت شحنة ش بانتظام على سطح كرة نصف قطرها نق . (١) ما كثافة الطاقة u (٢) في المجال المحيط بالكرة ($r \leq \text{نق}$)؟ (٢) اثبت ان الطاقة الكلية المخزونة في المجال هي (طو = ش $^2 / 8 \pi \cdot \text{نق}$)، وذلك بمكاملة كثافة الطاقة على حجم المنطقة الواقعة خارج الكرة. عبّر عن هذه النتيجة أيضاً بدلالة مواسعة الكرة . (٣) تخيل ان الالكترون عبارة عن قشرة كروية من الشحنة. فاذا كانت الطاقة الكلية في مجال الالكترون تساوي طاقة السكون له كـ $m_0 c^2$ ، فما نصف قطر الالكترون؟ عبّر عن اجابتك جبرياً وعددياً ايضاً بالفيمتومتر (fm) . ان نصف القطر هذا هو نصف ما يسمى «بنصف القطر الكلاسيكي» للالكترون .

الفصل السادس عشر

الكهرومغناطيسية

Electromagnetism

ظَلَّتْ دراسةُ المغناطيسيةِ طوالَ عدةِ قرونٍ مقصورةً على ظاهرتي التجاذبِ والتنافرِ بينِ حجارةِ المغناطيسِ والمغناطيساتِ الطبيعيةِ الأخرى، بما في ذلك الأرض. ثم جاء ذلك الاكتشافُ الهامُّ جداً للعلاقةِ بينِ المغناطيسيةِ والكهرباءِ. وقد ثَبَتَ الآنُ أنَّ جميعَ المعلوماتِ المعروفةِ عنِ المغناطيسيةِ هي كهربائيةٌ في طبيعتها: فالمغناطيسيةُ هي حقاً كهرومغناطيسية. وبالرغمِ من ذلك، فقد حافظَ العلماءُ على اهتمامهم بالقُطبِ المغناطيسيِّ الافتراضيِّ أو الشحنةِ المغناطيسيةِ، والتي لو وجدتْ، لكانتِ منبعاً أولياً للمغناطيسيةِ، تماماً كما الشحنةُ منبعُ الكهرباءِ. هذا، وقد عجزتِ محاولاتُ البحثِ الحديثةُ عنِ العثورِ على جسيمٍ ذي شحنةٍ مغناطيسيةٍ.

ونبدأُ هذا الفصلَ باستعراضِ المغناطيساتِ والأقطابِ المغناطيسيةِ، وهذا مدخلٌ تقليديٌّ إلى الموضوعِ يَتَسَمُّ بنكهةٍ حديثة. ثم نقدّمُ في الجزء ١٦: ٣ عرضاً تاريخياً للاكتشافاتِ الرئيسةِ التي ربطتِ بينِ الكهرباءِ والمغناطيسيةِ نظرحُ فيه الأفكارَ التي سيتمُّ تطويرها في بقيةِ هذا الفصلِ والفصلِ السابعِ عشر.

١٦:١ المغناطيسات والقوة المغناطيسية:

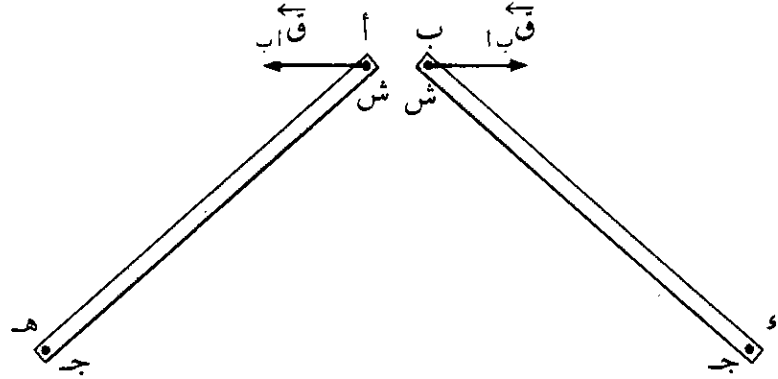
Magnets and Magnetic Forces

يمكنُ بإيجازٍ ذكرُ الحقائقِ الوصفيةِ المتعلقةِ بالمغناطيسيةِ الطبيعيةِ. ان بعضَ الأجسامِ التي تسمى بالمغناطيساتِ والتي تحتوي عادةً (وليس بالضرورة) على حديد، تستطيعُ أن تجذبَ إليها أو أن تردَّ عنها مغناطيساتٍ أُخرى، كما تستطيعُ أن تجذبَ إليها قطعاً صغيرةً من الحديدِ غيرِ ممغطسةٍ. كذلكِ يستطيعُ الحديدُ غيرُ الممغطس، عندَ وضعِهِ بالقربِ من مغناطيسٍ، أو عندَ لمسِهِ بمغناطيسٍ، ان يكتسبَ صفاتٍ مغناطيسيةٍ. وأما أنَّ المغناطيسيةَ تتميزُ عن الكهرباء، فيتضحُ ذلك ببساطةٍ من حقيقةِ أنَّ المغناطيسَ والشحنةَ عندَ وضعِهِما قربَ بعضِهِما بعضاً فإنه لا يؤثرُ أيُّ منهما في الآخرِ بأيةِ قوةٍ. وفي الواقعِ فإنَّ المغناطيساتِ تؤثرُ في بعضِها بعضاً، كما تؤثرُ الشحناتُ في بعضِها بعضاً، بيدَ أنَّ المغناطيساتِ والشحناتِ الساكنةَ يمكنُ أن توجدَ معاً من دونِ أيِّ تأثيرٍ متبادلٍ بينهما. ويعملُ المغناطيسُ الاعتياديُّ كما لو كان له مَرَكْزاً قوةٍ. ويوجدُ مركزاً القوةِ هذان في حالةِ مغناطيسٍ طويلٍ رفيعٍ بالقربِ من طرفيِّ المغناطيسِ، مفصولين عن بعضِهما بعضاً بشكلٍ يبين (الشكل ١٦:١). ويطلقُ على هذين المركزين للقوةِ اسمُ «قطبيِّ» المغناطيسِ. وقد وُجِدَ أنَّ الأقطابَ تجذبُ إليها أو تُنْفَرُ منها الأقطابَ الأخرى وفق قانونِ تربيعِ عكسيٍّ، مماثلٍ تماماً لقانونِ كولوم للقوةِ الكهربائية (أو لقانونِ نيوتنِ المتعلقِ بقوةِ الجاذبية). ويمكنُ تعريفُ «شدةِ القطبِ» p (pole strength) بحيثُ تتناسبُ القوةُ المتبادلةُ بين قطبينِ طردياً مع حاصلِ ضربِ شدتيهما*، وعكسياً مع مربعِ المسافةِ بينهما على النحوِ التالي:

لا تؤثر الشحنات والمغناطيسات الساكنة في بعضها بعضاً

$$F_M \sim \frac{p_1 p_2}{r^2} \quad \text{ق}_1 = \frac{q_1}{r^2} \quad (١٦:١)$$

* تَجَنَّباً لِلانْتِباسِ بِالشَّحْنَةِ الْعَادِيَةِ أَوِ الْكَهْرَبَائِيَةِ، فَاثْنَا لِنِ نَسْتَخْدِمُ مُصْطَلَحَ «الشَّحْنَةِ الْمَغْنَطِيسِيَّةِ» الَّتِي يُفْضَلُ بَعْضُ الْمُؤَلِّفِينَ اسْتِخْدَامَهُ بَدَلاً مِنْ مُصْطَلَحِ «شَدَّةِ الْقُطْبِ».



الشكل ١٦:١: يعمل مغناطيسان طويلان ورفيعان كما لو كان لهما مركزا قوة مفصولان عن بعضهما تماماً، ويدعى هذان المركزان بالقطبين الشمالي والجنوبي. وفي الترتيب المبين هنا، يتنافر قطبان شماليان مع بعضهما بعضاً وفقاً لقانون تربيع عكسي للقوة. أما القطبان الجنوبيان فانهما يؤثران في بعضهما بقوة أضعف نتيجة لكون البعد بينهما أكبر من البعد بين القطبين الشماليين.

وتعرف وحدة شدة القطب في النظام العالمي (SI) بحيث يكون قانون القوة على النحو التالي:

القوة بين قطبين

$$F_M = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{P_1 P_2}{r^2}$$

ق_م = $\frac{\mu}{4\pi} \frac{ق_1 ق_2}{ر^2}$

والكمية μ هنا مقدار ثابت يسمى ثابت النفاذية permeability constant، وتختار قيمته اعتباطاً بحيث تساوي القيمة الدقيقة التالية:

$$\mu = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$$

(٣:١٦)

أما سبب اختيار وحدة هذا الثابت لتكون وحدة قوة / (وحدة تيار)؟ فستضح فيما بعد. ولأن مفهوم شدة القطب لا يُستخدم كثيراً في التطبيقات الأساسية للكهر ومغناطيسية، فإن وحدتها في النظام العالمي لم تكتسب اسماً خاصاً بها، وقد نبتكر لها اسم «ميكل» (michell) تكريماً لجون ميكل، الذي وطّد عام ١٧٥٠ أول قانون تربيع عكسي للقوة بين الأقطاب المغناطيسية (الصيغة ١:١٦):

وحدة شدة القطب = ميكل = أمبير. متر

(٤:١٦)

وتتبع هذه الوحدة: أمبير. متر لشدة القطب من المعادلتين (٢: ١٦) و (٣: ١٦).

لم يُعثر بعد على أقطاب مفردة
معزولة

ولو أمكن العثور على أقطاب مغناطيسية مفردة معزولة في هيئة جسيمات أولية، لعبرت المعادلة (٢: ١٦) عن قانون أساسي للقوة صحيح بالضبط. ونظراً لأنه لا يوجد دليل على وجود مثل هذه الكينونات المفردة، فإن المعادلة (٢: ١٦) تمثل قانوناً تقريبياً فقط، تخضع له الأقطاب المغناطيسية بقدر من الدقة يقل أو يكثر، تبعاً لحجم المغناطيسات وشكلها وكيفية مغطستها. ولا يمكن إطلاقاً من ناحية تجريبية عزل الأقطاب المغناطيسية؛ إذ عند كسر مغناطيس كأحد المغناطيسات المبينة في الشكل ١: ١٦، فإن كل جزء منه يظهر قطبين متساويين ومتضادين. وتكون شدة القطب الكلية لأي جسم، سواء أكان ممغطساً أم لم يكن، دوماً مساوية تماماً للصفر. وقد أصطلح على تسمية القطب المغناطيسي الذي ينجذب صوب الجزء الشمالي من الأرض بالقطب الشمالي، وعلى أن شدة قطبه موجبة. أما القطب المضاد، الذي ينجذب صوب الجزء الجنوبي من الأرض، فيسمى بالقطب الجنوبي، وتكون شدة قطبه سالبة. ولأن الأرض نفسها مغناطيس، فإن قطبها الجنوبي يقع في المنطقة الشمالية وقطبها الشمالي يقع في المنطقة الجنوبية. ويمكن تخفيف هذا اللبس الذي يُؤسف له باستخدام تعبير «القطب الباحث عن الشمال» بدلاً من «القطب الشمالي» لوصف طرف المغناطيس الذي يؤثر نحو خطوط العرض الشمالية.

المغناطيسات الطبيعية

وقد عرف الاغريق المغناطيسية، كما عرفوا الكهرباء. ومثلما عزوا الكهرباء إلى مادة واحدة، هي الكهرمان elektron، فإنهم أيضاً عزوا المغناطيسية إلى مادة واحدة، هي المغنطيت magnetite أو أكسيد الحديد المغناطيسي. والمغنطيت هو أحد خامات الحديد التي توجد غالباً في الطبيعة بحالة ممغطسة. ولا يفقد المغناطيس، بخلاف الشحنة، بعد فترة وجيزة من الزمن قدرته على التأثير بقوة في الأجسام الأخرى؛ إذ قد يظل ممغطساً إلى الأبد. وهذه الصفة للمغناطيس، لحسن الحظ، تجعله مناسباً تماماً لاستخدامه كبوصلة لتعيين الاتجاه. ولا يُعرف متى استخدمت المغناطيسية الأرضية

لأول مرة كوسيلة معينة في الملاحة. ويبدو على الأرجح أن ميل أحد طرفي المغناطيس الحر الحركة إلى التوجه صوب الشمال الجغرافي قد اكتشف لأول مرة في الصين، ثم انتقلت هذه المعرفة إلى أوروبا في وقت مبكر في القرن الثاني عشر. وفي عام ١٦٠٠ بين غيلبرت Gilbert أن هذه الصفة للمغناطيسات يمكن فهمها على أنها تنشأ ببساطة عن كون الأرض ذاتها عبارة عن مغناطيس ضخم. ومن المثير حقاً أنه في القرن العشرين ما يزال ريان البواخر العابرة للمحيطات والطائرات العملاقة يعتمدون على البوصلة المغناطيسية بشكل كبير كمصدر رئيس للمعلومات عن اتجاه حركاتهم.

١٦: ٢ المجال المغناطيسي: The Magnetic Field

يشارك المجالان الكهربائي والمغناطيسي من ناحية مفاهيمية في الكثير من الصفات. ومع ذلك، فمن الهام أن ندرك أنهما يتميزان عن بعضهما بعضاً، وأن كليهما ضروري لوصف الظواهر الكهرومغناطيسية. ويمكن النظر إلى المجال المغناطيسي على أنه امكان للتأثير بقوة في قطب مغناطيسي. ونعرف المجال المغناطيسي، بشكل مؤقت، بأنه قوة لكل وحدة شدة قطب:

$$\vec{B} = \frac{\vec{F}}{q} \quad \left[\vec{B} = \frac{\vec{F}}{p} \right] \quad \text{تعريف أولي للمجال المغناطيسي} \quad (١٦: ٥)$$

(وبعين هذا التعريف على توضيح معنى المجال المغناطيسي، إلا أنه ليس بتعريف عملي للأغراض العلمية، نظراً لأن الأقطاب المغناطيسية المفردة لم يُعثر عليها بعد. وسنقدم تعريفات أفضل للمجال، تنطوي على قياسات عملية للقوة في الجزأين ١٦: ٤ و ١٦: ٧. كذلك سنقدم التعريف المعاصر للمجال، الذي يشتمل عليه النظام العالمي، في الجزء ١٧: ١). ويمثل الرمز $\vec{B}$ المجال المغناطيسي (وهو كمية متجهة). ويُعطى المجال المغناطيسي لقطب ساكن شدته $\vec{B}$ بالمعادلة التالية:

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi r^3} \frac{q}{r} = \frac{\mu}{4\pi r^2} \frac{P}{r} \quad \left[\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \frac{P}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \frac{I_r}{r} \right] \quad (١٦: ٦)$$

حيث $\vec{r}$ ($\vec{r}$) هو متجه الإزاحة من موضع القطب إلى الموضع الذي يقاس عنده المجال، وحيث $\hat{r}$ هو المتجه الوحدة باتجاه مواز لمتجه الإزاحة $\vec{r}$. ويضم هذه المعادلة مع الصيغة الخاصة بالقوة المغناطيسية،

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (7: 16)$$

نحصل، بعد بعض التغييرات الطفيفة في الرموز، على تعبير للقوة بين قطبين هو:

$$\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{r^3} \quad (8: 16)$$

حيث $\hat{r}_{12}$ هنا هو المتجه الوحدة الذي يوازي المتجه $\vec{r}_{12}$ ، متجه الإزاحة من القطب ١ إلى القطب ٢، وحيث $|\vec{r}_{12}| = r$. وهذه المعادلة مكافئة للمعادلة (٢: ١٦). [قارن هذه المعادلة بالمعادلة (٥: ١٥)].

وتسمى وحدة المجال المغناطيسي في النظام العالمي بالفبر / متر^٢ (Wb/m^٢) أو بالتسلا: تس (T):

$$1 \text{ تس} = 1 \text{ و.ب.م} / \text{م}^2 = 1 \text{ و.ب.م} / \text{ن} \cdot \text{أ} \cdot \text{م} \quad (9: 16)$$

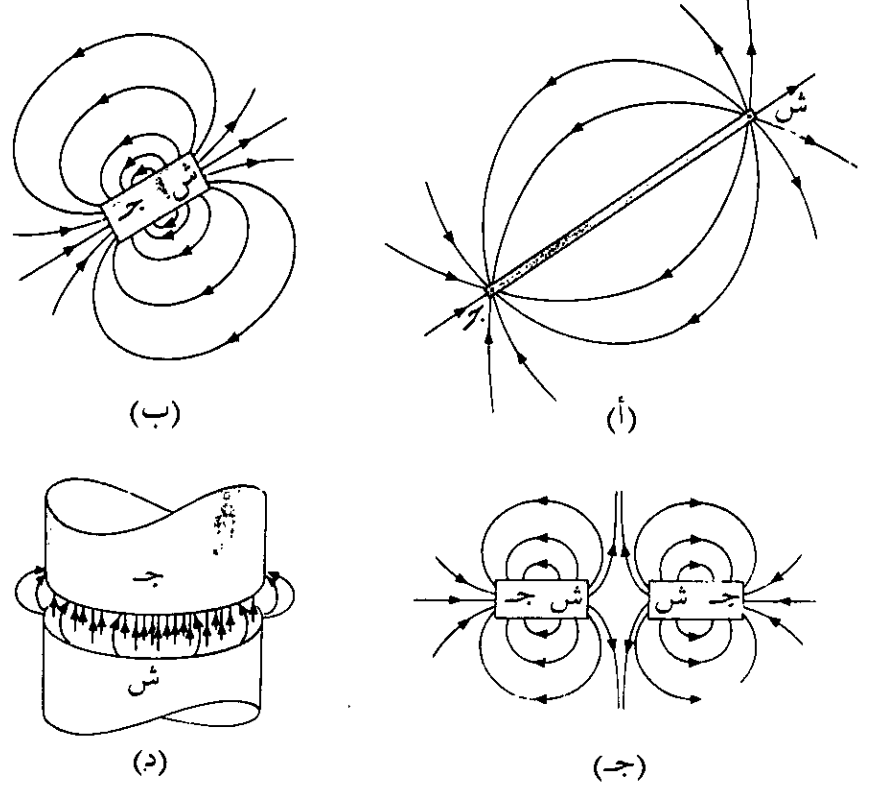
أما وحدة المجال المغناطيسي في النظام السغتي (cgs)، المسماة بالغاوس (غ)، فهي شائعة أيضاً. ويمكن التحويل من آغاوس إلى التسلا باستخدام عامل التحويل التالي:

$$1 \text{ غ} / \text{تس} = 10^4 \text{ gauss/tesla (G/T)} \quad (10: 16)$$

وبلغ مجال الأرض قرب سطحها ٥, ٠ غاوس أو ٥ × ١٠^{-٥} تسلا. أما المجال قرب مغناطيس يدوي صغير فقد يبلغ تقريباً ١٠٠ غاوس، أو ١٠^{-٦} تسلا. ويمكن توليد

$$1 \text{ و.ب.م} / \text{م}^2 = 1 \text{ تس} = 10^4 \text{ غ}$$

مجالاتٍ تتفاوت قيمتها من ١ إلى ١٠ تسلا (١٠ إلى ١٠٠ غاوس) أو أكثر من ذلك باستخدام مغناطيسات كهربائية قوية.



الشكل ٢:١٦: أمثلة على توزيعات مختلفة للمجال المغناطيسي: (أ) مغناطيس رفيع طويل؛ يكون المجال قرب كل من طرفيه مماثلاً تقريباً لمجال القطب المفرد. (ب) مغناطيس غليظ قصير: يختلف المجال هنا اختلافاً بيناً عن مجال قطبين بسيطين مفردين. (ج) مغناطيسان متنافران مع بعضهما بعضاً. (د) مجال مغناطيسي منتظم تقريباً في الحيز ما بين زوجين متوازيين من الأقطاب المغناطيسية المنبسطة ذات الأوجه الواسعة.

ويؤخذ اتجاه المجال المغناطيسي ليكون في الاتجاه الذي سوف يُدفع فيه القطب الشمالي. ولما كان القطب الشمالي القطب الذي ينجذب نحو الجزء الشمالي من الأرض، فإن خطوط المجال المغناطيسي الأرضي تتجه عموماً نحو الشمال (انظر الشكل ١٦:١٦). ويبين الشكل ٢:١٦ عدداً من الأمثلة على خطوط المجال المغناطيسي.

* الشاقطي المغناطيسي : The Magnetic Dipole

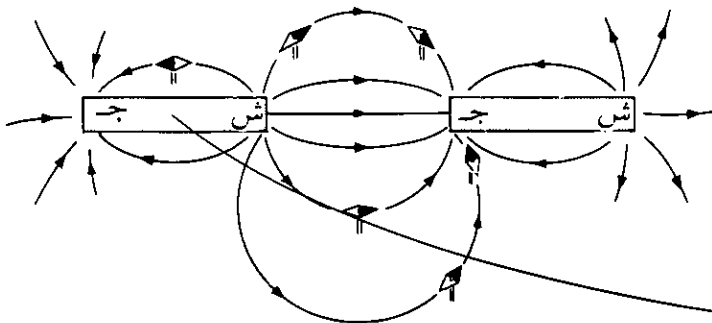
كما يوضح الشكل ١٦: ٣، فإنه يمكن استخدام مغناطيس صغير يدور على محور، أو بوصلة، لتخطيط المجال. فعندما تأخذ البوصلة اتجاه المجال، فإنها تكون في حالة اتزان، ولا تتأثر بقوة أو عزم تدوير. لكن عندما تكون متعامدة مع خطوط المجال، فإنها تتأثر بعزم تدوير يعمل على تدويرها وتوجيهها باتجاه المجال. وتسمى ابرة البوصلة المثالية، أو القضيب المغناطيسي الذي يتكون من قطبين متساويين ومتضادين، شدة قطبهما q و $-q$ ، ومفصولين عن بعضهما بعضاً بمسافة l ، باسم الشاقطي المغناطيسي. ويعرف عزم الشاقطي المغناطيسي magnetic dipole moment (أو ببساطة العزم المغناطيسي) الذي يُرمز له بالرمز $\vec{\mu}$ (كما يلي :

$$\vec{\mu} = q \vec{l} \quad \text{عزم الشاقطي المغناطيسي} \quad \left[\vec{\mu} = Pl \right] \quad (11:16)$$

حيث $\vec{l}$ هو متجه الازاحة من القطب الجنوبي الى القطب الشمالي (الشكل ١٦: ٤). وعند وضع الشاقطي في مجال مغناطيسي $\vec{B}$ فإن قطبيه يتأثران بقوتين هما :

$$\vec{F}_N = q \vec{B} \quad \text{ق} = q \vec{B} \quad (12:16)$$

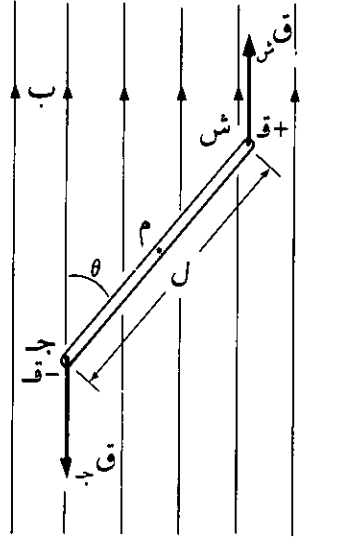
$$\vec{F}_S = -q \vec{B} \quad \text{ق} = -q \vec{B} \quad (13:16)$$



الشكل ١٦: ٣: يستخدم شاقطي مغناطيسي يدور على محور (كابرة البوصلة) في تخطيط خطوط المجال المغناطيسي.

ولذلك تكون القوة الكلية المؤثرة في المغناطيس، بغض النظر عن وجهته، صفراً. ولكن عزم التدوير الكلي لا يساوي صفراً، كما يوضح ذلك التمعن في الشكل ١٦: ٤. وبأخذ نقطة منتصف المغناطيس م كنقطة اسناد (ويمكنك أخذ أية نقطة أخرى غيرها إن أردت)، وباستخدام تعريف عزم التدوير $\vec{D} = \vec{r} \times \vec{Q}$ ، نجد أن:

$$\vec{D} = \frac{1}{4} \vec{r} \times \vec{Q}_+ - \frac{1}{4} \vec{r} \times \vec{Q}_- \quad \left[\vec{T} = \frac{1}{2} \vec{l} \times \vec{F}_N - \frac{1}{2} \vec{l} \times \vec{F}_S \right]$$



الشكل ١٦: ٤: ثنائي قطبي مغناطيسي موضوع في مجال منتظم.

وبالاستعانة بالمعادلتين (١٢: ١٦) و (١٣: ١٦) تؤول المعادلة السابقة الى:

$$\vec{D} = q (\vec{r}_+ \times \vec{B} - \vec{r}_- \times \vec{B}) \quad \left[\vec{T} = p \vec{l} \times \vec{B} \right]$$

ويمكن كتابة هذه المعادلة بدلالة العزم المغناطيسي $\vec{M}$ على النحو التالي:

$$\vec{D} = \vec{M} \times \vec{B} \quad \left[\vec{T} = \vec{M} \times \vec{B} \right] \quad \text{عزم التدوير المؤثر في ثنائي قطبي} \quad (١٤: ١٦)$$

وببلغ مقدار عزم التدوير في المثال المبين في الشكل ١٦: ٤ ما يلي:

$$D = ql \sin \theta = \mu B \sin \theta \quad \text{عزم ب جا } \theta \quad (١٥: ١٦) \quad \left[T = p B \sin \theta = \mu B \sin \theta \right]$$

ويكون اتجاهه عمودياً على الورقة الى الأعلى. وبوجه أعم، فقد تستخدم المعادلة

(١٤:١٦) «لتعريف» العزم المغناطيسي . فالجسم الذي يتأثر عند وضعه في مجال مغناطيسي بعزم تدوير يُعدّ جسماً ذا عزم مغناطيسي ، ويعيّن عزمه بالاستعانة بالمعادلة (١٤:١٦) . ويشبه الشناقطي المغناطيسي في سلوكه عند وضعه في المجال المغناطيسي ، تماماً ، ومن جميع النواحي ، الشناقطي الكهربائي الموضوع في المجال الكهربائي . ولذا ، فإن جميع نتائج الجزء ١٥ : ٨ الخاصة بالشناقطي الكهربائي تنطبق على الشناقطي المغناطيسي . فمثلاً ، تُعطى طاقة الوضع للشناقطي المغناطيسي بالمعادلة التالية :

$$\text{طو} = - \text{عزم} \cdot \vec{B} \quad \left[U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \right] \quad \dots \dots \dots (١٦:١٦) \quad \text{طاقة ثناقطي مغناطيسي}$$

ويعطى الشغل اللازم لقلب الشناقطي من اتجاه مواز لاتجاه المجال إلى اتجاه مضاد لاتجاه المجال بالمعادلة التالية :

$$\text{غ} = ٢ \text{عزم} \cdot B \quad \left[W = 2\mu B \right] \quad \dots \dots \dots (١٧:١٦)$$

* بعض الصفات الأساسية للمجال المغناطيسي :

Some Basic Properties of The Magnetic Field

- يشارك المجال المغناطيسي مع المجال الكهربائي في عدد من الصفات الأساسية . فالمجال المغناطيسي ، من بين أشياء أخرى ،
- ١- يخضع لقانون التراكب (superposition) ،
 - ٢- يخضع لقانون غاوس ،
 - ٣- ويمتلك كثافة طاقة تتناسب مع مربع شدة المجال .

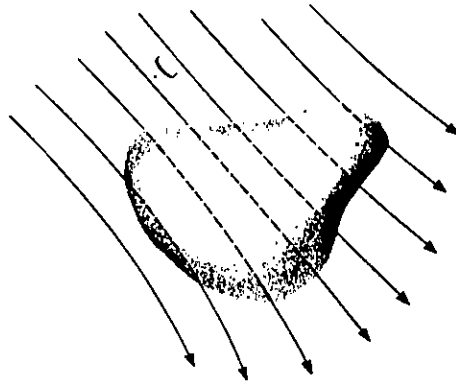
(١) ويعني التراكب للمجال المغناطيسي نفس ما يعنيه للمجال الكهربائي . فالقوى المغناطيسية والمجالات المغناطيسية ، الناشئة عن مصادر مختلفة ، تُضَمُّ إلى بعضها بعضاً بجمعها جمعاً متجهياً بسيطاً . ويمكن النظر إلى المجالات المغناطيسية

تراكب المجالات والقوى
المغناطيسية

المختلفة على انها توجد معاً في المكان من دون أن تتفاعل فيما بينها. وبوجه أعم، يخضع المجالان، الكهربائي والمغناطيسي، لقانون التراكب. ويعتمد استخدام اللامواج المنتشرة في الهواء بشكل حاسم على هذه الحقيقة. ويعج الفضاء القريب من الأرض بالاشعاعات الكهرومغناطيسية التي تحمل معها برامج راديو وتلفزيون، وإشارات ملاحية، ومكالمات هاتفية، ومخابرات عسكرية، وأحاديث هواة الراديو، وعدداً لا يحصى من الرسائل اللاسلكية الأخرى. وتشتق كل موجة من هذه الأمواج طريقها في الفضاء تشاركها في ذلك آلاف الأمواج الأخرى، من دون أن يصيبها أي تشوه بسبب وجود الأمواج الأخرى. ولولا قانون تراكب المجالات الكهربائية والمغناطيسية لما استطاع أحد أن يسمع الصوت الذي يبعثه هوائي ما بنفس طبقته، ولسمع بدلاً من ذلك نغمات صوتية متنافرة لا معنى لها.

(٢) يُعرّف التغير في التدفق المغناطيسي، على نحو مماثل تماماً لتعريف التغير في التدفق الكهربائي، بأنه حاصل ضرب مركبة المجال العمودية عند السطح في جزء المساحة من السطح:

$$\Phi_B = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (١٦:١٨)$$



الشكل ١٦:٥: الطبيعة اللولبية للمجال المغناطيسي: نتيجة لغياب الأقطاب المغناطيسية المفردة، فإن خطوط المجال المغناطيسي لا تنتهي أبداً. ويساوي تدفق المجال $\vec{B}$ عبر أي سطح مغلق صفراً.

تذكر أن $\vec{S}$ متجه عمودي على السطح، وأن اتجاهه الموجب الذي هو اتجاه اعتباطي يُعرّف اتجاه التدفق الموجب. ويكتب التدفق المغناطيسي المار عبر مساحة محدودة على

شكل تكاملي سطحي كما يلي :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \Phi_B \quad \text{و} \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \Phi_B \quad (19:16) \quad \dots \dots \dots \quad \text{الدفق المغناطيسي}$$

أما وحدة الدفق في النظام العالمي فهي كما يلي :

$$\text{وحدة الدفق المغناطيسي} = \text{قبر (فب)} = \text{تسم} \cdot \text{م}^2 \quad (20:16) \quad \dots \dots \dots$$

وأما في النظام السغني فيقاس الدفق بوحدة أصغر بكثير منها، هي غ.سم² (G.cm). ويمكن التحويل من الوحدة الأخيرة الى الوحدة السابقة وبالعكس باستخدام عامل التحويل التالي :

$$10^8 \text{ غ.سم}^2 / \text{قبر} \quad [10^8 \text{ G cm}^2 / \text{Wb}] \quad (21:16) \quad \dots \dots \dots$$

ولو وُجِدَت الأقطاب المغناطيسية المفردة، لكانَ الدفق المغناطيسي عبر سطح مغلق متناسياً في مقداره مع صافي شدة القطب الموجود داخل الحجم الذي يحصره السطح المغلق، ولكانت الصيغة المغناطيسية لقانون غاوس كما يلي :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 P \quad \text{و} \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 P \quad (22:16) \quad \dots \dots \dots \quad \text{(في حالة وجود أقطاب حرة)}$$

$$[\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 P \quad \text{(في حالة وجود أقطاب حرة)}]$$

حيث P هي شدة القطب الكلية داخل الحجم المحصور بالسطح المغلق. (قارن هذه المعادلة بالمعادلة ١٥ : ٣٦). ونظراً لأن $P = 0$ صفر لأي حجم مغلق، كما تؤيد ذلك التجربة، فإن قانون غاوس يكتب على النحو التالي :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad \text{و} \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (23:16) \quad \dots \dots \dots \quad \text{الصيغة المغناطيسية لقانون غاوس}$$

$$[\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad \text{(لا يوجد أقطاب)}]$$

ويسمى هذا القانون للمجال المغناطيسي أحياناً «بالقاعدة اللولبية» solenoidal rule .
وتوصفُ خطوط المجال المغناطيسي «باللولبية» لأنها تغلقُ على نفسها كالعروة ولا تنتهي أبداً. وتكونُ قيمة التكامل في المعادلة (٢٣: ١٦) صفراً، لأن عدد خطوط المجال المغناطيسي الداخلة إلى الحجم المحصور يساوي عدد خطوط المجال الخارجة منه؛ إذ لا ينتهي أي من الخطوط في الحجم المحصور (الشكل ١٦: ٥).

(٣) يمكن النظر إلى الطاقة المخزونة في مجال مغناطيسي على أنها تتوزع في الحيز بكثافة طاقة u (ج/م^٣) تعطى بالمعادلة التالية:

كثافة الطاقة المغناطيسية

$$u = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad (٢٤: ١٦)$$

ويمكن ضم المعادلتين (٢٤: ١٦) و(٤٤: ١٥) معاً للحصول على تعبير لكثافة الطاقة الكلية المخزونة في مجال كهرومغناطيسي كما يلي:

$$u = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2 \right) \quad (٢٥: ١٦)$$

ويمكن استخدام هذه المعادلة مثلاً لإيجاد كثافة الطاقة في حزمة من أشعة ليزر laser حيث يوجد فيها المجالان: الكهربائي والمغناطيسي بشكل قوي.

ولكن كيف يختلف المجالان الكهربائي والمغناطيسي عن بعضهما بعضاً بالضبط؟ من السهل أن نميز بينهما من ناحية إجرائية: فالشحنة الساكنة تتأثر بقوة عند وضعها في مجال كهربائي، بينما لا تتأثر بأية قوة عند وضعها في مجال مغناطيسي، كذلك لا يتأثر المغناطيس الساكن بأي عزم تدوير عند وضعه في مجال كهربائي، بينما نجد أنه يدور أو يفتل في مجال مغناطيسي. ويمكن القول إن المجال الكهربائي هو ذلك المجال الذي يؤثر بقوة ما في أية شحنة كهربائية، وإن المجال المغناطيسي هو ذلك المجال الذي يؤثر بقوة في مغناطيس ما. وتستقل الظاهرتان الكهربائية والمغناطيسية تماماً عن بعضهما بعضاً طالما لم تنطويا على أية حركة، وعندها يوجد المجالان

م وب : مفهوم مترابطان
ولكنها متميزان

الكهربائي والمغناطيسي معاً في المكان من دون أي تأثير متبادل بينهما. وعند وجود الحركة أو التغير، فإن المجالين يمتزجان. ومع ذلك، فحتى في هذه الحالة فإنهما يحتفظان بهويتهما كمفهومين متميزين. وقد دَمَجَت النظرية النسبية، بالفعل، فكرتي المجالين الكهربائي والمغناطيسي في مفهوم واحد هو مفهوم المجال الكهرومغناطيسي، إلا أن هاتين الفكرتين لم تفقدا تميزهما وتفردهما بالدمج أكثر مما يفقد رجل وامرأته ذاتيتهما بالزواج. ومن قبيل ضرب ممانثلة فيزيائية أبسط من ذلك فانا نستطيع القول أن مفاهيم «الشرق» و«الشمال» و«الفوق» يمكن دمجها معاً في مفهوم واحد هو «الازاحة في المكان». ومن الجلي أن هذه الاتجاهات الثلاثة ترتبط ارتباطاً وثيقاً ببعضها بعضاً، ولكنها مع ذلك تبقى متفردة قابلة للتمييز. وبنفس المنطق، يظل المجالان: الكهربائي والمغناطيسي مفهومين متميزين، مع انهما قد ضُمَا معاً في كل أوسع من أي منهما.

١٦: ٣ الاكتشافات الرئيسة في الكهرومغناطيسية:

Key Discoveries in Electromagnetism

نستعرض في هذا الجزء الأفكار الأساسية التي سوف نطورها ونناقشها بشكل موسع في الأجزاء اللاحقة، وذلك من خلال عرض تاريخي للاكتشافات الرئيسة في الكهرومغناطيسية.



قام هانز كريستيان أورستد Oersted أستاذ الفلسفة الطبيعية في كوبنهاغن لأول مرة عام ١٨٢٠ بتوطيد علاقة محددة بين الكهرباء والمغناطيسية. ففي نهاية محاضرة له في موضوعي الكهرباء والمغناطيسية وضع أورستد ابرة بوصلة قرب سلك يحمل تياراً كهربائياً، فانحرفت الابرة متأرجحة في اتجاه جديد، دالة بذلك على وجود عزم تدوير مغناطيسي، أمكن عزوه فقط الى التيار الكهربائي المار في السلك المجاور للابرة. ولا نعرف على وجه التأكيد ما إذا أجريت هذه التجربة بمحض المصادفة أو كانت نتيجة تدبير مسبق. وعلى أية حال، فقد كان أورستد مستعداً للاستفادة من اكتشافه هذا. وكما

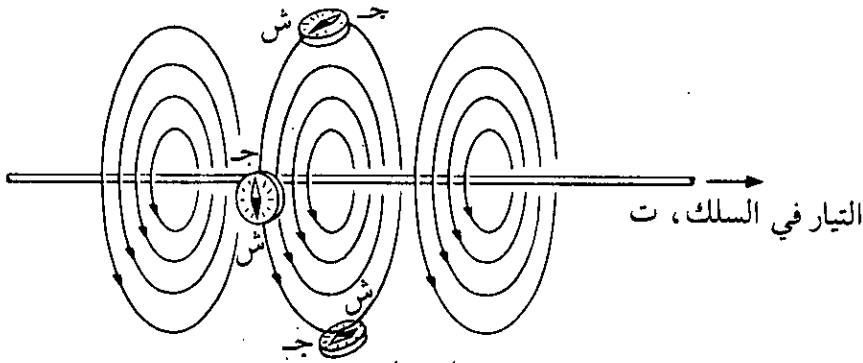
تدلُّ على ذلك موضوعاتُ محاضراته، فانه كان مقتنعاً قبل تجربته هذه بوجود علاقةٍ ما بين الكهرباء والمغناطيسية. وبعد أن تمَّ اكتشافُ هذه العلاقة، وطدَّ اورستد بسرعة النمط الذي ندعوه الآن بخطوط المجال المغناطيسي. وهذه الخطوط عبارة عن مساراتٍ دائرية حول سلكٍ حاملٍ للتيار (الشكل ١٦: ٦)، تختلف في الحقيقة عن خطوط المجال المغناطيسي الشعاعي radial المنبعثة من قطبٍ مغناطيسي ساكن. وقد شدَّ علماء آخرون، وبخاصة في فرنسا، إلى تقصي اكتشاف اورستد. وبفضل جهود جان بابتيست بيوت Jean Baptiste Biot وفلكس سافارت Felix Savart وأندريه ماري أمبير Andre Marie Ampere، تمَّ حلُّ جوانبٍ عديدةٍ من العلاقة بين التيارات الكهربائية والمغناطيسات بشكلٍ رياضيٍّ مفصَّل، وذلك في غضونٍ الأشهر القليلة التي تلت وصول أخبار اكتشاف أورستد إلى باريس.

ولكن، ما مضمونُ اكتشاف أورستد بالضبط؟ يمكننا التعبير عن ذلك بأفضل شكلٍ من وجهة نظرٍ حديثة على النحو التالي: (١) تولَّد الشحنة المتحركة (أو التيار الكهربائي) مجالاً مغناطيسياً. ولذلك سيتأثر المغناطيس الموضوع قرب التيار بقوة*. وَفَوْقَ قانون نيوتن الثالث - الذي ثبت أنه يصحُّ على هذه الظاهرة الجديدة - فإن المغناطيس بدوره يجب أن يؤثر في الشحنة المتحركة أو التيار بقوةٍ مساوية في المقدار ومضادة في الاتجاه لتلك التي يتأثر بها المغناطيس. وبذلك، يترتب على توليد مجالٍ مغناطيسيٍّ من شحنةٍ متحركةٍ نتيجة هي: (٢) المجال المغناطيسيُّ يؤثر بقوةٍ في الشحنة المتحركة (الشكل ١٦: ٧). وأخيراً، فيما أنَّ الشحنة المتحركة تولَّد مجالاً مغناطيسياً وتؤثر بقوةٍ عند وجودها في مجالٍ مغناطيسيٍّ، فانه لا يلزم على الإطلاق أيُّ مغناطيسٍ لعرض الظاهرة الجديدة. (٣) فأَيُّ تيارٍ سيؤثر بقوةٍ في أيِّ تيارٍ آخر (الشكل ١٦: ٨). ونظراً لأنَّ السلك الحامل للتيار يحتوي على شحناتٍ متحركةٍ ولا يكون عادةً مكهرباً، فإنَّ أية قوةٍ تؤثر بها سلكٌ حاملٌ للتيار في سلكٍ آخر هي بالضرورة متميزة عن القوة الكهروستاتيكية Electrostatic Coulomb Force. وهذه هي الاكتشافات الهامة

* في مجالٍ غير منتظم، سيتأثر المغناطيس بقوةٍ صافية، وكذلك بعزمٍ تدويرٍ صافي.

ثلاث روابط بين المجال
المغناطيسي والشحنات المتحركة
أو التيار

الجديدة التي تمت عام ١٨٢٠ (مفسرة تفسيراً حديثاً) والتي ابتدأ بها علم الكهرمغناطيسية الذي يضمّ معاً الكهرباء والمغناطيسية.

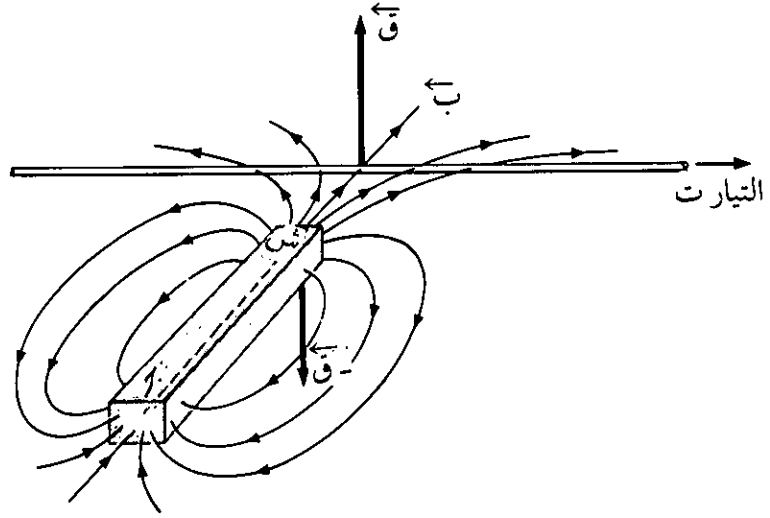


الشكل ١٦: ٦: اكتشاف اورستد: يؤثر سلك حامل لتيار بقوة في مغناطيس موضوع في جواره. التفسير الحديث لذلك: تولّد الشحنات المتحركة حولها مجالاً مغناطيسياً. ويشير السهم على السلك إلى اتجاه تدفق التيار المصطلح عليه.

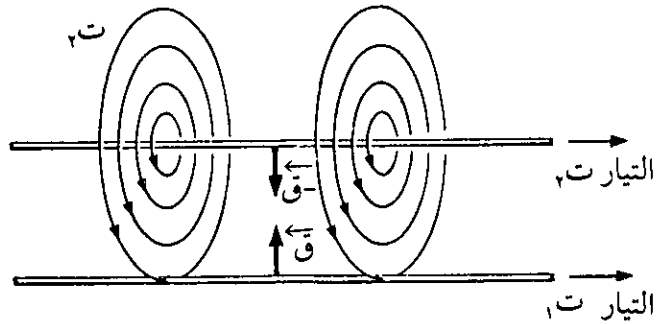
وخطا موضوع الكهرمغناطيسية خطوة أخرى عملاقة عام ١٨٣١، حين اكتشف مايكل فارادي Michael Faraday في إنجلترا وجوزيف هنري Joseph Henry في أمريكا، كل على حدة، أن المغناطيس المتحرك يولّد تياراً في سلك بالقرب منه. وفي إحدى التجارب التي أجراها فارادي (الشكل ١٦: ٩)، حرك مغناطيس قرب ملف سلكي يكون مع مقياس حساس للتيار دائرة مغلقة، فلاحظ أن تياراً سرى في السلك عند تحريك المغناطيس، ووجد أن التيار المتدفق يتناسب مع سرعة تحريك المغناطيس، كما وجد أنه يزداد عند استخدام مغناطيس أقوى أو عند تحريك المغناطيس صوب السلك. وعندما يتوقف المغناطيس عن الحركة، يتوقف التيار عن السريان في السلك. وتسمى هذه الظاهرة «بالحث» أو التحريض induction. فالمغناطيس المتحرك «يحث» أو يحرض تياراً على السريان.

التحريض (الحث) المغناطيسي:
يولّد المجال المغناطيسي المتغير
تياراً كهربائياً

* أرسى تكافؤ التيار الكهربائي والشحنات المتحركة بعد اكتشاف اورستد بوقت طويل. وكان يُعزى عن جميع النتائج الأولى المتعلقة بالكهرمغناطيسية بدلالة التيارات.



الشكل ١٦: ٧: نتيجة تترتب على اكتشاف اورستد: يؤثر مغناطيس في سلك حامل للتيار بقوة (مساوية ومضادة لتلك التي يؤثر بها السلك في المغناطيس). التفسير الحديث لذلك: تتأثر الشحنة المتحركة في مجال مغناطيسي بقوة. ويظهر في الشكل المجال المغناطيسي الذي يولده المغناطيس فقط.



الشكل ١٦: ٨: اكتشاف أمبير المبني على اكتشاف اورستد: يؤثر سلك حامل للتيار بقوة في سلك آخر. التفسير الحديث لذلك: يولد كل تيار مجالاً مغناطيسياً، ويتأثر كل تيار بقوة ناتجة عن المجال الذي يولده التيار الآخر. ويظهر في الشكل المجال المغناطيسي الذي يولده التيار فقط.

ولوصف هذه الظاهرة الجديدة، استحدث فارادي مفهوم خطوط القوة المغناطيسية، واقترب من التفسير المعاصر للحث المغناطيسي، وتخيل أن خطوط القوة تخترق السلك، وأنها تكون قادرة على حث تيار فيه كلما عبرت الخطوط السلك. وما تزال فكرته حول الفعل الموضعي مقبولة في الوصف المعاصر لهذه الظاهرة. ونقول الآن إن المجال المغناطيسي المتحرك (أو المتغير) يولد مجالاً كهربائياً، ويعمل هذا المجال

الكهربائي داخل السلك - حيث يستمر وجوده فيه ما دام المجال المغناطيسي متغيراً - على تسريع الشحنات، مما يؤدي بذلك الى استحثاث أو توليد تيار فيه . وأثبتت خطوط القوة التي استحدثتها فارادي - والتي تُعدُّ إرهاباً لمفهوم المجال - نفعها في توحيد وصف العديد من أشكال الحث المغناطيسي . فكما بين فارادي ، يُستحث تيار في سلك ما عند تحريك سلك آخر حامل للتيار بالقرب منه ، او عند بدء تيار بالسريان او انقطاعه في سلك مجاور، حتى من دون تحريك السلك (الشكل ١٦ : ١٠) . ويرتبط توليد التيار الحثي في كل حالة بوجود مجال مغناطيسي متغير .

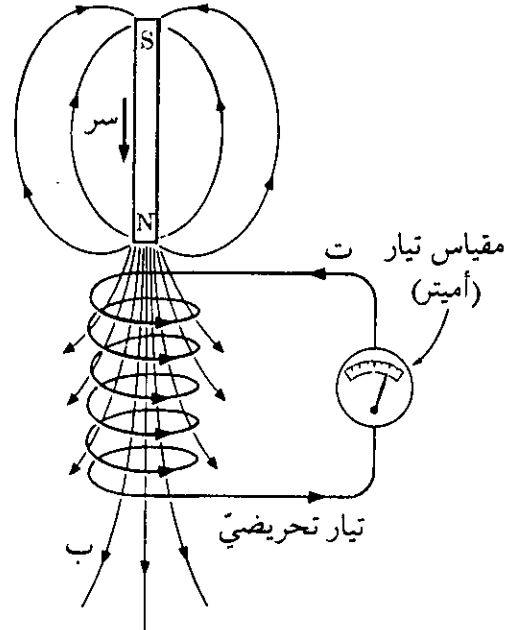
النتائج العلمية المبنية على الحث

وقد أظهر اكتشاف الحث الكهرومغناطيسي أنه يمكن تحويل الطاقة الميكانيكية مباشرة الى طاقة كهربائية . وتقوم جميع المولدات الكهربائية الحديثة على هذا المبدأ ؛ فهي تستمد التيار من الحركة النسبية بين الأسلاك الموصلة والمجالات المغناطيسية . وقد أدرك فارادي بكل وضوح أهمية ما تضمنه اكتشافه للجنس البشري ، غير أنه اختار الاستمرار في متابعة الابحاث الأساسية في هذا المجال بدلاً من تسخير مواهبه لتطوير المولدات العملية .

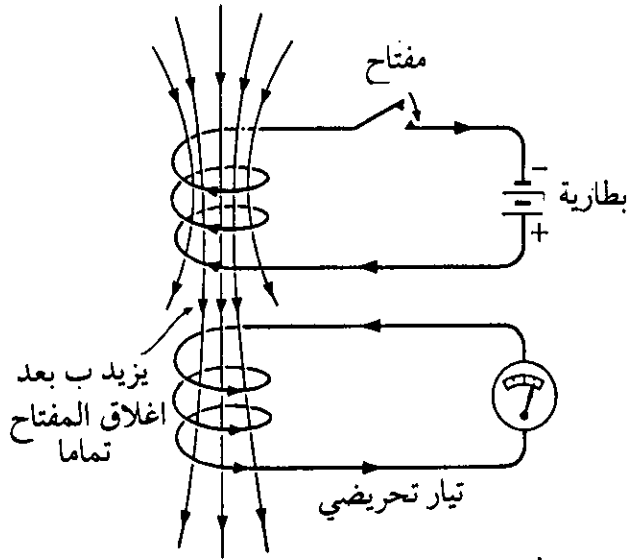
وفي العقود التي تلت اكتشاف فارادي ، تعمقت الرؤية للكهرومغناطيسية عندما تم ايجاد حلول رياضية للنتائج الجديدة التي تضمنتها قوانين الكهرومغناطيسية ، واكتشاف تطبيقات جديدة لها . وفجر الاتصال التلغرافي عبر مسافات بعيدة ، الذي ابتدع عام ١٨٤٤ ، ثورة في عالم الاتصال ما تزال جارية حتى يومنا هذا . وتطورت المحركات والمولدات ، التي تُسخّر الروابط بين الكهرباء والمغناطيسية بشكل مباشر ، الى اجهزة عملية تجارية في الفترة ما بين ١٨٥٠ و ١٨٨٠ . وفي اثناء هذه الفترة من تدعيم الفهم وازدياد التطبيقات ، انتقل المجالان الكهربائي والمغناطيسي بالتدريج الى موضع الصدارة في النظرية الكهرومغناطيسية . فبرز هذان المجالان كمفهومين هامين في عمل جيمس كلارك ماكسويل James Clerk Maxwell في الستينات من القرن الماضي . وبحلول عام ١٨٨٥ ، كان اوليفر هفيسايد Oliver Heaviside قد صاغ المعادلات

التي تحكم هذين المجالين، في صورة أظهرت التماثل الرائع الموجود في الطبيعة بين الكهرباء والمغناطيسية.

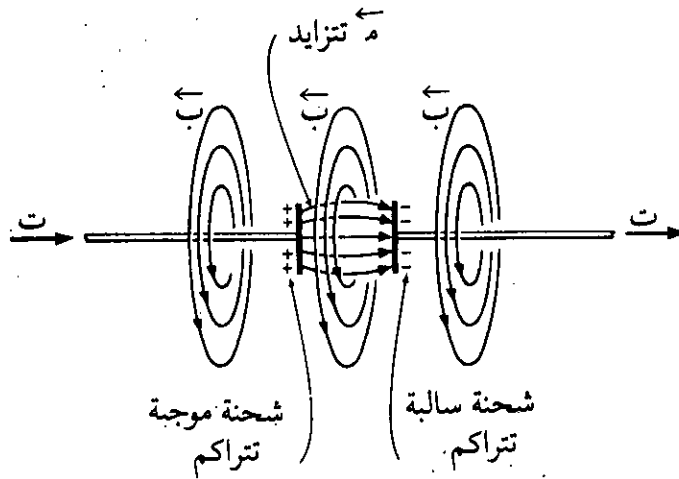
وثمة ثلاثة من انجازات ماكسويل تستحق منا اهتماماً خاصاً. أولها توحيد الكهرباء ومغناطيسية كلهما، فقد جمع نتائج الاعمال السابقة المفككة وضمها معاً في بنية نظرية واحدة. فمن معادلاته، يمكن اشتقاق جميع ما قد كان يُعرف عن الموضوع من قبل، والكثير مما لا مناص من تعلمه. وثانيها اكتشافه (نظرياً وليس تجريبياً) لرابطة جديدة بين المجالين: الكهربائي والمغناطيسي. وتوضح طبيعة هذه الرابطة من الشكل ١٦: ١١. فالتيار الذي يتدفق نحو صفيحة معدنية ما وبعيداً عن صفيحة معدنية أخرى يولّد مجالاً كهربائياً متزايداً بين الصفيحتين. ويظهر في المنطقة المحيطة بالمجال المتنامي مجالاً مغناطيسياً، يشبه كثيراً المجال الناتج عن تيار - بالرغم من أن المنطقة



الشكل ١٦: ٩: اكتشاف فارادي وهنري: يُولّد مغناطيس متحرك تياراً في سلك مجاور له. التفسير الحديث لذلك: يُولّد المجال المغناطيسي المتغير مجالاً كهربائياً داخل السلك يعمل على تسريع الشحنات وتدفق تيار فيه. وتبين الاسهم على السلك الاتجاه الاصطلاحي لتدفق التيار، وهو عكس الاتجاه الحقيقي لحركة الالكترونات في السلك.



الشكل ١٠: ١٦: الحث من دون حركة: يؤدي تغير التيار في سلك ما الى توليد تيار في سلك آخر. فعند اغلاق المفتاح في الدارة العلوية تتأثر الدارة السفلية بنفس التأثير الذي يحدث فيها عند تحريك مغناطيس (قارن هذا مع الشكل ٩: ١٦).

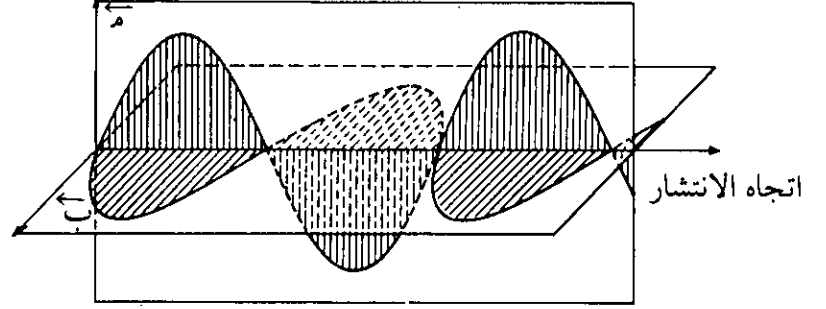


الشكل ١١: ١٦: اكتشاف ماكسويل: يُولد مجال كهربائي متغير، كالمجال بين صفيحتين في أثناء شحنهما، مجالاً مغناطيسياً مماثلاً للمجال المغناطيسي المتولد عن تيار.

بين الصفيحتين لا تحتوي على تيار أو على شحنة. وقد تصوّر ماكسويل المنطقة بين الصفيحتين على أنها تحتوي على شيء أطلق عليه اسم تيار الازاحة displacement current. وعلى أية حال، فإننا نصف هذه الظاهرة الآن ببساطة على النحو التالي: يُولد مجال كهربائي متغير مجالاً مغناطيسياً. وهذا الوصف يجعل قانون ماكسويل مماثلاً

نوع آخر من الحث

بالضبط للقانون الذي اكتشفه فارادي وهنري ، والذي يُعبّر عنه بصيغة حديثة كما يلي :
يُولّد مجالٌ مغناطيسيٌّ متغيّرٌ مجالاً كهربائياً .



الشكل ١٦: ١٢: تنبؤ ماكسويل : يجب أن تكون الأمواج الكهرومغناطيسية ، البعيدة كثيراً عن الشحنات والتيارات ، قادرة على الانتشار خلال الفضاء . وتكون هذه الأمواج ، كما نفهمها الآن ، من مجالين : كهربائي ومغناطيسي مهتزّين ، لهما كثافة طاقة متساوية .

الاهتزاز المتوازن للمجالين
م و ك في الموجة
الكهرومغناطيسية

أما الانجاز الثالث لماكسويل فتنبأ بوجود الأمواج الكهرومغناطيسية ودلّ على أن الضوء حالة من الإشعاع الكهرومغناطيسي . ويتكوّن هذا الإشعاع ، كما نفهمه الآن ، من مجالين : كهربائي ومغناطيسي في حالة تامة من التوازن : كلّ مجالٍ منهما يتغيّر باستمرارٍ ويتفاعل باستمرارٍ مع المجال الآخر (الشكل ١٦: ١٢) . وتتطلب الموجة أن تتحرك الشحنة حركة اهتزازية من أجل توليدها ، ولكنها ، بمجرد توليدها ، تنتشر بعيداً عن الشحنة من دون أن تُحفز مجدداً بالشحنة أو المادة . ويؤدي المجال الكهربائي المتغيّر باستمرارٍ في الموجة الى توليد مجالٍ مغناطيسي ، كما يخلق المجال المغناطيسي المتغيّر باستمرارٍ بدوره مجالاً كهربائياً . ومثل صيادي الحيوانات اللذين يجثمان معاً في أعراء ، خشية التجمد وحفاظاً على حياتهما ، فإن المجالين : الكهربائي والمغناطيسي يتلازمان معاً ويرفدان بعضهما بعضاً بالحياة من خلال القوانين التي تربط بين الكهرباء والمغناطيسية . ولا تتلاشى الموجة الا عندما تصادف شحنة أخرى قادرة على الحركة وامتصاص ما لديها من طاقة . والضوء العادي إشعاع كهرومغناطيسي «تقوم بصناعته الذرة» atom - made . أما أول إشعاع كهرومغناطيسي «من صنع الانسان» man-made فقد تمّ الحصول عليه في الثمانينات من القرن الماضي .

١٦: ٤ القوة المغناطيسية المؤثرة في شحنة متحركة:

The Magnetic Force on a Moving Charge

إنَّ انبوابَ الأشعةِ المهبطيةِ (الشكل ١٥: ٤٥) عبارةٌ عن جهازٍ يمكنُ استعماله لتوضيحِ طبيعةِ القوةِ المغناطيسيةِ المؤثرةِ في شحنةٍ متحركة. لتتأملُ في التأثيرِ الذي يحدثه قضيبُ مغناطيسٍ موضوعٌ قربَ انبوابِ أشعةٍ مهبطيةِ (الشكل ١٦: ١٣). فعندَ وضعِ المغناطيسِ فوقَ الانبوابِ، بحيثُ يكونُ قطبُهُ الشماليُّ اقربَ إلى حزمةِ الالكتروناتِ، فإنَّ البقعةَ المضيئةَ على وجهِ الانبوابِ لا تُحرفُ نحوَ المغناطيسِ أو بعيداً عنه، وإنما تَزاحُ بدلاً من ذلك إلى يمينِ الاتجاهِ الذي كانت تتحركُ به (أي إلى الجهةِ اليسرى من وجهِ الانبوابِ، كما يراه الناظرُ من الامام). وتتعاملُ القوةُ التي تؤثرُ في الالكتروناتِ معَ الخطِّ الواصلِ بينِ المغناطيسِ وبينه. وإذا ازيحَ المغناطيسُ بحيثُ يصبحُ إلى يسارِ الناظرِ، فإنَّ البقعةَ المضيئةَ تتحركُ إلى الأسفلِ. وأياً كانَ موضعُ المغناطيسِ، فإنه يلاحظُ أنَّ الالكتروناتِ تتأثرُ بقوةٍ عموديةٍ على اتجاهِ حركتها (أي متجهِ سرعتِها)، وعلى اتجاهِ المجالِ المغناطيسيِّ.

وإذا أُديرَ المغناطيسُ، بحيثُ يوضعُ قطبُهُ الشماليُّ مكانَ قطبهِ الجنوبيِّ وقطبُهُ الجنوبيُّ مكانَ الشماليِّ، فإنَّ اتجاهَ انحرافِ حزمةِ الالكتروناتِ يُعكسُ. وبتقريبِ المغناطيسِ من الانبوابِ، يزدادُ الانحرافُ. هذا من ناحية. ومن ناحيةٍ أخرى فإنَّ زيادةَ سرعةِ حركةِ الالكتروناتِ يؤدي إلى زيادةِ مقدارِ القوةِ (أي زيادةِ مقدارِ الانحرافِ الذي يشاهدُ للنقطةِ المضيئة). ويؤدي القيامُ بسلسلةٍ من التجاربِ تستعملُ فيها الكتروناتٌ تتحركُ بسرعاتٍ مختلفةٍ خلالِ مجالاتٍ مغناطيسيةٍ معلومةٍ، إلى القانونِ التالي:

$$\vec{F}_M \sim q' \vec{v} \times \vec{B} \quad \text{..... (١٧٦: ٢٦)}$$

أي أنَّ القوةَ المغناطيسيةَ المؤثرةَ في شحنةٍ متحركةٍ تتناسبُ معَ مقدارِ الشحنةِ ومعَ حاصلِ الضربِ الاتجاهيِّ لسرعةِ الشحنةِ في المجالِ المغناطيسيِّ. ويختارُ ثابتُ التناسبِ في النظامِ العالميِّ للوحداتِ بحيثُ يساوي الواحدُ الصحيحُ، وبذلك يصبحُ قانونُ القوةِ

المغناطيسية كما يلي :

القوة المغناطيسية المؤثرة في جسيم مشحون

$$\vec{F}_M = q' \vec{v} \times \vec{B} \quad (٢٧:١٦) \dots\dots\dots$$

وتُعطى قيمة هذه القوة بالمعادلة التالية :

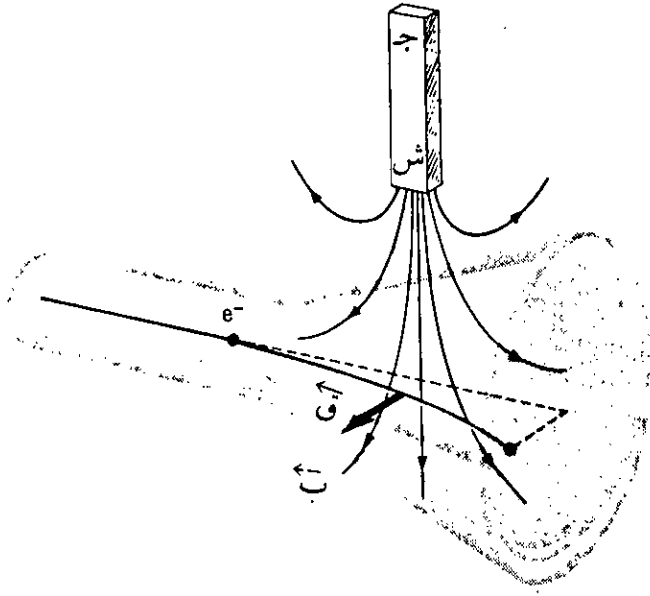
$$F_M = q' v B \sin \theta \quad (٢٨:١٦) \dots\dots\dots$$

حيث θ هي الزاوية بين $\vec{v}$ و $\vec{B}$. وتتأثر الشحنة التي تقطع خطوط المجال عرضانياً بأكبر قوة (لأن θ تساوي 90° في هذه الحالة) ، بينما لا تتأثر الشحنة التي تتحرك بنفس اتجاه خطوط المجال بأية قوة (لأن θ تساوي صفراً في هذه الحالة) . وقد ثبت بالتجربة أن اتجاه القوة يخضع لنفس القاعدة التي يخضع لها حاصل الضرب الاتجاهي المعروف رياضياً . وتعين قاعدة يد يمينى اتجاه القوة باتجاه خط عمودي على كل من $\vec{v}$ و $\vec{B}$ (الشكل ١٦ : ١٤) . ولايجاد اتجاه القوة المؤثرة في شحنة سالبة ، فيمكن استخدام قاعدة يد يسرى من دون عكس الاتجاه الناتج عنها ، كما يبين ذلك الشكل ١٦ : ١٤ (ب) .

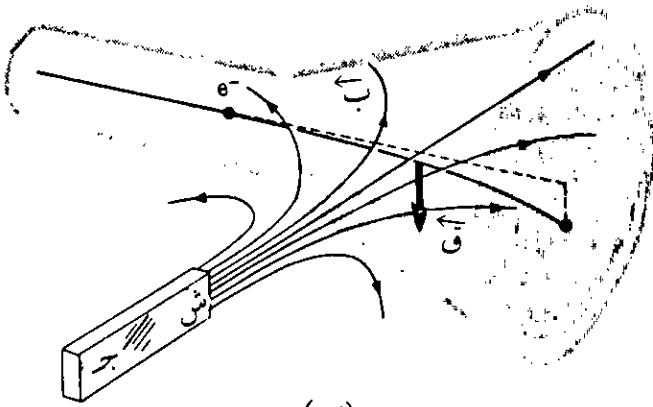
وتوفر المعادلة ٢٧:١٦ «تعريفاً» لمفهوم المجال المغناطيسي مستقلاً عن مفهوم القطب المغناطيسي . وتعرف جميع المفاهيم الأخرى في المعادلة : القوة والشحنة والسرعة باستقلال عن ذلك وبلاستناد الى تجارب أخرى . ويمكن القول ، على وجه التقريب (متجاهلين العلاقات الاتجاهية) ، إن المجال المغناطيسي عبارة عن قوة لكل وحدة شحنة ولكل وحدة سرعة .

ومن المفيد أن نقارن المعادلة ٢٧:١٦ بالمعادلة ١٨:١٥ التي يمكن كتابتها على النحو التالي :

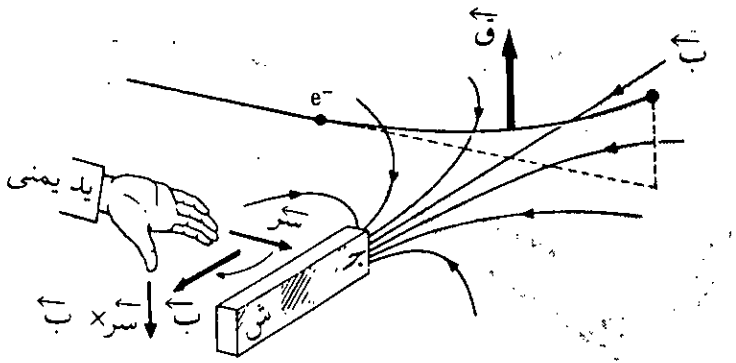
$$\vec{F}_E = q' \vec{E} \quad \vec{v} = \vec{v}$$



(أ)

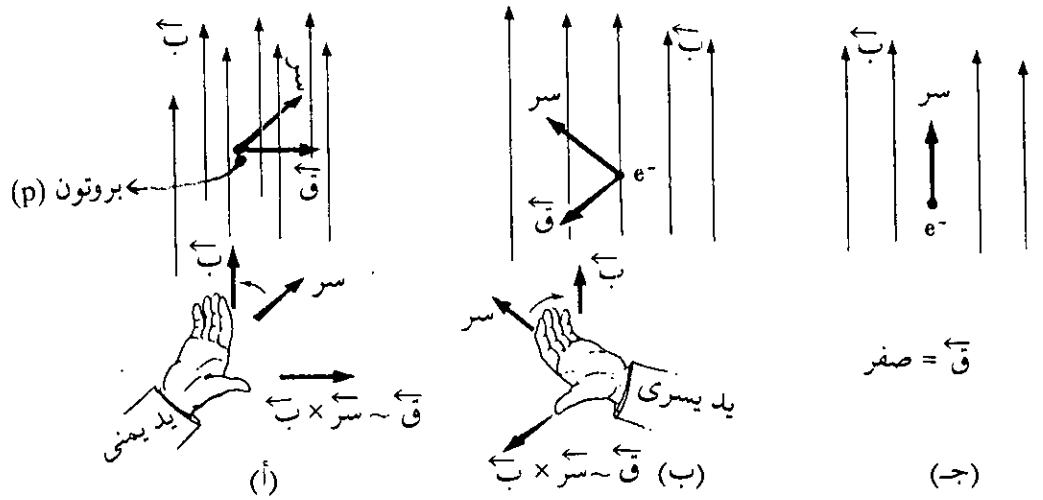


(ب)



(ج)

الشكل ١٦: ١٣: انحراف الإلكترونات متحركة تحت تأثير مغناطيس: (أ) عندما تكون خطوط المجال المغناطيسي إلى الأسفل خلال الأنبوب، تنحرف الإلكترونات نحو اليمين كما هو مبين. (ب) وعندما يكون اتجاه المجال أفقياً، كما يظهر داخل الأنبوب، تنحرف الحزمة إلى الأسفل. (ج) وبقلب قطبي المغناطيس وتغيير بعده عن الأنبوب يُعكس اتجاه القوة ويتغير مقدارها أيضاً.



الشكل ١٦ : ١٤ : الطبيعة الاتجاهية للقوة المغناطيسية : (أ) تُحدّد قاعدة يد يمينى اتجاه القوة المؤثرة في جسيم ذي شحنة موجبة، حيث تكون القوة عمودية على كل من $\vec{v}$ و $\vec{B}$. (ب) ونستخدم قاعدة يد يسرى لتحديد اتجاه القوة المؤثرة في جسيم ذي شحنة سالبة. (ج) وإذا كانت $\vec{v}$ موازية للمجال $\vec{B}$ فإن القوة تلاشى (لأن $\vec{v} \times \vec{B} = \text{صفر}$).

مقارنة بين قانوني القوة الكهربائية والمغناطيسية

فكل من المعادلتين يمكن عدّها على أنها تُعرّف مجالا . وفي كليهما تتناسب القوة مع شحنة ومع مجال . وتمثل الفوارق البالغة الأهمية بينهما في : (١) تتناسب القوة المغناطيسية مع السرعة، أما القوة الكهربائية فلا تعتمد على السرعة. (٢) إن اتجاه القوة الكهربائية هو في اتجاه المجال، أما اتجاه القوة المغناطيسية فهو عمودي على المجال . كذلك تكشف المقارنة بين هاتين المعادلتين عن اختلافٍ مثيرٍ في الطبيعة الاتجاهية للمجالين $\vec{E}$ و $\vec{B}$: فالمجال المغناطيسي متجه محوري axial vector ، بينما المجال الكهربائي متجه قطبي polar vector ، [انظر الجزء ٦ : ٨*] . وأخيراً، يختلف $\vec{E}$ و $\vec{B}$ في بُعدهما الفيزيائي . فالمجال الكهربائي عبارة عن قوة لكل وحدة شحنة، بينما المجال المغناطيسي عبارة عن (قوة × زمن) / (شحنة × مسافة)، أو قوة / (تيار × مسافة) .

* يقوم التخصيص للمجالين الكهربائي والمغناطيسي على الاصطلاح الاعباطي القاضي بأن الشحنة كمية مقدارية scalar ، وهو افتراض يتطلب أن تكون شدة القطب كمية مقدارية كاذبة pseudo scalar . وكان من الممكن تخصيص مجموعة بديلة مقبولة أيضاً كما يلي : ش (q) كمية مقدارية كاذبة، قـ (P) كمية مقدارية، مـ (E) متجه محوري و $\vec{B}$ متجه قطبي.

مسافة)، [انظر المعادلة (٩: ١٦)]. أما النسبة ب/م فبعدها بعد السرعة. وتجدر الإشارة هنا إلى أن هذه العلاقات خاصة بوحدات النظام العالمي (SI)، وهي لا تصح في نظام الوحدات السغتي (cgs).

١٦: ٥ الحرف المغناطيسي للجسيمات المشحونة:

Magnetic Deflection of Charged Particles

يظهر تأثير القوة المغناطيسية في الشحنات المتحركة في عدد من الحالات في الطبيعة، ويظهر بشكلٍ أخص في بعض الأجهزة التي صنعها الانسان. وهذا التأثير بمثابة مبدأ يقوم عليه عمل كل محرك كهربائي وكل جهاز تلفزيوني. ففي المحرك الكهربائي، يتأثر سلك حامل للتيار موضوع في مجال مغناطيسي بقوة، ونظراً لأن السلك في هيئة ملف ملفوف على دوار rotor فإن القوة تؤدي الى تدوير الدوار. أما في انبوب جهاز التلفزيون، فتعمل المجالات المغناطيسية، المتغيرة بسرعة، والتي يتم التحكم بها بدقة، على حرف حزمة الالكترونات وفق برنامجٍ مُحدد، جاعلةً بذلك طرف الحزمة يمسح وجه الانبوب* أفقياً وبشكل متعاقب بمعدل (في الولايات المتحدة الامريكية) يساوي ٥٢٥ خطأً أفقياً للصورة الواحدة و٣٠ صورة في الثانية الواحدة.

وفي الجزء ٩: ٧ من المجلد الأول، تم اثبات نتيجتين هامتين تتعلقان بحركة الجسيمات المشحونة في مجالات مغناطيسية، هما: (١) يتحرك الجسيم في «أي» مجال مغناطيسي بسرعة ثابتة، و(٢) يتحرك الجسيم في مسار لولبي helical في مجال مغناطيسي منتظم، وحركته هذه حصيله حركتين: احدهما بسرعة ثابتة باتجاه المجال والآخرى دائرية منتظمة في مستوى عمودي على اتجاه المجال. ويكون نصف قطر المسار لهذه الحركة الدائرية كما يلي:

$$\text{نق} = \frac{\text{كسر}}{\text{ش ب}} \left[r = \frac{mv_{\perp}}{qB} \right] \quad (٢٩: ١٦)$$

نصف قطر مسار جسيم في مجال مغناطيسي منتظم

* يتم التحكم بشدة حزمة الالكترونات في انبوب التلفزيون، مما يجعل من الممكن الحصول على صورة بدلاً من مجرد شاشة مضاء بشكل منتظم، بمجالات كهربائية وليس بمجالات مغناطيسية.

حيث $v_{\perp}$ هي مركبة سرعة الجسيم العمودية على $\vec{B}$. وثمة شكل آخر لهذه العلاقة، يختلف قليلاً عن شكلها السابق، ثبتت صحته للجسيمات المتحركة النسبوية relativistic وللجسيمات المتحركة غير النسبوية nonrelativistic على حد سواء، وهو:

$$\text{نق} = \frac{\dot{\chi}_{\perp}}{\text{ش ب}} = r = \frac{p_{\perp}}{q'B} \quad \dots \dots \dots (١٦: ٣٥)$$

صيغة لنصف القطر تظل
صحيحة عند السرع القريبة من
سرعة الضوء

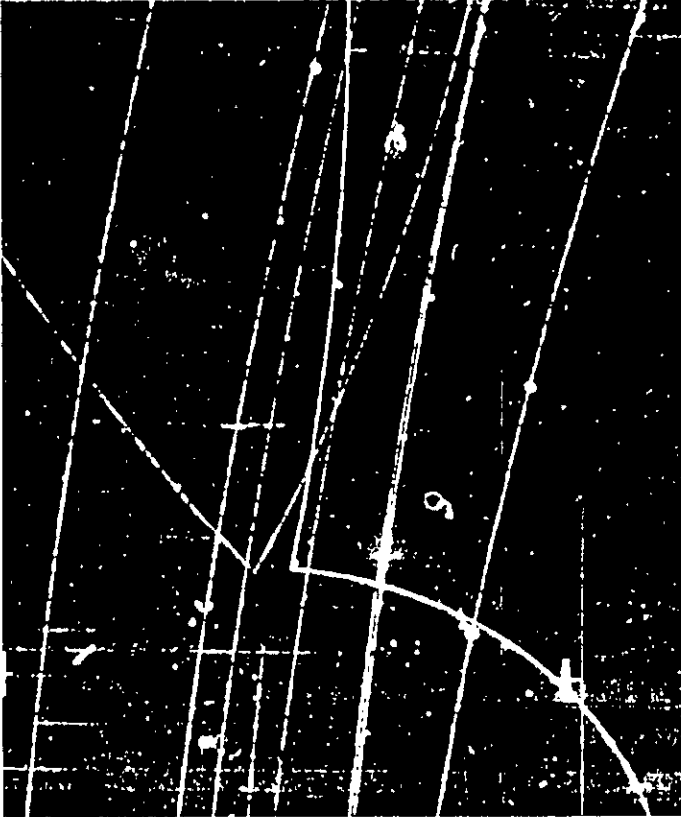
ويُستفاد من هذه المعادلة (١٦: ٣٠) في عدة تطبيقات من بينها تحليل الصور الفوتوغرافية لحجرة الفقاعات bubble - chamber (الشكل ١٦: ١٥). وبالنسبة الى الجسيمات الأولية، التي تخلف وراءها أثراً ملحوظاً في حجرة الفقاعات يكون مقدار ش دائماً ثابتاً ويساوي 1.6×10^{-11} كولوم، كما تكون شدة المجال عادة ١ تسلا (١٠ غاوس) تقريباً. ويدل اتجاه انحراف الجسيم على اشارة شحنته، ويعين نصف قطر تحذب المسار الزخم $\chi_{\perp}$ ($P_{\perp}$)، وتربط الزاوية التي يصنعها مسار الجسيم مع المجال المغناطيسي بين $\chi_{\perp}$ والزخم الكلي χ . ويطلق أحياناً على الكمية ($\chi/\text{ش}$) لجسيم مشحون متحرك اسم «الصلابة المغناطيسية» للجسيم، وذلك لأن هذه الكمية تمثل درجة صعوبة حرف المسار. فالجسيمات ذات الصلابة العالية قلما تنحرف عند مرورها في حجرة الفقاعات، بينما الجسيمات ذات الصلابة المتدنية قد تنحرف في دائرة كاملة داخل الحجرة.

وإذ واجه جسيم، يتحرك في مجال مغناطيسي حركة لولبية تقريباً، مجالاً أكبر شدة منه، فإن حركته ستُضغَط في مسار لولبي أصغر من مساره السابق، وستصبح حركته الانسيابية في اتجاه المجال أبطأ مما كانت عليه. وسيؤدي ازدياد شدة المجال الى عكس اتجاه حركة الجسيم الانسيابية، وعندها يقال إن الجسيم قد واجه «مرآة مغناطيسية» magnetic mirror، بمعنى أنه يتولب صوب منطقة المجال الأقوى، ثم بعيداً عنها. أما ما يسمى «بالقارورة المغناطيسية» magnetic bottle فلها مرأتان

مغناطيسيتان عند نهايتها.

ويوفر المجال المغناطيسي الأرضي «قارورة مغناطيسية» طبيعية في الفضاء خارج جو الأرض. ويتكوّن حزام إشعاع فان ألن Van Allen Radiation Belt من بروتونات والكثرونات محجوزة في هذه القارورة (الشكل ١٦ - ١٦). وكما تُبين حسابات الجزء ٩:٧ (المعادلة ١١٧:٧ في المجلد الأول)، فإن القيمة القصوى لنصف قطر تحذب مسار بروتون اعتياديّ موجود في حزام فان ألن، طاقته تساوي ١ م إف ويؤثر فيه مجال مغناطيسيّ مقداره ١٠-٥ تسلا، تبلغ تقريباً ١٥ كيلومتراً، أو ٩ أميال. وقد يبدو هذا المقدار كبيراً، إلا أنه صغير إذا ما قورن بحجم حزام فان ألن. (ما القيمة القصوى لنصف قطر تحذب مسار بروتون مماثل يتحرك في مجال مغناطيسيّ مخبريّ شدته ١ تسلا؟).

قارورة الأرض المغناطيسية

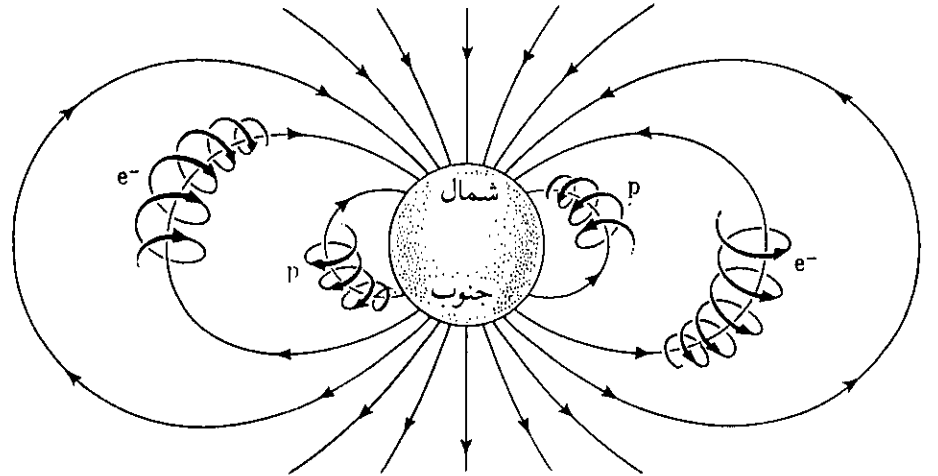


الشكل ١٥:١٦: الانحراف المغناطيسي لجسيمات مشحونة في حجرة فقاعات: يتجه المجال المغناطيسي في هذه الحجرة إلى الداخل بعيداً عن الكاميرا. وتتطير الجسيمات الداخلة إلى الأعلى ويخلق شفعان جديدان من الجسيمات المشحونة في الحجرة. هل تستطيع أن تحدّد إشارة كل من شحتي الجسيمين؟ بافتراض أن جميع الجسيمات تحمل نفس المقدار من الشحنة، فلماذا يكون تحذب بعض المسارات أكثر من تحذب بعضها الآخر؟ (أخذت هذه الصورة بإذن مختبر لورنس للاشعاع، جامعة كاليفورنيا، بيركلي.)

* نسبة شحنة الالكترون الى كتلته :

The Charge - To - Mass Ratio Of The Electron

يوفرُ تسريعُ الالكتروناتِ كهربائياً ومغناطيسياً، في انبوبِ أشعةِ المهبطِ، طريقةً لايجادِ نسبةَ شحنةِ الالكترونِ الى كتلته. وقد استعمل ج. ج. طومسون هذه الطريقة في أول تعيين له للالكترون (عام ١٨٩٧). وكانت النسبة e/m لك. $(\frac{e}{m})$ لسنواتٍ عديدةٍ معروفةً بدقةٍ تفوقُ كثيراً دقةَ كُلِّ من e أو m على حدة*.



الشكل ١٦:١٦ : حيزُ (اصطيداً) الجسيماتِ المشحونةِ في حزامِ اشعاعِ ثان ألن: تتلَوَّبُ البروتوناتُ في اتجاهٍ معين، بينما تتلَوَّبُ الالكتروناتُ في اتجاهٍ معاكسٍ، وينعكسُ كلاهما عن المرآتينِ المغناطيسيتينِ قربَ القطبين. [لم تُرسمِ المساراتُ اللولبيةُ وفقَ مقياسِ رسم].

وَقَبْلَ أَنْ يَدْخُلَ الالكترونُ إلى منطقةِ ذاتِ مجالٍ مغناطيسيٍّ منتظمٍ تقريباً، يتسارعُ كهربائياً خلالَ فرقِ جهدٍ معلومٍ V ، ويكتسبُ لذلك طاقةَ حركةٍ تساوي e جهـ:

$$e \text{ جهـ} = \frac{1}{2} m v^2 \quad \left[\text{eV} = \frac{1}{2} m v^2 \right] \quad \dots \dots \dots (٣١:١٦)$$

(وهذه المعادلةُ تصحُّ عندما تكونُ سرعةُ الالكترونِ أقلَّ بكثيرٍ من سرعةِ الضوء.) ثم

* كانَ تعيينُ طومسونِ للنسبةِ e/m في أول الأمرِ غيرَ دقيقٍ، فقد وجدَ أنَّ هذه النسبةُ تقعُ بين 1.0×10^{11} و 3.0×10^{11} كولوم / كيلو غرام. ونحن نعرفُ الآن أنَّ القيمةَ الصحيحةَ لها تبلغُ 1.7588×10^{11} كولوم / كيلو غرام.

يدخلُ الالكترونُ إلى منطقةِ المجالِ المغناطيسيِّ المنتظمِ ب' ، متحركاً في اتجاهٍ عموديٍّ على خطوطِ المجالِ ، ويكونُ نصفُ قطرِ تحدُّبِ مسارهِ وفقَّ المعادلةِ ١٦ : ٢٩ كما يلي :

$$\text{نق} = \frac{e \cdot \text{كسر}}{e} \quad \left[r = \frac{mv}{eB} \right] \quad \dots\dots\dots (١٦ : ٣٢)$$

وبضمِّ المعادلتين ١٦ : ٣١ و ١٦ : ٣٢ معاً ، يمكنُ حذفُ السرعةِ المجهولةِ سر ، ونحصلُ بذلك على صيغةٍ للنسبةِ $e / \text{كسر}$ هي :

$$\frac{e}{\text{كسر}} = \frac{2 \cdot \text{جم}}{e \cdot \text{نق}^2} \quad \left[\frac{e}{m} = \frac{2V}{B^2 r^2} \right] \quad \dots\dots\dots (١٦ : ٣٣)$$

نسبة الشحنة الى الكتلة كما تحددها تجربة انبوب اشعة المهبط

وفي الطرفِ الأيمنِ من هذه المعادلة تظهرُ كمياتُ يمكنُ قياسُها تجريبياً. أمّا في الطرفِ الأيسر فتظهرُ النسبةُ بين ثابتين أساسيين. وعند استخدامِ وحداتِ الفولت والتسلا والمتر في الطرفِ الأيمن ، فإن النسبةُ في الطرفِ الأيسرِ تعيُنُ بوحدةِ الكولوم / كيلوغرام .

■ مثال ١ :

في جهازِ عرضٍ في محاضرة ، تحركتِ الكتروناتُ في مسارٍ نصفِ دائريٍّ نصفُ قطره ٤سم ، بعد أن سُرعت عبرَ فرقِ جهدٍ مقداره ١٠٠ فولت . هل يلزمُ أخذُ المجالِ الأرضيِّ بعينِ الاعتبارِ عندَ تحليلِ بياناتِ التجربة ؟

للإجابة عن هذا السؤال ، يمكننا أولاً إيجادَ المجالِ الكليِّ المؤثرِ في الالكترونات . ونجدُ من المعادلةِ (١٦ : ٣٣) أن هذا المجالَ يساوي :

$$\begin{aligned} \text{ب} = \frac{1}{\text{نق}} \sqrt{\frac{2 \cdot \text{جم}}{e / \text{كسر}}} \\ = \frac{1}{0.04 \text{ م}} \sqrt{\frac{2 \times 100 \text{ فولت}}{1.759 \times 10^{11} \text{ كل / كغ}}} \\ = 8.43 \times 10^{-4} \text{ تس} = 8.43 \times 10^{-4} \text{ غاوس} \end{aligned}$$

وبما أن المجالَ الأرضيَّ الذي يبلغُ ٥٠ غاوس تقريباً يساوي ٦٪ من قيمة المجالِ ب ، فانه يلزمُ أخذه بعينِ الاعتبارِ عندَ تحليلِ التجربة .

* السيكلوترون : The Cyclotron

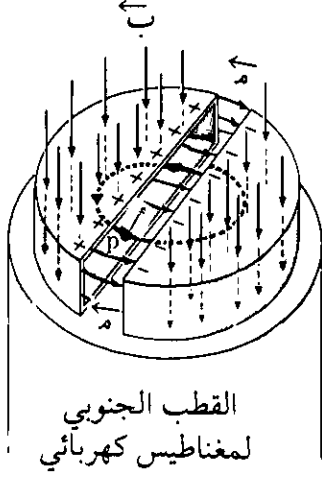
تستخدم معظم المسارعات الحديثة مبدأ الحرف المغناطيسي للبقاء على الجسيمات محصورة داخل حيز صغير نسبياً في أثناء تسريعها*. فمثلاً يقطع كل بروتون في أثناء دورة تسريعه في مسار بروكهيفن بولاية نيويورك ذي الطاقة ٣٣ غيغا إلكترون فولت مسافة تبلغ ١٥٠٠٠٠ ميلاً تقريباً، ولكنه بسبب الحرف المغناطيسي يظل محصوراً في دائرة قطرها ٨٤٠ قدماً أثناء هذه الرحلة. وكان أول مسارح صُمم لبقاء الجسيمات في مسارات دائرية، في أثناء تسريعها وزيادة طاقتها، السيكلوترون الذي اخترعه إرنست لورنس وم. ستانلي ليفنغستون Ernest O. Lawrence and M. Stanley Livingston عام ١٩٣١.

تصميم السيكلوترون

واشتمل السيكلوترون في صورته الأولى على وعائين معدنيين فارغين مثبتين بين وجهي قطبي مغناطيس كهربائي ضخيم وقوي (الشكل ١٦-١٧). ويمكن تصور الوعائين المعدنيين كنصفين مزاحين قليلاً من قرص اسطوانتي كبير مشطوري من وسطه الى نصفين. ولكون الوعائين على شكل الحرف "D"، فانهما يسميان بهذا الحرف the dees of the cyclotron. ويحمل كل وعاء منهما شحنة كهربائية: احدهما موجبة والآخر سالبة. وبسبب ذلك، يوجد في الثغرة بين اللوحين مجال كهربائي، مع أن المجال الكهربائي داخل أي منهما صغير جداً. أما خطوط المجال المغناطيسي فتكون رأسية ومنتظمة تقريباً، وتخرق الوعائين والثغرة. وعند متابعة دورة التسريع، يبقى المجال المغناطيسي ثابتاً لا يتغير، في حين يعكس اتجاه المجال الكهربائي بشكل دوري، فيشير أولاً في اتجاه اليسار الى اليمين ثم في اتجاه اليمين الى اليسار، عاكساً اتجاهه بضع مليون مرة في الثانية الواحدة. وتنطلق الجسيمات المقذوفة - البروتونات على سبيل المثال - من قاذف بالقرب من مركز الوعائين في السيكلوترون، وتتلوب الى الخارج في مسارات دائرية، يزداد نصف قطرها بالتدريج حتى تصبح قريبة من الحافة الخارجية للوعائين. وهنالك تضرب الجسيمات هدفاً معيناً، أو تحرف وتمرر عبر نافذة

* نشذ عن هذه القاعدة المسارعات الخطية.

رفيعة إلى الخارج مكونة بذلك حزمة ذات طاقة عالية. ويُحفظ الوعاء داخل حيز مفرغ من الهواء، وذلك لتجنب تصادم الجسيمات بجزئيات الهواء في أثناء تسارعها.



الشكل ١٦: ١٧: الصورة الأولى للسيكلوترون:
يتجه المجال المغناطيسي المنتظم، تقريباً، رأسياً إلى الأسفل. (ولا يظهر في الشكل وجه القطب العلوي للمغناطيس الكهربائي). ويوضح الشكل كيفية تسريع البروتون عند النقطة أ نحو اليمين، بحيث يكون نصف قطر المسار نصف الدائري الذي يتحرك فيه البروتون في الوعاء الأيمن أكبر قليلاً من نصف قطر المسار نصف الدائري السابق الذي أنتمه في الوعاء الأيسر.

ويمكن فهم عمل السيكلوترون على أحسن وجه بالنظر إليه في لحظة تتوسط دورة التسريع. ويتسبب المجال المغناطيسي في حركة البروتون في دائرة يعطى نصف قطرها بالمعادلة ١٦: ٣٢. وفي كل دورة يدورها البروتون، فإنه يقطع الثغرة بين الوعائين مرتين. وفي أثناء انتقاله من الوعاء الأيسر إلى الوعاء الأيمن، يكون الوعاء الأيسر مشحوناً بشحنة موجبة والوعاء الأيمن مشحوناً بشحنة سالبة، ولذا يتجه المجال الكهربائي في الثغرة من اليسار إلى اليمين. ويتأثر البروتون بقوة لحظية تؤثر فيه باتجاه حركته، فتزداد طاقته وسرعته نتيجة لهذه القوة. وفي أثناء تحركه في نصف الدائرة الأولى داخل الوعاء الأيمن (نصف قطر يزيد قليلاً على نصف قطر نصف الدائرة السابق في الوعاء الأيسر) يُعكس فرق الجهد بين الوعائين. ولذلك يتأثر البروتون عند عبوره الثغرة بعد ذلك - من اليمين إلى اليسار هذه المرة - بقوة تسريع كهربائية، ويكسب زيادة في طاقته وسرعته وزخمه، وكذلك في نصف قطر تحذب مداره.

ومن الأسباب الرئيسة لنجاح السيكلوترون استقرار مدارات الجسيمات داخله. فالبروتونات، أو الجسيمات الأخرى قيد التسريع، يجب أن لا تنحرف عن مساراتها

وتتصادم جدران الوعائين الداخلية. ويتحقق هذا الاستقرار بجعل المجال المغناطيسي قرب حواف الوعائين الخارجية أضعف قليلاً منه عند مركزهما. ويُترك كمسألة للقارئ توضيح الكيفية التي يرتبط بها إضعاف المجال مع استقرار المدار.

وثمة سبب آخر لنجاح السيكلوترون، وهو أن الزمن اللازم لبروتون (مثلاً) لِيَتِمَّ كُلُّ نصفِ دورةٍ خلال أحد الوعائين زمن ثابت، أي أن الزمن اللازم عندما تكون طاقة البروتون متدنية ونصف قطر مداره صغيراً هو نفس الزمن اللازم عندما تكون طاقته عالية ونصف قطر مداره كبيراً. وبموجب المعادلة (٧: ١١٥)، فإن التواتر الزاوي لجسيم شحنته e وكتلته k ويتحرك في مجال مغناطيسي B يُعطى بالمعادلة التالية:

$$\omega_c = \left(\frac{e}{m}\right) B \quad \omega = \left(\frac{e}{k}\right) B \quad (٣٤: ١٦)$$

التواتر (الزاوي) للسيكلوترون

ويشير الرمز السفلي ω_c (c) هنا إلى أن هذا التواتر هو تواتر السيكلوترون cyclotron frequency. ومن هذه المعادلة نجد أن التواتر الحقيقي، كما يقاس بعدد الدورات في الثانية الواحدة، يعطى بالمعادلة التالية:

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m} \quad \nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi k} \quad (٣٥: ١٦)$$

وهذا هو التواتر الذي يجب أن يعكس بموجبه جهد الوعائين.

مثال ٢:

شدة المجال المغناطيسي في سيكلوترون بروتوني، طاقته ٣٠ م إف، تساوي ١ تس. ما تواتر الهزاز (المتذبذب) oscillator الذي يتحكم بجهد الوعائين؟ وما أبعاد السيكلوترون الفيزيائية؟ من المعادلة (٣٥: ١٦)، نجد أن:

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 1 \times 10^8}{1.67 \times 10^{-27} \times 2\pi} = 1.52 \times 10^7 \text{ ث}^{-1} \\ &= 1.52 \times 10^7 \text{ م هز.} \end{aligned}$$

وهذا تواتر في منقطة الأمواج الراديوية القصيرة. وتساوي السرعة النهائية للبروتون عند تسريعه بهذا السيكلوترون ما يلي :

$$\frac{\sqrt{2 \times 10^7 \times 3 \times 10^6 \times 1.602 \times 10^{-19} \times \frac{1}{J}}}{\sqrt{1.673 \times 10^{-27} \times K}} = \frac{\sqrt{2 \times 10^7 \times 3 \times 10^6 \times 1.602 \times 10^{-19} \times \frac{1}{J}}}{\sqrt{1.673 \times 10^{-27} \times K}} = \text{سر} = \frac{\sqrt{2 \times 10^7 \times 3 \times 10^6 \times 1.602 \times 10^{-19} \times \frac{1}{J}}}{\sqrt{1.673 \times 10^{-27} \times K}} = \text{سر}$$

أي تقريباً ربع سرعة الضوء*. ويمكن الآن حساب أكبر قيمة لنصف قطر المدار الذي يتحرك فيه البروتون في هذا السيكلوترون الذي طاقته ٣٠ م إيف على النحو التالي :

$$\frac{(710 \times 7058) (10 \times 1673)}{(1) (10 \times 1602)} = \frac{\text{كسر}}{\text{نق}} = 79 \text{ م}$$

ويساوي قطر السيكلوترون بذلك ١٥٨ متراً، اي تقريباً ٥ أقدام. ويبدو هذا القطر متوسطاً في مقداره، ومع ذلك فإنّ هذا السيكلوترون ذا «الطاقة المنخفضة» يحتاج الى عدة أطنانٍ من الحديد لصنع مغناطيسه.

ويفقد السيكلوترون واحدةً من ميزاته البسيطة - أي ثبات التواتر المداري لجميع الطاقات - عندما تقترب سرعة الجسيمات المُسرَّعة من سرعة الضوء. وفضلاً عن ذلك، فإنَّ حجمَ مغناطيس السيكلوترون ووزنه، عند زيادة طاقته على بضعة مئاتٍ من المليون إلكترون فولت، يصبحان كبيرين بشكلٍ يحول دون صنعه. ويسمَّى الوريث الحديث للسيكلوترون بالسينكروترون (synchrotron). ويمكن تصويره على وجه التقريب على أنه «سيكلوترون أجوف». أما الميزات العامة لتشغيل السينكروترون فمعرضة في الجزء ٣:٦ من المجلد الأول. وتكتبُ المعادلةُ (١٦: ٣٠) عند تطبيقها على سينكروترونٍ بروتونيٍّ كما يلي:

يستعاض عن السيكلوترون عند
طاقة عالية بالسنكروترون

* عندما تكون سرعة الجسيم قريبة من سرعة الضوء الى هذا الحد، فإن المعادلة: $\frac{1}{\gamma} = \frac{K}{mv^2}$ لا تعود صحيحة تماماً، الا ان لها من الدقة ما يمكن من استعمالها في هذا المثال.

$$\text{نق} = \frac{\chi}{eB} \quad \left[r = \frac{p}{eB} \right]$$

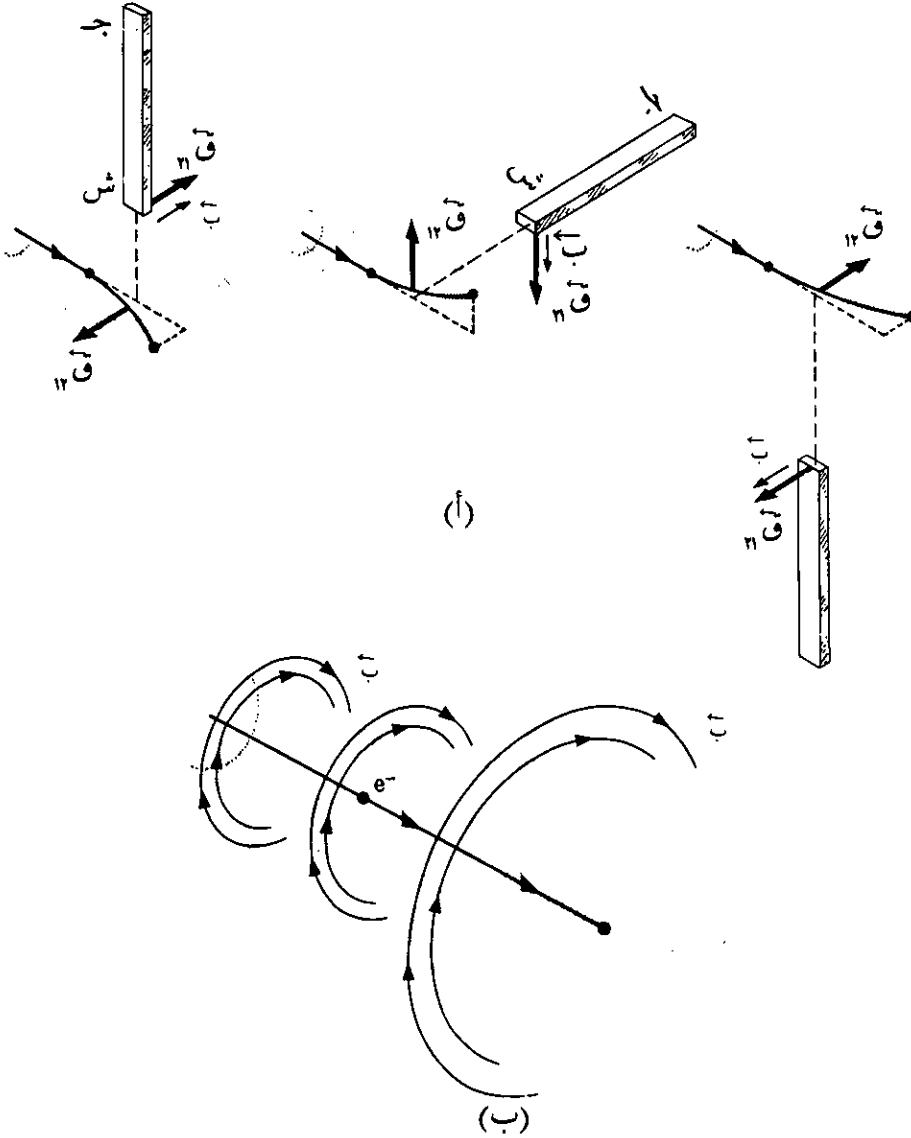
وبما أن نصف القطر في الطرف الأيمن ثابت، ولأن e ثابتة، فإن النسبة (χ/B) يجب أن تظل ثابتة. ومع زيادة زخم الجسيم، يجب زيادة المجال المغناطيسي بمقدار يتناسب تماماً مع زيادة الزخم. وفي «المسارع الوطني» يزداد المجال المغناطيسي من قيمة صغيرة إلى ما يزيد على ١ تس خلال بضعة ثوان. أما الفوائد العملية للسينكروترون التي تجعل من الممكن الحصول على طاقة تفوق أي طاقة تم الحصول عليها من أي سيكلوترون، فهي: أولاً، أن السينكروترون يتطلب وجود مجال مغناطيسي حول المسارات المحيطة فقط - وليس في مركزه الأجوف - وثانياً، أن قيمة مجاله المغناطيسي العظمى لا يلزم الاحتفاظ بها بشكل مستمر في أثناء تشغيله.

١٦:٦ المجال المغناطيسي الناتج عن شحنة متحركة:

The Magnetic Field Created by a Moving Charge

نعرف في ضوء اكتشاف أورستد الأصلي أن خطوط المجال المغناطيسي تكون على شكل دوائر حول سلك حامل للتيار (الشكل ١٦:٦). ويمكن اكتشاف هذا السلوك للمجال المغناطيسي الناتج عن شحنة متحركة - والذي يختلف بشكل كبير كما هو واضح عن خطوط المجال الكهربائي التي تنبعث شعاعياً من الشحنة - بطريقة مختلفة، وذلك من طريق تفحص أنبوب الأشعة المهبطية المشار إليه في الجزء ١٦:٤. فإذا أدى قطب شمالي موضوع فوق حزمة الإلكترونات إلى حرفها على يسار المشاهد (الشكل ١٦:١٨)، فإن المغناطيس نفسه حسب قانون نيوتن الثالث يجب أن يتأثر بقوة مساوية ومضادة ومتجهة إلى يمين المشاهد. وبتعبير أدق، يجب أن نقول أنه إذا كان قانون نيوتن الثالث صحيحاً لهذه القوة الجديدة، فإن قوة رد الفعل المساوية والمؤثرة في المغناطيس باتجاه اليمين قوة متوقعة. وفي الواقع، فإن قياس هذه القوة يحقق صدق قانون نيوتن الثالث. ونظراً لأن قطباً شمالياً ما ساكناً يتأثر بقوة إلى اليمين، فهذا يعني أن ثمة مجالاً مغناطيسياً في ذلك الموضع يتجه نحو اليمين: أي أن حزمة الإلكترونات

المتحركة قد ولدت مجالاً مغناطيسياً. ويكون المجال فوق الحزمة في اتجاه يمين المشاهد، ويكون اتجاهه عند يمين الحزمة الى الاسفل، وهلم جرا. ويظهر المجال المغناطيسي من الموضع الافضل للمشاهد أمام وجه الانبوب، في شكل دوائر في اتجاه عقارب الساعة حول حزمة الالكترونات [الشكل ١٦: ١٨ (ب)].



الشكل ١٦: ١٨: يُستخدم قانون نيوتن الثالث للربط بين القوة المغناطيسية المؤثرة في شحنة متحركة والمجال المغناطيسي الناتج عن شحنة متحركة. (أ) القوة $q\vec{v}$ المؤثرة في الكترول - والقوة المضادة والمساوية لها $q\vec{v}$ ، والمؤثرة في قطب المغناطيس - لثلاث جهات للمغناطيس. (ب) خطوط المجال المغناطيسي الدائرية التي يجب ان توجد حول شحنة متحركة، وذلك طبقاً للتجارب المعمولة بمغناطيس.

يتطلب قانون نيوتن الثالث انه اذا
تأثر جسيم ما بقوة مغناطيسية
فيجب ان يُولَّد الجسيم مجالاً
مغناطيسياً

ولذلك، نستنتج من تساوي قوة المغناطيس المؤثرة في الالكترون المتحرك وقوة
الالكترون المتحرك المؤثرة في المغناطيس وتضادهما أننا نستطيع اشتقاق قانون
«المجال» الناتج عن شحنة متحركة إذا عرفنا قانون «القوة» المؤثرة في الشحنة
المتحركة. وبتعبير أبسط، يتطلب قانون نيوتن الثالث أنه إذا تأثر جسيم مشحون بقوة
مغناطيسية، فلا بد لهذا الجسيم من أن يُولَّد مجالاً مغناطيسياً. وبدلاً من اشتقاق قانون
المجال بالفعل بهذه الطريقة، فإننا سنورد القانون ثم نبين أنه يتفق وقانون نيوتن الثالث.

ويعطى المجال المغناطيسي الناتج عن شحنة متحركة بالمعادلة التالية:

المجال المغناطيسي لشحنة متحركة

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3} \quad (16: 36) \dots \dots \dots \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{\vec{v} \times \vec{i}_r}{r^2}$$

حيث ش (q) هي الشحنة وسر ($\vec{v}$) سرعتها، و ($\vec{r}$) متجه الإزاحة من موضع الشحنة
الى المكان الذي يقاس عنده المجال، و ($\vec{i}_r$) المتجه الوحدة الموازي للمتجه ($\vec{r}$).
أما الثابت μ (ثابت النفاذية) فقد عُرِف في الجزء ١٦ : ١. وكما يبين الشكل ١٦ : ١٩
(أ)، فإنه إذا تحركت حزمة من الجسيمات السالبة نحو اليمين فإن المجال $\vec{B}$ فوق
الحزمة يكون متجهاً صوب الورقة. وتكون القوة الناتجة عن هذا المجال والمؤثرة في
قطب شدته ق (P) كما يلي :

$$\vec{F}_{21} = P\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} Pq \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3} \quad (16: 37) \dots \dots \dots \vec{F}_{21} = P\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} Pq \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$$

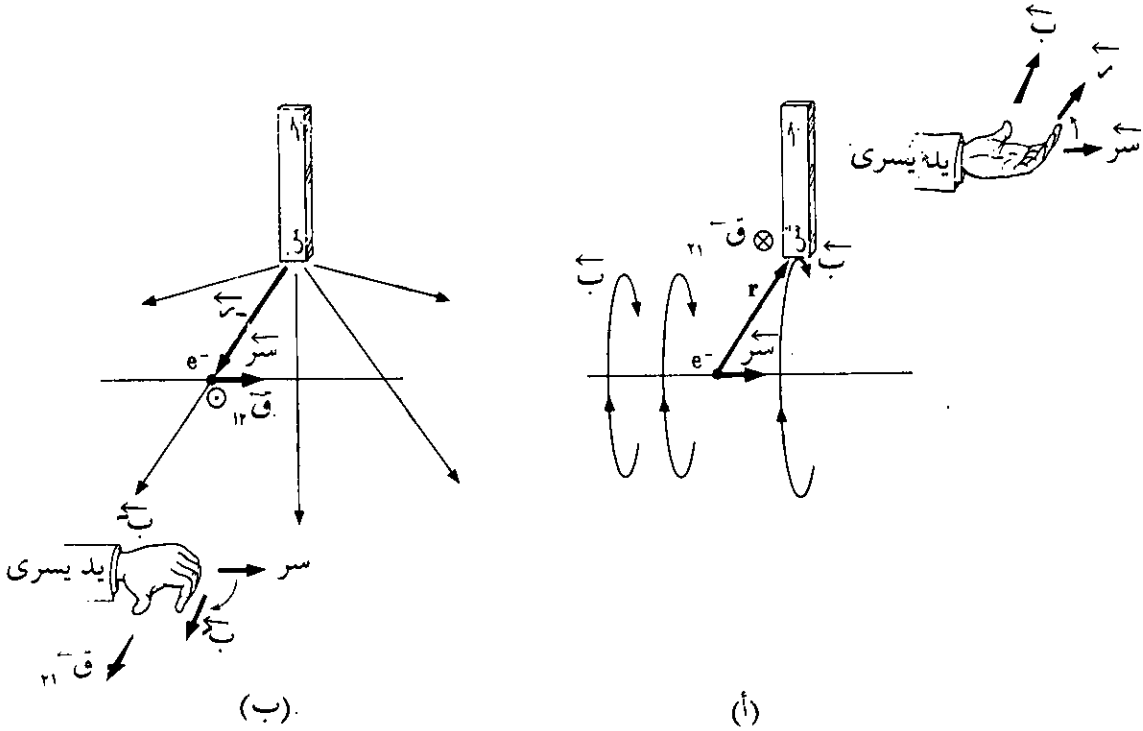
ويُولَّد القطب المثالي مجالاً $\vec{B}$ ، يساوي في موضع الشحنة المتحركة ما يلي :

$$\vec{B} = - \frac{\mu}{4\pi} \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3} \quad \left[\vec{B}' = - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{P\vec{r}}{r^3} \right]$$

وهذه المعادلة مماثلة للمعادلة (١٦ : ٦)، إلا أن الإشارة معكوسة هنا، وذلك لأن متجه

الازاحة من القطب الى الشحنة هو - $\vec{r}$ [الشكل ١٦: ١٩ (ب)]. ويتأثر الالكترون المتحرك في هذا المجال بقوة تساوي :

$$\vec{F}_{12} = q\vec{v} \times \vec{B}' = -\frac{\mu_0}{4\pi} qP \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3} \quad (38:16)$$



الشكل ١٩: ١٦ : تفاعل شحنة متحركة مع مغناطيس : (أ) تولد الشحنة المتحركة مجالاً $\vec{B}$ ، يؤدي الى تأثير قطب المغناطيس بقوة $\vec{F}_{12}$ (المعادلتان ٣٦: ١٦ و ٣٧: ١٦). (ب) تتأثر الشحنة ، في أثناء حركتها خلال المجال $\vec{B}$ الناتج عن القطب ، بقوة $\vec{F}_{12}$ (المعادلة ٣٨: ١٦). أما حقيقة أن $\vec{F}_{12} = \vec{F}_{21}$ فتوضح توافق معادلتى القوة والمجال مع بعضهما بعضاً . (تستخدم قاعدة اليد اليسرى في الرسم وذلك لأن الشحنة سالبة .)

أما اتساق المعادلتين (٣٧: ١٦) و (٣٨: ١٦) فيثبت من حقيقة أن :

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

ومن المفيد ان نقارن المعادلة (٣٦: ١٦) بمعادلة المجال الكهربائي :

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q\vec{r}}{r^2} \quad \vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$$

إنَّ الثابتين المختارين $(\frac{\mu}{4\pi})$ و $(\frac{1}{4\pi\epsilon_0})$ هما من خصوصيات نظام الوحدات المستخدم، وليس لهما أية أهمية أساسية (مع أنهما ضروريان في الحسابات العددية). ويكمنُ جوهرُ المعادلتين في العوامل الأخرى فيهما. فكلّا المجالين يتناسبُ مع الشحنة، وكلاهما يتناقصُ في مقداره تناسبياً مع $1/r^2$. ويتناسبُ المجالُ المغناطيسيُّ الناتجُ عن شحنةٍ مع سرعةِ الشحنة، ولا يوجدُ مثلُ هذا الاعتمادِ في حالةِ المجالِ الكهربائي. كذلك، فإنَّ الخاصيةَ الانجافيةَ للمجالِ المغناطيسيِّ أكثرُ تعقيداً مما هي عليه في حالةِ المجالِ الكهربائي. فالمجالُ $\vec{B}$ يتجهُ عمودياً على المستوى الذي يحتوي على $\vec{r}$ و $\vec{v}$ ، ومقداره* يساوي:

$$B = \frac{\mu}{4\pi} \frac{q v \sin \theta}{r^2} \quad \text{ش. سر جا } \theta \quad (39: 16) \dots \left[B = \frac{\mu_0 q v \sin \theta}{4\pi r^2} \right]$$

حيث θ هي الزاوية بين $\vec{r}$ و $\vec{v}$ [الشكل ١٦: ١٩ (أ)]. أمّا المجالُ على امتدادِ خطِّ سيرِ الشحنة فيكونُ صفراً، ويأخذُ قيمته القصوى على جانبِ المسارِ مباشرة، عندما يكونُ $\vec{r}$ و $\vec{v}$ متعامدين.

مثال:

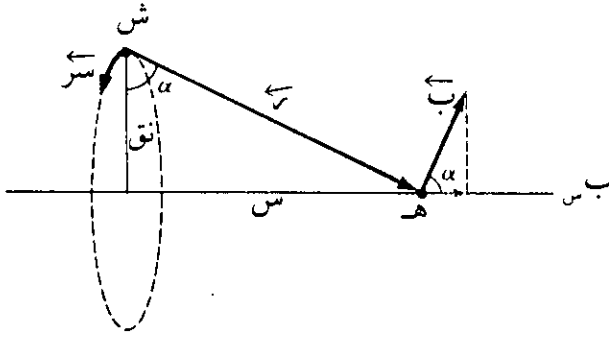
يتحركُ جسيمٌ شحنته q بسرعة ثابتة $\vec{v}$ في دائرة نصف قطرها a (الشكل ١٦: ٢٠). ما مركبة المجالِ المغناطيسيِّ الناتجِ عن الجسيم على امتدادِ محورِ الدائرة وعلى بعدٍ s من مركزها؟

كما يوضحُ الشكلُ ١٦: ٢٠، فإنَّ $\vec{r}$ و $\vec{v}$ متعامدان. ولذلك، يُعطى مقدارُ المجالِ المغناطيسيِّ بالمعادلة التالية:

$$B = \frac{\mu}{4\pi} \frac{q v \sin \theta}{r^2} \quad \text{ش. سر جا } \theta$$

* نصح المعادلتان ٣٦: ١٦ و ٣٩: ١٦ فقط لسرعاتٍ تقلُّ بكثيرٍ عن سرعة الضوء. أما معادلة المجال $\vec{B}$ التي تصحُّ لأيِّ سرعة فهي:

$$B = \frac{\mu}{4\pi} \frac{q v \sin \theta}{r^2} \frac{(1 - (v^2/c^2))^{1/2}}{(1 - (v^2 \sin^2 \theta / c^2))^{3/2}}$$



الشكل ١٦ : ٢٠ : يتحرك جسيم شحنته q بحركة منتظمة في دائرة، ويميل المجال الناتج عنه عند النقطة P بزاوية α على المحور. (ما الإشارة المفترضة للشحنة q في هذا الشكل؟).

ويصنع المجال الزاوية α مع المحور، حيث:

$$\left[\cos \alpha = \frac{a}{r} \right] \quad \frac{\text{نق}}{r} = \alpha \text{ جتا}$$

وتكون مركبة المجال B باتجاه المحور كما يلي:

$$\left[B_x = B \cos \alpha = \frac{\mu_0 q v a}{4\pi r^3} \right] \quad \frac{\mu}{\epsilon} \frac{q v \text{سر نق}}{r^3} = \alpha \text{ جتا} = B_{\text{سر}}$$

وتكتب هذه النتيجة بشكل أكثر فائدة على النحو التالي:

$$(٤٠ : ١٦) \quad B_{\text{سر}} = \left[B_x = \frac{\mu_0 q v a}{4\pi (x^2 + a^2)^{3/2}} \right] \frac{q v \text{سر نق}}{(x^2 + a^2)^{3/2}} = B_{\text{سر}}$$

ويكون المجال عند مركز الدائرة، حيث $x = 0$ ، في اتجاه المحور، ويعطى مقداره بما يلي:

المجال المحوري لشحنة دوارة

$$(٤١ : ١٦) \quad B = \frac{\mu}{\epsilon} \frac{q v \text{سر}}{a^2} \quad \left[B = \frac{\mu_0 q v}{4\pi a^2} \right] \dots \dots \dots$$

لاحظ أن المركبة $B_{\text{سر}}$ هي نفس قيمة المجال عند أخذ متوسطه الزمني، وذلك لأن اتجاه المجال في الأماكن الأخرى (عدا مركز الدائرة) يدور بدوران الجسيم.

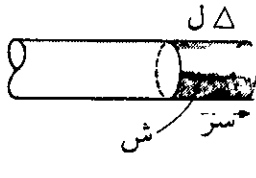
وعلى القارىء- الراغب في تعزيز فهمه لقوانين الكهرومغناطيسية التي نُوقِشت حتى الآن أن يتطلَّع إلى المراجعة في الجزء ١٦ : ١١ . ولا ننوي تقديم أية قوانين أساسية أو مفاهيم في بقية هذا الفصل ، إلا أنه من الهامَّ تعميمُ قوانين الشحنة المتحركة لتشملَّ التيار الكهربائي ، وذلك أنَّ التيارَ في عالمنا التقنيَّ يمثِّلُ المَرَكَبَةَ الرئيسة للشحنة المتحركة .

١٦ : ٧ القوة المغناطيسية المؤثرة في تيار :

The Magntic Force On A Current

ان الجسمَ المشحونَ المتحركَ والتيارَ المارَّ في سلكٍ هما من ناحيةٍ فيزيائيةٍ شيان مختلفان تماماً ، فالتيارُ متعادِلٌ كهربائياً ، ويشتملُ على عددٍ هائلٍ من الجسيماتِ المشحونةِ ، وهذه الجسيماتُ تتحركُ بمتوسطِ سرعةٍ انسيابيٍّ على امتدادِ السلكِ صغيرةً بالنسبةِ إلى سرعتها الحرارية العشوائية . ومع ذلك ، فثمة تناظرٌ رياضيٌّ بسيطٌ بين الشحنة المتحركةِ والتيارِ ، يمكنُ اشتقاقه من خلالِ المثالِ التالي . اعتبرَ التيارَ في سلكٍ مستقيمٍ (الشكل ١٦ : ٢١) ، ففي قطعةٍ منه طولها ΔL نجدُ عدداً من الكثروناتِ التوصيلِ شحنتها الكلية ش وسرعةً انسيابها سر . ويعطى الزمنُ اللازمُ لهذه الالكتروناتِ حتى تجتازَ نقطةً ما في السلكِ بالعلاقة : $\Delta t = \Delta L / \text{سر}$ ، ولذا يكونُ التيارُ المارُّ بالسلكِ كما يلي :

$$I = \frac{q}{\Delta t} = \frac{qv}{\Delta s} \quad \text{ت} = \frac{\text{ش}}{\Delta t} = \frac{\text{ش}}{\Delta L} \cdot \text{سر}$$



$$\text{ت} = \text{ش} / \text{سر} \cdot \Delta L$$

الشكل ١٦ : ٢١ : إذا احتوت قطعة من السلكِ طولها ΔL على شحنة ش تتحركُ بسرعةٍ انسيابيٍّ سر ، فإنَّ التيارَ الناتجَ عن حركتها يكونُ : $\text{ت} = \frac{\text{ش}}{\Delta L} \cdot \text{سر}$

ويمكنُ إعادة كتابة هذه المعادلةِ على النحو التالي :

$$qv = I \Delta s \quad \text{ش سر} = \text{ت} \Delta L$$

كما يمكنُ تعميمُها في صيغةٍ متجهيةٍ كما يلي :

$$\text{ش سر} \longleftrightarrow \text{ت ول} . \quad \left[\vec{qv} \leftrightarrow I \vec{ds} \right] \quad \dots\dots\dots (٤٢:١٦)$$

تكافؤ هام بين التيار والشحنة
المتحركة

ويعنى السهمُ المزدوجُ «مكافئاً لـ» أو «يمكنُ استبداله بـ». ومن ثمَّ، فإنَّه يمكنُ تحويلُ أيةٍ معادلةٍ ملائمةٍ للشحنةِ المتحركةِ الى معادلةٍ مناسبةٍ للتيارِ وذلك بوضعِ ت ول محلَّ ش سر. وهذا الانتقالُ من كميةٍ محدودةٍ (ش سر) الى كميةٍ متناهيةٍ الصغرتِ ول أمرٌ ضروريٌّ حتى يتمَّ تناولُ التيارِ عند نقطةٍ فقط، وذلك على نحوٍ مماثلٍ تناولنا للشحنةِ عند نقطةٍ واحدة. ويكونُ اتجاهُ متجهِ الازاحةِ ول على امتدادِ السلك. وإذا كانَ اتجاهُ التيارِ الاصطلاحيُّ هو نفسَ اتجاهِ ول، فإنَّ ت يكونُ موجباً، وفيما عدا ذلك يكونُ ت سالباً. وقد جرت العادةُ أن يُختارَ ول بحيثُ يكونُ ت موجباً.

وبإجراء التحويلِ اللازمِ في المعادلةِ (١٦: ٢٧)، فاننا نحصلُ على القانونِ التالي للقوةِ المغناطيسيةِ المؤثرةِ في جزءٍ تيار:

$$\text{و ق} = \text{ت ول} \times \text{ب} \quad \left| d\vec{F} = I' ds \times \vec{B} \right| \quad \dots\dots\dots (٤٣:١٦)$$

القوة المؤثرة في جزء تيار

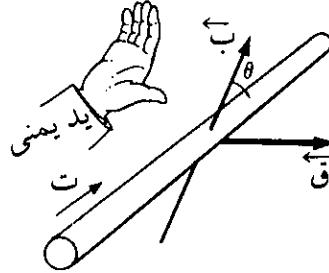
وهذه صياغةٌ حديثةٌ لقانونٍ أساسيٍّ اكتشفه أمبير بعد فترةٍ غير طويلةٍ من اكتشافِ أورستد للتأثيرِ المغناطيسيِّ للتيار. وتوفّرُ هذه الصيغةُ «تعريفاً» آخرَ لمفهومِ المجالِ المغناطيسيِّ. ويمكننا القولُ إنَّ المجالَ المغناطيسيِّ هو ذلك المجالُ القادرُ على بذلِ قوةٍ على تيارٍ وفقَّ المعادلةِ (١٦: ٤٣)، ويؤدي قياسُ القوةِ المؤثرةِ في تيارٍ معلومٍ الى تعيينِ المجالِ.

تمطي هذه الصيغة للقوة تعريفاً
آخر للمجال ب

وتعني هذه الصيغةُ لقانونِ القوةِ أنَّ القوةَ المؤثرةَ في سلكٍ حاملٍ للتيارِ تكونُ دوماً عرضانيةً على السلك، كما تكونُ عرضانيةً على خطوطِ المجالِ المغناطيسيِّ. وفي حالةِ سلكٍ مستقيمٍ طولُه ل موضوعٍ في مجالٍ مغناطيسيٍّ منتظمٍ ب و يحملُ تيارات، فإنَّ مقدارَ القوةِ المؤثرةِ فيه يكونُ :

ق = ت ل ب جا θ $[F = I l B \sin \theta]$ (١٦: ٤٤)

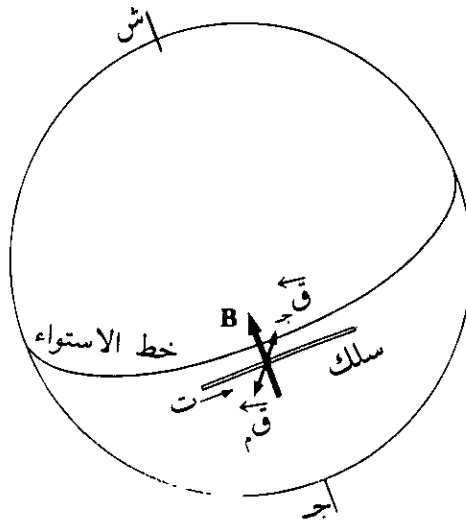
حيث θ هي الزاوية بين السلك والمجال (الشكل ١٦: ٢٢). ويُحدَّد اتجاه القوة، كما يبين ذلك الشكل، باستخدام قاعدة اليد اليمنى للضرب الاتجاهي



الشكل ١٦: ٢٢: تكون القوة المغناطيسية المؤثرة في سلك حامل للتيار عرضانية على المجال $\vec{B}$ وعلى اتجاه التيار.

مثال:

وُضِعَ سلك، كتلة وحدة الطول منه $0,009$ ك/غ/م، فوق خط الاستواء في الاتجاه: شرق - غرب (الشكل ١٦: ٢٣)، فإذا علمت أن المجال المغناطيسي الأرضي في موضع السلك أفقي ومتجه نحو الشمال، ومقداره 3×10^{-5} تس، فما التيار الذي يجب أن يسري في السلك بحيث تكفي القوة المغناطيسية الناتجة عنه للتغلب على وزن السلك؟



الشكل ١٦: ٢٣: تتغلب القوة المغناطيسية $\vec{Q}_m$ المؤثرة في تيار باتجاه الشرق وفوق خط الاستواء على وزن السلك الحامل للتيار.

عند تطبيق اليد اليمنى على المعادلة ١٦: ٤٣، فإنه يتضح وجوب تدفق التيار من الغرب إلى الشرق، ولذلك، فإن القوة المغناطيسية تؤثر في السلك رأسياً وإلى الأعلى.

وبما أن $\vec{L}$ عمودية على $\vec{B}$ ، فإن:

$$\vec{L} \times \vec{B} = \vec{L} B$$

$$\text{أو: } \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{L} \times \vec{B} \quad \left[\frac{dF_M}{ds} = IB \right] \dots\dots\dots (١٦:٤٥)$$

ويجب أن توازن هذه القوة المؤثرة في وحدة الطول الواحدة من السلك قوة الجاذبية المؤثرة في وحدة الطول الواحدة من السلك أيضاً والتي تساوي:

$$\left[\frac{dF_g}{ds} = \frac{dm}{ds} g \right] \quad g \frac{L}{L} = \frac{L}{L} g$$

ومن ثم، فإن التيار اللازم يكون:

$$I = \frac{g \left(\frac{L}{L} \right)}{\frac{10 \times 3}{1000}} = \frac{9.8 \times 10^{-3}}{0.03} = 0.327 \text{ كغ/م}^2 \text{ ث}^2$$

ومع أن هذا التيار كبير بالمقاييس البيتية، إلا أنه ليس تياراً غير مألوف في التطبيقات الصناعية. ويترك كمسألة للقارئ ليبيّن ما إذا كان سلك كتلة وحدة الطول منه ٠,٠٠٩ كغ/م يقدر على تحمّل مثل هذا التيار.

* عروة التيار: Current Loop

إنّ جريان التيار في عُرَى (جمع عروة) مغلقة ذو أهمية كبيرة في الميدانين الجاهريّ macroscopic والذريّ. ولتسهيل الحسابات، سنتناول عروة مستطيلة. لنفترض أن العروة وُضعت، كما في الشكل ١٦: ٢٤، بحيث كان جانبها (١) و(٢) اللذان طول كل منهما ٢ أمتاعدين مع مجال مغناطيسيّ منتظم $\vec{B}$ ، وجانباها (٣) و(٤) اللذان طول كل منهما ٢ ع يصنعان زاويةً مقدارها $\frac{\pi}{4} - \varphi$ مع اتجاه المجال، ومحورها (الخط العمودي على مستوى العروة) يصنع الزاوية φ مع المجال. وعند تدفق تيار في العروة، فإن القوى المؤثرة في جوانبها الأربعة يلغي بعضها بعضاً:

$$\vec{C}_1 = -\vec{C}_2$$

$$\vec{C}_2 = -\vec{C}_1$$

ولذلك، لا توجد قوة كلية تؤثر في العروة. بيد أن عزم التدوير الكلي المؤثر في العروة ليس صفراً. فإذا اختيرت النقطة م في الشكل ١٦: ٢٤ (ب) كنقطة مرجع (وبالامكان اختيار أية نقطة أخرى) فإننا نجد أن القوتين $\vec{C}_1$ و $\vec{C}_2$ لا تسهمان بتاتاً في عزم التدوير، أما القوتان $\vec{C}_1$ و $\vec{C}_2$ فإنهما تعطيان عزمين متساويين، يتجهان إلى الأعلى خارج الصفحة. ويساوي مقدار كل من العزمين: عز $\vec{C}_1$ ع جا φ ، ولذلك فإن عزم التدوير الكلي يكون:

$$\text{عز } \vec{C}_1 \text{ ع جا } \varphi \cdot \left[T = 2F_1 b \sin \varphi \right] \quad (٤٦: ١٦)$$

وبوضع جا $\theta = ١$ في المعادلة ١٦: ٤٤ فإن مقدار القوة $\vec{C}_1$ يكون:

$$\vec{C}_1 = ٢ أ ت ب \quad \left[F_1 = 2aIB \right]$$

وبوضع مقدار $\vec{C}_1$ هذا في المعادلة ١٦: ٤٦ نحصل على:

$$\text{عز } \vec{C}_1 = ٤ أ ع ت ب جا \varphi \quad \left[T = 4abIB \sin \varphi \right]$$

وبما أن $\vec{C}_1$ أ ع تساوي مساحة العروة «ح»، فإنه يمكن التعبير عن النتيجة السابقة كما يلي:

$$\text{عز } \vec{C}_1 = ت ح ب جا \theta \quad \left[T = IAB \sin \varphi \right] \quad (٧: ١٦)$$

وتمثل ح مقدار متجه المساحة ح، الذي يكون باتجاه امتداد محور العروة. وإذا جعلنا ح يشير إلى الأسفل صوب اليمين في الشكل ١٦: ٢٤ (ب)، فإنه يمكن كتابة معادلة عزم التدوير المؤثر في العروة كما يلي:

$$\text{عز } \vec{C}_1 = ت ح \times \vec{B} \quad \left[T = I\vec{A} \times \vec{B} \right] \quad (٤٨: ١٦)$$

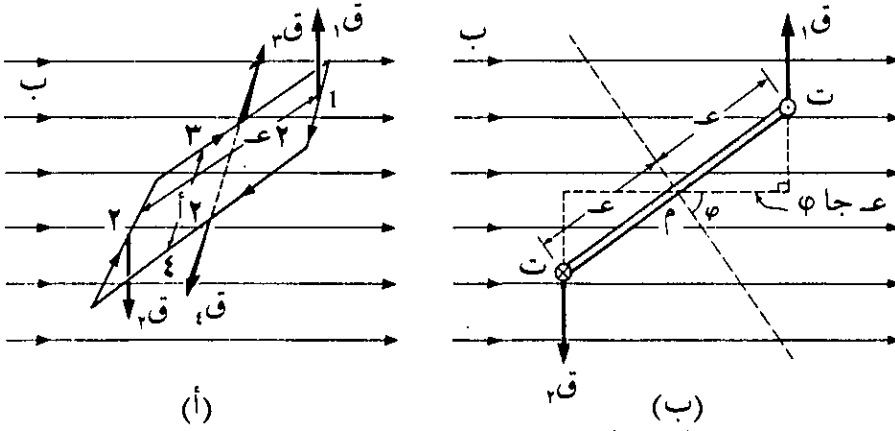
ولهذه المعادلة نفس الشكل الذي للمعادلة (١٤: ١٦)، التي تُعرّف العزم المغناطيسي. ولذلك يكون العزم المغناطيسي للعروة كما يلي:

$$\vec{\mu} = I \vec{A} \quad \left[\vec{\mu} = I \vec{A} \right] \quad \left(٤٩ : ١٦ \right)$$

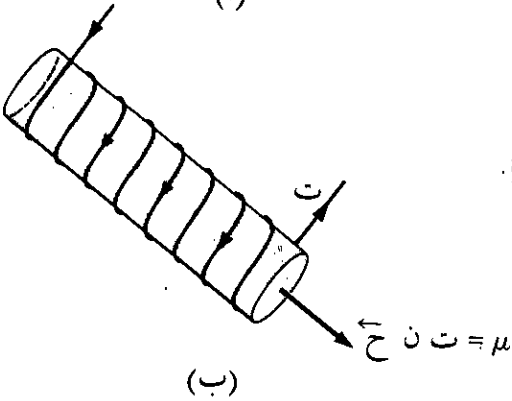
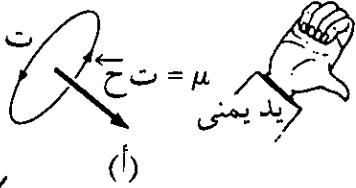
اي أن العروة تعملُ مثلَ مغناطيسٍ محوره على امتدادِ محورها. ويقاسُ العزمُ المغناطيسيُّ في النظامِ العالميِّ للوحداتِ بالأمبير. متر^٢:

$$\text{وحدة العزم المغناطيسي} = [\text{أمبير (أ)}] \times [\text{متر (م)}]^2$$

$$١ \text{ أم} = \dots \dots \dots (٥٠ : ١٦)$$



الشكل ١٦ : ٢٤ : عروة مستطيلة في مجالٍ مغناطيسي : (أ) رسمٌ منظوريّ، (ب) رسمٌ جانبيّ. ان محصلة القوى على العروة صفر، ومع ذلك يؤثرُ في العروة عزمٌ تدوير.



الشكل ١٦ : ٢٥ : (أ) تمتلك عروة تيارٍ عزمًا مغناطيسيًا، (ب) يكونُ العزمُ المغناطيسيُّ لملفٍّ مصنوعٍ من ن لفّةٍ ن مرةً قدرُ عزمِ اللّفةِ الواحدة.

والمعادلة ٤٩:١٦ في الواقع هي أكثر شمولاً مما قد يشير إليه اشتقاقنا لها. فالعروة المصنوعة بأي شكل كان والتي مساحتها ح وتحمّل تياراً ت تمتلك عزماً مغناطيسياً يساوي ت ح. ويمكن تحديد اتجاه μ باستخدام قاعدة يد اليمنى (الشكل ١٦: ٢٥). فإذا حُنيَت أصابع اليد اليمنى باتجاه تدفق التيار في العروة، فإنّ الابهام يشير إلى اتجاه μ ، وهذا الاتجاه أيضاً هو اتجاه القطب الشمالي «للمغناطيس المكافئ». وإذا استبدل بالعروة ملفّ لولبيّ solenoid مكوّن من ن من العرى المتماثلة التي مساحته كلّ منها ح، فإنّ العزم المغناطيسيّ للملفّ يكون:

$$\mu = N t \text{ ح} \quad \left[\mu = NIA \right] \quad \dots \dots \dots (١٦: ٥١)$$

★ العزم المغناطيسيّ والزخم الزاوي:

Magnetic Moment And Angular Momenum

اعتبر جسيماً شحنته ش وكتلته ك يتحرك في مسارٍ دائري. ومن المثير أن نثبت أنّ عزمه المغناطيسيّ يرتبط ببساطة مع زخمه الزاويّ. وبشكلٍ محدد، لنفترض أن الجسيم يدور حول المحور ع، كما في الشكل ١٦: ٢٦ (أ). ولحساب «التيار»، لتخيل نقطة ثابتة ما على المسار، ولنسأل كم من الشحنة يمرُّ بها بعد أن يُتمّ الجسيم عدداً من الدورات ن. أنّ الشحنة تساوي ن ش، والزمن اللازم لاتمام هذه الدورات يساوي ٢ ط نق ن / سر، والتيار الفعليّ المارّ يساوي:

$$t = \frac{\text{الشحنة}}{\text{الزمن}} = \frac{\text{ش سر}}{٢ ط نق}$$

ونجد من المعادلة ٤٩: ١٦ أنّ العزم المغناطيسيّ يساوي:

$$\begin{aligned} \vec{\mu} = t \text{ ح} &= \frac{\text{ش سر}}{٢ ط نق} \text{ ح} \\ &= \frac{1}{٢} \text{ش سر نق ح} \\ &= \left[\mu = IA = \frac{qv}{2\pi r} \pi r^2 \mathbf{k} \right] \quad \dots \dots (١٦: ٥٢) \\ &= \frac{1}{2} qvr \mathbf{k} \end{aligned}$$

ويساوي الزخم الزاوي للجسيم ما يلي :

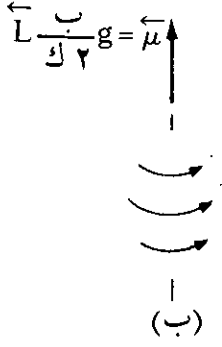
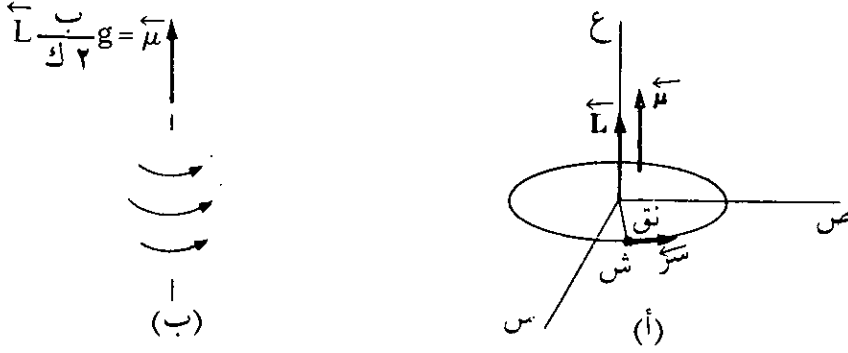
$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad \left[\vec{L} = mvr\vec{k} \right] \quad (١٦: ٥٣)$$

ولذلك تكون العلاقة بين العزم المغناطيسي والزخم الزاوي على النحو التالي :

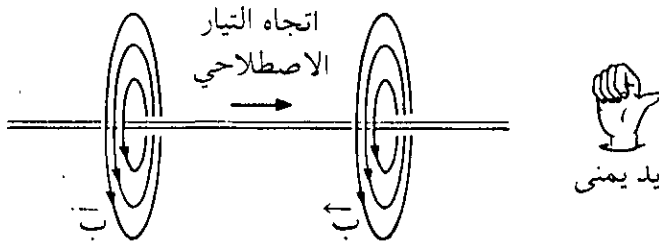
$$\vec{\mu} = \left(\frac{q}{2m} \right) \vec{L} \quad (١٦: ٥٤) \quad \text{العزم المغناطيسي لشحنة دوارة.}$$

ويمكن كتابة علاقة مماثلة لأي جسيم يحمل شحنة كلية ش وكتلته الكلية ك عند دورانه حول محور ثابت، وذلك على النحو التالي :

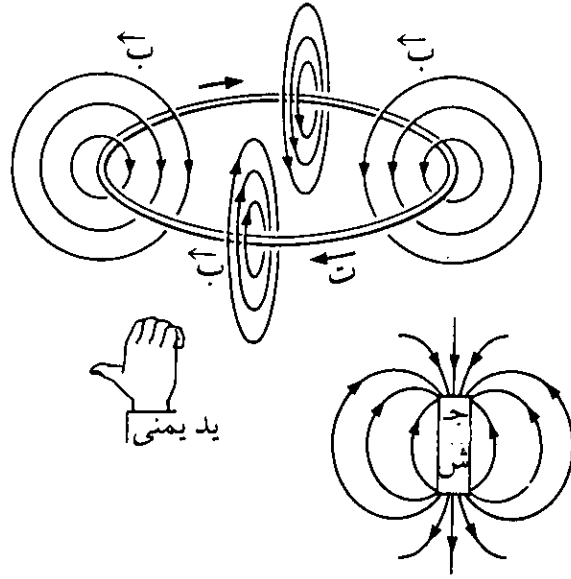
$$\mu_z = g \left(\frac{q}{2m} \right) L_z \quad (١٦: ٥٥) \quad \text{تعريف العامل } g$$



الشكل ١٦: ٢٦: (أ) يولّد جسيم مشحون عند دورانه عزم ثنائي قطبي مغناطيسي يتناسب مع زخمه الزاوي : $\vec{\mu} = \left(\frac{q}{2m} \right) \vec{L}$. (ب) وتصحّ علاقة مماثلة، مع إضافة عامل إليها مقداره g ، لأية بنية مشحونة دوارة .



الشكل ١٦: ٢٧: يمكن استخدام قاعدة يد يميني لتحديد خطوط المجال حول سلك حامل للتيار.



الشكل ١٦: ٢٨ : المجال المغناطيسي الناتج عن عروة تيار: ان نمط المجال الناتج يماثل ذلك الناتج عن مغناطيس قصير.

ويساوي العامل g ، الذي لا بُدَّ له ، والذي يُسمَّى «بالنسبة الغيروسكوبية المغناطيسية» gyromagnetic ratio ، أو «بالعامل g » g -factor المقدار ١ ، إذا كانت شحنة الجسم وكتلته تتوزعان نفس التوزيع المكاني ، أي إذا كان لجميع أجزاء الجسم نفس النسبة بين الشحنة والكتلة .

١٦: ٨ : المجالات المغناطيسية المتولدة عن تيارات :

Magnetic Fields Created By Currents

يحيطُ بالسلك المستقيم الذي يمرُّ فيه تيار كهربائي مجال مغناطيسي ، خطوطه على شكل دوائر محورها السلك (الشكل ١٦: ٢٧) ، ويمكنُ لتعيين اتجاه المجال استخدام قاعدة اليد اليمنى . فإذا أشار الابهام إلى اتجاه التيار، فإنَّ الأصابع المنحنية الأخرى لليد اليمنى تدلُّ على نمط خطوط المجال . وإذا ثني السلك على شكل عروة بحيث يبدو التيار عند النظر إليه من الأعلى انه يدور في اتجاه عقارب الساعة (الشكل ١٦: ٢٨) ، فإنَّ خطوط المجال المغناطيسي تبدو جميعها أنها تغوصُ الى مركز العروة

من فوقها وانها تتجه الى الأعلى في جميع الاماكن على حافتها الخارجية . وهذه العروة هي أبسط صورة للمغناطيس الكهربائي ، فالعروة تعمل كمغناطيس قصير، قطبه الشمالي الى الأسفل في هذا المثال . وهذه نتيجة كان في مقدورنا أن نتوصل إليها من مناقشتنا السابقة لعزم التدوير . ويعمل الملف اللولبي solenoid ، كالمبين في الشكل ١٦ : ٢٩ ، مثل عدد من عرى التيار المكثسة فوق بعضها بعضاً ، ويكون مجاله المغناطيسي مماثلاً لمجال قضيب مغناطيسي طويل . ويُعد الملف اللولبي التصميم الأساسي لجميع المغناطيسات الكهربائية .

ويمكن الحصول على القانون الأساسي الذي يحكم توليد المجالات المغناطيسية من التيارات بتحويل المعادلة ١٦ : ٣٦ باستخدام صيغة التكافؤ ١٦ : ٤٢ . وهذا القانون هو :

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{\vec{I} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{\vec{I} \times \vec{r}}{r^3} \quad (١٦ : ٥٦)$$

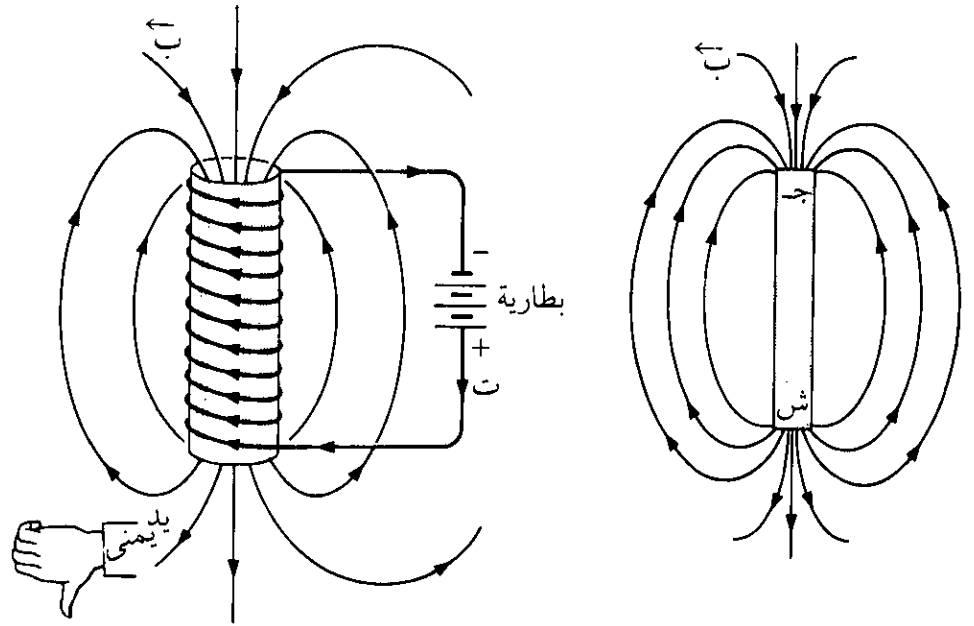
$$\left[d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{s} \times \vec{i}_r}{r^2} \right]$$

المجال المتولد جزء تيار

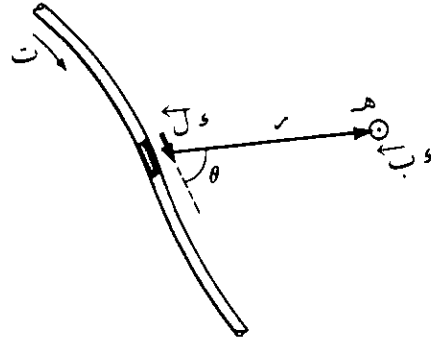
ويظهر تعريف الرموز الواردة في هذه المعادلة وهندسة المتجهات في الشكل ١٦ : ٣٠ .

■ مثال ١ :

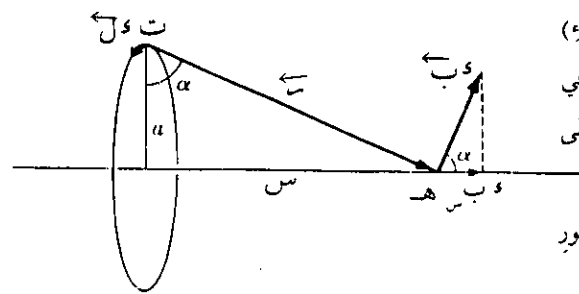
ما المجال الذي تولده عروة تيار دائرية عند نقطة ما على محورها؟ نفترض كما في الشكل ١٦ : ٣١ أن نصف قطر العروة يساوي أ ، وأن المسافة من مركز العروة الى نقطة الملاحظة التي يراد قياس المجال عندها (كالنقطة هـ) تساوي س ، وأن التيار المار بالعروة هـوت . ان التفكير الذي نستخدمه في هذا السؤال مماثل تقريباً للذي استخدمناه في حالة شحنة دّوّارة (انظر الشكل ١٦ : ٢٠) . ويولّد جزء التيار في أعلى العروة ت و ك عند النقطة هـ على محور العروة مجالاً و بـ (B)، مركبة في اتجاه المحور تساوي و بـ س . وعند جمع (أو مكاملة) إسهامات جميع أجزاء العروة، فإن مركبات و بـ العمودية على المحور يلغي بعضها بعضاً، وتُجمع المركبات و بـ فقط مع بعضها بعضاً لتعطي نتيجة محدّدة . ويكون اتجاه المجال الكلي و بـ على



الشكل ٢٩: ١٦: المجال المغناطيسي الناتج عن ملف: يشبه نمط المجال الناتج نمط المجال لمغناطيس طويل. وفي الصورة المبينة هنا لقاعدة اليد اليمنى يشير الابهام إلى اتجاه خطوط المجال الخارجية من الملف، وكذلك إلى اتجاه العزم المغناطيسي للملف.



شكل ٣٠: ١٦: يولد جزء التيار I و $\vec{B}$ مجالاً مغناطيسياً $\vec{B}$ عند النقطة هـ. ويُعطى المجال بالمعادلة (١٦: ٥٦)، ويكون في الاتجاه العلوي خارجاً من مستوى الصفحة.



الشكل ٣١: ١٦: يُسهم كل عنصر (جزء) تيار في عروة بمقدار يساوي $\vec{B}$ في المجال المحوري عند النقطة هـ، ويُعطى المجال الكلي بالتكامل: $B = \int dB \cos \alpha$. أما المركبات العمودية على المحور فإنها تلغي تأثير بعضها بعضاً.

امتداد المحور. وبما أن $\vec{r}$ متعامدان، فإن مقدار $\vec{B}$ ، من المعادلة (١٦: ٥٦)، يكون:

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I \vec{ds}}{r^2} \quad \left[dB = \frac{\mu_0 I ds}{4\pi r^2} \right]$$

وتكون المركبة B_s كما يلي:

$$B_s = B \cos \alpha = \frac{\mu_0 I a ds}{4\pi r^3} \quad \left[dB_s = dB \cos \alpha = \frac{\mu_0 I a ds}{4\pi r^3} \right]$$

ويؤخذ التكامل على كامل العروة مع تثبيت المسافة s . ولذلك، فإن جميع العوامل المضروبة في $\vec{r}$ على الطرف الأيسر من المعادلة تكون ثابتة، وبذلك يصبح التكامل سهلاً للغاية:

$$B_s = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I}{r^3} \int_0^{2\pi a} ds = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I}{r^3} \cdot 2\pi a \quad (١٦: ٥٧)$$

$$\left[B_s = \frac{\mu_0 I a}{4\pi r^3} \int_0^{2\pi a} ds = \frac{\mu_0 I a^2}{2 r^3} \right]$$

ويكون المجال الكلي بدلالة s كما يلي:

$$B = B_s = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I}{r^3} \cdot 2\pi a \quad (١٦: ٥٨)$$

المجال المحوري لعروة تيار

$$\left[B = B_s = \frac{\mu_0 I a^2}{2 (x^2 + a^2)^{3/2}} \right]$$

لقد أشرنا أيضاً إلى حقيقة أن مقدار المجال الكلي $\vec{B}$ هو نفس المقدار B_s . قارن هذا التعبير لمجال عروة تيار بالمعادلة (١٦: ٤٠) لمجال شحنة دوارة. فستجد أن المعادلتين تتطابقان تماماً عند استخدام التكافؤ التالي:

$$qv \leftrightarrow I \cdot 2\pi a \quad \text{ش سر} \leftrightarrow \text{ت (٢ ط أ)} \quad (١٦: ٥٩)$$

مثال ٢ : قانون بيوت - سافارت : The Biot-Savart Law

وثمة مثال آخر هام هو السلك الطويل المستقيم . ويعيننا في هذا المثال معرفة المجال عند النقطة هـ على بعد س من السلك (كما في الشكل ١٦ : ٣٢) . فإذا كان تدفق التيار الى اليمين ، فإن جزء التيار و ل الذي يبعد عن نقطة الأصل م المسافة ف يسهم بالجزء و ب الذي يتجه باتجاه الداخل إلى الصفحة عند النقطة هـ . ويعطي كل جزء من أجزاء السلك الأخرى جزء مجال يساوي مقدار جزء المجال هذا وفي الاتجاه نفسه . ومن ثم تجمع المقادير و ب معاً لحساب المجال الكلي . وبلغ مقدار إسهام الجزء و ل المبين في الشكل ١٦ : ٣٢ ما يلي :

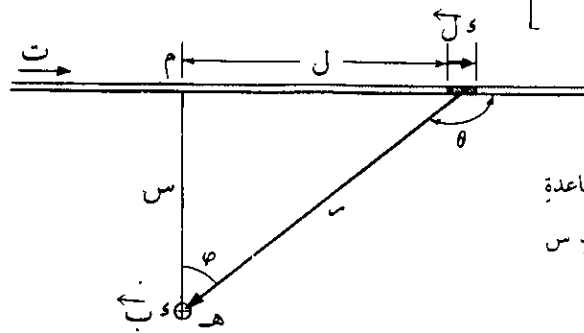
$$و ب = \frac{\mu}{4\pi} \frac{ت و ل}{ر^2} \sin \theta = \frac{\mu}{4\pi} \frac{ت و ل}{ر^2} \sin \theta$$

$$\left[dB = \frac{\mu_0 I ds}{4\pi r^2} \sin \theta = \frac{\mu_0 I x ds}{4\pi r^3} \right]$$

، نظراً لأن جا $\theta = \frac{س}{ر}$ (جا $\theta = \frac{س}{ر}$) . وبوضع الكمية $\sqrt{س^2 + ل^2}$ محل ر ، وتحويل المعادلة الى تكاملي فانا نحصل على :

$$ب = \frac{\mu}{4\pi} \frac{ت و ل}{(س^2 + ل^2)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{س ds}{(س^2 + ل^2)^{3/2}} \quad (١٦ : ٦٠)$$

$$\left[B = \frac{\mu_0 I x}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{(x^2 + s^2)^{3/2}} \right]$$



الشكل ١٦ : ٣٢ : رسم يُستخدم للمساعدة في حساب المجال المغناطيسي على بعد س من سلك طويل مستقيم حامل للتيار .

وبإمكانك الرجوع الى جدول للتكاملات للحصول على الجواب . ويمكن حل التكاملي بوضع $ل = س \tan \phi$ ، ويؤدي ذلك الى : $س = ل \cot \phi$ ،

وس^٢+ل^٢=س^٢ ق^٢ φ . (تذكر أن س مقدار ثابت في هذا التكاملية .) وبذلك يصبح التكاملية كما يلي :

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi x} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \varphi d\varphi \quad \left[\text{جنا } \varphi \text{ و } s \right] \quad B = \frac{\mu \cdot \text{ت}}{4\pi \text{ س}}$$

وتساوي قيمة التكاملية ٢ ، وبذلك تصبح معادلة المجال على بعد س من السلك كما يلي :

$$B = \frac{\mu \cdot \text{ت}}{2\pi \text{ س}} \quad \left[B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x} \right] \quad \text{مجال سلك مستقيم} \quad (٦١:١٦)$$

ويطلق على هذه العلاقة اسم قانون بيوت - سافارت . وبالرغم من أن هذه المعادلة قد اشتقت لسلك مستقيم مثالي غير متناه في طوله ، فإنها معادلة هامة ومفيدة ، لأنها تصح بالقرب من أي سلك طالما بقيت المسافة س أقل من المسافة التي ينحني عبرها السلك بشكل ملحوظ . لاحظ أن المجال يتناقص عكسياً مع المسافة فقط ، لا مع مربع المسافة .

■ مثال ٣ :

(أ) تحمل عروة سلك دائرية : نصف قطرها ١٠ سم تياراً شدته (١٠٠٠) أ . ما المجال المغناطيسي في مركز العروة ؟ (ب) على أي بعد عن سلك مستقيم طويل يحمل نفس التيار يكون للمجال المغناطيسي نفس مقداره في مركز العروة ؟ نضع في المعادلة (٥٨:١٦) س = صفر ، ونجد أن المجال في مركز العروة يساوي :

$$B = \frac{\mu \cdot \text{ت}}{2\pi \text{ نق}} \quad \left[B = \frac{\mu_0 I}{2a} \right] \quad (٦٢:١٦)$$

وبوضع قيمة التيار = ١٠^٣ أ ، وقيمة نصف القطر نق = ١٠ م ، نحصل على :

$$B = ٢٨, ٢٨ \times ١٠^{-٣} \text{ تس} = ٦٢٨ \text{ غاوس} .$$

ولحساب البعد المكافئ المطلوب عن سلك مستقيم ، نضع قيمة المجال ب

المحسوبة سالفاً، وقيمة التيار $= 310$ أ في المعادلة (١٦: ٦١)، ونجد أن:

$$س = 0.318, 18 = 3 - م.$$

وثمة طريقة أفضل للحصول على البعد المطلوب، وتقوم على استغلال التماثل الجبري الشديد بين المعادلتين ١٦: ٦١ و ١٦: ٦٢. فإذا كان ب و ب لهما نفس المقدارين في هاتين المعادلتين، فإن ذلك يتضمن أن:

$$س = \frac{نق}{ط}$$

[لاحظ بهذا الصدد أن س تعني شيئين مختلفين في المعادلتين ١٦: ٥٨ و ١٦: ٦١]. ويوضح هذا المثال الحقيقة التي مفادها أن التيارات وحتى الكبيرة منها المارة في سلك مفرد تولّد فقط مجالات مغناطيسية متوسطة في مقاديرها.



* قانون أمبير : Ampere's Law

ثمة نظرية تكاملية ترتب على المعادلة ١٦: ٥٦، وتعد مفيدة بشكل خاص في التطبيقات التي تشتمل على قدر من التماثل المكاني. وتسمى هذه النظرية عادة بقانون أمبير، وتكتب بالصورة التالية:

قانون أمبير

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I \quad \text{..... (١٦: ٦٣)}$$

ويؤخذ التكامل الخطي line integral على الطرف الأيمن حول أي منحنى مغلق. ويمثل التيار على الطرف الأيسر التيار الصافي المار عبر المساحة المحصورة بمسار التكامل. وفي الحالة المبينة في الشكل ١٦: ٣٣، على سبيل المثال، يساوي التيار الصافي المار عبر المساحة المحصورة بالمنحنى م المقدرات $+١$ ، -٢ ، -٣ . وكما يوضح الشكل، يعين الاتجاه الموجب للتيار باستعمال قاعدة اليد اليمنى. فإذا هُيئت أصابع اليد اليمنى الأربعة لتتبع اتجاه التكامل حول المنحنى المغلق فإن الإبهام الأيمن يشير

اصطلاح الاشارة للتيار

إلى الاتجاه الموجب للتيار*. وبذلك يأخذ قانون أمبير الشكل التالي عند تطبيقه على المثال الموضح هنا:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 (I_1 + I_2 - I_3) \quad \mu = \frac{1}{\epsilon_0} \quad (I_1 + I_2 - I_3)$$

وإذا لم يكن هنالك تيار صافٍ يخترق المساحة، فإن التكامل الخطي حول المسار المغلق الحاصر لهذه المساحة يكون صفراً. ولا بُدَّ من الإشارة إلى أنَّ المعادلة ٦٣:١٦ تصحُّ فقط على التيارات المستقرة التي لا تتغير مع الزمن.

وهناك بعض أوجه الشبه وأوجه الاختلاف بين قانوني أمبير وعاوس يجدر أن ننبه لها. فعندما يظهر في توزيع الشحنات قدر كافٍ من التماثل، فإن قانون عاوس:

مقارنة بين قانوني التكامل للمجالين E و B.

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad \frac{1}{\epsilon_0} = \frac{1}{\mu_0 c^2}$$

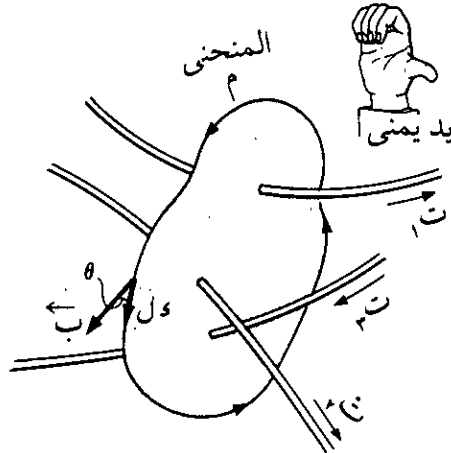
يمكن، على نحوٍ نافع، أن يقوم مقام قانون المجال:

$$\left[dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \right] \quad \frac{1}{\epsilon_0} = \frac{1}{\mu_0 c^2}$$

وبالمثل، فعندما تكون التيارات ذات تماثل كافٍ، فإن قانون أمبير، المعادلة ٦٣:١٦، يمكن أن يحلَّ محلَّ قانون المجال، المعادلة ١٦:٥٦، بشكلٍ نافعٍ أيضاً. وبذلك يمكن القول ما يلي:

في قانون أمبير	في قانون عاوس
يتناسب تكاملياً	يتناسب تكاملياً
ب حول مسار مغلق	م حول سطح مغلق
مع صافي	مع صافي
التيارات المارة عبر المساحة المحصورة بالمسار.	الشحنات الموجودة داخل الحجم المحصور بالسطح.

* وهذا أيضاً هو الاتجاه الذي يُخصَّص للمنتج الممتثل للمساحة المحصورة.



الشكل ١٦: ٣٣: حُسِبَ قانون أمبير، يتناسب التيارُ الصافي الذي يخترقُ مساحةً ما (التيارات $I_1, I_2, \dots$) في هذا الشكل) مع التكاملِ الخطي: $\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s}$ حول المسارِ المغلقِ C المحاصرِ للمساحة. وتربطُ قاعدة اليد اليمنى بين الاتجاهِ الموجبِ حول المنحنى C والاتجاهِ الموجبِ للتيارِ عبر المساحة.

ولا ننوي هنا أن نوضح التكافؤ بين المعادلتين ١٦: ٦٣ و ١٦: ٥٦ - واحداهما قانون تكاملي بينما الأخرى قانون تفاضلي. وبدلاً من ذلك، فإننا سنبيّن بمثالٍ كيفية استعمال قانون أمبير. لنأخذ مرةً أخرى السلك الطويل المستقيم الذي يحمل تياراً، ولنختَر دائرة نصف قطرها r متمحورة مع السلك (الشكل ١٦: ٣٤) كمسارٍ للتكامل. إن هذا المثال يُظهر التماثل الاسطواني. ونتيجةً لهذا التماثل، فإن جميع الزوايا ϕ المقيسة حول السلك يجب أن تكون متكافئة ولا يمكن لمركبة المجال B_ϕ التي تكون في اتجاه الدائرة حول السلك أن تعتمد على ϕ . وبما أن $B_\phi = \oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s}$ ، فإن التكامل حول المنحنى المغلق C يكون:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s} = B_\phi \int_C ds = 2\pi r B_\phi$$

$$\left[\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s} = B_\phi \int_C ds = 2\pi r B_\phi \right]$$

ولذا يأخذ قانون أمبير الصيغة التالية:

$$2\pi r B_\phi = \mu_0 I \quad (16: 64) \dots \dots \dots \left[2\pi r B_\phi = \mu_0 I \right]$$

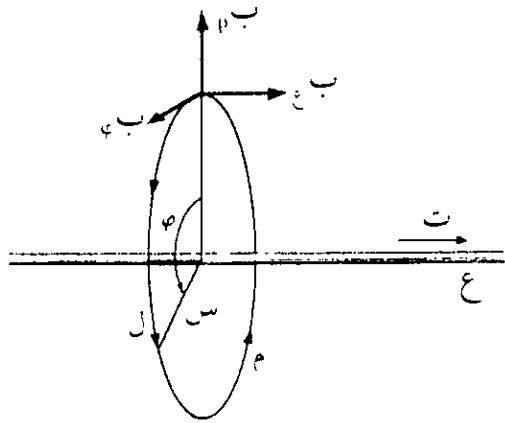
هذه المعادلة النتيجة: $B_\phi = \mu_0 I / 2\pi r$ ، وهي نفس النتيجة في المعادلة

تطبيق قانون أمبير على سلك مستقيم

١٦: ٦١ . ومن الواضح أنَّ هذه النتيجة يُحصَلُ عليها من قانون أمبير بشكلٍ أسهل .

ويبقى علينا فقط إثبات أنه لا يوجد للمجال أية مركبة في اتجاه السلك (مركبة طولانية) ب ع أو في اتجاه نصف قطر الدائرة (مركبة نصفقطرية) ب م (انظر الشكل ١٦: ٣٤) . ويمكن إثبات أن ب ع = صفر باستخدام قانون أمبير واختيار مسارٍ آخرٍ للتكامل، ويترك هذا كمسألة للقارئ . أما المركبة ب م فيمكن تقديم حجتين لإثبات أنها صفر . فأولاً، فإذا كانت ب م لا تساوي صفرًا، فهذا يعني أن خطوط المجال المغناطيسي سوف تبدأ من السلك أو تنتهي عنده، وهذا يتعارض مع الشرط الذي يقضي بأن خطوط المجال المغناطيسي لا بداية أو نهاية لها (إذ أنه لا توجد هنالك أقطاب مغناطيسية مفردة) . وثانياً، يجب أن يعكس المجال المتولد من التيار اتجاهه عند عكس اتجاه التيار . فإذا قرن مراقب على أحد جانبي السلك، ب م الموجبة مع اتجاه التيار الى اليمين، وقرن ب م السالبة مع اتجاه التيار الى اليسار، فإن مراقباً آخر على الجانب الآخر من السلك سيعكس عملية القرن هذه . وهنا ندخل التماثل في اعتبارنا، فليس هنالك ما يدعو إلى أن قانون المجال يجب أن يعتمد على مكان المراقب في الجانب الأول للسلك أو في جانبه الثاني . وحتى يتفق المراقبان، فلا بد أن يكون ب م = صفر .

تُثبت مناقشة مبنية على التماثل
أن ب م = صفر .



الشكل ١٦: ٣٤ . يؤدي مباشرة تطبيق قانون أمبير على المسار الدائري حول سلكٍ طويلٍ مستقيم الى قانون بيوت - سافارت لمركبة المجال ب م . أما المركبتان الأخريان المبيتان في الشكل : ب ع و ب م ، فهما في الواقع غير موجودتين .

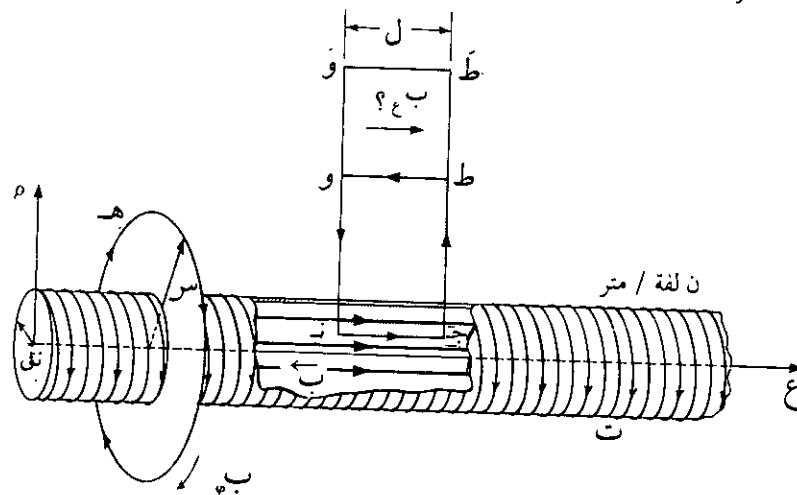
* مجال ملف لولبي : The Field Of A Solenoid

يُحصَلُ في الأغلب على المجالات المغناطيسية للأغراض المخبرية،

الأخرى، من ملفات أولوالب (جمع لولب) حاملة للتيار. ويُعدُّ اللولبُ solenoid المثاليُّ اللانهائي (الشكل ١٦: ٣٥) أسهل الملفات للدراسة النظرية. وهو يتكوَّن من سلكٍ حاملٍ لتيارٍ ملفوفٍ على اسطوانة نصف قطرها r ، وبعددٍ من الملفات N لكلِّ مترٍ من الطول في اتجاه الاسطوانة. لنفترض أنَّ N كبيرة إلى حدٍّ يمكن معه تقريب اللولب كصفحة تيار (ن ت أ/م) على سطح الاسطوانة. ونظراً لتماثل اللولب، فإنه يمكن حساب المجال المغناطيسي الذي يولده باستخدام قانون أمبير. وترك أمر إثبات أنَّ المركبة النصفقطرية B_ϕ للمجال تساوي صفراً كتمرين للقارئ، ونكتفي هنا بحساب المركبتين: المماسية B_ϕ والموازية للمحور B_z .

لنأخذ أولاً المسار الدائري هـ، الذي نصف قطره r ، والمبين في الشكل ١٦: ٣٥. وباستخدام حجة التماثل التي استعملناها في مثال السلك المستقيم السابق، نجد أنَّ B_ϕ ثابتة عند جميع النقاط الواقعة على هذا المسار. وحيث أنَّ B_ϕ و $\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = B_\phi \oint ds = B_\phi 2\pi r$ على امتداد هذا المسار، فإنَّ:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = 2\pi r B_\phi = \mu_0 I_{enc}$$



الشكل ١٦: ٣٥: لولب لانهائي: يُطبَّق قانون أمبير على المسار الدائري هـ لحساب المجال المماسي B_ϕ خارج اللولب، وعلى المسار المستطيل و د ج ط لحساب المجال الطولي B_z داخل اللولب.

أو العملية

ولكن، ما التيار الذي يقطع المساحة المحصورة بالمسار هـ؟ وبما أن هنالك سلكاً واحداً (مفرداً) يتلَوَّبُ حول الاسطوانة، فانه يخترق المساحة مرةً واحدة، ويكون التيار الذي يعبرُ من اليسار الى اليمين في الشكل ت. ولذلك، فإن قانون أمبير يعطي: $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I$ ، أو

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \frac{\mu_0 I}{2\pi x} \quad (x > a) \quad \dots \dots \dots (16: 65)$$

المجال خارج لولب طويل يماثل
مجال سلك مستقيم.

وهذا المجال يماثل المجال المتولد من سلك مستقيم يمتد على امتداد المحور [انظر المعادلة (16: 64)]. وباستعمال تفكير مماثل، فإن تطبيق قانون أمبير على مسار دائري حول المحور يقع «داخل» الاسطوانة، حيث لا يمر عبر المساحة المحصورة به أي تيار، يُعطي النتيجة التالية:

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (x < a) \quad \dots \dots \dots (16: 66)$$

ولحساب المركبة المحورية B_z للمجال، نطبق قانون أمبير على المسار المستطيل ونجد ط المبين في الشكل 16: 35. ويمكن كتابة التكامل الخطي حول هذا المسار على النحو الآتي:

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \int_a^b B_\rho d\rho + \int_b^c B_z dz + \int_c^d B_\rho d\rho + \int_d^a B_z dz$$

$$\dots \dots \dots (16: 67) \quad \left[\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \int_a^b B_\rho d\rho + \int_b^c B_z dz + \int_c^d B_\rho d\rho + \int_d^a B_z dz \right]$$

ونستطيع أن نستنتج أن مجموع التكاملين الأول والثالث، على الطرف الأيسر من المعادلة، يساوي صفراً حتى لو لم تكن نعرف أن $B_\rho = 0$ صفراً. فالمجال النصف قطري، إن وجد، يجب أن يكون له نفس القيمة على جزئي المسار (ونـ) و(جـ ط) (بسبب التماثل)، ولذلك، فلا بُد أن يلغى التكاملان اللذان يُعملان حول مسارين متكافئين متضادين في الاتجاه بعضهما بعضاً. كذلك فإن التكامل الرابع حول جزء المسار من ط الى نـ

وتتضمن

يساوي صفراً ايضاً، كما يوضح ذلك التعليل التالي. لنفرض أن التكامل الخطي للمجال أجري حول مسار آخر، مثل Γ (انظر الشكل)، فإن نفس التيار السابق يقطع المساحة المحصورة بهذا المسار. وطالما أن المسار Γ لم يتغير، فيجب أن يكون التكامل حول Γ ومساوياً للتكامل حول Γ :

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \oint_{\Gamma} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$$

وهذا يعني أن $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ خارج الاسطوانة لها نفس القيمة عند جميع النقاط، مهما كانت تبعد عن الاسطوانة. ولو كانت $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ مساوية لمقدار ثابت محدود لنقض المجال شرط المعادلة ١٦: ٢٣ الذي يتطلب عدم وجود نهاية لخطوط المجال المغناطيسي، ولقطع اللولب عدد محدود من الخطوط من اليسار الى اليمين، ولكأن هناك في نفس الوقت عدد غير محدود من الخطوط التي تتجه من اليمين الى اليسار خارج اللولب. ولنشأت عن ذلك ايضاً صعوبات في الطاقة، ولكانت الطاقة الكلية المخزونة في المجال المغناطيسي للولب ذي طول محدود كمية غير محدودة (لا متناهية). ولهذا كله، فلا بد من أن يكون المجال المحوري خارج الاسطوانة صفراً، وهو الثابت الوحيد المقبول فيزيائياً:

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (p < a) \quad \left[B_z = 0 \quad (p > a) \right] \quad \dots \dots (١٦: ٦٨)$$

ومن بين التكاملات الأربعة الظاهرة على الطرف الأيسر للمعادلة ١٦: ٦٧، نجد أن التكامل الثاني فقط لا يساوي صفراً. أما مقداره فيساوي $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$. ويجب أن يساوي هذا التكامل حاصل ضرب μ بالتيار الكلي الذي يقطع المساحة المحصورة بالمسار. وهذا التيار الكلي يساوي $n I$ ، أي حاصل ضرب التيار المار في لفة واحدة بعدد اللفات الموجودة بالمسافة l من طول اللولب. وبذلك، فإن تطبيق قانون أمبير على المسار Γ يعطي:

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu n I \quad \left[B_z l = \mu n I \right]$$

وطبقاً لذلك ، فإنَّ المجالَ المحوريَّ داخلَ الاسطوانة يكونُ :

$$B_z = \mu_0 n I \quad (\rho < a) \quad \text{ب} \quad \mu = \mu_0 n \quad \text{ت} \quad (\rho > a) \quad \text{نق} \quad \left[B_z = \mu_0 n I \quad (\rho < a) \right] \dots \dots \dots (٦٩:١٦)$$

المجال داخل لولب طويل محوري
ومتنظم

ويعني هذا أنَّ اللولبَ اللانهائيَّ الطولَ يولِّدُ مجالاً منتظماً داخلَ الاسطوانة ، اتجاؤه في اتجاهِ محورها ، ومجالاً دائرياً خارجَ الاسطوانة يكافيُّ المجالَ الناتجَ عن سلكٍ مستقيم .

■ مثال ٤ :

لولبٌ طويلٌ رفيعٌ ، يمكنُ معاملته كلولبٍ لا نهائيٍّ ، يحملُ تياراً شدته ١٠ أ ويحتوي على ٥٠٠٠ لفة لكلِّ مترٍ من طوله . فإذا علمت أنَّ نصفَ قطره ٤ سم ، فما المجالُ المغناطيسيُّ الذي يولِّده بالقربِ من الاسطوانة من داخلها ومن خارجها؟ إنَّ المجالَ المحوريَّ ذو قيمةٍ ثابتةٍ في جميعِ الأماكنِ داخلَ الاسطوانة ، ويعطى بالمعادلةِ ٦٩:١٦ :

$$\text{ب} \quad \mu = \mu_0 n \quad \text{ت} \quad (4 \times 10^{-2} \times 5000) (10) = 0,628 \text{ تس} \\ = 628 \text{ غاوس}$$

أمَّا المجالُ خارجَ الاسطوانة فهو دائريٌّ ، ويعطى مقداره بوضعِ س = نق = ٠,٠٤ م في المعادلةِ ٦٩:١٦ ، أي إنه يساوي :

$$\text{ب} \quad \mu = \frac{(4 \times 10^{-2} \times 5000) (10)}{(2 \times 10^{-2} \times 0,04)} = 0,5 \text{ تس} \\ = 0,5 \text{ غاوس}$$

وبلاحظُ أنَّ مقدارَ ب يتناقصُ عند الانتقالِ من داخلِ الملفِ اللولبيِّ الى خارجِه بعاملٍ يزيدُ على الالف . ولذلك فإنَّ الشائعَ إهمالُ المركبةِ ب_φ لصغرِ قيمتها نسبياً .

لللولب مثالي ، يكون :
ب_{مخرج} >> ب_{داخل}

ويقدمُ الشكلُ ٣٦:١٦ تخطيطاً تصويرياً للمجالِ المغناطيسيِّ للولبِ حقيقيٍّ ، طوله ثمانية أمثالِ نصفِ قطره . وتدُلُّ خطوطُ المجالِ على أنَّ المجالَ قويٌّ ومنتظمٌ تقريباً

في مركز اللولب، وضعيف خارجة. ويقدم الشكل ١٦: ٣٦ (ب) منحنى العلاقة بين B و ϕ على امتداد المحور، علماً بأن نقطة الأصل اختيرت لتكون في مركز الملف. ويبلغ المجال في المركز ٩٧٪ من المقدار $\mu_0 N I$.

مثال ٥ :

ثنائي لولب يحتوي على 2 لفّة في شكل ملف حلقي (الشكل ١٦: ٣٧). ما المجال الذي يولّده؟ لتطبيق قانون أمبير، نختار مساراً دائرياً نصف قطره r ، كما هو مبين في الشكل. فإذا كان $r_1 < r < r_2$ ، حيث r_1 و r_2 هما نصف قطر الملف الحلقي الداخلي والخارجي على التوالي، فإن المساحة المحصورة بالمسار يقطعها 2 من الأسلاك التي تحتوي كل منها على تيار في نفس الاتجاه. ويأخذ قانون أمبير في هذه الحالة الشكل التالي:

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 N I \quad \text{و } \mathbf{B} = B_\phi \hat{\phi}$$

المجال داخل ملف حلقي:
 $B \sim \frac{1}{r}$

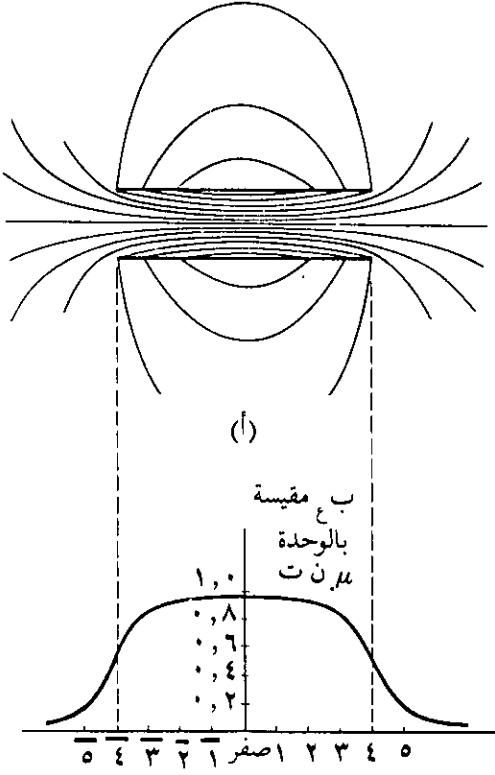
ويساوي التكامل على الطرف الأيمن المقدار 2 ط r ب ϕ . ومن ثم، فإن المجال الدائري داخل الملف الحلقي يساوي:

$$B_\phi = \frac{\mu_0 N I}{2\pi r} \quad (r_1 < r < r_2) \quad \text{ب } \phi \quad (١٦: ٧٠) \dots \dots \dots (٣٧: ٣٧)$$

لاحظ اعتماد المجال على r ، وأن المجال داخل الملف الحلقي لا يكون منتظماً. وإذا اختير نصف قطر المسار r ، المأخوذ حوله التكامل، ليكون أصغر من r_1 أو أكبر من r_2 ، فإن التيار المار في المساحة المحصورة بالمسار يكون صفراً. ولذلك تكون B_ϕ صفراً في أي مكان خارج الملف الحلقي:

$$B_\phi = 0 \quad (r < r_1 \text{ or } r > r_2) \quad \text{ب } \phi = 0 \quad (٣٧: ٧١) \dots \dots \dots (٣٧: ٣٧)$$

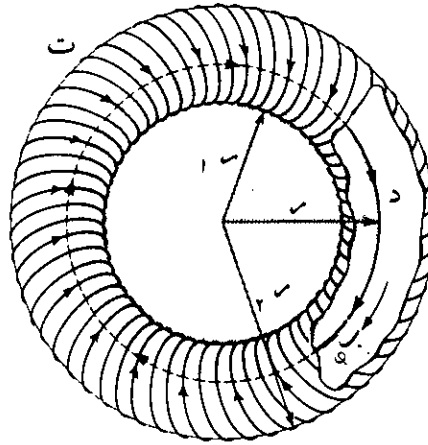
[هل تتوقع أن تكون المركبتان ب_م (النصقراطية) وب_ع (العمودية على الصفحة في الشكل ١٦: ٣٧) خارج الملف الحلقي لا تساويان صفرا؟]



الشكل ٣٦: ١٦: مجال لولب طوله ثمانية أضعاف نصف قطره: (أ) نمط خطوط المجال. (ب) منحنى العلاقة بين ب_ع و ب_م على امتداد محور اللولب. [أخذ الشكل عن سلسلة بيركلي في الفيزياء، المجلد الثاني، الكهرباء والمغناطيسية، تأليف ادوارد بيرسل (نيويورك: دار ماكجرو-هيل للكتب، ١٩٦٤) ويأذن من مركز تطوير التعليم.]

ع: المسافة على امتداد السحور مقيسة بوحدتة نصف قطر الملف (ب)

الشكل ٣٧: ١٦: لولب حلقي: لحساب المجال داخل هذا اللولب يُطبق قانون أمبير على مسار دائري د. كذلك يُستخدم مساران ممثلان نصفاً قطريهما $r_1 < r_2$ و $r_2 < r_3$ لا ثبات أن ب_م = صفر خارج اللولب الحلقي.



١٦ : ٩ تعريف الأمبير : Definition of the Ampere

إنَّ القوةَ بين سلكَينِ حاملَينِ للتيارِ قوةٌ مغناطيسيةٌ «بحثة»، بالرغمِ من أنه لا توجدُ أيةُ مغناطيساتٍ في السلكَينِ. ويمكنُ استخدامُ هذه القوةَ لتعريفِ الأمبير، وذلك بنفسِ الطريقةِ التي استخدمتْ بها القوةُ بين قطبينِ لتعريفِ شدةِ القطبِ. ويبيِّنُ الشكلُ ٣٨ : ١٦ سلكَينِ متوازيينِ يوصلانِ تياراً في نفسِ الاتجاهِ. ويولِّدُ التيارُ ١، المارُّ في السلكِ ١ مجالاً مغناطيسياً B_1 . ويكونُ هذا المجالُ B_1 في موضعِ السلكِ ٢ الذي يبعدُ المسافةَ r عن السلكِ ١ في اتجاهِ رأسيٍّ وإلى الأسفلِ؛ أمّا مقداره فيعطى بقانونِ بيوت - سافارت، المعادلة ١٦ : ٦١ كما يلي :

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d} \quad \text{ب} \quad \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d} = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r} \quad (١٦ : ٦٢)$$

ونتيجةً للمجالِ B_1 ، يتأثَّرُ التيارُ ٢ بقوةٍ تساوي لوحدةِ الطولِ الواحدةِ [المعادلة ١٦ : ٤٣] ما يلي :

$$\frac{dF_2}{ds} = I_2 B_1 \quad \text{ب} \quad \frac{dF_2}{ds} = I_2 B_1 \quad (١٦ : ٧٣)$$

ويكونُ اتجاهُها في اتجاهِ صوبِ السلكِ الآخرِ. وبوضعِ مقدارِ B_1 على الطرفِ الأيسرِ للمعادلةِ ١٦ : ٧٢ في المعادلةِ ١٦ : ٧٣ نحصلُ على :

$$\frac{dF_2}{ds} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{d} \quad \text{ب} \quad \frac{dF_2}{ds} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{d} \quad (١٦ : ٧٤)$$

ويمكنُ باستخدامِ طريقةٍ مماثلةٍ في التفكيرِ استنتاجُ أنَّ السلكِ ١ ينجذبُ نحوَ السلكِ ٢ بقوةٍ تساوي لوحدةِ الطولِ الواحدةِ القوةَ السابقةَ : (إنَّ مبادلةَ أحدِ الرمزَينِ السفليينِ ١ و ٢ بالآخرِ يتركُ صيغةَ القوةِ لوحدةِ الطولِ الواحدةِ على حالِها من دونِ أيِّ تغييرٍ). وتكونُ القوةُ في حالةِ تيارَينِ متضادَينِ الاتجاهِ قوةٌ تنافرٍ لا قوةٌ انجذابٍ.

وتتضمَّنُ المعادلةُ ١٦ : ٧٤ قانوناً أساسياً للقوةِ بين تيارَينِ، كما أنها تقدِّمُ من ناحيةٍ مبدئيةٍ تعريفاً لوحدةِ التيارِ. وإذا ما تذكرنا أنَّ μ_0 يعيَّنُ لها اعتباراً القيمةُ 4×10^{-7} ن/أ، فإنه لذلك يمكنُ تعريفُ الأمبير تعريفاً تجريبياً (عملياتياً) على النحوِ

القوة بين موصلين متوازيين

التالي (وهنا نقتبسُ التعريفَ الذي أقرته اللجنة الدولية للأوزان والمقاييس): «الأمبير هو ذلك التيارُ الثابتُ الذي يَنْتُجُ عنه، عندَ مروره في سلكين موصلين مستقيمين متوازيين غير متناهيين في طوليَّهما ومساحة المقطع العرضي لكلٍّ منهما صغيرة إلى حدِّ الإهمال وموضوعين في الخلاء على بعدٍ مترٍ واحدٍ من بعضهما بعضاً، قوةٌ تساوي 2×10^{-7} نيوتن لكل مترٍ من طوليهما.»

وإنطلاقاً من هذا التعريفِ للأمبير، فإنه يمكنُ تعريفَ وحدةِ المجالِ المغناطيسيِّ بالاستعانةِ بالمعادلةِ ١٦: ٤٣ على سبيل المثال. وتعيَّن وحدتا التيار والزمن معاً وحدةَ الشحنة التي تعرَّف بدورها وحدةُ المجالِ الكهربائي. وتكفي وحداتُ المتر والكيلوغرام والثانية والأمبير لتعريفِ وحدةِ أية كمية كهربائية.

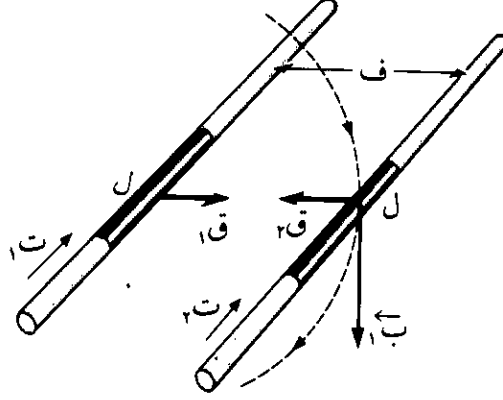
وفي الممارسة العملية، لا يعرفُ الأمبيرُ باستخدامِ سلكين طويلين متوازيين، بلُ يعرفُ باستخدامِ أسلاكٍ في شكلِ ملفاتٍ معلومةِ الشكل والحجم بالضبط. وعلى أية حال، فالمبدأ واحدٌ في الحالين. وعند استخدامِ ترتيبٍ (شكل) هندسيٍّ آخر من الأسلاك، نستبدلُ بالمعادلةِ ١٦: ٧٤ المعادلةَ التالية:

$$\mu = \frac{Q}{L} \quad (\text{عامل هندسي معلوم}) \quad (ت١، ت٢) \dots\dots\dots (١٦: ٧٥)$$

وتظُلُّ القوةُ لكلِّ وحدةِ طولٍ بين السلكين مساويةً لعوامل معلومةٍ مضرورية بحاصل ضرب التيارين. ومن السهلِ بالطبع اتخاذ الإجراءات اللازمة لجعل نفس التيار يمرُّ في الملفين بحيث تكون شكلُ العلاقة النهائية: $Q \sim I$. ويبين الشكل ١٦: ٣٩ «ميزان تيار» موجود في المكتب القومي للمقاييس. وتُنقل القوة المؤثرة في ملفٍّ حاملٍ للتيار إلى إحدى كفتي ميزانٍ حساس، ويستعملُ الميزانُ لقياسِ هذه القوة ومن ثمَّ تعيينِ التيار.

ومن الممكنِ اشتقاقُ أية معادلةٍ، كالمعادلةِ ١٦: ٧٤، من معادلاتٍ أخرى، كما إنه يمكنُ النظرُ إلى أية معادلةٍ على أنها صيغةٌ أساسيةٌ لحقيقةٍ تجريبية. وفي الكهرومغناطيسية، كما في أية نظريةٍ أخرى، فإنَّ كلَّ ما يُطلَب من النظرية هو أن تزودنا

بوصف كافٍ واقتصاديٍّ للظواهر المختلفة وبالقدرة على التنبؤ بظواهر جديدة. فالمعادلات، مثل المفاهيم الفيزيائية، يمكن النظر إليها من عدة جوانب. فتقرير أي المعادلات هي الأساسية وأي المعادلات هي الثانوية أو المشتقة أمر يحدده الذوق والعادة لا المنطق الصارم.



* ١٦ : ١٠ مغناطيسية المادة : Magnetism In Matter

إن الدراسات التي قام بها أندريه ماري أمبير حول التأثيرات المغناطيسية للتيار الكهربائي قادتته الى تقديم اقتراح بأن المغناطيسية كلها، بما في ذلك مغناطيسية المغناطيسات الطبيعية، قد تكون ناشئة عن تيارات. وقد تخيل أمبير تيارات تدور داخل قضيب مغناطيسي ليفسر حقيقة الشبه القائم بين مجال قضيب مغناطيسي ومجال لولب (الشكل ١٦ : ٢٩). وقد أخفقت الجهود المبذولة للكشف عن مثل هذه التيارات، إلا أنه، في غياب أقطاب مغناطيسية يمكن عزلها، لم تكن هنالك نظرية للمغناطيسية تفضل نظرية أمبير هذه. وكان على العلماء أن يفترضوا أن هنالك عرى تيارية مجهرية موجودة داخل المادة تعمل على انتاج مجال مغناطيسي دائم.

وقد مضى قرن من الزمان تقريباً قبل أن أمكن التحقق من فرضية أمبير. فحسب النظرية الذرية الحديثة تدور الإلكترونات داخل كل ذرة في مدارات قطرها ١٠^{-١٠} متراً أو أقل من ذلك. وبالإضافة الى ذلك فإن كل الكترون يرم (يعزل) حول محوره الخاص

به، وهذا مظهر آخر، على نطاق أصغر، للشحنة المتحركة. ونتيجة لهذه الحركات الدورانية للشحنة داخل كل ذرة، فإنه لا تخلو أية مادة عن بعض الخواص المغناطيسية. ومع ذلك ففي معظم المواد تتجه العرى التيارية الفردية عشوائياً في جميع الاتجاهات، ومن ثم تلغي المجالات المغناطيسية المتولدة منها بعضها بعضاً، بدون أن تترك تأثيراً مغناطيسياً يُحس بالمقاييس الكبيرة.

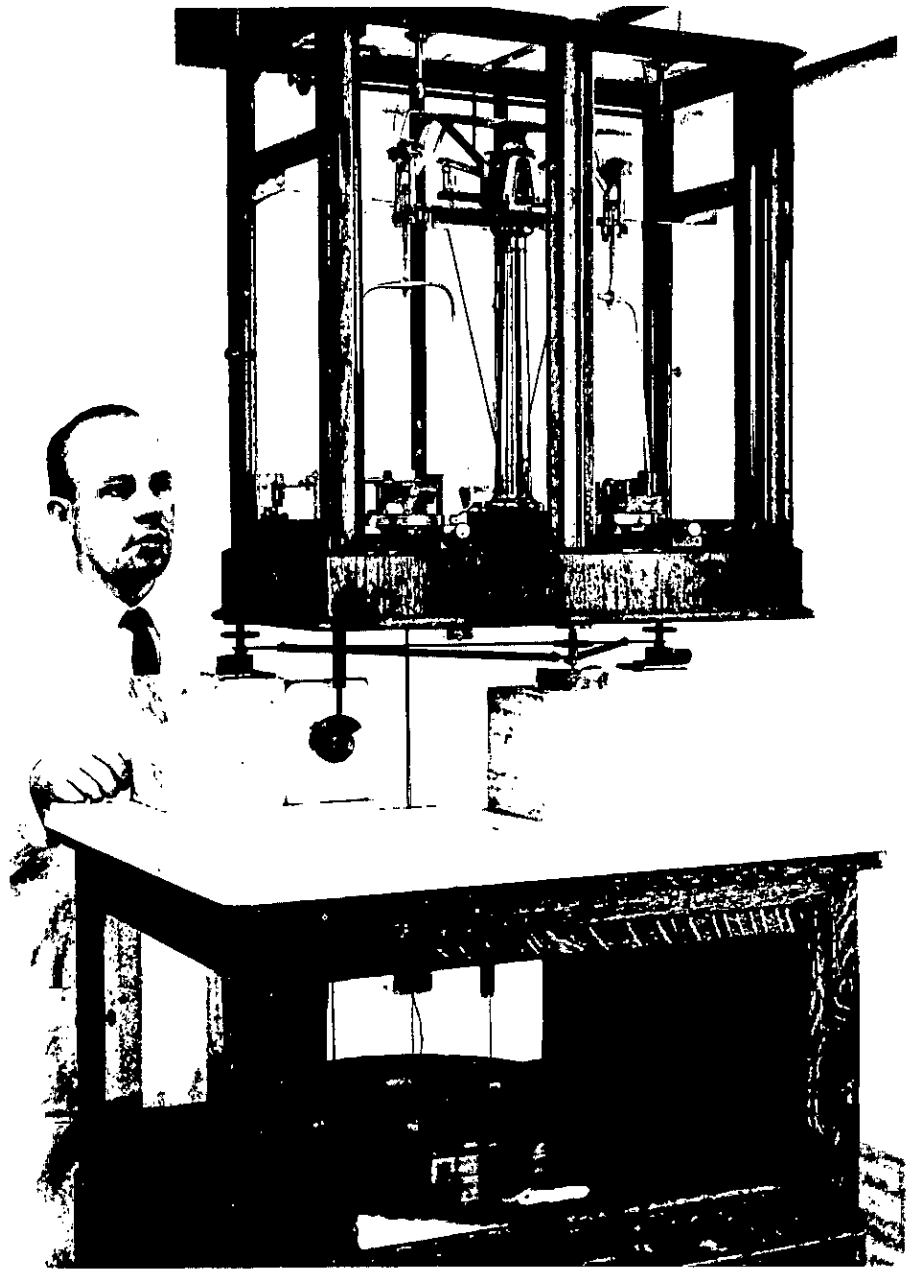
وتصنف معظم المواد في واحد من الأنواع المغناطيسية الثلاثة التالية:

ثلاثة أنواع من المواد المغناطيسية

١ - مواد ديامغناطيسية Diamagnetic Materials : وفي هذه المواد (التي يُعد الماء وملح الطعام أمثلة عليها)، تلغي التأثيرات المغناطيسية لكل من الحركتين المدارية والغزلية على حدة بعضها بعضاً داخل كل جزيء أو أيون. ويمكن استحثاث عزوم ثناطبية صغيرة في هذه المواد بمجالات خارجية. وتعمل الثناطبيات المستحثة على إضعاف المجال المؤثر بشكل طفيف. وتتنافر المادة الديامغناطيسية بشكل ضعيف مع المغناطيسات الاعتيادية.

٢ - مواد بارامغناطيسية Paramagnetic Materials : وفي هذه المواد (التي منها الأوكسجين والألومنيوم)، يمتلك كل جزيء أو أيون عزماً ثناطبياً مغناطيسياً دائماً، وهذه العزوم يكون اتجاهها في العادة عشوائياً. وعند اخضاعها لتأثير مجال مغناطيسي، تترتب الثناطبيات المغناطيسية بشكل جزئي، وتعمل بذلك على تقوية المجال المؤثر قليلاً. وتنجذب المادة البارامغناطيسية بشكل ضعيف الى المغناطيسات العادية.

٣ - مواد فرومغناطيسية Ferromagnetic Materials : وفي هذه المواد (التي منها الحديد والنيكل)، تكون طبيعة التفاعل بين الذرات المتجاورة بشكل يؤدي الى تصفيف أغزال الالكترونات تلقائياً في الكثير من الذرات التي تشكل لذلك حقلاً خاصاً بها. إن كل حقل هو بمثابة مغناطيس دائم صغير وقوي. وفي العادة، تكون اتجاهات هذه الحقول عشوائية. وعند اخضاعها لتأثير مجال مغناطيسي ترتب



الشكل ١٦: ٣٩: ميزان التيار الموجود في المكتب القومي للمقاييس: يسري نفس التيار في ملف خارجي ثابت وملف داخلي متحرك (قرب أسفل الصورة). ويُستخدم الميزان لقياس القوة المؤثرة في الملف الداخلي. ويرتبط التيار، مقيساً بالأمبير، مع القوة، مقيساً بالنيوتن، بالمعادلة: $ق = \mu$ (عامل هندسي معلوم) (ت^١). وهذا التعبير الصعب لا يتم الا في حالات نادرة. أما في الحياة العملية، فتوفر بعض الخلايا الكيميائية والمقاومات التي يحتفظ بها المكتب القومي للمقاييس معايير ثانوية للقياسات الكهربائية. (اخذت هذه الصورة بإذن المكتب القومي للمقاييس في الولايات المتحدة الأمريكية.)

الحقول نفسها جزئياً وتزيد شدة المجال المؤثر بشكل كبير. وتنجذب المادة
الفرّومغناطيسية بشدة إلى المغناطيسات العادية.

وتنطبق المناقشة التالية على المواد البارامغناطيسية والفرّومغناطيسية (كما تصحّ،
بعد إجراء تغيير طفيف في الصياغة، على المواد الديامغناطيسية). وهنا نتغاضى عن
خاصية فرّومغناطيسية معقدة تتعلق بإمكان تغيير عينة من مادة فرّومغناطيسية بشكل دائم
من خلال تاريخها المغناطيسي. فإذا أبعد المجال المغناطيسي المؤثر عنها، على
سبيل المثال، فإن العينة الفرّومغناطيسية قد تحتفظ ببعض المغناطيسية الدائمة إلا أنها
لا تعود إلى حالتها السابقة*.

لنأخذ اسطوانة رفيعة من مادة مغناطيسية ولنضعها في مجال مغناطيسي
منتظم ب. (الشكل ١٦ : ٤٠). ان الاصطفاف الجزئي للثناقطيات أو للحقول
داخل المادة يقوّي المجال المؤثر، ولذا يكون المجال الصافي في المادة كما يلي :

$$B_{\text{صافي}} = B + B_{\text{مستحث}} \quad (٧٦ : ١٦)$$

ينشأ المجال المستحث عن
المغناطيسية الذرية

وينبغي أن تُفسّر الكميتان $B_{\text{صافي}}$ و $B_{\text{مستحث}}$ على أنهما المتوسطان المكانيان
المأخوذان على مناطق تحوي الكثير من الثناقطيات أو الحقول. ويمكن أن نفسّر
المجال المستحث بافتراض تيار سطحي وهمي لا مقيد (A/m) على نحو يشبه كثيراً
التصور الأصليّ لأمبير. أمّا عملية الاصطفاف المغناطيسي «الفعلي» داخل المادة فيمكن
محاكاة تأثيرها بالأداة الاصطناعية (الزائفة) المسماة بالتيار السطحي المقيد. ويرتبط
المجال المستحث بالتيار الوهمي، عندما تكون العينة على شكل قضيب رفيع طويل،
على النحو التالي :

$$B_{\text{مستحث}} = \mu_0 \cdot I_{\text{مقيد}} \quad (٧٧ : ١٦)$$

(وتترتب هذه النتيجة على المعادلة ١٦ : ٦٩ للولب لا نهائي.)

* Joseph J: Becker, "Permanent Magnets", *Scientific American*, Dec. 1970.

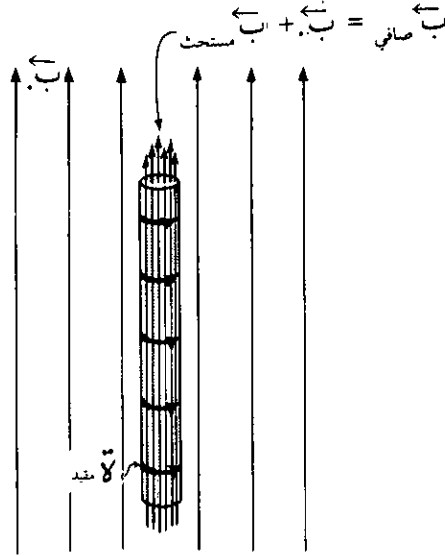
وثمة معلمة أخرى (بارامتر) تهمنا، وهي مقدار العامل الذي تُغيّر به المادة المغناطيسية المجال. ويدعى هذا البارامتر بالنفاذية Permeability ، ويعرّف بالمعادلة التالية :

تعريف النفاذية

$$k_m = \frac{B_{\text{صافي}}}{B} + \dots \dots \dots (١٦: ٧٨)$$

إن قيمة k_m لمادة بارامغناطيسية مثالية ثابتة، وأكبر قليلاً من ١. أما لمادة ديامغناطيسية فإن قيمته أقل قليلاً من ١. وفي العادة تُعرّف المتأثرية المغناطيسية χ_m susceptibility لمثل هذه المواد بالمعادلة التالية :

$$\chi_m = k_m - 1 \dots \dots \dots (١٦: ٧٩)$$



الشكل ١٦: ٤٠ : يعزّز المجال داخل قضيب رفيع من مادة فرومغناطيسية نتيجة للاصطفاف الجزئي للحقول المغناطيسية داخل المادة. ويمكن أن يعزى هذا المجال، أي $B_{\text{مستحث}}$ ، أيضاً الى تيار سطحي وهمي: لا مبد.

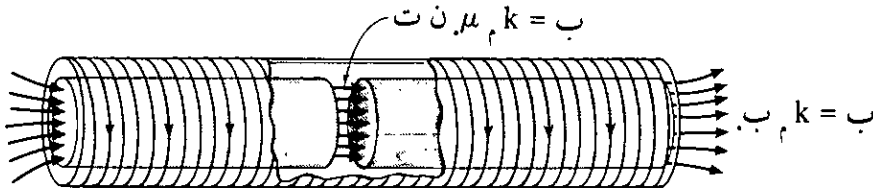
وأما النفاذية k_m لمادة فرومغناطيسية فهي أكبر بكثير من ١، وهي ثابتة تقريباً للمجالات الضعيفة B . وتزيد بعض الشيء بزيادة B ، لكنها تنقص دائماً بشكل ملحوظ عندما

+ من الواضح أن هذه الكمية لا بُعد لها. وفي بعض الأحيان، تُعرف كمية بُعدية μ : $k_m = \mu$ بطلق عليها أيضاً النفاذية. ومما يزيد الإرباك أن الرمز μ كثيراً ما يُستخدم بدلاً من k_m للدلالة على النفاذية اللابعدية.

* هنالك تعاريف أخرى للمتأثرية المغناطيسية شائعة الاستعمال أيضاً. وفي بعض الكتب تعطى المتأثرية المولية Molar susceptibility χ_m بوحدات سنثية. وترتبط المتأثرية المستخدمة هنا مع χ_m بالمعادلة:

$\chi_m = (\rho / \rho) \text{ و } \chi_m$ حيث ρ هي كثافة المادة بالغرام/ سنتيمتر³ و(ج) هو وزنها الجزيئي.

يصبح ب. كبيراً. ويقدم الجدول ١٦ : ١ قائمة بقيم النفاذية والمتأثرية لبعض المواد عند تعرضها لمجالات ضعيفة.



الشكل ١٦ : ٤١ : يكون مقدار المجال المغناطيسي داخل فجوة في قلب حديدي موضوع في لولب أوقرب نهايتي اللولب أكبر من قيمته في حالة عدم وجود قلب حديدي في اللولب، وذلك بعامل يبلغ k .

الجدول ١٦ : ١ : النفاذية k والمتأثرية X لبعض المواد:
(القيم المذكورة هنا تصح للمواد المذكورة في الظروف المعيارية لدرجة الحرارة والضغط وفي مجال مغناطيسي ضعيف.)

النفاذية	المادة
$k = 1 + X$	
<u>ديا مغناطيسية</u>	
$1 - 97 \times 10^{-6}$	نحاس (Cu)
$1 - 345 \times 10^{-6}$	ذهب (Au)
$1 - 141 \times 10^{-6}$	كلوريد الصوديوم (NaCl)
$1 - 91 \times 10^{-6}$	الماء (H ₂ O)
<u>بارامغناطيسية</u>	
$1 + 207 \times 10^{-6}$	المنيوم (Al)
$1 + 118 \times 10^{-6}$	مغنيسيوم (Mg)
$1 + 194 \times 10^{-6}$	أوكسجين (O ₂)
$1 + 85 \times 10^{-6}$	صوديوم (Na)

(Mo %٢ Fe %١٧ Ni %٨١) ١٢٥

الحديد (أكثر من ٩٩.٩% Fe) من ٢٠٠ إلى ٥٠٠٠ †

(Mn %٠.٣ Mo %٤ Fe %١٦ Ni %٧٩) ٢٠٠٠٠

(Mn %٠.٣ Mo %٥ Fe %١٥ Ni %٧٩) ١٠٠٠٠٠

* المغناطيس ذو القلب الحديدي : Iron - Core Magnet

إذا أدخل قضيب حديدي (أو قضيب من مادة أخرى فرومغناطيسية) في لولب، فإن تأثيره يظهر في زيادة المجال بشكل بارز. وإذا تخيلنا وجود فجوة صغيرة في القضيب، داخل عمق اللولب (الشكل ١٦: ٤١)، فإن مقدار المجال بـ المقيس داخل الفجوة يكون:

$$B = \kappa_m \mu_0 n I \quad (١٦: ٨٠)$$

وهذا المقدار أكبر من مقدار المجال بغياب قلب الحديد بعدد من المرات يساوي κ_m . لاحظ هنا أن هذه التقوية «تقاس» في الهواء، مع أنها قد نشأت عن قلب الحديد. والمغناطيس الاعتيادي الذي يستعمل في المختبر عبارة عن مغناطيس ذي فجوة هوائية، له خطوط مجال مغناطيسي تقطع المنطقة التي يراد اجراء التجارب العملية فيها من أحد وجهي قطبيه الحديديين الى الآخر. وفي حالة اللولب المبين في الشكل ١٦: ٤١، فإن التقوية بالعامل κ_m تصح أيضاً عند طرف اللولب. ويكون في الجوار القريب من طرف القضيب:

$$B = \kappa_m B$$

* تُعرف السبائك الخاصة لا بتركيبها فقط، وإنما أيضاً بالوصفات الخاصة بصنعها.

+ تتفاوت نفاذية الحديد (والمواد الأخرى) بشكل كبير تبعاً لأنواع الشوائب الموجودة منها ولطريقة التصنيع.

حيث ب. هو المجال عند طرف اللولب في حالة عدم وجود مادة فرومغناطيسية فيه .

وبالرغم من أن عاملاً واحداً k_m يكفي لوصف الخواص الجاهرية للفرومغناطيسات، إلا أن النظرية الذرية المفسرة لهذه الخواص معقدة ودقيقة وتتطلب الكثير من التفاصيل. ولعل أروع حقيقة عن الفرومغناطيسية أنها تنشأ عن الحركة الغزلية للالكترونات. ولم يكن من الممكن حتى لأمبر توقع هذه الحقيقة قبل تطور النظرية الذرية الحديثة. وثمة ميل طبيعي للتعزيز الذاتي للمغناطيسية الذرية في حالة المواد القليلة التي تنخفض طاقتها عندما تصنف أغزأ الالكترونات نفسها في اتجاهات متوازية. وقد ثبت الآن أن الجسيمات الأولية الغازلة التي تخضع لقوانين الميكانيك الكوانتي تفسر خواص الحجرة المغناطيسية التي اكتشفها القدامى .

١٦ : ١١ خلاصة بقوانين الكهرومغناطيسية :

Summary of Electromagnetic Laws

تقوم النظرية الكهرومغناطيسية على بعض المفاهيم «القديمة» المأخوذة من الميكانيك - أي مفاهيم الطول والزمن والقوة والطاقة. وقد أضيف إلى هذه المفاهيم ثلاثة مفاهيم أخرى، جديدة، «خاصة» بالكهرومغناطيسية، وهي مفاهيم الشحنة والمجال الكهربائي والمجال المغناطيسي. وثمة مفهوم رابع - مفهوم شدة القطب المغناطيسي - يقبع وراء الكواليس في انتظار ظهور الحاجة اليه. وليست مجموعة القوانين التي قدّمت في هذا الفصل والفصل السابق الا محاولة لضّم هذه المفاهيم الجديدة بعضها الى بعض، وربطها مع الكميات الميكانيكية. ومن الطرق المناسبة لسرد قوانين الكهرومغناطيسية الطريقة التي تستخدم المثلث ش - م - ب $\vec{q} \cdot \vec{E} \cdot \vec{B}$ كما في الشكل ١٦ : ٤٢. فكل كمية من الكميات الكهرومغناطيسية الثلاث : الشحنة ش (q) والمجال الكهربائي $\vec{E}$ والمجال المغناطيسي $\vec{B}$ (قادرة على التأثير في الكميتين الآخرين. ويترافق مع كل سهم من الأسهم الستة المبينة في الشكل ١٦ : ٤٢ قانون أساسي من قوانين الكهرومغناطيسية. فالسهم من ش الى ب يدل على

ثلاثة مفاهيم جديدة : ش وب وم

۱. ش ← م :

بالرموز: $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q\vec{r}}{r^2}$ $\frac{\frac{1}{\text{ش ف}}}{\frac{1}{\text{ط 3}}}$

(۳۶:۱۵) $\left[\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \right] \quad \frac{\vec{S}}{S} = \frac{\vec{r}}{r} \cdot \frac{1}{r^2} d\vec{r}$

بالرموز: $\vec{Q} = \vec{q} \cdot \vec{E}$ (١٨:١٥)

بالمروء: $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \vec{v} \times \vec{r}}{r^2}$... (٥٦:١٦)

$$(07:17) \quad \therefore \left[dB = \frac{\mu_0 I ds \times i_r}{4\pi r^2} \right] \frac{\hat{r} \times \vec{J} ds}{r} \cdot \frac{\mu}{\mu_0} = \vec{B}$$
$$(73:16) \dots\dots\dots \left[\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I \right] \quad \text{ت.م} = \text{ج.س.} \quad \text{ب.ف.}$$

— ६६३ —

٤ . $\vec{B} \leftarrow \vec{S}$:

بالكلمات : يؤثر المجال المغناطيسي بقوة في الشحنة المتحركة أو في التيار الكهربائي .

بالرموز : $\vec{C} = \vec{S} \times \vec{B}$ $\left[\vec{F} = q' \vec{v} \times \vec{B} \right]$ (٢٧:١٦)

$\vec{C} = \vec{I} \times \vec{B}$ $\left[d\vec{F} = I' d\vec{s} \times \vec{B} \right]$ (٤٣:١٦)

٥ . $\vec{B} \leftarrow \vec{M}$:

بالكلمات : يُؤلّد المجال المغناطيسي المتغير مجالاً كهربائياً .

٦ . $\vec{M} \leftarrow \vec{B}$:

بالكلمات : يُولّد المجال الكهربائي المتغير مجالاً مغناطيسياً . وستقدّم الصيغتان الكميّتان للقانونين ٥ و ٦ في الفصل التالي . وثمة زوجان من القوانين خارج المثلث : $\vec{S} - \vec{M}$ - $\vec{B}$ يتطلبان أن نشير إليهما بشكل صريح . وهما يتعلقان بالخواص الذاتية للشحنة وشدة القطب .

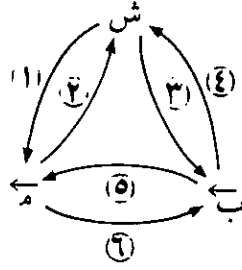
٧ . حفظ الشحنة :

الشحنة الكلية في نظام معزول تظل ثابتة لا تتغير . وبتعبير آخر : في أي حدث معزول ، تكون الشحنة الكلية بعد الحدث مساوية تماماً للشحنة الكلية قبل الحدث .

٨ . حفظ شدة القطب :

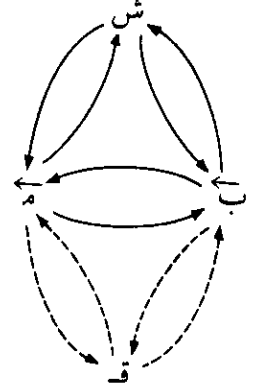
شدة القطب الكلية في أي نظام ثابتة وتساوي صفراً . ويتضمن هذا القانون وجود قانون آخر مكافئ لقانون غاوس :

$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$ $\vec{B} \cdot \vec{S} = 0$ (٢٣:١٦)



الشكل ١٦: ٤٢: يساعده المثلث
ش - م - ب [q-E-B] على تذكر القوانين
الاساسية التي تربط بين مفاهيم الشحنة
والمجال الكهربائي والمجال المغناطيسي.

الشكل ١٦: ٤٣: إذا ثبت أن شدة القطب
كينونة حقيقية فسوف يكون هنالك مزيد من
الروابط بين المفاهيم.



وإذا ثبت أن الأقطاب المغناطيسية حقيقة واقعة، وليس مجرد وهم، فسوف تكون
هنالك حاجة إلى تغيير المثلث ش - م - ب ليصبح مُعَيَّنًا، وسوف تظهر أربع روابط
جديدة (الشكل ١٦: ٤٣). ويعطى المجال المغناطيسي المتولد عن قطب بالمعادلة
التالية:

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{q}{r^2} \hat{r} \quad \left[\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{P_i}{r^2} \right] \quad (٦: ١٦)$$

وتعطى القوة المغناطيسية والمؤثرة في قطب بما يلي:

$$\vec{F} = q \vec{B} \quad \left[\vec{F} = P' \vec{B} \right] \quad (٧: ١٦)$$

ويولد القطب المتحرك مجالاً كهربائياً يُعطى بالمعادلة التالية:

$$\vec{E} = - \frac{\mu}{4\pi} \frac{q \vec{v} \times \hat{r}}{r^2} \quad \left[\vec{E} = - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{P' \vec{v} \times \hat{r}}{r^2} \right] \quad (٨: ١٦)$$

القوانين الجديدة عند ثبوت وجود
الأقطاب المغناطيسية

وأخيراً، يتأثر القطب المغناطيسي الذي يتحرك في مجال كهربائي بقوة كهربائية هي:

$$\vec{F} = - \mu_0 \epsilon_0 P' \vec{v} \times \vec{E} \quad \vec{F} = - \mu_0 \epsilon_0 P' \vec{v} \times \vec{E} \quad (٨٢: ١٦)$$

إنَّ الشبه بين هاتين المعادلتين الأخيرتين والمعادلتين ٣٦:١٦ و ٧:١٦ أمرٌ واضح .
وفي وسعنا تعريفُ تيارٍ مغناطيسيٍّ ، بيدَ أننا لن نتابعَ هذه الفكرةَ هنا .

إنَّ أوَّلَ خلاصةٍ كاملةٍ بقوانينِ الكهرومغناطيسيةِ قدَّمها ماكسويل عامَ ١٨٦٢ . وفيما
بعد ، قام أوليفر هفيسايد وهنريخ هرتز Oliver Heaviside and Heinrich Hertz بوضعِ
نظريةِ ماكسويل في الشكلِ الرياضيِّ الدقيقِ الرائع الذي ما نزال نستخدمُه في أيامنا
هذه . وتحتوي معادلاتُ* هفيسايد وهرتز التي هي أربعٌ على مجالاتٍ كهربائيةٍ
ومغناطيسيةٍ وشحنةٍ ، ولا تحتوي على أيِّ شيءٍ آخرَ عدا متغيَّري الزمانِ والمكان . وتجدُ
هذه المعادلاتُ ملخصةً في الجزء ١٧ : ٥ .

لقد انبثقت من هذه المفاهيم الجديدة الثلاثة ، ومن بعضِ القوانينِ الأساسية ، تَقْنِيَةٌ
واسعةُ الانتشارِ وقويَّةُ الصلةِ بحياتنا الحديثة ، حتى إننا لا نكادُ نقدِّرُ أن نتخيَّلَ مجتمعاً
متحضراً من دونِ أن تعمَّه الكهرومغناطيسية ، بالرغمِ من أن مثلَ هذا المجتمع لم يمْرُ
عليه أكثرُ من قرنٍ من الزمان . وفي الفصلِ التالي سنطوِّرُ أوجهَ النظريةِ المتعلقةِ
بالمجالاتِ المتغيرةِ مع الزمن . فظواهرُ التَّغْيِيرِ هذه هي التي فسَّرت لنا الضوء ، وعمَّقت
فهمنا لوحدةِ الكهرومغناطيسية ، وهي التي أرفدتنا بتطبيقاتٍ هندسيةٍ .

* يُسمَّى الفيزيائيون عادةً هذه المعادلاتِ «بمعادلاتِ ماكسويل» ، بدافعِ من تكريمِ ماكسويل على إنجازاته العظيمة ،
وليس من بابِ الدقةِ التاريخية . وسنلتزمُ في الأجزاءِ التاليةِ من هذا الكتابِ بهذه التسميةِ الراسخة .

خلاصة الأفكار والتعاريف:

(تخلو هذه الخلاصة من القوانين والمعادلات الملخصة في الجزء ١٦ : ١١).

- تنشأ المغناطيسية عن شحنة في حركة، وقد تنشأ أيضاً عن أقطاب مغناطيسية حرة، الا أنه لم يُعثر بعد على مثل هذه الأقطاب في الطبيعة.
- الأقطاب المغناطيسية تخيلات ملائمة، ويعمل طرف المغناطيس الطويل مثل قطب مفرد تقريباً.
- إن طرف البوصلة الباحث عن الشمال هو قطب شمالي، شدة قطبه موجبة، أما الطرف الآخر فهو قطب جنوبي، شدة قطبه سالبة.
- تخضع الأقطاب لقانون تجاذب وتنافر مماثل لقانون كولوم (المعادلة ١٦ : ٢).
- يُختار ثابت النفاذية الذي يظهر في القوانين المغناطيسية اعتباطاً لتكون له القيمة العددية المضبوطة التالية: $\mu = 4 \pi \times 10^{-7} \text{ ن/أ}^2$.
- المجال المغناطيسي كمية متجهة محورية تقاس بالتسلا، أو بالفير لكل متر مربع. ويمكن تعريفه إما (١) بالقوة المؤثرة في قطب (المعادلة ١٦ : ٧)، أو (٢) بالقوة المؤثرة في شحنة متحركة (المعادلة ١٦ : ٢٧)، أو (٣) بالقوة المؤثرة في تيار (المعادلة ١٦ : ٤٣)، [أو (٤) بتأثيره في استحثاث قوة دافعة كهربائية (المعادلة ١٧ : ١)].
- تخضع المجالات المغناطيسية والكهربائية لقانون آلتراكب.
- كثافة الطاقة المخزونة في المجال المغناطيسي هي:
$$u = \frac{1}{2\mu} B^2$$
 (١٦ : ٢٤)
$$\left[u = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right]$$
- تبدأ خطوط المجال المغناطيسي بالأقطاب، وتنتهي فيها. وفي غياب الأقطاب

المغناطيسية، لا تكون لخطوط المجال بداية أو نهاية.

□ يمتلك القطبان Q و $-Q$ ،

المفصولان عن بعضهما بعضاً بمسافة L ، عزمًا ثنائيًا مغناطيسيًا:

$\vec{Q} = P \vec{L} = \vec{\mu}$. وللتيارات الذي يمر في عروة مساحتها $\vec{C}$ عزم مغناطيسي $\vec{\mu} = I \vec{C}$ (المعادلتان ١٦: ١٦ و ١٦: ٤٩).

□ يُعطى عزم التدوير المؤثر في عزم

مغناطيسي بالمعادلة $\vec{\mu} \times \vec{B}$

$[T = \mu \times B]$ ، وتعطى طاقة

الوضع للعزم المغناطيسي

بالمعادلة: $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$

$$[U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}]$$

(المعادلتان ١٦: ١٤ و ١٦: ١٦).

□ يرتبط العزم المغناطيسي لشحنة

دوّارة مع زخمها الزاوي بالمعادلة:

$$\vec{\mu} = \left(\frac{q\hbar}{2m} \right) \vec{L}$$

(المعادلة ١٦: ٥٤).

□ أدت الاكتشافات الرئيسة في الفترة

ما بين ١٨٢٠ و ١٨٦٠، وبخاصة

اكتشافات اورستد وأمبير وفارادي

وماكسويل، إلى دمج الكهرباء

والمغناطيسية معاً، وإلى ظهور

النظرية الكهرومغناطيسية للضوء.

□ إذا ولدت الشحنة المتحركة مجالاً

مغناطيسياً فإنها بموجب قانون

نيوتن الثالث يجب أن تتأثر أيضاً بقوة

عند وجودها في مجال مغناطيسي.

□ يؤدي الحرف المغناطيسي إلى حجز

الجسيمات في حزام فان آلن

الاشعاعي وفي السيكلوترون

والسينكروترون، وحقن مسارات

الجسيمات في غرف النفايع،

وهو يوجه الإلكترونات في انبوب

التلفزيون، ويمكن استخدامه في

قياس نسبة شحنة الجسيمات إلى

كتلتها.

□ يُعبّر عن تكافؤ الشحنة المتحركة

والتيار على النحو التالي:

$$\vec{I} = \frac{q}{2\pi r} \vec{L}$$

$$[qv \leftrightarrow I ds]$$

□ يُعطى المجال المغناطيسي على

محور عروة تيارية بالمعادلة

(١٦: ٥٨).

□ يُعطى المجال المغناطيسي على بعد

س من سلكٍ مستقيمٍ حاملٍ للتيار

بالمعادلة ١٦: ٦١:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

(قانون بيوت وسافارت). وينطبق

القانون نفسه على أية نقطة خارج

لولبٍ لا نهائي.

□ يعطى المجال المغناطيسي داخل

لولبٍ لا نهائي بالمعادلة:

$$B = \mu_0 n I$$

$$[B = \mu_0 n I]$$

□ التيارات المتوازية تتجاذب،

والتيارات المتضادة تتنافر.

□ تستخدم القوة بين ملفين حاملين

للتيار في تعريف الأمبير.

□ تضعف المواد السديامغناطيسية

المجال المغناطيسي المؤثر فيها

بشكلٍ قليل، بينما تقوي المواد

البارامغناطيسية المجال المغناطيسي

المؤثر بشكلٍ قليل. وأما المواد

الفرّومغناطيسية فإنها تقوي المجال

المؤثر بشكلٍ كبير.

□ تزيد شدة المغناطيس ذي القلب

الحديدي على شدة المغناطيس

ذي القلب الهوائي الذي له نفس

التصميم بعامل مقداره K_m ،

أي بمقدار نفاذية الحديد.

الأسئلة:

الجزء ١: ١٦

س ١: ١٦ وضع جسيم موجب الشحنة في منتصف المسافة بين قطب شمالي

لمغناطيس ساكن وقطب جنوبي لمغناطيس آخر ساكن. بأي اتجاه

سيتحرك الجسيم؟

س ٢: ١٦

هل القوة التي يؤثر بها قطب مغناطيسي ساكن في قطب مغناطيسي آخر

ساكن قوة مركزية؟ هل هي قوة محافظة؟

الجزء ٢: ١٦

س ٣: ١٦ يقال في داخل غرفة مختبر ما إن هنالك مجالاً مغناطيسياً، ولا يقال إن

هنالك مجالاً كهربائياً. ما التجارب التي يمكن إجراؤها باستخدام

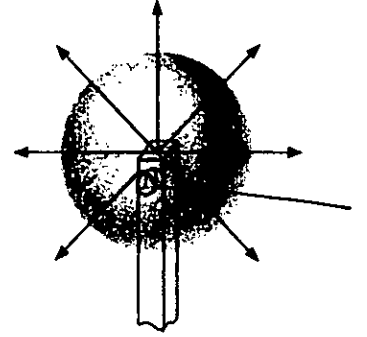
مغناطيسات و/أو جسيمات مشحونة للتحقق من صحة هذا الزعم؟

س١٦: ٤ بُطَيء قطب مغناطيسيٍّ أحاديٍّ افتراضيٍّ موجودٍ في الأشعة الكونية إلى السرعة الحرارية في أعلى الغلاف الجوي . ناقش حركته اللاحقة .

س١٦: ٥ يُبين الشكل المجاور سطحاً غاوسياً يحدُّ نهايتي مغناطيسٍ طويل . كيف يمكن التوفيق بين هذا الشكل والمعادلة ٢٣: ١٦ التي تتطلب ان لا يقطع السطح المغلق أي دقي مغناطيسيٍّ صافٍ؟

س١٦: ٦ يؤثر في مغناطيسٍ مشحونٍ كهربائياً في وقتٍ واحدٍ مجالات كهربائية ومغناطيسية وجاذبية . اقترح طرقاً للتمييز بين هذه التأثيرات الثلاثة .

س١٦: ٧ عكس المغناطيس المبين في الشكل ٩: ١٦ بحيث أصبح قطبه الجنوبي أقرب إلى الملف، ثم سحب المغناطيس إلى الأعلى بعيداً عن الملف . ما اتجاه التيار التحريضي (المستحث) الناتج عند سحب المغناطيس إلى الأعلى؟



الجزء ٣: ١٦

س١٦: ٨ في الشكل ١٠: ١٦، (أ) أغلق المفتاح، ثم (ب) ترك مغلقاً لبعض

الوقت، ثم (ج) فتح . صف فعل المقياس المربوط بالملف السفلي

س١٦: ٩ صف تجربة واحدة تدعم الفرضية القائلة أن التيار الكهربائي يكافؤ شحنة

متحركة . هل كان من الممكن إجراء هذه التجربة في النصف الأول من

القرن التاسع عشر (عندما كانت البطاريات متوفرة وحُزم الجسيمات

المشحونة غير متوفرة)؟

س١٦: ١٠ (١) يتحرك جسيم معلوم الشحنة بسرعة معلومة خلال منطقة فيها مجال

مغناطيسي . هل يكفي قياس واحد للقوة لتعيين المجال المغناطيسي؟

فسر اجابتك . (٢) إذا وجد الجسيم نفسه في منطقة فيها مجال كهربائي ،

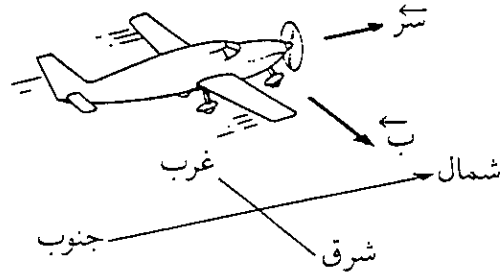
فهل يكفي قياس واحد للقوة لتعيين المجال الكهربائي؟ افترض في كلا

الحالتين أن هنالك مجالاً واحداً فقط لا يساوي صفراً .

الجزء ٤: ١٦

س١٦: ١١ (١) ارسم خطوط المجال المغناطيسي المحيطة بقطب مغناطيسي مفرد افتراضي (اي معزول عما حوله). (٢) ناقش حركة جسيم مشحون بدأ بالحركة مباشرة صوب قطب ثابت. (٣) هل هنالك أي شروط ابتدائية تُقدر الجسيم المشحون على أن يتحرك في مدار دائري في مجال القطب الثابت؟ علل اجابتك؟

س١٦: ١٢ تطير طائرة باتجاه الشمال وجناحها متعامدان مع خطوط المجال المغناطيسي الأرضي المائلة الى الاسفل، كما يبين ذلك الشكل المجاور. (١) ما اتجاه القوة المغناطيسية المؤثرة في الكترون في جناح الطائرة المعدني؟ (٢) ما اتجاه التيار التحريضي (التيار الاصطلاحي)؟ (٣) لماذا يتدفق هذا التيار التحريضي لزمن محدود فقط ثم يتوقف؟



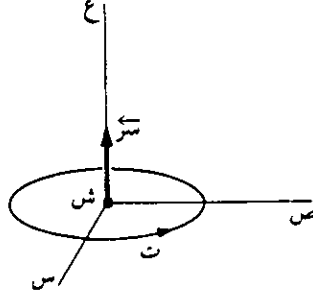
س١٦: ١٣ هل القوة كمية متجهة قطبية أم محورية؟ اثبت أن اجابتك تتوافق مع المعادلتين ١٨: ١٥ و ٢٧: ١٦.

الجزء ١٦: ٦

س١٦: ١٤ تصوّر كرة وهمية نصف قطرها ثابت نق تتمركز عند جسيم مشحون متحرك. (١) عند أية نقطة (نقاط) على سطح الكرة يكون للمجال المغناطيسي أقصى شدة؟ (٢) عند أية نقطة (نقاط)، إن وجدت، يكون المجال المغناطيسي صفراً؟ (٣) أجب عن هذين السؤالين للمجال الكهربائي اذا كانت سرعة الجسيم صغيرة بالمقارنة مع سرعة الضوء.

س١٦:١٥ هل هنالك موضع يكون عنده المجال المغناطيسي المتولد من شحنة متحركة موازياً لسرعة الشحنة؟

س١٦:١٦ يتحرك جسيم موجب الشحنة الى الأعلى على امتداد المحور ع (Z) ويمر بمركز عروة سلك دائرية حاملة للتيار واقعة في المستوى س ص، كما يبين ذلك الشكل المجاور. ناقش القوى المؤثرة في الجسيم وفي العروة.



س١٦:١٧ يُغلق مفتاح دائرة كهربائية فيتدفق تيار الى الأعلى، كما في الشكل، في سلك رفيع مرين موازٍ لقضيب مغناطيسي قوي. (١) ما الشكل الذي يأخذه السلك نتيجة للقوى المغناطيسية المؤثرة فيه؟ (٢) في اللحظة الأولى التي يتدفق فيها التيار، وقبل أن يتغير شكل السلك، هل هناك أية قوة صافية تؤثر في المغناطيس؟ وإذا كان الأمر كذلك، فما اتجاهها؟ (٣) عند هذه اللحظة، ماذا يكون اتجاه عزم التدوير الكلي المؤثر في المغناطيس؟



س١٦:١٨ (١) اذا كان التيار المار في العروة المبينة في الشكل ١٦:٢٤ تياراً ثابتاً في مقداره، وإذا كانت العروة حرة في الترجح حول محور يمر في مركزها ويوازي جانبيها ١ و٢، فكيف ستتحرك العروة؟ (٢) اقترح طريقة لاستخدام القوى المغناطيسية للحفاظ على العروة دائرة باتجاه واحد (وهذه هي الفكرة الأساسية التي يقوم عليها عمل المحرك الكهربائي).

س١٦:١٩ (١) إذا كانت العروة التيارية الدائرية حرة الدوران، فكيف توجه نفسها في مجال مغناطيسي خارجي؟ وعندما تتوجه العروة هذه الوجهة، فهل يكون

الجزء ١٦:٨

المجال الناتج عنها في مركزها موازياً للمجال الخارجي أم مضاداً له أم عمودياً عليه؟ (٢) وإذا كان المجال الخارجي غير منتظم، فإنه ستؤثر قوة صافية في العروة بعد أن تأخذ وضعها الجديد. فهل تعمل هذه القوة على تحريك العروة صوب منطقة المجال الأقوى أم المجال الأضعف؟

س ٢٠ : ١٦ (١) تتناسب شدة المجال المغناطيسي على مسافة كبيرة r من «صندوق اسود» مع $\frac{1}{r^3}$. (أ) ما توزيع التيار داخل الصندوق الذي قد يعطي هذا المجال؟ (ب) أي ترتيب للأقطاب داخل الصندوق يمكن أن يعطي هذا المجال؟ (٢) أجب عن السؤالين السابقين إذا كان المجال يتناسب مع $\frac{1}{r^3}$.

س ٢١ : ١٦ هل يكون المجال المغناطيسي بين سلكين متوازيين يحملان تيارين متساويين أقوى أم أضعف من المجال في نفس المكان إذا كان أحد السلكين فقط حاملاً للتيار؟ أجب عن السؤال في حالة كون التيارين في السلكين (أ) في اتجاه واحد و (ب) في اتجاهين متضادين.

س ٢٢ : ١٦ فسّر بدقة لماذا لا تعتمد المركبة b_ϕ في الشكل ١٦ : ٣٤ على ϕ . ما الخصائص الفيزيائية للسلك الحامل للتيار التي تلزم لتدعيم حجة التماثل هذه؟

س ٢٣ : ١٦ أعط برهاناً فيزيائياً بسيطاً يفسّر لماذا تكون المركبة المماسية للمجال b_ϕ خارج اللولب، في الشكل ١٦ : ٣٥، مماثلة لمجال سلك مستقيم موضوع على امتداد محور اللولب. كيف تتغير النتيجة (الجواب) إذا تدفق التيار في اللولب في دوائر متحدة المحور على سطح الاسطوانة، بدلاً من اللولب صوب أسفل الاسطوانة؟

س١٦:٢٤ ناقش المجال المغناطيسي خارج الملف الحلقي المبين في الشكل

١٦:٣٧. أي مركبات المجال، ان وجدت، لا تساوي صفراً؟

س١٦:٢٥ فسّر بدقة لماذا تتناسب دائماً القوة التي يؤثر بها ملف يحمل تياراً T_1 في

الجزء ١٦:٩

ملف آخر يحمل تياراً T_2 مع T_1 مع T_2 (المعادلة ١٦:٧٥)، مهما يكن شكل الملفين أو بعدهما عن بعضهما بعضاً أو وجهتهما.

س١٦:٢٦ هل تتوقع أن يكون الغاز الأحادي الذرة، كالهيليوم والنيون، ديامغناطيسياً

الجزء ١٦:١٠

أم بارامغناطيسياً أم فرومغناطيسياً؟ أعط سبباً لاجابتك.

س١٦:٢٧ اقترح سبباً لتناقص نفاذية الحديد بشكل بارز عند زيادة المجال المؤثر

ب. الى قيم كبيرة جداً (تزيد على عدة تسلات).

س١٦:٢٨ ما أحد الاستخدامات الشائعة للحديد الذي يعتمد على كونه مادة

فرومغناطيسية؟ ما أحد الاستخدامات الشائعة له الذي لا يعتمد على كونه

مادة فرومغناطيسية؟

التمارين:

ت١٦:١ شذتا القطبين عند النقطتين أ و ب في الشكل ١٦:١ هما: $q_1 = q_2 =$

الجزء ١٦:١

٤٠ ميكرو، والمسافة بينهما تبلغ ١,٠ متراً. (١) ما مقدار كل من القوتين

q_1 و q_2 ؟ (٢) إذا كنت تمسك المغناطيسين بيديك، فهل تكون هاتان

القوتان (أ) غير محسوستين، (ب) محسوستين، ولكن يمكن السيطرة

عليهما، أم (ج) أكبر من أن تستطيع مقاومتها؟

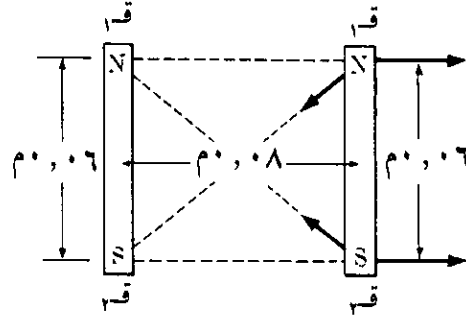
ت١٦:٢ وُضع قضبان مغناطيسيان متماثلان كما في الشكل. ويعمل كل مغناطيس

تقريباً كأنه زوجان من الأقطاب $q = + ٣٠$ و $q = - ٣٠$ ميكرو. ويبلغ طول

كل مغناطيس منهما (أي المسافة بين قطبيه) ٠,٦ متراً كما يبلغ البعد

بينهما ٠,٨ متراً. (١) هل يتجاذب المغناطيسان أم يتنافران؟ (٢) جد

القوة الكلية المؤثرة في المغناطيس الأيمن. (٣) وإذا قلب المغناطيس الأيسر بحيث تبدل موضع قطبيه، فكيف تتغير القوة الكلية المؤثرة في المغناطيس الآخر؟



ت ١٦: ٣ يؤثر قطبان مغناطيسيان، شدة كل منهما وحدة مغناطيسية ساكنة (و. م. س) والبعد بينهما ١ سنتيمتر (٠,٠١ متراً)، في بعضهما بعضاً بقوة تساوي ١ دايين (١٠^{-٦} نيوتن). أثبت أن عامل التحويل الذي يربط الوحدات الغاوسية Gaussian Units مع وحدات النظام الدولي SI هو ١٠ وحدات مغناطيسية ساكنة لكل ميكال.

الجزء ١٦: ٢

ت ١٦: ٤ قيس مقدار المجال المغناطيسي على بعد سنتيمتر واحد (١ سم) من قطب مغناطيس طويل ورفيع، فوجد أنه يساوي ٠,٠٢ تسلا (٢٠٠ غاوس). (١) ما شدة هذا القطب المغناطيسي؟ (٢) إذا وضع قطبان كهذا القطب على بعد سنتيمتر واحد عن بعضهما بعضاً، فما القوة التي يؤثر بها كل منهما في الآخر؟

ت ١٦: ٥ باستخدام وحدات النظام الدولي SI، أثبت أن كلاً من الكميات التالية يُعبّر عنها بالمتري لكل ثانية: (١) ق/ش (نسبة شدة القطب إلى الشحنة)، (٢) م/ب (نسبة المجال الكهربائي إلى المجال المغناطيسي) (٣) $\sqrt{3} \mu V$.

ت ١٦:٦ وفقاً لنظرية الكم (النظرية الكوانتية)، فإنَّ شدة القطب لقطب مغناطيسي

معزول (إذا ما ثبت وجوده) يجب أن تساوي مضاعفاً صحيحاً للكمية قـ.

(وحدة الكم لشدة القطب) التي تعطى بالمعادلة التالية:

$$قـ = \frac{1}{4} \frac{\hbar}{\mu} \frac{ط}{e} \left[P_0 = \frac{1}{2} \frac{4\pi \hbar}{\mu_0 e} \right]$$

حيث e هي وحدة كم الشحنة. (١) جذ قيمة قـ مقدرة بالميكال (انظر المعادلة

١٦:٤). (٢) ما المجال المغناطيسي المتولد من جسيم قيمة شدة القطب له

قـ على بعد (١)° من الجسيم؟ هل هذا المجال «كبير» أم «صغير»؟

ت ١٦:٧ إبرة بوصلة مثبتة في مركزها ووجهت باتجاه عمودي على اتجاه المجال

المغناطيسي الأرضي. وتتأثر الإبرة بعزم تدوير مقداره 3×10^{-10} ن.م. فإذا

أمكن تمثيل الإبرة على أنها زوجان من الأقطاب تقريباً، شدتهما قـ = ٢٥

وقـ = ٢٥ ميكال والمسافة بينهما 0.3 م، فما مقدار المجال الأرضي

ب في مكان وجود الإبرة؟

ت ١٦:٨ أحيطت السطوح ح_١، ح_٢، وح_٣ المبينة في الشكل بنفس المنحنى المغلق

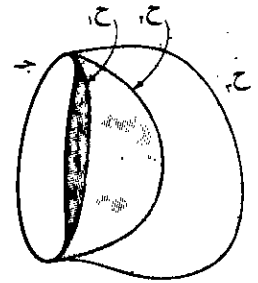
جـ. (١) اثبت أن التدفق المغناطيسي عبر أي واحد من السطوح المحاطة

بـ المنحنى جـ له نفس القيمة. (ملاحظة: فكر في التدفق الكلي عبر السطح

المغلق المكون بسطحين من السطوح الثلاثة المحاطة بالمنحنى جـ). (٢)

بين من خلال مثال فيزيائي ورسم توضيحي أن هذه النظرية لا تصح على

المجال الكهربائي.



ت ١٦:٩ (١) ما كثافة الطاقة المخزونة (ج/م³) في فجوة بين طرفي مغناطيس قوي،

علماً بأن المجال المغناطيسي في الفجوة هو ب = ١٠ تس (أي ١٠ غاوس)؟

(٢) ما مقدار المجال الكهربائي اللازم ليعطي نفس الكثافة للطاقة

الكهربائية المخزونة؟ هل مثل هذا المجال الكهربائي شائع في المختبر؟ علل

إجابتك؟

ت ١٠:١٦ يمتلك الاشعاع الكهرومغناطيسي في الليزر كثافة طاقة مقدارها $١٠^٤$ ج/م^٢، تتوزع بالتساوي بين المجالين الكهربائي والمغناطيسي. (١) جذر قيمتي جذر متوسط المربع (rms) للمجالين الكهربائي والمغناطيسي في الليزر. (٢) على أية مسافة من بروتون تكون كثافة الطاقة في المجال الكهربائي مساوية لكثافة الطاقة في هذا الليزر؟

الجزء ١٦: ٣

ت ١١:١٦ تؤثر في القطب الجنوبي للمغناطيس المبين في الشكل ١٦: ٧ قوة غير موضحة بالرسم. (١) هل يؤثر في المغناطيس قوة صافية؟ إذا كان الجواب نعم، فما اتجاه هذه القوة؟ (٢) هل يؤثر في المغناطيس عزم تدوير حول مركز كتلته؟ إذا كان الأمر كذلك، فما اتجاه متجه عزم التدوير؟

الجزء ١٦: ٤

ت ١٢:١٦ إذا أمسكت بيدك قضيباً يحمل شحنة مقدارها ٣٣×١٠^{-٧} كل ورجحته بخفة بسرعة تساوي ١٠ م/ث عبر خطوط مجال مغناطيسي ناتج عن مغناطيس قوي شدته ٣ تس، فما القوة المؤثرة في القضيب؟ هل تكون هذه القوة محسوسة؟ قارن هذه القوة بقوة أخرى أكثر شيوعاً.

ت ١٣:١٦ يتحرك الكترون في انبوب تلفزيون بسرعة تساوي ٢×١٠^٧ م/ث خلال مجال مغناطيسي $٠,٠٨$ تس. (١) ما أكبر وما أصغر قوة يشعر بها الإلكترون؟ (٢) إذا كان تسارع الإلكترون $١,٠١ \times ١٠^{١٧}$ م/ث^٢، فما الزاوية التي يصنعها مساره مع المجال المغناطيسي؟

ت ١٤:١٦ يتحرك بروتون من الغرب إلى الشرق قرب خط الاستواء في المجال المغناطيسي الأرضي الذي يبلغ $٠,٣$ غاوس (٣×١٠^{-٥} تس)، فيتأثر بقوة مغناطيسية متجهة إلى الأعلى. بأي سرعة يجب أن يتحرك البروتون حتى تتوازن هذه القوة مع قوة الجاذبية الأرضية المؤثرة في البروتون باتجاه الأسفل؟

ت ١٥:١٦ تسمى القوة المغناطيسية والكهربائية المشتركة $\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$ = ش م + ش سر ×

ب [F = qE + qv × B] المؤثرة في جسيم بقوة لورنتز Lorentz force .

(١) اثبت انه إذا كانت قوة لورنتز تساوي صفراً في منطقة لا يكون فيها

م و ب صفراً، (أ) فإن م يجب أن تكون متعامدة مع ب،

و (ب) م و ب يجب أن يفيا بشرط المتباينة التالية: $B \leq m / \text{سر}$. (٢)

وإذا تحرك بروتون مباشرة بسرعة تساوي 10^6 م/ث عبر خطوط مجال

مغناطيسي مقداره 10^{-2} تس، فما مقدار المجال الكهربائي اللازم التأثير

به في البروتون حتى لا ينحرف عن خط سيره؟ هل من السهل إنتاج مثل

هذا المجال الكهربائي؟

ت ١٦:١٦ اثبت أن قياس تسارع جسيم مشحون يتحرك في أية توفيقية اعتبارية من

مجاليين: كهربائي ومغناطيسي يُعطي فقط نسبة شحنة الجسيم الى كتلته،

ولا يعطي أبداً شحنته أو كتلته على حدة.

ت ١٧:١٦ يُعطي موضع جسيم كتلته ك وشحنته ش كدالة في الزمن على النحو

التالي: $\vec{r} = \vec{a} \cos \omega t$ (ن) $\vec{r} = a \sin \omega t \hat{i}$. (١) صف حركة الجسيم

بالكلمات. (٢) ما القوة الكلية المؤثرة في الجسيم؟ (٣) وإذا تحرك

الجسيم في منطقة مجال مغناطيسي ثابت $\vec{B} = B\hat{k}$ ، فما

القوة المغناطيسية المؤثرة في الجسيم؟ (٤) أعط صيغة اتجاهية للقوة غير

المغناطيسية المؤثرة في الجسيم بدلالة الزمن.

ت ١٨:١٦ اعتبر الكترونًا ذا طاقة متدنية يتحرك في دائرة فوق الغلاف الجوي الأرضي

الجزء ١٦: ٥

بسرعة تساوي 2×10^6 م/ث في مجال مغناطيسي شدته 10^{-5} تس. (١)

ما القوة المؤثرة في الالكتران؟ (٢) ما نصف قطر مساره الدائري؟ (٣)

يتحرك الكترون ذرة الهيدروجين بنفس السرعة تقريباً، ويمكن وصف

حركته بشكل تقريبي بمسار دائري نصف قطره 5×10^{-11} م. بأي عامل

تختلف القوة المؤثرة في الإلكترون في ذرة الهيدروجين عن القوة المؤثرة

في الإلكترون الذي له نفس السرعة والموجود في حزام فان ألن؟

ت ١٦: ١٩ يسير الإلكترون في مسار اهليلجي في مجال مغناطيسي منتظم شدته ٠,١

تس واتجاهه على امتداد المحور ع. وفي الزمن $t = 0$ كانت سرعة

الإلكترون مقدرة بالمتري لكل ثانية $v = 8 \times 10^6 i + 6 \times 10^6 k$ ع

[كم الزمن الذي ينقضي حتى يتم الإلكترون

عشر دورات؟ (٢) ما متجه ازاحة الإلكترون بعد انقضاء هذا الزمن؟

ت ١٦: ٢٠ يتحرك بروتون في غرفة فقايع: المجال المغناطيسي داخلها $B = 1$ تس،

فيخلف وراءه مساراً نصف قطر تقوسه ١٠ م. (١) ما قيمة مركبة زخم

البروتون $p_{\perp}$ العمودية على B ؟ (٢) هل تصح الصيغة غير النسبوية

$p_{\perp} = mv_{\perp}$ في هذه الحالة؟

ت ١٦: ٢١ إذا سُرّع إلكترون في انبوب أشعة مهبطية بجهد $V = 2000$ فولت، ثم

حُرِفَ بمجال مغناطيسي $B = 0,1$ تس، فما نصف قطر تقوس مساره

في المجال المغناطيسي؟

ت ١٦: ٢٢ الصيغة النسبوية لزخم جسيم كتلته m وسرعته v هي

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \quad \vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \quad \vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}$$

حيث c هي سرعة الضوء. (١) استفد من المعادلة ١٦: ٣٠ لاثبات أن

المعادلة ١٦: ٣٤ لتواتر السيكلوترون لجسيم يتحرك في مسار دائري في

مجال مغناطيسي يجب أن يُستبدل بها عند السرعات العالية المعادلة التالية:

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \omega_c = \frac{eB}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

(٢) وإذا كانت السرعة النهائية لبروتون داخل السيكلوترون الذي طاقته ٣٠ مإف تساوي ٢٥, ٥٠ ، فبأي نسبة مئوية يجب انقاص تواتر الجهد المتذبذب المسلط على السيكلوترون عند تسارع البروتون من سرعته المنخفضة الى سرعته النهائية؟

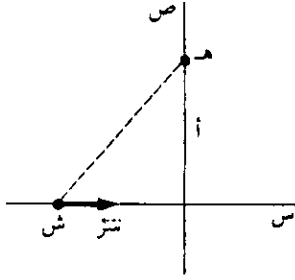
ت١٦: ٢٣ يُعطي المثال ٢ في الجزء ١٦: ٥ خصائص سيكلوترون بروتوني طاقته ٣٠ مإف. افترض أن فيزيائيين قد قرروا استخدام هذا السيكلوترون لتسريع ديوترونات. أن شحنة الديوترون تساوي شحنة البروتون، وكتلته تساوي مثلي كتلة البروتون. (١) ما تواتر الديوترونات في السيكلوترون (مقيساً بعدد الدورات في الثانية الواحدة أو بالهرتز هن)؟ (٢) ما أقصى طاقة حركية تبلغها الديوترونات؟ اختياري: طور صيغتين للتواتر وطاقة الحركة القصوى كدالتين في العدد الذري وعدد الكتلة، وذلك لنواة شحنتها Ze وكتلتها K = (عد) p عند استخدامها كمقدوفة في هذا السيكلوترون.

ت١٦: ٢٤ كرية تحمل شحنة مقدارها 2×10^{-10} كل تطير فوق مركز وجه ساعة، متجهة صوب موضع الساعة الثالثة، بسرعة تساوي ٣٠ م/ث. فإذا علمت أن نصف قطر وجه الساعة يساوي ٥ سم، فجد مقدار واتجاه المجال المغناطيسي الناتج عن الكرية المتحركة لحظة مرورها فوق مركز الساعة عند (أ) موضع الساعة التاسعة و(ب) موضع الساعة الثانية عشرة و(ج) موضع الساعة الواحدة.

الجزء ١٦: ٦

ت١٦: ٢٥ يدور ^{210}Po الكترون معاً في سلك على شكل عروة نصف قطرها ١, ٠ متر. فإذا كان المجال المغناطيسي في مركز العروة ^{210}Po تسلا، فما السرعة المتوسطة للالكترونات في حركتها الدائرية؟

ت ٢٦: ١٦ يتحرك جسيم شحنته ش بسرعة ثابتة سر على امتداد المحور س، ويمرُ بنقطة الأصل في اللحظة ز = صفر، انظر الشكل المجاور. ويُعطى موضع الجسيم بالمعادلة: س = سر ز. اثبت أن المجال المغناطيسي المتولد من حركة الجسيم عند النقطة هـ (س = صفر، ص = أ) يكون ثابت الاتجاه وله مقدار يعطى بالمعادلة التالية:



$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qva}{(a^2 + v^2 z^2)^{3/2}} \quad \text{ب} = \frac{\mu}{\epsilon} \frac{\text{ش سر أ}}{(أ^2 + \text{سر}^2 ز^2)^{3/2}}$$

ارسم العلاقة بين ب و نـ.

ت ٢٧: ١٦ افترض أن لآم ولام يُمثلان كثافة الطاقة في المجالين المغناطيسي والكهربائي، على التوالي، عند النقطة هـ في اللحظة ز = صفر، أي لحظة مرور الجسيم الموصوف في التمرين السابق بنقطة الأصل. (١) احصل على تعبيرين رياضيين للكميتين لآم ولام. (٢) اثبت أن النسبة بين هاتين الكثافتين تعطى بالمعادلة التالية:

$$\frac{\mu_{\text{آم}}}{\mu_{\text{لام}}} = \epsilon_0 \mu_0 v^2 \quad \mu. 3 = \frac{\mu_{\text{آم}}}{\mu_{\text{لام}}}$$

(٣) تحقق من أن الكمية (μ. 3) = ١ × ٩ × ١٠^{١٦} م^٢/ث^٢. ما الذي تعنيه هذه الكمية بالنسبة الى المقدار لآم / لآم؟

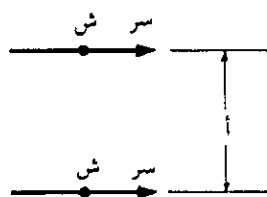
ت ٢٨: ١٦ يتحرك الكترون في مسار دائري نصف قطره ٣ ملمترات خلال مجال مغناطيسي شدته ٠,٠٢ تسه (أي ٢٠٠ غاوس). (١) ما زخم الالكترون؟ (٢) ما سرعته؟ هل تصح المعادلة خ = ك سر بشكل تقريبي؟ (٣) ما مقدار المجال المغناطيسي المتولد من الالكترون في مركز مساره الدائري؟ قارن هذا المجال: مقداراً واتجهاً بالمجال الأصلي الذي شدته

٠,٢٢ تسه والذي تسبب في حرف الالكترون وتحريكه في مساره الدائري.

ت ١٦ : ٢٩ (١) إذا قُرِّبَتْ حركةُ الإلكترونِ في الذرةِ بمدارٍ دائريٍّ نصفُ قطره 10^{-11} م وسرعته 2×10^6 م/ث، فما المجالُ المغناطيسيُّ الذي يولِّدهُ الإلكترونُ في مركزِ الذرة؟ (٢) العزمُ المغناطيسيُّ لبروتونٍ يساوي: $\mu = 4.1 \times 10^{-26}$ أم^٢، ما الطاقةُ، مقدرةً بالالكترون فولت، التي تلزمُ لتدويرِ البروتونِ من الاتجاهِ الموازي لاتجاهِ المجالِ الناتجِ عن الالكترونِ الدوّارِ الى الاتجاهِ المضادِّ له تماماً؟

ت ١٦: ٣٠ يُعْطَى مَوْضِعُ الْجَسِيمِ ١ الَّذِي شَحْنَتُهُ ش_١، بِدَلَالَةِ الزَّمَنِ نَ بِالْمَعَادِلَاتِ
التَّالِيَةِ: س_١ = س_٢ نَ، ص_١ = ع_١، و_١ = صفر، وَيُعْطَى مَرْكَزُ الْجَسِيمِ
الْآخِرِ ٢ الَّذِي شَحْنَتُهُ ش_٢ بِالْمَعَادِلَاتِ: س_٢ = صفر، ص_٢ = صفر،
و_٢ = س_٢ نَ. جُذُ الْقُوَّةِ الْكَلِيَّةِ (الْكَهْرِبَايَّةِ وَالْمَغْنَطَيْسِيَّةِ مَعًا) الْمَوْثِرَةَ فِي
كُلِّ جَسِيمٍ فِي اللَّحْظَةِ نَ = صفر. (افترض أَنَّ كِلَا السَّرْعَتَيْنِ س_١ وَ س_٢
أَقْلُ بِكَثِيرٍ مِنْ سَرْعَةِ الضَّوءِ.)

ت ١٦: ٣١ يتحرك جسيمان شحنة كل منهما ش جنباً الى جنب بسرعتين متساويتين سر
في مسارين طويلين متوازيين البعد بينهما أ، كما في الشكل. جد القوتين
الكهربائية والمغناطيسية المؤثرتين في الجسيم العلوي: (أ) في اطار اسناد
المختبر و (ب) في اطار اسناد متحرك مع الجسيمين. في أي اطار يكون
مجموع القوتين أكبر؟ (استخدم في هذا التمرين الصيغ غير النسبية للقوى
والمجالات. ان النتيجة المتناقضة بأن القوة الكلية تعتمد على اطار
الاسناد قد حُلّت بالنظرية النسبية.)



ت ١٦: ٣٢ (١) يتحرك الكترون في مسارٍ دائريٍّ نصف قطره ١٠×١٠^{-١١} م بسرعةٍ تساوي ١٠×٣ م/ث. ما التيار الناتج عن حركة الالكترون بالمأمبر؟ (٢) اذا تحرك

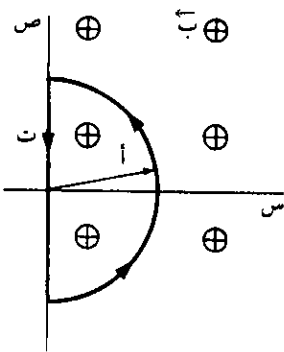
١٠: الكترون في سلك على شكل عروة دائرية نصف قطرها ١ سم بسرعة قيمتها المتوسطة ١ سم/ث، فما التيار المتولد في السلك؟

١٦: ٣٣ ما العزم المغناطيسي للالكترون الدوار في التمرين السابق؟ قارن القيمة المحسوبة للعزم المغناطيسي المداري بالعزم المغناطيسي الغزلي spin للالكترون الذي يُعطى بالمعادلة التالية:

$$\mu = \frac{\hbar e}{2m} \left[\mu_s = \frac{e\hbar}{2m} \right]$$

حيث e هي الوحدة الكوانتية للشحنة وك هي كتلة الالكترون.

١٦: ٣٤ (١) إذا تدفق من سيكلوترون ١٠ بروتون في الثانية الواحدة، وكانت طاقة حركة كل منها ١٠ م إف، فما شدة تيار حزمة البروتونات؟ (٢) ما قدرة الحزمة مقدرةً بالواط؟ هل يكون الوقوف بوجه الحزمة غير مريح؟



١٦: ٣٥ تتكون عروة على شكل الحرف D من سلك نصف دائري نصف قطره أ، وسلك آخر مستقيم طوله ٢ أ، كما في الشكل المجاور. فإذا كان مستوى العروة عمودياً على اتجاه مجال مغناطيسي منتظم، وكان يسري في العروة تيار ت، فاثبت أن القوة الكلية المؤثرة في العروة تساوي صفراً.

١٦: ٣٦ (١) ما العزم المغناطيسي للعروة الموصوفة في التمرين السابق؟ (٢) هل يؤثر في العروة أي عزم تدوير عندما توضع في المجال بالاتجاه المبين في الشكل؟ في أي اتجاه توضع العروة في المجال بحيث يكون عزم التدوير المؤثر فيها أكبر ما يمكن؟

١٦: ٣٧ يتكون لولب من ٥٠٠ لفة سلك ملفوفة على اسطوانة مساحة مقطعها العرضي ح = ١٠ م^٢ وطولها ل = ١ م. فإذا مر تيار شدته ٢ أ في اللولب، فما شدة القطب الفعالة لهذا المغناطيس الكهربائي؟ (تلميح: استخدم مفهوم العزم المغناطيسي.)

ت١٦: ٣٨ افترض أن س تمثل المسافة من مركز عروة تيارٍ دائريةٍ مقيسةً على محورِ العروة. (١) اثبت، عندما تكون س كبيرةً، انه يمكن كتابة المجال المغناطيسي على المحور على النحو التالي:

$$\vec{B} \cong \frac{\mu_0 \mu}{2\pi x^3} \quad \frac{\mu}{\text{ط}} \frac{\mu}{\text{س}} \equiv \vec{B}$$

ما معنى μ ؟ (٢) ما الخطأ النسبي المئوي في مقدار $\vec{B}$ عند حسابه من المعادلة السابقة عندما س = ١٠، حيث نق هو نصف قطر العروة؟

ت١٦: ٣٩ (١) يبين الشكل المجاور قطعةً محدودةً من سلكٍ يحمل تيارات. اثبت أن إسهام هذه القطعة في المجال عند النقطة هـ يمكن كتابته كما يلي:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{4\pi x} (\sin \alpha + \sin \beta) \quad \frac{\mu}{\text{ط}} \frac{\text{ت}}{\text{س}} = (\alpha + \beta) \text{ جا}$$

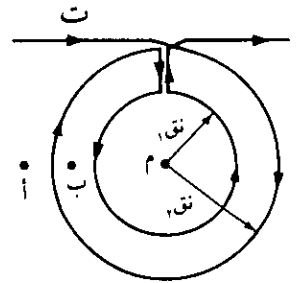
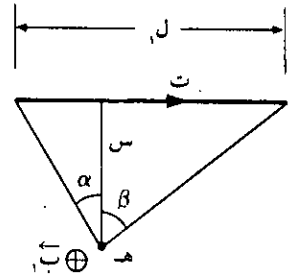
حيث س والزائتان α و β كما في الشكل. (٢) تحقق من أن هذه النتيجة تتوافق مع قانون بيوت وسافارت (المعادلة ١٦: ٦١) عندما يقترب طول قطعة السلك من المالانهاية. (٣) ما المجال المغناطيسي في مركز عروة مربعة طول ضلعها ل وتحمل تيارات؟

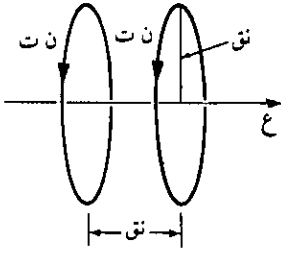
ت١٦: ٤٠ ثني سلك حامل للتيار بالطريقة المبينة في الشكل المجاور، ومُدَّ جزءاه المستقيمان مسافةً كبيرةً الى اليسار والى اليمين. (١) اثبت أنه اذا كان المجال المغناطيسي عند النقطة م صفراً، فإن نصفَي القطر نق١ ونق٢ يجب أن يرتبطا مع بعضهما بالعلاقة التالية:

$$\left[\frac{a}{b} = \frac{\pi}{\pi + 1} \right] \quad \frac{\text{ط}}{1 + \epsilon} = \frac{\text{نق}١}{\text{نق}٢}$$

(٢) ما اتجاه المجال المغناطيسي عند النقطتين أ وب؟

ت١٦: ٤١ يبين الشكل ترتيباً يُعرف باسم ملف هلمهولتز Helmholtz Coil يتكوّن من ملفّين متحدّين في المحور، نصف قطر كل منهما نق والبعد بينهما نق.



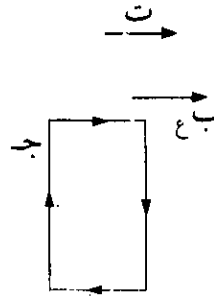


ويحتوي كل منهما على ن لفة من سلك يحمل نفس التيار. برهن على أن المجال المغناطيسي عند منتصف المسافة بين الملفين يعطى بالمعادلة التالية:

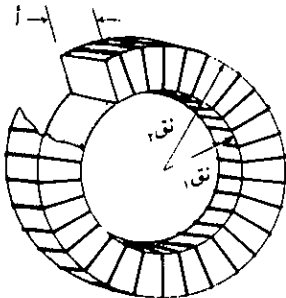
$$B_z = \frac{8}{5\sqrt{5}} \frac{\mu_0 N I}{a} \quad \text{ب} \quad \frac{\mu_0 N I}{5\sqrt{5} a}$$

ت ١٦: ٤٢ تحمل عروة دائرية قطرها ١٠ سم تياراً شدته ٥٠ أ. ويبدأ بروتونان الحركة من مركز العروة بسرعة واحدة تبلغ ١٠ م/ث. (١) ويتحرك البروتون الأول باتجاه محور العروة، (٢) بينما يتحرك البروتون الثاني صوب طرف العروة. صف حركة كل من البروتونين بالكلمات.

ت ١٦: ٤٣ استخدم قانون أمبير والعروة المستطيلة جـ المبينة في الشكل المجاور لاثبات أن ب ع، مركبة المجال المغناطيسي الموازية لسلك لانهائي حامل للتيار، تساوي صفراً. (يمكنك الافتراض بأن مقدار المجال يتناقص تدريجاً بازدياد البعد عن السلك.)



ت ١٦: ٤٤ استخدم قانون أمبير وعروة مستطيلة موجودة بكاملها داخل لولب لانهائي للبرهنة على أن مركبة المجال الطولية ب ع لا تعتمد على البعد عن المحور.

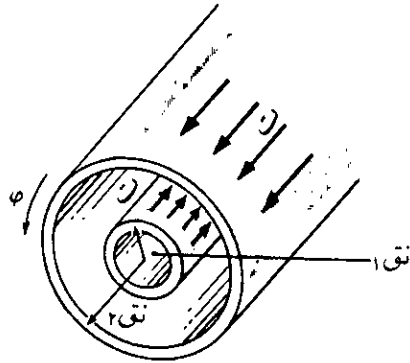


ت ١٦: ٤٥ يبين الشكل ملفاً حلقيًا مقطعه العرضي مستطيل، ونصف قطريه الداخلي والخارجي نق_١ ونق_٢، وعرضه أ. (١) اثبت أن مقدار المجال المغناطيسي

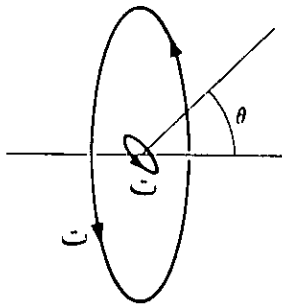
داخل اللولب يُعطى بالمعادلة (١٦ : ٧٠). (٢) ما الدفع المغناطيسي الكلي Φ الذي ينفذ من اللولب؟

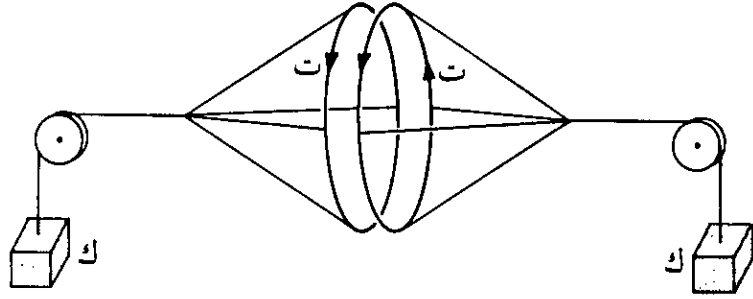
ت ١٦ : ٤٦ لِّلْوَلْبِ الموصوفِ في المثال ٤، الجزء ١٦ : ٨، جد: (أ) كثافة الطاقة (ج/م^٣) داخل اللولب و(ب) القيمة التقريبية للطاقة الكلية المخزونة في المجال داخل اللولب على افتراض أن طوله يساوي ٤٠ ستمتراً.

ت ١٦ : ٤٧ اسطوانتان رقيقتان متحدتان في محورهما (أي لهما نفس المحور): نصف قطر الأولى نق_١ ونصف قطر الثانية نق_٢، تحملان تيارين متساويين ومتضادين، كما هو مبين في الشكل. فإذا علمت أن كثافة التيار في كلا الاسطوانتين لا تعتمد على ϕ ، فجد المجال المغناطيسي المماسي B_ϕ باستخدام قانون أمبير: (١) عندما تكون نق_١ > نق_٢ و(٢) عندما تكون نق_٢ > نق_١.



ت ١٦ : ٤٨ عروتان: احدهما صغيرة نصف قطرها نق_١ والأخرى كبيرة نصف قطرها نق_٢، تحملان تيارين متساويين ومركزاهما واحد (انظر الشكل). عبّر عن مقدار عزم التدوير المؤثر في العروة الصغرى بدلالة الزاوية θ بين محوري العروتين.





الجزء ٩: ١٦

ت ٤٩: ١٦ تتزن المجموعة المبينة في الشكل المجاور اتزاناً ميكانيكياً. فإذا كان نصف قطر كلٍّ من العروتين ١٠ سم والبعد بينهما ١ سم، والتيار المار في كلٍّ منهما $T = 1000$ أ، (١) فما المقدار التقريبي للكتلة لك؟ (٢) وهل المجموعة في حالة اتزان مستقر؟ علّل اجابتك.

الجزء ١٠: ١٦

ت ٥٠: ١٦ تحقق من التوافق البعدي في المعادلة ١٦: ٧٧، ب تحريضي μ لا مفيد .

ت ٥١: ١٦ وُضِعَ قضيبٌ من مادة فرومغناطيسية في مجال مغناطيسي على النحو المبين في الشكل ١٦: ٤٠. فإذا علمت أن المجال على مسافة كبيرة من القضيب هو ب. $= 0,005$ تس، وأن المجال قرب طرف القضيب هو ب ماني $= 0,5$ تس، (١) فما نفاذية المادة المصنوع منها القضيب؟ (٢) وما مقدار التيار السطحي الوهمي لا مفيد مُقدراً بالأمبير / متر؟ هل يبدو هذا التيار «كبيراً» أم «صغيراً»؟

ت ٥٢: ١٦ لولب رفيع طويل يحمل تياراً شدته ٥ أ ويحوي ١٠ لفّة للمتر الواحد. واللولب أصلاً مملوء بالهواء الذي يمكن أخذ نفاذيته مساوية تماماً للواحد الصحيح. أدخلت اسطوانات صلبة داخل اللولب بالكيفية المبينة في الشكل ١٦: ٤١، بحيث بقيت ثغرة هوائية في مركز اللولب. (١) ما مقدار المجال المغناطيسي داخل اللولب في البداية؟ (٢) جد «التغير» في المجال المغناطيسي عند مركز اللولب إذا كانت الاسطوانات المدخلة

مصنوعةً من (أ) النحاس و (ب) الألومنيوم، و (ج) سبيكة البيرمالوي ٨١-٢
(انظر الجدول ١: ١٦ لاجل الحصول على البيانات اللازمة.)

المسائل:

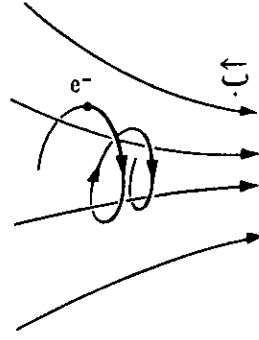
١: ١٦م مجال الشاقطي
وُضِعَ قطبٌ شدته قد عند س = أ و ص = صفر، وقطبٌ آخرُ شدته - قد عند س = - أ و ص = صفر. اثبت أن المجال المغناطيسي على المحور ص يُعطى بالمعادلة التالية:

$$\vec{B} = - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{\mu}}{(y^2 + a^2)^{3/2}} \quad \vec{\mu} = \frac{\mu}{\sqrt{a^2 + y^2}} \quad \text{ط (ص) (أ)}$$

حيث $\vec{\mu}$ هو العزم الشاقطي المغناطيسي لزوجي الأقطاب. أعط تعبيراً تقريبياً للمجال المغناطيسي على المحور ص عندما تكون ص < < أ.

٢: ١٦م إذا كان اتجاه $\vec{B}$ ثابتاً فيجب أن يكون مقداره ثابتاً أيضاً
يرغب شخصٌ في إجراء تجربةٍ لإنتاج مجالٍ مغناطيسيٍّ: يكون اتجاهه، عند جميع النقاط في منطقةٍ معينة، موازياً لاتجاه محورٍ ما ومقداره يتغير مع المسافة على امتداد هذا المحور. اثبت أنه، في غياب الأقطاب المغناطيسية المفردة، لا يمكن له أن يفلح في إنتاج هذا المجال.

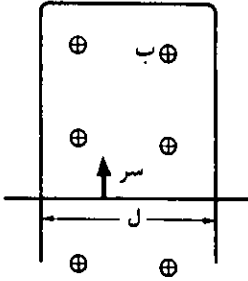
٣: ١٦م المرأة المغناطيسية
يتلَوَّبُ الكترونٌ حولَ خطوطٍ مجالٍ مغناطيسيٍّ تتقاربُ خطوطه من بعضها بعضاً بازديادٍ شدته (انظر الشكل). فسّر بعناية لماذا يُجْبَرُ الإلكترون على الحركة في منحنى نصف قطره يتناقص بالتدرج، ولماذا تتناقص مركبة سرعته باتجاه المجال حتى أنه يضطر إلى أن يعكس مساره وينساق راجعاً صوب منطقة المجال الأضعف.



مرشحة السرعة

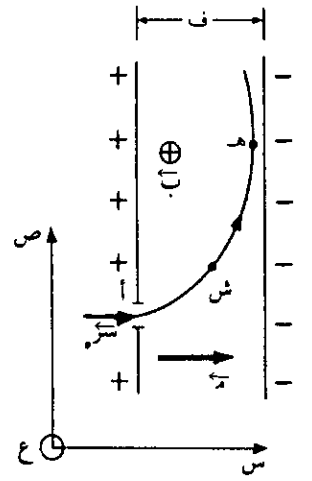
م ١٦: ٤ صمّم «مرشحة سرعة»، أي جهازاً يستخدم المجالين الكهربائي والمغناطيسي لاختيار جسيمات ذات سرعة معينة. فإذا دخلت جسيمات تحمل شحنات متباينة لا تساوي صفراً ولها سرعات مختلفة إحدى طرفي هذا الجهاز، فإن الجسيمات التي تقع سرعتها في مدى ضيق من السرعة (بغض النظر عن شحنتها) هي التي تمر عبر الجهاز وتخرج من طرفه الآخر (في حين لا تستطيع بقية الجسيمات اختراق الجهاز والنفوذ إلى طرفه الآخر).

المولد الكهربائي



م ١٦: ٥ يبين الشكل المجاور نوعاً بسيطاً من المولدات الكهربائية؛ إذ ينزلق سلك إلى الأعلى بسرعة على سلكين ساكنين مفصولين عن بعضهما بمسافة l وموصولين معاً عند طرفيهما العلويين. ويوجد في المنطقة بين السلكين مجال مغناطيسي منتظم B في اتجاه العمود الداخل إلى مستوى الورقة. (١) أعط مقدار القوة المؤثرة في الكترول في السلك المتحرك واتجاهها. (٢) اشرح لماذا يستمر التيار في الدوران في العروة طالما ظلت قطعة السلك المنزلة في حالة حركة. (٣) ناقش بعناية ظاهرة توليد التيار هذه من وجهة نظر ملاحظ يتحرك إلى الأعلى بسرعة v ، ويبدو السلك المنزلق بالنسبة إليه ساكناً. هل يوجد مجال كهربائي في السلك في إطار الاسناد المتحرك هذا؟ إذا كان الجواب نعم، فما مقداره وما اتجاهه؟

الحركة في منطقة يتعامد فيها
المجالان $\vec{m}$ و $\vec{b}$



٦: ١٦م

يوجد في المنطقة بين الصفيحتين المتوازيتين المبينتين في الشكل المجاور مجال كهربائي منتظم يتجه صوب اليمين ($\vec{m} = m\hat{x}$)، ومجال مغناطيسي منتظم في اتجاه عمودي داخل في مستوى الورقة ($\vec{b} = b\hat{z}$). وتدخل ايونات كتلتها k وشحنتها q الحيز بين الصفيحتين بسرعة ابتدائية v_0 بحيث تمر الايونات قرب الصفيحة اليمنى من دون أن تصدمها. اثبت أن نصف قطر تحذب مسار الايونات عند النقطة h يعطى بالمعادلة:

$$r = \frac{v_0^2 + 2\beta Ed}{\beta B \sqrt{v_0^2 + 2\beta Ed - \beta E}} \quad \text{نق} \quad \frac{\beta^2 v_0^2 + 2\beta Ed}{\beta B \sqrt{v_0^2 + 2\beta Ed - \beta E}} =$$

حيث $\beta = q/k$ أي نسبة الشحنة الى الكتلة للايونات.

٧: ١٦م (١) اثبت أن المعادلات التفاضلية لحركة الأيونات في المسألة السابقة هي:

$$\left[\frac{d^2 x}{dt^2} = \omega \bar{v} - \omega \frac{dy}{dt} \right] \quad \frac{v_x^2}{2} \omega = \frac{v_y^2}{2} \omega - \frac{v_z^2}{2} \omega$$

$$\left[\frac{d^2 y}{dt^2} = \omega \frac{dx}{dt} \right] \quad \frac{v_x^2}{2} \omega = \frac{v_y^2}{2} \omega - \frac{v_z^2}{2} \omega$$

حيث $\omega = qB/k$ ش ب / ك و $\bar{v} = v_0$ م / ب. (٢) ما بعد الكمية ω ؟ وما أهميتها الفيزيائية؟ (٣) ما بعد $\bar{v}$ ؟ وما أهميتها الفيزيائية؟ (٤) حرك نقطة الأصل في الشكل الخاص بالمسألة السابقة الى النقطة أ، واثبت أنه لو أطلق أيون من السكون من هذه النقطة في اللحظة $t=0$ ، فان حركته اللاحقة توصف بالمعادلة:

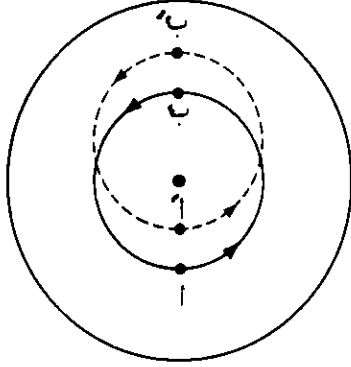
$$\left[x = \frac{\bar{v}}{\omega} (1 - \cos \omega t) \right] \quad \frac{v_x}{\omega} = (1 - \cos \omega t) \bar{v}$$

$$\left[y = \bar{v} t - \frac{\bar{v}}{\omega} \sin \omega t \right] \quad \frac{v_y}{\omega} = \bar{v} t - \sin \omega t$$

(تعرّف هذه المعادلات منحني يطلق عليه اسم الدويري cycloid). (٥)

جد لهذه الحالة الخاصة (سر = صفر) قيمة v_0 اذا كانت v_0 القصوى هي: $v_0 = \frac{E}{B}$.

استقرار مدارات السيكلوترون



٨:١٦م يَضْعُفُ المجال المغناطيسي في السيكلوترون (والذي هو عمودي على مستوى الورقة في اتجاه الداخل إليها كما في الشكل المجاور) بعض الشيء عند الانتقال من المركز الى طرف وجه القطب. وتمثل الدائرة المارة في أ وب مساراً «صحيحاً» يسلكه بروتون خلال جزء من حركته في أثناء تسريعه. فإذا كان المجال ثابتاً تماماً، فإن من الممكن الحصول على دائرة مزاحة من مكانها الى أ وب. اثبت أن إضعاف المجال بالتدريج من المركز إلى الطرف يميل إلى تعزيز «استقرار» المدارات. اعتبر أولاً بروتوناً ماراً بالمصادفة عبر النقطة أ بدلاً من أ (ولكن بنفس السرعة)، ثم بروتوناً آخر ماراً بالنقطة ب بدلاً من ب. ان الاستقرار يعني وجود ميل لدى البروتونات المزاحة للعودة الى مسارها «الصحيح».

أثر المجال المغناطيسي على تركيز حزمة الكترونات

٩:١٦م تخرج الكترونات من الشق أ وتدخل إلى منطقة مجال مغناطيسي منتظم ب بسرعة ثابتة المقدار سر، لكنها تصنع زوايا مختلفة θ مع اتجاه المجال (كما في الشكل المجاور). فإذا كانت الزوايا صغيرة ($\theta \gg 1$ زاوية نصف قطرية)، فاثبت أن جميع الكترونات تقطع المحور للمرة الثانية عند نفس البعد ل عن الشق تقريباً، حيث ل تعطى بالمعادلة التالية:

$$L = \frac{2\pi mv}{eB}$$

سلك حامل لتيار كبير

١٠:١٦م وفق المثال المشروح في الجزء ١٦:٧، فإن السلك الذي كتلة وحدة الطول منه تساوي ٠,٠٠٩ ك/غ/م يجب ان يمر فيه تيار شدته ٢٩٤٠ أ

حتى يستطيع أن يحمل نفسه (وزنه) عند وضعه في مجال الأرض المغناطيسي قرب خط الاستواء. (١) للتأكد من معقولية هذا الترتيب، افترض أن السلك مصنوع من النحاس، واحسب الكميات التالية: (أ) قطر السلك، (ب) مقاومة وحدة الطول من السلك، (ج) التغير في الجهد على امتداد السلك لوحدة الطول الواحدة، و (د) القدرة المبذولة في السلك على شكل حرارة لكل وحدة طول منه. (٢) وبافتراض أن حرارة السلك ظلت فيه، فكم الزمن اللازم لكي ترتفع درجة حرارة السلك إلى 10^3 ك؟ (يلزمك المعلومات التالية الخاصة بالنحاس في درجة حرارة الغرفة: الكثافة: 896×10^3 ك/غ/م^٣، والموصلية $\sigma = 6 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ م}^{-1}$ ؛ والحرارة النوعية $c = 0.092$ ك/كل/ك.غ.ك.)

م ١١: ١٦ افترض أن السلك الموصوف في مثال الجزء ١٦: ٧ وفي المسألة السابقة هو سلك مفرط الموصلية، وأن كثافته تساوي 6×10^3 ك/غ/م^٣. (١) جد المجال المغناطيسي الناتج عن التيار قرب سطح السلك من الخارج تماماً. (٢) يُقدّر مجال مغناطيسي قوي بما يكفي وقريب من السلك المفرط الموصلية أن يسلبه ما له من خواص الموصلية المفرطة. ابحث عن هذا الموضوع في مرجع خارجي، وقرّر ما إذا كان السلك في هذا المثال يحافظ على موصليته المفرطة عندما يكون التيار المار فيه 3000 أ تقريباً.

م ١٢: ١٦ برهن على صحة العلاقة الواردة بعد المعادلة ١٦: ٥٥، والتي تفيد بأن العزم المغناطيسي μ ع والزخم الزاوي L ع لجسم يدور حول محور ثابت، يرتبطان معاً بالعلاقة التالية:

$$\mu_z = \frac{q}{2m} L_z$$

بشرط أن تكون نسبة الشحنة إلى الكتلة واحدة لجميع أجزاء الجسم،

العزم المغناطيسي لجسم مشحون دوار

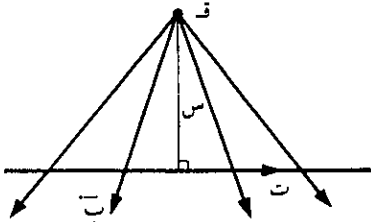
حيث ش هي شحنة الجسم الكلية وك كتلته . (اقتراح : جد مقدار اسهام جزء متناه في الصغر من الجسم في العزم المغناطيسي، ثم اجمع [او كامل] هذه الاسهامات لكل الاجزاء للحصول على العزم المغناطيسي الكلي .)

م ١٦: ١٣ كرة معدنية مصمتة، ذات كثافة منتظمة، تدور بسرعة زاوية ω حول محور مار بمركزها. وُرعت بانتظام شحنة كلية ش على «سطح الكرة»، التي نصف قطرها نق. أثبت أن العزم المغناطيسي للكرة يعطى بالمعادلة التالية :

$$\mu_c = \frac{1}{3} q R^2 \omega \quad [\mu_z = \frac{1}{3} q R^2 \omega]$$

واثبت أيضاً أن النسبة الغيروسكوبية المغناطيسية لها (والمعرفة في المعادلة ١٦: ٥٥) تساوي $g = \frac{e}{m}$.

قانون نيوتن الثالث وقانون بيوت وسافارت



م ١٦: ١٤ جد المجال المغناطيسي الناتج عن تيار يمر في سلك طويل باتباع الطريقة غير التقليدية التالية. افترض أن قطباً مغناطيسياً يوضع على البعد س عن السلك (انظر الشكل). احسب القوى المؤثرة في السلك والناجمة عن تأثير المجال المغناطيسي التريعي العكسي في القطب. افترض صحة قانون نيوتن الثالث الذي يقضي بأن القطب سيتأثر بقوة مساوية ومضادة للقوة التي يؤثر بها في السلك. استنتج من القوة المؤثرة في القطب المجال الذي ينتجه التيار المار في السلك في موضع القطب.

القوة وعزم التدوير المؤثران في سلك متعامد مع سلك آخر

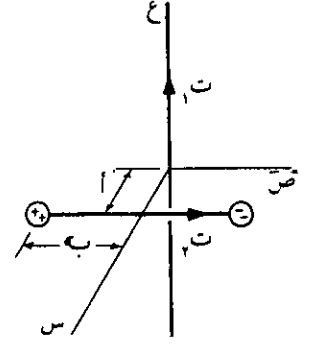
م ١٦: ١٥ يحمل سلك طويل في اتجاه المحور ع تيارات ١، (كما هو مبين في الشكل)، ويحمل قضيب رفيع طوله ٢ ب، وموضوع في المستوى س ص عند س = أ، تياراً ت. (تخيل، على سبيل المثال، أن هنالك كرتين مشحونتين شحنتين متضادتين موضوعتين عند ص = -ب، و ص = ب يتم معادلة شحنتيهما). (١) اثبت أن القوة الكلية المؤثرة في القضيب تساوي صفراً.

(٢) ما اتجاه عزم التدوير المؤثر في القضيب؟ (٣) استخدم طريقة في التفكير قائمة على المرتبة المقدارية للبرهنة على ان مقدار عزم التدوير المؤثر في القضيب يعطى تقريباً بالمعادلة التالية:

$$د \approx \frac{\mu}{ط} ت_١ ت_٢ ب، \text{ عندما } ب \ll أ. \quad [T \approx \frac{\mu_0}{\pi} I_1 I_2 b]$$

اختياري: اثبت ان التعبير الدقيق لمقدار عزم التدوير هو:

$$د = \frac{\mu}{ط} ت_١ ت_٢ [ب - أ \ln(\frac{ب}{أ})] \quad [T = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{\pi} (b - a \ln \frac{b}{a})]$$



مجال عروة تيارية مربعة

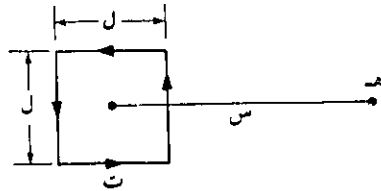
١٦م: ١٦ يتدفق تيار في سلك مَحْنِي على شكل مربع طول ضلعه ل. (١) جد

المجال المغناطيسي عند نقطة ما على محور العروة التيارية هذه. (٢) اثبت أن المجال المغناطيسي عند مسافة كبيرة س من العروة يعطى تقريباً بالمعادلة التالية:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi x^3} \quad \frac{\mu}{ط} = \frac{\mu}{س}$$

١٦م: ١٧ (١) جد المجال المغناطيسي عند النقطة هـ المبينة في الشكل المجاور،

علماً بأن هذه النقطة تقع في مستوى العروة التيارية المربعة التي طول ضلعها ل. (٢) أعط صيغة تقريبية لمقدار المجال ب تصح عندما (أ) س ← $\frac{ل}{٤}$ و (ب) س ← ∞ .



١٦م: ١٨ اثبت أن المركبة نصف القطرية للمجال المغناطيسي تساوي صفراً داخل لولب لا نهائي وخارجه.

ب١ = صفر للولب لا نهائي

١٦م: ١٩ جد المجال المغناطيسي على محور لولب لا نهائي من طريق النظر الى اللولب كأنه مجموعة من العرى التيارية الدائرية المتحدة في المحور

اللولب كمجموعة من العرى الدائرية

والمتباعدة عن بعضها بعداً ثابتاً. افترض أن عدد العرى للمتر الواحد ن وأن التيار في كل عروة ت. (تلميح: التيار لوحدة المسافة على امتداد اللولب يساوي ن ت والتيار المار في جزء المسافة s يساوي ت ن s.)

م ١٦: ٢٠ هذه المسألة تكملة للمسألة السابقة. اعتبر لولباً محدوداً الطول طوله ٢ ل ونصف قطره نق ويحتوي على s من العرى الدائرية التي تحمل كل منها تياراً ت. (وبالتالي فإن عدد العرى لوحدة المسافة الواحدة على امتداد اللولب يساوي ن = s / ٢ ل). (١) جد المجال المغناطيسي على المحور: (أ) عند منتصف اللولب و(ب) عند إحدى نهايتي اللولب. (٢) وإذا كانت ل = ٤ أ (وهو شرط الشكل ١٦: ٣٦) فاحسب قيمة المقدار ب / (μ ن ت) عند كل من هاتين النقطتين.

ملف هلمهولتز

م ١٦: ٢١ عروتان دائريتان مشتركتان في المحور، نصف قطر كل منهما نق، وتحملان نفس التيار ت وتبعدان عن بعضهما المسافة ل. (١) أعط تعبيراً للمجال المغناطيسي ب ع على المحور الواصل بين الملفين عند نقطة تبعد ع عن مركز أحد الملفين وتبعد ل - ع عن مركز الملف الآخر. (٢) اثبت أن $\frac{\partial B}{\partial x} = 0$ عند ع = ل/٢ مهما تكن قيمة ل. (٣) اثبت أن $\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = 0$ عند ع = ل/٢ عندما تكون ل = نق. (يُعرف الشرط ل = نق ملف هلمهولتز Helmholtz Coil [انظر التمرين ١٦ - ٤١]. إن كون المشتقتين الأولى والثانية للمجال تساويان صفراً يدل على أن المجال منتظم قرب مركز ملف هلمهولتز.)

شدة القطب الفعلية للولب

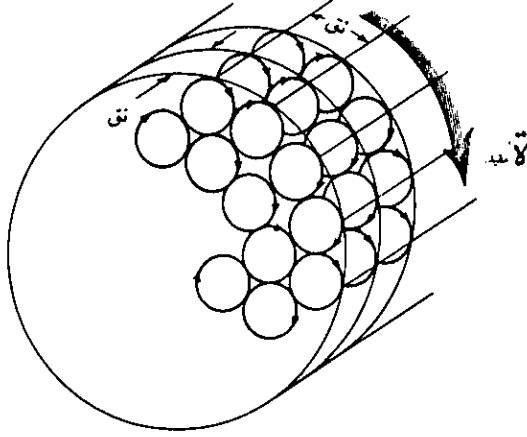
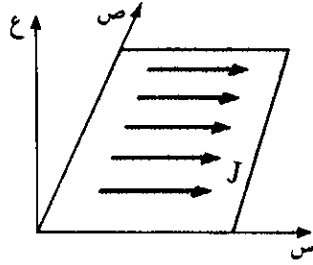
م ١٦: ٢٢ لولب طويل مستقيم نصف قطره نق ويحتوي على ن لفة للمتر الواحد، ويحمل تياراً ت. (١) ما الدفع المغناطيسي الخارج من إحدى نهايتيه؟ (٢) اثبت أن شدة القطب الفعلية للولب هي: $\mu_0 n I$ = ط نق ن ت.

المجال المغناطيسي داخل سلك
حامل للتيار

٢٣: ١٦م يمرُّ تيارٌ منتظمٌ كثافته: $J = I / \pi a^2$ في سلكٍ اسطوانيٍّ نصف قطره a ،
(حيث I هو التيار الكليُّ المارُّ في السلك). جُذَّ المجال المغناطيسيُّ
داخلَ السلك.

مجال صَفْحَة تيارية مستوية

٢٤: ١٦م جُذَّ المجال المغناطيسيُّ الناتج عن صَفْحَة تيارية مستوية لا نهائية. (انظر
الشكل المجاور). افترض أنَّ التيار يتدفقُ باتجاه المحورِ S وأنَّ J هي التيارُ
لوحدة المسافة على المحورِ S . تناوُل في إجابتك مركبات المجالِ B_x
الثلث.



نموذج لتيار سطحي مقيد

٢٥: ١٦م يبيِّن الشكل نموذجاً لمادةٍ فَرّومغناطيسية. وتُعَامَلُ كُلُّ ذرَّةٍ في المادةِ كما لو
كانت عروّة تياريةً صغيرةً ناتجةً عن دورانِ الكترونٍ شحته e بسرعةٍ v في
دائرةٍ قطرها a . والبعْدُ بين الذرّاتِ المتجاورةِ هو أيضاً a . وباعتبارِ أنَّ
التياراتِ داخلَ المادةِ يلغي بعضها بعضاً، وأنَّ التياراتِ السطحيةِ هي التي
تؤدي إلى نشوء تيارٍ سطحيٍّ صافٍ لآئيد، (١) فائت، في حالةِ كونِ

جميع العرى مصفوفة، أن التيار السطحي يُعطى تقريباً بالمعادلة التالية:

$$\text{لآمنيد} \equiv \frac{e}{\pi d^2} \text{سر} \quad \left[j_{\text{bound}} \approx \frac{ev}{\pi d^2} \right]$$

(٢) جذ قيمة لآمنيد عندما تكون سر = 2×10^6 م/ث ونق = 2×10^{-10} م
ويبين أن هذا التيار يُولد مجالاً مغناطيسياً تحريضياً مقداره: ب. $\equiv 3$ تسر.
[يُعطي هذا الحساب المرتبة الصحيحة لمقدار المجال التحريضي الأكبر
المتولد في المادة الفرومغناطيسية. وتؤدي المعالجة الدقيقة للنموذج
الموضح هنا إلى الصيغة:

$$\text{لآمنيد} = \frac{2e}{\pi d^2} \text{سر}^2$$

تذكر أن الفرومغناطيسية تنتج في الواقع عن الحركة الغزلية spin motion
للإلكترونات، وليس عن حركتها المدارية. اختياري: استخدم القيم
العددية المقترحة أعلاه للسرعة سر ونصف القطر نق لحساب العزم
المغناطيسي لعروة تيار واحدة في هذا النموذج، وقارن النتيجة بمقدار
مغنيطون بور المعطى في الملحق ٣.

الفصل السابع عشر

المجالات المتغيرة

Changing Fields

يُلاحظ في التاريخ العلمي أن إدراك القوة الكامنة الكاملة لاكتشاف جديد يتطلب في الأغلب فترة طويلة من الزمن. وفي الحقيقة، فكلما كان الاكتشاف أكثر أساسية اتسع حقل الطبيعة الذي يشملُه، وقَلَّ لذلك احتمال فهم نتائجه الكاملة بسرعة، بالرغم من أن أهميتها قد تدرك في الحال. فمثلاً، شملت قوانين نيوتن على مدى قرنين من الزمان، الى جانب ما أحدثته من تطورات لا تحصى في الرياضيات، جانباً من الطبيعة تنامي باستمرار، نتيجة لتعميمها على الحقل الجزيئي بشكل خاص من أجل تفسير الحرارة ودرجة الحرارة. وكان لا بد لتطوير الكهرومغناطيسية أيضاً من أن ينفذ عدد من الاكتشافات الأساسية الى عقول الكثير من الرجال، فتربط مع بعضها بعضاً وتفحص بطرق جديدة قبل أن أصبح في المقدور تمثل مضمونها الكامل، وقبل أن أخذت النظرية الكهرومغناطيسية شكلها النهائي. ويمكن القول إن تطور النظرية الكهرومغناطيسية بوصفها نظرية مقدارية - بدون اعتبار لمجابهتها في القرن العشرين للنظرية الكوانتية، وهي مجابهة ما تزال في حالة من الوفاق القلق والمتقلب - قد بدأ في عام ١٨٧٥ تقريباً بقانون كولوم للقوة الكهربائية وانتهى في عام ١٩٠٥ تقريباً بنظرية آينشتاين النسبية.

أما أكثر مراحل تطورها نشاطاً، وهي المرحلة التي تم فيها اكتشاف الصلة بين الكهرباء والمغناطيسية ودمجها معاً في صيغة رياضية موجزة، فتمتد ما بين اكتشاف أورستد للقوة المغناطيسية المتولدة من تيار كهربائي في عام ١٨٢٠ وصياغة هفيسايد Heaviside للقوانين الكهرومغناطيسية عام ١٨٨٥.

وكان مايكل فارادي Faraday وجيمس كلارك ماكسويل Maxwell شخصيتين رئيسيتين في هذه المرحلة النشطة من تاريخ الكهرومغناطيسية. وكما أُشير إلى ذلك من قبل، اكتشف فارادي ظاهرة الحث الكهرومغناطيسي induction، وقدم فكرة خطوط القوة التي أدت إلى مفهوم المجال النافع. وكان فارادي أيضاً هو الذي توصل إلى فكرة أن الأساس الذري للمادة هو من ناحية رئيسية كهربائي في طبيعته، وأن كمية معينة من الكهرباء ترتبط بمول واحد من المادة* (Mole). ونحن ندين لماكسويل بتنبؤهِ بالإشعاع الكهرومغناطيسي، وكذلك بالصياغة الرياضية العامة الأولى للنظرية الكهرومغناطيسية. وفي هذا الفصل سنهتم بالاكتشافات الأساسية الموضحة في الأشكال ١٦: ٩ وحتى ١٦: ١١، ويتضمناتها لدارات التيار المتناوب a. c. circuits ولإشعاع الكهرومغناطيسي. وتكمن الأهمية العظيمة لقوانين الحث هذه في أنها تعبر عن الصلات بين المجالات وخذها من دون أية إشارة إلى الشحنة (أو إلى الأقطاب). وعلى ذلك، فإنها تتحكم في التفاعل بين المجالات حتى في أي مكان بعيداً عن المادة.

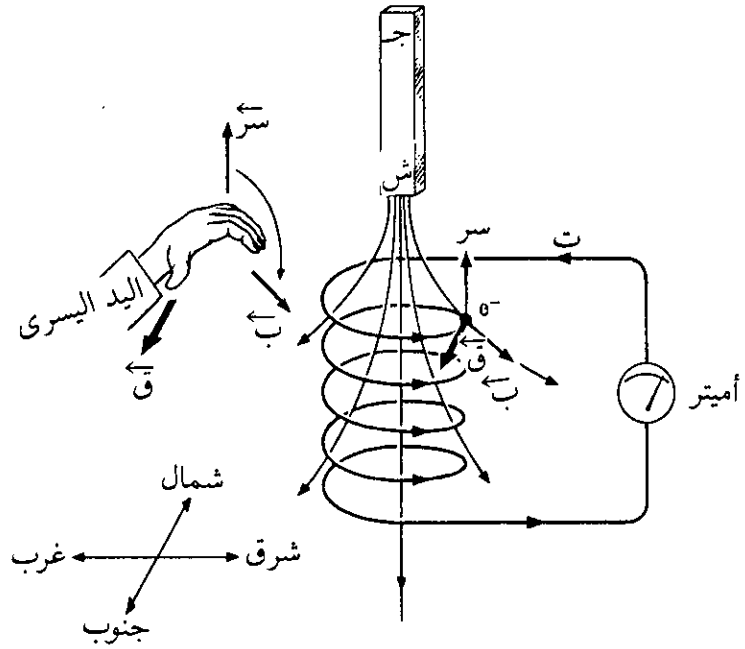
تربط قوانين الحث بين
المجالات من دون حاجة إلى
الشحنة

١٧: الحث الكهرومغناطيسي: Electromagnetic Induction

بالرغم من أن قانوني الحث يبدوان بشكل صحيح كعبارتين هامتين منفصلتين عن المجالين الكهربائي والمغناطيسي، إلا أن كليهما له ارتباط مثير ووثيق بقوانين الشحنات المتحركة التي تم تناولها في الفصل السابق. وللكشف عن هذا الارتباط يمكن تركيز الانتباه على الحركة النسبية. ففي تجربة الحث المبنية في الشكل ١٦: ٩،

* أن كمية الكهرباء التي ترتبط بمول واحد من مادة تُكسب ذراتها أو تخسر إلكتروناتاً واحداً في اتحاد كيميائي ما تساوي الشحنة التي يحملها ١.٠×١٠^٢ من الإلكترونات. وهذه الكمية من الشحنة المعروفة في الوقت الحاضر بالفارادي تساوي على وجه التقريب ٩٦٥٠٠ كل.

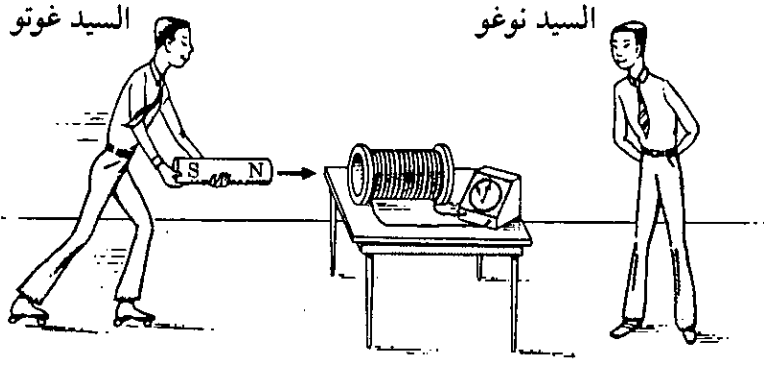
يُحرَّكُ قضيبٌ مغناطيسيٌّ نحوَ ملفٍّ ثابتٍ. لنعتبرُ بدلاً من ذلك ما يحدثُ عند تحريكِ ملفٍّ نحوَ مغناطيسٍ ثابتٍ (الشكل ١٧ : ١). فنتيجةً لحركةِ الملفِّ الجسميَّةِ تتحرَّكُ الالكتروناتُ الموجودةُ في السلكِ في مجالٍ مغناطيسيٍّ، وتعاني تبعاً لذلك قوَّةً ما. فمثلاً



الشكل ١٧ : ١ تجربة الحثِّ لفارادي ذاتُ المغناطيسِ الساكنِ والملفِّ المتحرِّكِ: تظهرُ في الشكل القوةُ المؤثرةُ في الكترونٍ ما، أمَّا الأسهمُ المبيَّنةُ على السلكِ فتدلُّ على اتجاهِ التيارِ.

تكشف أطر الاسناد المختلفة
عن الصلات بين القوانين
المختلفة

يتحرَّكُ الالكترونُ المبيَّنُ في الشكل ١٧ : ١ الموجودُ عندَ نقطةٍ تتجهُ خطوطُ المجالِ المغناطيسيِّ عندها شرقاً ورأسياً إلى الأعلى والذي تؤثرُ فيه قوَّةٌ تساوي $e \cdot \text{سر} \times \text{ب}$ في اتجاهِ الجنوبِ وبمحاذاةِ السلكِ. ويعاني أيُّ الكترونٍ آخرُ قوَّةً موازيةً للسلكِ، الأمرُ الذي ينشأ عنه سريانُ تيارٍ. وتبدو الالكتروناتُ عند النظرِ إليها من الأعلى انها تتحرَّكُ باتجاهِ عقاربِ الساعةِ، في حين يبدو اتجاهُ سريانِ التيارِ الاصطلاحيِّ بعكسِ عقاربِ الساعةِ. وإذا عكسَ اتجاهَ حركةِ الملفِّ أو عكسَ اتجاهَ المجالِ المغناطيسيِّ، فإنَّ اتجاهَ سريانِ التيارِ ينعكسُ أيضاً.



الشكل ١٧: ٢ تجربة حث يرى فيها أحد المشاهدين ملفاً ساكناً ومغناطيساً متحركاً، بينما يرى المشاهد الآخر مغناطيساً ساكناً وملفلاً متحركاً.

ومن الطبيعي أن نفترض أن الحركة النسبية للمغناطيس والملف هي وحدها التي يجب أن تكون هامة. وإذا أقررنا بهذا الافتراض فإنه يمكننا التنبؤ بنتيجة تجربة فارادي، وهي أن المغناطيس المتحرك يجب أن يحث تياراً في الملف الثابت، وهذا ما يحدث في الحقيقة. وحتى نتبين لم ينبغي أن يصح قانون نسبي على الملف والمغناطيس دعنا نتخيل أن تجربة فارادي يجريها المجران اليابانيان السيدان: نوغو وغوتو على النحو غير التقليدي التالي (الشكل ١٧: ٢). يقف السيد نوغو بدون حركة، ساكناً بالنسبة إلى ملف من سلك موصول بجهاز قياس، ويتزلج السيد غوتو صوب الملف حاملاً بين يديه مغناطيساً ما. وعندما يقترب مغناطيس السيد غوتو من الملف يتولد تيار ما. ويكون المغناطيس المتحرك، من وجهة نظر السيد نوغو قد ولد تياراً في سلك ثابت. أما من وجهة نظر السيد غوتو فإن المغناطيس الثابت قد ولد تياراً في سلك متحرك. ولأن كلا منهما يرى نفس التيار الذي سجله جهاز القياس، فلا بُد أنهما يتفقان على أن تياراً ما قد تولد. ولذا فإن طريقتيهما في صياغة قانون الحث لا بد وأن تكونا صحيحتين.

ويقوم «منطق» هذا التفسير للتجربة الافتراضية المشار إليها على افتراض أساسي، وهو أن الحركة المطلقة لا معنى لها. وتبعاً لهذا الافتراض، فإن إطار إسناد السيد غوتو مقبول تماماً، كإطار إسناد السيد نوغو، في وصف الأحداث الفيزيائية. فالقانون الطبيعي الذي يصح في إطار إسناد ما يصح في إطار إسناد آخر. وهذا

إشارة إلى النسبية

الافتراضُ البعيدُ الأثرِ المتعلّقُ بلامتغيريّة القوانينِ الفيزيائيةِ هو حجرُ الأساسِ في النظرية النسبية.

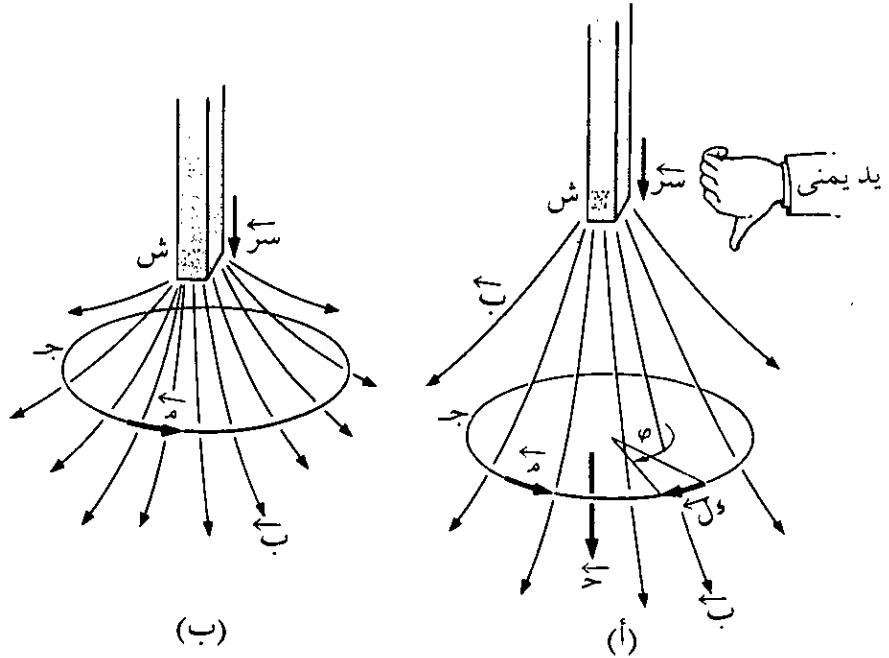
ونقدّمُ الآنَ صيغةً مقداريةً لقانونِ الحثِّ الكهرومغناطيسيِّ، ثم نثبتُ، من طريقِ الاستعانةِ بصورةٍ مثاليةٍ للتجربة التي تمَّ وصفُها قبل قليل، توافقه مع قوانينِ القوةِ والمجالِ التي قدّمت سابقاً.

ينصُّ قانونُ الحثِّ الكهرومغناطيسيِّ، في صيغته التكاملية، على ما يلي :

قانون الحث الكهرومغناطيسي
$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \frac{d\Phi_B}{dt} \quad (1:17)$$

حيث يعرفُ الدَّفْقُ المغناطيسيُّ Φ_B magnetic flux بالمعادلة التالية :

$$\Phi_B = \int \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (2:17)$$



الشكل ١٧: ٣: يختارُ الاتجاهُ الموجبُ حول المنحنى المغلق، كما يرى من الأعلى، باتجاه عقارب الساعة، ويكونُ اتجاهُ المساحةِ المحصورة به إلى أسفل. وباعتبار حركة المغناطيسِ المبينة في الشكل، فإنَّ الدَّفْقَ المغناطيسيَّ يكونُ موجِباً ويزدادُ باستمرار، ولهذا تكونُ $\frac{d\Phi_B}{dt}$ موجبةً للمعادلة ١٧: ١ سالبة. ويعني هذا أنَّ اتجاهَ المجالِ الكهربائيِّ المتولّد بالحثِّ يكون في هذه الحالة في عكسِ اتجاهِ $\vec{B}$ ، أي ضدَّ عقارب الساعة.

ويوضحُ الشكل ١٧ : ٣ معنى هذا القانون، كما يُعطي اصطلاحاتِ الاشاراتِ اللازمة .
ويُختارُ منحنى مغلقٌ جـ، وقد يكونُ حلقةً حقيقيةً من سلكٍ أو مساراً في الفراغ . وبحسبُ
التكاملِ الخطيِّ للمجالِ $\vec{M}$ الذي يظهرُ في الجانبِ الأيمنِ من المعادلةِ ١٧ : ١ على
المنحنى جـ، وبحسبُ دفعِ المجالِ ب (المعادلة ١٧ : ٢) على المساحةِ المحصورةِ
بهذا المنحنى . وتربطُ قاعدةُ اليدِ اليمنى بين الاتجاهِ الموجبِ لطولِ المسارِ والاتجاهِ
الموجبِ للمساحةِ . فعلى سبيلِ المثالِ يُختارُ في الشكلِ المشارِ إليه متجهُ المساحةِ
ليكونَ اتجاهه إلى أسفل . ويجعلُ الابهامِ الأيمنِ يشيرُ الى هذا الاتجاه، فإنَّ الأصابعَ
المحنيةَ لليدِ اليمنى تعطي اتجاهَ $\vec{H}$ حولَ المنحنى . ويظهرُ الشكلُ ١٧ : ٣ (أ) والشكلُ
١٧ : ٣ (ب) رسمين لخطوطِ القوةِ المغناطيسيةِ التي تخترقُ المنحنى : الأولُ قبلَ تحريكِ
القطبِ الشماليِّ لمغناطيسٍ إلى أسفلِ صوبَ العروة جـ ، والثاني بعدَ تحريكه . ولأنَّ
خطوطَ المجالِ $\vec{B}$ تتجهُ إلى أسفلِ فإنَّ الدفعَ يكونُ موجباً، أي أنَّ :

$$\Phi_B > 0$$

ويتزايدُ مقدارُ هذا الدفعِ باقترابِ القطبِ الشماليِّ من العروة، ولذا فإنَّ مشتقَّته الزمنية
تكونُ موجبةً أيضاً، أي :

$$\frac{d\Phi_B}{dt} > 0$$

وعليه، فإنَّ المعادلةَ ١٧ : ١ تتضمنُ أنَّ التكاملِ الخطيِّ للمجالِ $\vec{M}$ يكونُ مقداراً سالباً :

$$\oint \vec{M} \cdot d\vec{l} < 0$$

ويعني هذا أنَّ المجالَ الكهربائيَّ المحتَثَّ (التحريضَ) يتجهُ عكسَ اتجاهِ $\vec{M}$ كما
هو موضحُ في الشكل . ولو كان المغناطيسُ متحركاً إلى أعلى لكان المقدارُ Φ_B موجباً
ومتناقصاً، وكان في تلك الحالة المقدارُ $\frac{d\Phi_B}{dt}$ سالباً والمجالُ $\vec{M}$ في نفس اتجاه $\vec{M}$

ويظهرُ على يسارِ المعادلةِ ١٧ : ١ كميةٌ ترتبطُ بمجالٍ مغناطيسيٍّ متغيرٍ . أمّا على

يمين المعادلة فيظهر مجال كهربائي. وتقدم هذه المعادلة صورة لقانون الحث الذي ذكر سابقاً بشكل وصفي على النحو التالي: يولد المجال المغناطيسي المتغير مجالاً كهربائياً (انظر الخط $\vec{B}$ في المثلث ش - م - ب في الشكل ١٦: ٤٢). ومن الواضح الآن أننا نستطيع صياغته بشكل أفضل كما يلي: يولد الدفق المغناطيسي المتغير قوة دافعة كهربائية. وبتذكر تعريف القوة الدافعة الكهربائية (المعادلة ١٥: ٤٩)، نجد أنها تساوي في حالة عروة مغلقة ما يلي:

نص منقح للمعادلة:
 $\vec{B} \leftarrow \vec{E}$

$$\psi = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \frac{d\Phi_B}{dt} \quad (١٧: ٣)$$

وتساوي هذه الكمية في حالة مجال كهربائي ساكن صفراً، لأن $\vec{E}$ مجال حافط. وهذا الاستنتاج تؤكد المعادلة ١٧: ١. فعندما لا يتغير الدفق المغناطيسي تكون ψ و $\vec{E}$ الناتجة بالحث صفراً؛ لكن المجال الكهربائي المتغير ليس مجالاً حافطاً، وعليه، فإنه يمكن توليد ψ و $\vec{E}$ صافية حول المسار المغلق. ونستطيع أيضاً كتابة قانون الحث الكهرومغناطيسي على النحو التالي:

المجال المتغير $\vec{B}$
 مجال غير حافط

يولد الدفق المتغير قوة دافعة
 كهربائية

$$\psi = - \frac{d\Phi_B}{dt} \quad (١٧: ٤) \dots \dots \dots [\psi = - \frac{d\Phi_B}{dt}]$$

[وثمة ملاحظة أخيرة حول المعادلة ١٧: ١، وهي أن الشحنة أو التيار لا تظهر في المعادلة. فهذا القانون هو قانون مجالات فقط]*.

مثال ١: في الشكل ١٧: ٣ (أ)، يبلغ الدفق عبر حلقة قطرها ٤ سم القيمة ٠.٠٠٥ ر. فب. وبعد نصف ثانية من الزمن، الشكل ١٧: ٣ (ب)، يصبح الدفق ٠.٠٠٧ ر. فب. فإذا كانت العروة سلكاً رقيقاً مقاومته ٠.٢ Ω ، فما مقدار تيار الحث (التيار التحريضي) المتولد؟

* غالباً ما تدعى المعادلة ١٧: ١ أو المعادلة ٤: ١٧ المكافئة لها بقانون الحث لفارادي. وفي الحقيقة وضعت صيغة القانون المعروضة هنا بعد مرور زمن طويل على عمل فارادي الرائد في هذا الموضوع.

ان متوسط معدل تغير الدفق يساوي ما يلي :

$$\frac{\Phi}{\Delta t} = \frac{(0.0007 - 0.0005) \text{ فب}}{0.0005 \text{ ث}} = \frac{0.0002 \text{ فب}}{0.0005 \text{ ث}}$$

ويعني ضمناً التماثل الاسطواني في الوضع المعتبر هنا أن المجال $\vec{M}$ له مقدار ثابت حول العروة، ولذا فإن :

$$\oint \vec{M} \cdot d\vec{l} = 2 \pi r M$$

حيث M هي مركبة $\vec{M}$ في اتجاه $d\vec{l}$. (وفي الحقيقة فإن $M = -M_\phi$ في هذا المثال، لأن المجال المحتث هو باتجاه طول السلك). وباستعمال المعادلة ١٧ : ١ نحصل على المجال الكهربائي المحتث (التحريضي) في السلك. ويساوي هذا المجال :

$$M = - \frac{\Phi}{2 \pi r} = \frac{0.0002 \text{ فب} / \text{ث}}{2 \pi \times 0.0005 \text{ م}} = -0.0318 \text{ ف/م}.$$

وتكون القوة الدافعة الكهربائية حول العروة كما يلي :

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = -0.0004 \text{ ف}$$

وبتطبيق قانون أوم نحصل على التيار المتولد بالحث (التيار التحريضي) :

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{-0.0004 \text{ ف}}{0.002 \text{ أ}} = -0.2 \text{ أ} \quad \dots \dots \dots (١٧ : ٥)$$

وتعني الإشارة السالبة ببساطة أن اتجاه التيار هو عكس اتجاه $\vec{M}$ المختار. وبشكل عام، يمكن عد القوى الدافعة الكهربائية في الدارات الكهربائية مكافئة لمصادر الجهد. وفي هذا المثال، يتوزع المصدر على العروة بدلاً من أن يكون في موضع محدد كما في البطارية أو المولد. ولعلك تذكر أن صيغة قانون أوم الأكثر أساسية (المعادلة ١٥ : ٨٤)

يعبر عنها بدلالة المجال وليس بدلالة فرق الجهد، الأمر الذي يبرر لنا استعمال $\vec{E}$ في المعادلة ١٧: ٥. (لاحظ بهذا الصدد أن طول الملف لم يكن ضرورياً لحساب التيار؛ إذ أننا استعملناه فقط من أجل الحساب الجانبي لمقدار المجال الكهربائي.)

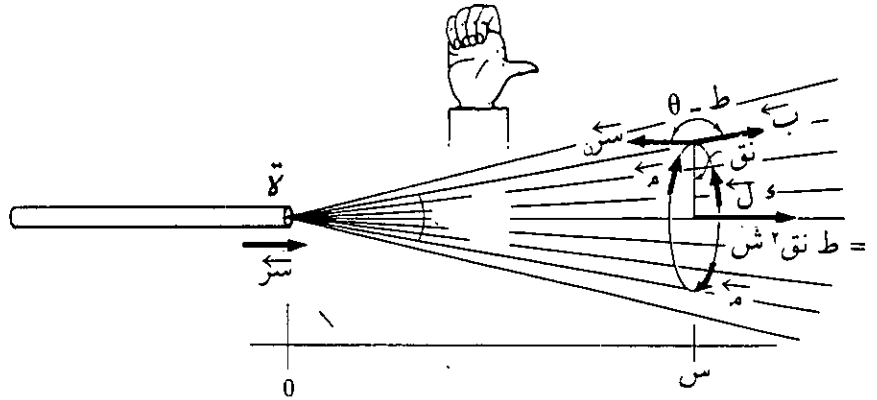
■

* توافق قانون الحث الكهرومغناطيسي مع القوانين الكهرومغناطيسية الأخرى:

Consistency of The Law of Electromagnetic Induction With Other Laws of Electromagnetism

نستطيع من خلال صورة مثالية لتجربة نوغو وغوتو (الشكل ١٧: ٢) أن نبين أن قانون الحث الكهرومغناطيسي [المعادلة ١٧: ١ أو ١٧: ٤] يتوافق وقوانين المجال والقوة التي قدمت في الفصل ١٦. تخيل ملفاً حلزونيّاً طويلاً للغاية بحيث يمكن النظر إلى إحدى نهايتيه على أنها قطب مغناطيسي شدته $\vec{B}$ لا يولد مجالاً مغناطيسياً كما يلي:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{P}{r^2} \hat{r} \quad \text{..... (١٧: ٦)}$$



الشكل ١٧: ٤: المجال المغناطيسي التربيعي العكسي لقطب مثالي يشترك مع عروة بعيدة نصف قطرها r . ويصغ قانون الحث الكهرومغناطيسي: «الدفق المغناطيسي المتزايد يولد مجالاً كهربائياً» على إطار إسناد تكون فيه العروة ساكنة والمغناطيس متحركاً. أما في إطار إسناد يكون فيه المغناطيس ساكناً والعروة متحركة فيصغ قانون الشحنة المتحركة: «تخضع الشحنة في العروة لتأثير قوة: $\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}$ ».

حيث F هي المسافة كما تقاس من القطب. ولتخيل أيضاً أن الملف يتحرك موازياً لمحوره بسرعة $\vec{v}$ صوب عروة دائرية نصف قطرها R (الشكل ١٧: ٤). ونفترض للسهولة الرياضية أن بُعد العروة عن القطب S هو أكبر بكثير من نصف القطر R . ولنجعل متجه مساحة العروة يتجه صوب اليمين موازياً للمحور S :

$$\vec{A} = \pi R^2 \hat{i} \quad \text{ط نق } S \quad \dots\dots\dots (١٧: ٧)$$

بحيث يبدو $\vec{L}$ حول العروة، عند النظر إلى العروة من القطب، في اتجاه عقارب الساعة.

وفي إطار إسناد يكون فيه الملف ثابتاً والحلقة متحركة، فإن كل شحنة في السلك تتحرك في مجال مغناطيسي، ومن ثم فإنها تعاني قوة كما يلي:

$$\vec{F} = q \vec{v}_{rel} \times \vec{B} \quad \text{ق ش س } \times \vec{B} \quad \dots\dots\dots (١٧: ٨)$$

القوة المغناطيسية في إطار إسناد ما هي:

حيث $\vec{v}_{rel} = -\vec{v}$. أما في إطار اسناد المختبر حيث تؤثر هذه القوة في شحنة ساكنة، فإن هنالك، بالتعريف، مجالاً كهربائياً عند موضع الشحنة. وهذا المجال هو:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} = \vec{v} \times \vec{B} \quad \dots\dots\dots (١٧: ٩)$$

قوة كهربائية في إطار اسناد آخر

وكما يبين الشكل ١٧: ٤، يؤثر هذا المجال على طول السلك في اتجاه معاكس لاتجاه $\vec{v}$ ، ويبلغ مقداره كما يلي:

$F = q v B \sin \theta$ = سرب جا (θ) = سرب جا θ .

ولأن الزاوية θ (المعرفة في الشكل ١٧: ٤) صغيرة فإن هذا المقدار يساوي بشكل تقريبي:

$$F = q v B \sin \theta \approx q v B \theta = \frac{q v B \pi R^2}{S} \quad \dots\dots\dots (١٧: ١٠)$$

ويساوي تكامل $\vec{F}$ الخطي ما يلي:

$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{L} = B L \cos \theta$.

وبالتعويض من المعادلتين ١٧ : ١٠ و ١٧ : ٦ ، وباستعمال التقريب $f \approx s$ ، نحصلُ على :

$$\Phi_m \cdot \omega = -\frac{1}{4}\mu \cdot \frac{\text{نق}^2}{s} \text{ سر} \dots\dots\dots (١١ : ١٧)$$

الحركة النسبية تولد ق و ك

لنوجه اهتمامنا الآن إلى معدل تغير الدفق المغناطيسي . لقد كان علينا في حسابنا للكمية $s \times B$ أن نأخذ بالحسبان الزاوية الصغيرة θ بين B والمحور s ، لأننا إن لم نفعل ذلك كان مقدار حاصل الضرب الاتجاهي صفراً . وعلى أية حال ففي حساب دفق المجال B ، فإنه يمكن إهمال هذه الزاوية الصغيرة ، كما يمكن أخذ B بشكل تقريبي كمتجه ثابت على كل مساحة العروة* :

$$B \approx \frac{\mu}{4\pi} \frac{\text{نق}^2}{s} \dots\dots\dots (١٢ : ١٧)$$

وبهذا التقريب يأخذ دفق المجال B شكلاً بسيطاً كما يلي :

$$\Phi_B = B \cdot \omega = \omega \cdot B = \omega \cdot B \cdot \cos \theta$$

وبوضع قيمتي B و ω من المعادلتين ١٧ : ٧ و ١٧ : ١٢ في المعادلة اعلاه نحصلُ على :

$$\Phi_B = \frac{1}{4}\mu \cdot \frac{\text{نق}^2}{s}$$

ويساوي معدل التغير الزمني لهذا الدفق $\frac{d\Phi_B}{dt} = \left(\frac{dB}{ds} \right) \left(\frac{ds}{dt} \right)$. وبما أن $\frac{ds}{dt} = \frac{v}{\omega}$

- سر ، فإن تفاضل Φ_B / s يعطي :

* خذ على سبيل المثال المجال المغناطيسي B على مسافة نق من المحور . فمن أجل حساب الدفق نحتاج إلى الكمية $B \cdot s = B \cos \theta$ (١ - $\frac{1}{4}\theta$) . وتختلف المركبة $B \cdot s$ عن B فقط بحد من المرتبة الثانية في θ ، وهو حد يمكن إهماله . أما في حساب حاصل الضرب الاتجاهي فإن الكمية التي تظهر هي $\theta \approx \theta$ ، وهي كمية من المرتبة الأولى في θ لا يمكن إهمالها .

الحركة النسبية تجعل التدفق
يتغير

$$\frac{\Phi}{\mu_0} = \frac{1}{4\pi} \mu_0 \frac{N^2}{S} \text{ سر} \quad \dots\dots\dots (١٧:١٣)$$

وتظهر المقارنة بين المعادلتين ١٧:١١ و ١٣:١٧ أن: $\Phi \propto I$ و $\frac{\Phi}{S} = \frac{I}{S} \propto \frac{N^2}{S}$ ،
وهي نفس المعادلة ١٧:١. وباعتبار هذه الحالة الخاصة المبحوثة هنا، فإن الاشتقاق
السابق يشكل اشتقاقاً لقانون الحث الكهرومغناطيسي من قوانين مُقرّة سابقاً: قانون
المجال المغناطيسي لقطب نُقطي (المعادلة ١٧:٦)، وقانون القوة المغناطيسية المؤثرة
في شحنة متحركة (المعادلة ١٧:٨)، وتعريف المجال الكهربائي (المعادلة ١٧:٩).
وقد افترضنا فضلاً عن ذلك صحة قوانين الكهرومغناطيسية في إطار اسنادٍ متحرك.

* دور التدفق المغناطيسي : The Role of Magnetic Flux

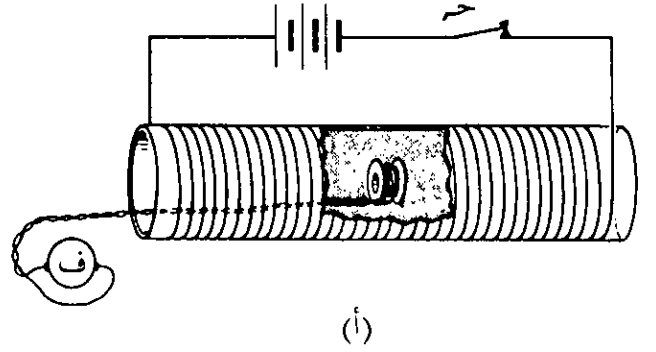
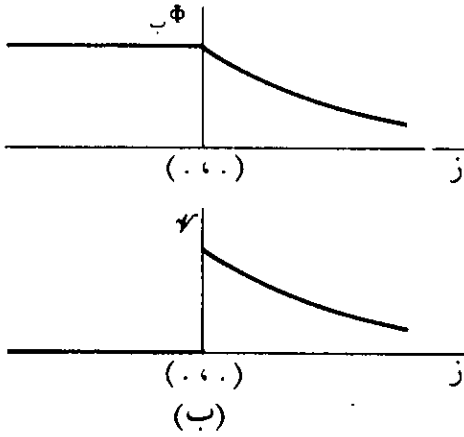
وأما ان ظاهرة الحث لا تتطلب لحدوثها أية حركة فيزيائية فنتيجة ترتب
مباشرةً على المعادلة ١٧:١. فإذا تغير التدفق المغناطيسي بأية وسيلة كانت فإن
ق و ك تتولد بالحث. وكان فارادي مدركاً لهذه الحقيقة في أبحاثه الأولى في
الحث الكهرومغناطيسي، وأجرى تجارب كتلك الموصوفة في الشكل ١٦:١٠، وبين
أن تياراً متغيراً في دائرة ما يولّد تياراً تحريضياً في دائرة أخرى.

يمكن أن يتغير التدفق من دون
حركة فيزيائية

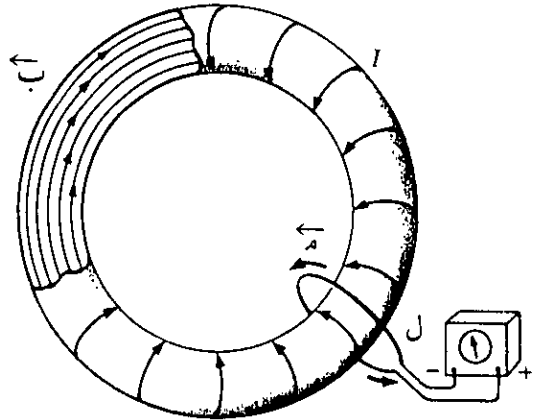
■ مثال ٢ :

يوجد داخل ملف حلزوني مجال ثابت ب. = ٠,٠٥ تس. وعند فتح
المفتاح [انظر الشكل ١٧:٥ (أ)] يتناقص المجالُ أسياً إلى الصفر: ب =
ب. و- τ ، حيث $\tau = ٠,٠١$ ث. جد القيمة العظمى للقوة الدافعة الكهربائية
المتولدة بالحث في ملف من عشر لفات، مساحته ٦ سم^٢، وموجود داخل
الملف الحلزوني ومتحدّ معه في المحور. لنشتغل بالمقادير فقط. ان مقدار
التدفق هو:

$$\Phi = B \cdot A = B \cdot \pi r^2$$



الشكل ١٧: ٥ (أ): ملف من عشر لفات داخل ملف حلزوني. (ب) عند فتح مفتاح الدارة حم يبدأ الدفع الذي يشترك مع الملف بالتناقص أسياً إلى الصفر، وتقفز القوة الدافعة الكهربائية المحتثة (التحريضية) في الملف إلى قيمة عظمى ثم تهبط بشكل أسّي.



الشكل ١٧: ٦: يتولد مجال كهربائي بالحث في منطقة حيث المجال المغناطيسي فيها صفر. ويظهر في الشكل اتجاه المجال الكهربائي المحتث (التحريضية) $\vec{M}$ المتولد في العروة ل في حالة تناقص الدفع المغناطيسي.

أما معدل تغيره الزمني فهو:

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\frac{B \cdot A}{\mu_0} \right) = -\frac{A}{\mu_0} \frac{dB}{dt}$$

ونجد من المعادلة ١٧: ١، وللفة واحدة من الملف، أن:

$$\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{\mu_0} \frac{d}{dt} \left(\frac{B \cdot A}{\mu_0} \right) = \frac{A}{\mu_0^2} \frac{dB}{dt}$$

ومن ثم تكون قيمة القوة الدافعة الكهربائية المتولدة بالحث في ن من اللفات كما يلي :

$$\psi = \frac{N \cdot B \cdot A}{\tau} \text{ و } \tau = 2\pi$$

وهذا المقدار له قيمة عظمى عندما $z = 0$ صفر. ويوضع $N = 10$ ، $B = 0.05$ تسلا، $A = 6 \times 10^{-4} \text{ م}^2$ ، و $\tau = 0.01$ ث في الصيغة السابقة نحصل على : $\psi_{\text{عظمى}} = 0.03$ ف. وبعد ذلك تأخذ ψ بالتناقص أيضاً بشكل أسّي [الشكل ١٧ : ٥ (ب)].

وثمة نتيجة أخرى تشتق من المعادلة ١٧ : ١ ، وتعدّ لافتة للنظر أكثر من النتيجة السابقة، وهي حقيقة أنه يمكن توليد مجال كهربائي في مكان يكون فيه المجال المغناطيسي صفراً. ويظهر الشكل ١٧ : ٦ أحد الأجهزة التي يمكن استعمالها لتحقيق هذا النوع من الحث. ففي ملف حلقي مفرط الموصلية superconducting يوجد تيار شدته ت يسري كما هو مبين في الشكل. وينحصر المجال المغناطيسي الذي ينتجه هذا التيار كلية داخل الملف الحلقي. ولذا فإن أية عروة من سلك ما ل تحيط بالملف الحلقي هي في منطقة فيها المجال المغناطيسي صفر، مع أن الدفق المغناطيسي يخترق هذه العروة. وإذا تناقص التيار (ويمكن تحقيق ذلك بتسخين الملف الحلقي مثلاً إلى درجة لا يعود معها ملفاً مفرطاً في الموصلية، إذ في هذه الحالة يهبط التيار إلى الصفر)، فإن الدفق خلال العروة سوف يتناقص مولداً لا محالة ق و ك في العروة. وهذه النتيجة المثيرة لقانون الحث الكهرومغناطيسي يصعب أن نتنبأ بها مباشرة بقوانين القوة والمجال السابقة. وحتى الفيزيائيون المطلعون على هذه الظاهرة يستغربون أنه يمكن أن «ينتشر» الدفق فيؤثر في المكان الخالي من أي مجال.

تغير ب في مكان ما يولد
في مكان آخر

* تعريف الفبر والتسلا : Definition Of The Weber & The Tesla

توضع وحدات النظام العالمي للمجال والدفق المغناطيسيين بالاستعانة بقانون الحث الكهرومغناطيسي : المعادلة ١٧ : ١ . ومن بين الأسباب التي تدعو الى ذلك أن

قياس القوة الدافعة الكهربائية بدقة عالية هو أسهل بكثير من قياس القوة بدقة عالية. وتعرف اللجنة الدولية للأوزان والمقاييس الفبر كما يلي: «الفبر هو الدفع المغناطيسي الذي يولد في دائرة، من لفة واحدة، يشتبك معها قوة دافعة كهربائية قدرها فولت واحد (١ ف) في الثانية الواحدة عند انقاصه الى الصفر بمعدل ثابت». وبعبارة أخرى، فإذا قيس الجانب الأيمن من المعادلة ١٧: ١ على أنه فولت واحد فإن الجانب الأيسر يعرف على أنه ١ فب / ث. وعليه تعرف التسلا بأنها ١ فب / م. ولقياس مقدار مجال ساكن ب^٠ تقاس القوة الدافعة الكهربائية المتولدة في ملف دائر كما هي العادة الشائعة، ذلك أن دوران الملف يتسبب في تغيير الدفع الذي يخترق الملف، مع أن ب^٠ ثابت في مقداره واتجاهه.

يُعرف الفبر بالقوة الدافعة
الكهربائية المتولدة بالحث

١٧: ٢ تطبيقات على الحث الكهرومغناطيسي:

Applications of Electromagnetic Induction

* المولد: The Generator

يعد توليد التيار الكهربائي في عالمنا التقني تطبيقاً رئيساً من بين التطبيقات على الحث الكهرومغناطيسي. والمولد الفعلي آلية معقدة، ومع ذلك فإن مبدأ عمله يمكن توضيحه بصورة سهلة. لنأخذ ملفاً مساحته A يدور بسرعة زاوية ثابتة ω في مجال مغناطيسي منتظم B ، كما في الشكل ١٧: ٧. إن الزاوية بين A و B تساوي:

مبدأ المولد: ملف يدور في
مجال مغناطيسي

$$\theta = \omega z$$

(إذا اختير زمن البدء ليكون صفراً عندما تكون $\theta = 0$ صفراً). وبما أن A و B متجهان ثابتان في مقدارهما، فإن الدفع المغناطيسي عبر مساحة الملف* يكون:

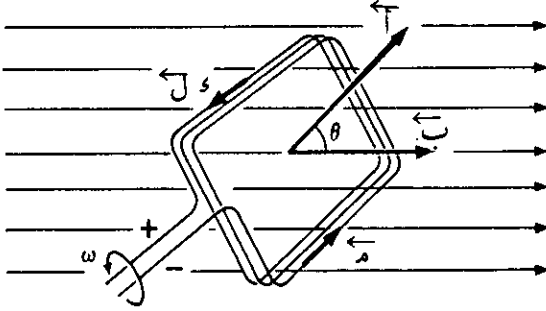
$$\Phi = B \cdot A \cos \theta$$

$$B \cdot A \sin \omega z$$

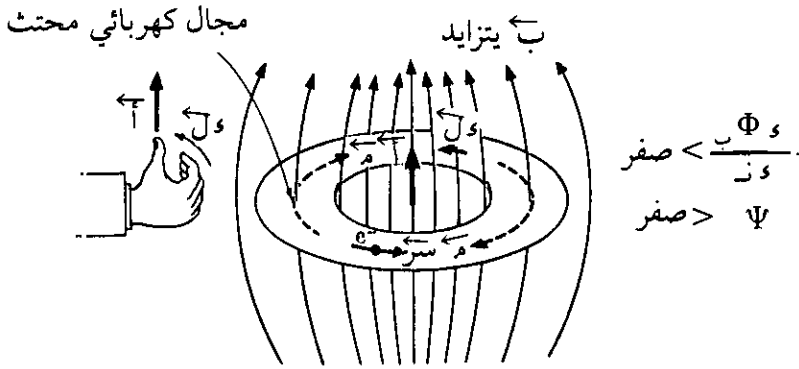
* يسمى الدفع عبر مساحة ما غالباً بالدفع المشتبك مع هذه المساحة. انظر مثلاً التعريف الرسمي للفبر.

ويساوي معدلُ تغيره الزمنيّ ما يلي :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \omega \cdot B \cdot A \cdot \sin \theta$$



الشكل ١٧: ٧ مبدأ المولد: ملف يدور في مجال مغناطيسي . وتظهر الاشارتان المبيتان قطبية الدارة في اللحظة التي يكون فيها التدفق في تناقص . والمجال م موازياً للمتجه لـ .



الشكل ١٧: ٨ مبدأ البيتا ترون: يقوم المجال المغناطيسي بغرض مزدوج: (١) فهو يعمل على حث الإلكترونات في مسار دائري، (٢) وهو يولد بتغيره مجالاً كهربائياً يعمل على تسريع الإلكترونات إلى سرعة أكبر.

ولذلك، فإن قانون الحث الكهرومغناطيسي يتضمن ما يلي :

$$\epsilon = - \frac{d\Phi}{dt} = \omega \cdot B \cdot A \cdot \sin \theta \quad (١٧: ١٥)$$

وهذه هي القوة الدافعة الكهربائية المتولدة في حالة لفّة واحدة من السلك . وعندما يكون هنالك ن من اللفات، فإن القوة الدافعة الكلية $\epsilon = N \cdot \epsilon$. ويكون مُخرج المولد عبارة

عن قوة دافعة جيئية، يتناسب اتساعها طردياً مع ω ، ب ، أ ، و ن . وفي الولايات المتحدة، تثبت قيمة ω بحيث تساوي 2×60 زاوية نصف قطرية / ث ، ومن ثم، فإن ناتج (مخرج) المولد يتعين بالقيم المختارة للمجال ب ولمساحة الملف أ ولعدد اللفات ن . ومن الجدير أن نؤكد مرة أخرى أن تصميم المولد يحدد القوة الدافعة الكهربائية ولا يحدد التيار، فالتيار الذي يوفره المولد يتحدد بالدارة الكهربائية الخارجية التي يربط معها المولد، ولذا فقد تتغير قيمه بشكل واسع .

★ البيتاترون : The Betatron

من الأجهزة الأخرى التي توضح بشكل مباشر تماماً قانون الحث الكهرومغناطيسي البيتاترون، وهو نوع خاص من مسارات الجسيمات . ويوفر لنا البيتاترون مثلاً مثيراً على الاستغلال المباشر لقانون المجالات المتفاعلة في الخلاء التام وليس في سلك . وكما نعرف يستعمل في السيكلوترون والسينكروترون مجال مغناطيسي لحرف الجسيمات ومجال كهربائي منفصل عنه لزيادة سرعة تلك الجسيمات . أما في البيتاترون فيسخر مجال مغناطيسي واحد لكلا الغرضين . وتحرك الالكترونات (جسيمات بيتا) داخل ملف حلقي مفرغ (الشكل ١٧ : ٨) . ويمر مجال مغناطيسي داخل الملف الحلقي وداخل مركزه المجوف . وتشق الالكترونات المحروقة بفعل المجال المغناطيسي طريقها داخل الملف وحوله في مسار دائري . ويتم ببساطة تسريع الالكترونات الى سرعة أكبر بزيادة شدة المجال المغناطيسي . ويولد المجال المغناطيسي بتغير شدته من شدة ضعيفة إلى شدة أكبر مجالاً كهربائياً في الملف الحلقي (وخارجه أيضاً)، ويدفع هذا المجال الكهربائي المتولد الالكترونات فتكتسب سرعة أكبر . والحقيقة اللافتة للنظر هي أنه باختيار مناسب لشدة المجال المغناطيسي في المركز بالقياس الى شدته في الملف الحلقي يمكن ضبط قدرة الحرف المتزايدة للمجال المغناطيسي بحيث تظل مواكبة لطاقة الالكترونات المتزايدة، مما يؤدي الى استمرار الالكترونات في التحرك في دائرة ذات نصف قطر ثابت .

يقوم المجال المغناطيسي بوظيفة
مزدوجة

وحتى نستكشف عمل البياترون من ناحية رياضية، دعنا نأخذ لحظة خلال دورة تسريع الالكترون يكون عندها الدفع المغناطيسي الكلي الذي يخترق مدار الالكترون Φ بقيمة المجال المغناطيسي عند موضع مسار الالكترون B . وفي تلك اللحظة يمتلك الالكترون زخماً مقداره X ، ويكون نصف قطر تقوس مساره تبعاً للمعادلة ١٦: ٣٠ كما يلي:

$$\text{نق} = \frac{X}{eB} \quad (١٦: ١٧)$$

ونظراً لأن نق سيطر ثابتاً، ولأن الشحنة e ثابتة فإن النسبة $\frac{X}{B}$ يجب أن تكون ثابتة. ولذا يجب ان يزداد الزخم في تناسب طردي مع المجال المغناطيسي. ويمكننا إعادة كتابة المعادلة ١٦: ١٧ على النحو التالي: $X = \text{نق} \cdot eB$ وبمفاضلة المعادلة هذه بالنسبة إلى الزمن، نحصل على:

$$\frac{dX}{dt} = \text{نق} \cdot e \frac{dB}{dt} \quad (١٧: ١٧)$$

ونجد على يمين المعادلة معدل التغير في مقدار زخم الالكترون، وهو كمية تختلف عن الكمية المتجهة: $\frac{dX}{dt}$. ويستجيب الالكترون عندما يدور حول الملف الحلقي لقوتين: قوة مغناطيسية تعمل كقوة مركزية تُغيّر اتجاه X ، ولا تُغيّر مقداره، وقوة كهربائية تدفع الالكترون في اتجاه حركته (الشكل ١٧: ٨). وهذه القوة الكهربائية هي وحدها المسؤولة عن التغير في مقدار X ؛ ولذا نجد تبعاً لقانون نيوتن الثاني أن:

$$\frac{dX}{dt} = Q_m = e \cdot m \quad (١٨: ١٧)$$

[لاحظ أن الإشارة السالبة غير لازمة. فبالرغم من أن: $Q_m = -e \cdot m$ ، إلا أن المعادلة المقدارية هي $Q_m = e \cdot m$]. وتعبّر المعادلتان ١٧: ١٧ و ١٨: ١٧ عن الكمية: $\frac{dX}{dt}$ بطريقتين مختلفتين. ومن هاتين المعادلتين، نحصل على علاقة بين m و B على

النحو التالي :

شرط الحصول على نصف قطر

ثابت للمدار عندما يزداد β

وخ

$$م = نق \frac{\beta}{\gamma} \dots\dots\dots (١٧ : ١٩)$$

ولا بُدّ لنا عند هذه النقطة من ان نذكر أنّ الالكترونات في البيتاترون هي الكترونات نسبوية للغاية تتحركُ بِسرْعٍ قَريبةٍ من سرعةِ الضوء. وقد ذكرنا من قبلُ أنّ المعادلةَ ١٦ : ١٧ تظلُّ معادلةً صحيحةً عند هذه النهاية. ونضيفُ الى ذلك الآن حقيقةً مفادُها أنّ المعادلةَ ١٨ : ١٧ المشتقة من الميكانيك الكلاسيكي هي ايضاً معادلةً صحيحةً في النظرية النسبية. والى حينِ دراسةِ الطالبِ للديناميك الكهربيائي النسبوي في مساقٍ متقدمٍ ، فإنّ عليه أن يتقبَّلَ هذه الحقائق من دونِ برهان. ومع أنّ الكثير من معادلات الميكانيك الكلاسيكي لا تظلُّ صحيحةً بالفعل عند السرعةِ القَريبةِ من سرعةِ الضوء، الا أنّ معظمَ معادلاتِ الكهرومغناطيسية التي نقدّمُها في هذه الفصول تظلُّ صحيحة.

ولم نلجأ حتى الآن الى قانونِ الحثِّ الكهرومغناطيسي. فهذا القانونُ يوفرُّ لنا علاقةً أخرى بين $م$ و β . وتساوي القوةُ الدافعةُ الكهربائية حولَ عروية مدارِ الالكترون ما يلي :

$$\psi = \Phi \quad \text{و} \quad \psi = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} \dots\dots\dots (١٧ : ٢٠)$$

وبما أنّ اتجاهَ $\vec{m}$ هو عكسُ اتجاهِ $\vec{L}$ ، ولأنّ مقدارَه ثابتٌ حولَ العروية، فمن الممكن إجراءُ التكاملِ بسهولة. ويمكننا كتابةُ الدفقِ Φ كما يلي :

$$\Phi = \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint \vec{B} \cdot \vec{a} \, dl \dots\dots\dots (١٧ : ٢١)$$

وتشيرُ $\vec{B}$ إلى متوسطِ المركبة العمودية للمجالِ $\vec{B}$ على مساحةِ العروية A ، وهي تعرفُ من ناحيةٍ فنيةٍ كما يلي :

$$\vec{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{A} \quad \text{و} \quad \vec{A} = \dots\dots\dots (١٧ : ٢٢)$$

وآخذين بالاعتبار أنّ $نق$ ثابت، فاننا نستطيعُ مفاضلةَ المعادلةِ ٢١ : ١٧ بالنسبةِ إلى الزمنِ لنحصلَ على :

$$\frac{\Phi}{\omega} = \frac{\omega}{\omega} \text{ ط نق } \frac{\omega}{\omega} \quad (23:17)$$

وبتعويض القيم المناسبة من المعادلتين (20:17) و(23:17) في المعادلة (1:17) نحصلُ على :

$$2 - \text{ط نق م} = - \text{ط نق } \frac{\omega}{\omega}$$

ونستنتجُ من ذلك أن :

$$\text{م} = \frac{1}{4} \text{ نق } \frac{\omega}{\omega} \quad (24:17)$$

مجال كهربائي يتولد بالحث من
دفع متغير

ونتوقف قليلاً هنا لمراجعة ما قمنا به من عملٍ حتى الآن. أن المعادلة 19:17 تتبع من قوانين الميكانيك عند بحث القوى المؤثرة في الالكترونات. أما المعادلة 24:17 فتتج عن قانون الحث الكهرومغناطيسي، وتربطُ بين المجالات بدون أية إشارة الى الشحنة. وتعبّر كلا المعادلتين عن المركبة المماسية للمجال الكهربائي م بدلالة المشتقة الزمنية للمجال المغناطيسي. وبمساواة العبارتين الجبريتين للمجال م نحصلُ على :

$$\frac{\omega}{\omega} = \frac{1}{4} \frac{\omega}{\omega} \quad (25:17)$$

وأما العلاقة العامة التي تربطُ بين ب ن و ب والتي تحقق هذه المعادلة التفاضلية فهي :

$$\text{ب ن} = \frac{1}{4} \text{ ب} + \text{ث}$$

حيث ث هو ثابت. ومن المعقول ان نفترض أن جميع أجزاء المجال تزيدُ معاً من دون أن تتغير الشدة النسبية لهذه الأجزاء المختلفة. وإذا سلمنا بصحة هذا الافتراض، فإن ب ن تتناسبُ طردياً مع ب، ويكونُ ث = صفر. ومن ثم فإن :

$$\text{ب ن} = \frac{1}{4} \text{ ب} \quad (26:17)$$

شرط أخير على المجال

ولذا، فإنَّ البيتاترون يعملُ كما يُتوقَّعُ منه إذا كان متوسطُ المجالِ المغناطيسيِّ داخلَ دائرةِ مدارِ الالكترون مثليَّ قيمةِ المجالِ عندِ المدارِ نفسه. ومن السهلِ تصميمُ مغناطيسٍ كهربائيٍّ يمتلكُ مجاله مثلَ هذه الخاصية.

مثال:

تكوُن الالكتروناتُ في البيتاترون عروةً تياريةً دائريةً تولَّدُ بنفسها مجالاً مغناطيسياً. فإذا كانت هنالك 10^{11} من الالكتروناتِ التي تدورُ بنصفِ قطرٍ مقداره نق = 5×10^{-8} م في مجالٍ قيمته القصوى ب 4×10^{-4} تس، فقارن من حيث المقدار والاتجاه بين المجالِ المتولَّدِ من الالكتروناتِ والمجالِ الخارجيّ المؤثِّر فيها؟ لايجاد الاتجاه، ارجع الى الشكل ١٧: ٨. وتبدو الالكتروناتُ، عند النظرِ إليها من الأعلى، انها تطيرُ عكسَ اتجاه عقارب الساعة، وهذا يكافئُ تياراً «اصطلاحياً» في اتجاه عقارب الساعة. وينتج عن هذا التيارِ في المنطقة المركزية مجال متجهٌ الى اسفل بعكس اتجاه المجالِ المؤثِّر. وتبلغُ قيمةُ التيارِ من المعادلة ١٦: ٥٩ ما يلي:

$$I = \frac{e \cdot n \cdot v}{2 \pi r} = \frac{e \cdot n \cdot c}{2 \pi r}$$

حيث وضعنا $e \cdot n$ بدلاً من ش و c محلَّ سر* في الكسر الظاهر بعد إشارة المساواة الثانية. وبوضع القيم: $n = 10^{11}$ ، $e = 1.6 \times 10^{-19}$ كل، $c = 3 \times 10^8$ م/ث، ونق = 5×10^{-8} م فاننا نحصلُ على:

$$I = 1.53 \times 10^4 \text{ أ}$$

* بإمكانك ان تختبرَ الافتراضَ بأنَّ الالكتروناتِ تتحرَّكُ بسرعةِ الضوء تقريباً على النحو التالي. احسب من المعادلة: $x = \frac{e \cdot n \cdot v}{2 \pi r}$ ب زخم الالكترون، ثم جرب المعادلة اللانسبوية: $x = \frac{e \cdot n \cdot c}{2 \pi r}$ ك سر، فإذا حصلت على سرعة سر تقلُّ بشكلٍ بالغٍ عن c ، فأنك تكونُ بذلك قد حصلت على السرعة الصحيحة ويكونُ الالكترون غيرَ نسبيٍّ. ولكن اذا حصلت على سرعة تزيد كثيراً على c ، فإنَّ ذلك يظهرُ ان الالكترون هو بالفعل نسبيٍّ، وانه يتحرَّكُ بسرعة قريبة من سرعة الضوء لكن أقل منها بقليل، فسرعة الضوء هي أقصى سرعة ممكنة لأي جسيم.

وعليه، فإنَّ المعادلة ١٦: ٥٨ تعطي للمجال الناتج عن هذا التيار في مركز البيئاترون القيمة التالية:

$$B = \frac{\mu \cdot I}{2r} = \frac{4\pi \times 10^{-7} \times 19}{2} \text{ تس.}$$

ويساوي المجال الخارجي عند هذه النقطة أكثر من مثلي المجال عند المحيط بقليل أي تقريباً ١ تس، وهذا مقدار أكبر بشكل مذهل من المجال المتولد من الالكترونات. والفارق بين هذين المجالين كبير حتى بالقرب من الحزمة الالكترونية. وإذا افترضنا أن الحزمة الالكترونية تنتشر في مدى بضع سنتيمترات فإنه يمكننا استعمال قانون بيوت - سافارت (المعادلة ١٦: ٦١) ليجاد المجال الذي تولده الالكترونات بالقرب من الحزمة الالكترونية. وتعطي المعادلة ١٦: ٦١ عندما $s = 5 \text{ سم}$ ، 0.05 م القيمة التالية:

$$B = 6.1 \times 10^{-7} \text{ تس.}$$

وهي قيمة تقل بكثير عن B_0 . ونستنتج من ذلك أن الالكترونات الدائرة لا تؤثر بشكل ملحوظ في المجال الخارجي أو تتسبب في ترجافه.

يُضاد المجال المتولد من
الالكترونات المجال الخارجي في
اتجاهه، ويقل عنه في المقدار
بكثير

١٧: ٣ الحث المغناطيسي الكهربائي: Magneto-electric Induction

بسبب التماثل الذي قد تمَّ تأكيده مراراً في الصفحات السابقة بين الكهرباء والمغناطيسية، فيجب ان لا نستغرب وجود قانون للحث المغناطيسي الكهربائي مماثل تماماً لقانون الحث الكهرومغناطيسي. وقد عبرنا عن اكتشاف ماكسويل الموضح في الشكل ١٦: ١١ بشكل وصفي بهذه الكلمات: يولّد المجال الكهربائي المتغيّر مجالاً مغناطيسياً (انظر الخطّ م - ب في الشكل ١٦: ٤٢). وثمة تعبير يلائم هذا القانون المقداري بشكل أفضل، وهو: يولّد الدفع الكهربائي المتغيّر قوة دافعة مغناطيسية. وتكتب الصيغة التكاملية لهذا القانون الذي يصحّ على منطقة تخلو من التيارات الكهربائية كما يلي:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ (١٧: ٢٧)}$$

توليد مجال مغناطيسي بواسطة
دفع كهربائي متغير

ويسمى التكاملُ الخطيُّ على اليمين أحياناً بالقوة الدافعة المغناطيسية magnetomotive force ، وهو يمثل من ناحية فيزيائية الطاقة لوحدة شدة القطب الواحدة التي تخص قطباً مغناطيسياً دار مرة واحدة حول عروة التكامل المختارة. ويُعرف الدفعُ الكهربائيُّ على اليسار كما يلي :

$$\Phi = \int_M \vec{B} \cdot d\vec{L} \dots\dots\dots (٢٨:١٧)$$

، حيث يمتد التكاملُ على المساحة المحصورة بالعروة. وبين المعادلتين ١٧: ٢٧ و ١٧: ٢٨ من جهة، والمعادلتين ١٧: ١ و ١٧: ٢ من جهة أخرى تشابه واضح. وأما ظهور الثابتين μ ، ϵ ، 3. في المعادلة ١٧: ٢٧ وغائبهما في المعادلة ١٧: ١ فهو امرٌ خاصٌّ بوحدة النظام العالمي، وليست له أية دلالة فيزيائية. هذا من ناحية. ومن ناحية أخرى فحقيقة أن الاشارتين على يساري هاتين المعادلتين متعاكستان حقيقة هامة تصح على أي نظام للوحدات نتبناه.

وسبق أن كتبنا قانون أمبير (المعادلة ١٦: ٦٣) في حالة التيارات الثابتة على النحو التالي :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu \cdot I$$

حيث ت يشير الى التيار الصافي الذي يخترق المساحة المحددة بعروة التكامل. وعلى ذلك، فإن القوة الدافعة المغناطيسية حول عروة مغلقة في حالة التيارات الثابتة تتناسب طردياً مع التيار الذي يخترق هذه العروة. أما في حالة المجالات المتغيرة والتي لا يكون فيها تيار فإن القوة الدافعة المغناطيسية تتناسب مع معدل تغير الدفع الكهربائي عبر العروة. وبشكل أعم تتحدد القوة الدافعة المغناطيسية بمجموع هذين التأثيرين المسهمين. وبذلك، يكون القانون الدقيق الذي يصح على جميع الحالات كما يلي :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu \cdot I + \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} \dots\dots\dots (٢٩:١٧)$$

قانون أمبير والمحث المغناطيسي
الكهربائي مجتمعين

ويمكنُ كتابةُ الجانبِ الأيسرِ من هذه المعادلةِ كما يلي :

$$\mu . [ت + 3 . \frac{\Phi}{\omega}]$$

مفهوم تيار الازاحة

انَّ الحدَّ 3. $\frac{\Phi}{\omega}$ هو الحدُّ الذي سمّاه ماكسويل في أوّل الأمرِ «تيارَ الإزاحة». وظنَّ ماكسويل هذه الكميةَ على أنها نوعٌ من التيار، لأنَّ تأثيرها ينسخُ تأثيرَ التيارِ الحقيقيّ . ولتبينَ هذا الأمرَ بوضوحٍ لنعدّ ثانيةً الى الشكلِ ١٦ : ١١ . وباعتبارِ دوره في توليدِ مجالٍ مغناطيسيٍّ ، فإنَّ الدفقَ الكهربائيَّ المتزايدَ في الفراغِ ما بين اللوحين يسلكُ تماماً مثلَّ ألتيارِ في الاسلاكِ خارجِ اللوحين .

ومن الناحيةِ التاريخيةِ ، كان الحثُّ المغناطيسيُّ ، اي توليدُ مجالٍ مغناطيسيٍّ من دفقٍ كهربائيٍّ متغيرٍ ، اللبنةُ الموشَّجةُ الأخيرةُ التي كان يجبُ وضعُها لإكمالِ البنيةِ الأساسيةِ للنظريةِ الكهرومغناطيسيةِ . وكانت هذه اللبنةُ هامةً بشكلٍ جوهريٍّ ، لأنها قادت الى فهمِ الاشعاعِ الكهرومغناطيسيِّ .

ولا تتطابقُ الصيغةُ الأخيرةُ لقانونِ الحثِّ المغناطيسيِّ الكهربائيِّ (المعادلة ١٧ : ٢٩) تماماً مع المعادلةِ ١٧ : ١ . وهذا اللاتطابقُ بين المعادلتين دليلٌ على وجودِ شحنةٍ وعدمِ وجودِ اقطاب . ولو وجدت الأقطابُ لكان من الواجبِ إضافةُ حدٍّ آخر الى المعادلةِ ١٧ : ١ ، وهو حدُّ تيارٍ مغناطيسيٍّ مماثلٍ لحدِّ التيارِ الكهربائيِّ في المعادلةِ ١٧ : ٢٩ . (ويظهرُ هذا الحدُّ في المعادلةِ ١٧ : ٤٠) .

■ مثال ١ :

مكثفٌ ذو لوحين دائريين متوازيين : نصفُ قطرِ كلِّ منهما نق ومساحتهُ أ ، يجري شحنته بتيارٍ ت ، بحيثُ تزيدُ شحنته بمعدلٍ مقداره : $\frac{dQ}{dt} = ت$ (الشكل ١٧ : ٩) . ما المجالُ المغناطيسيُّ الذي يوجدُ عند النقطةِ هـ فوق المكثفِ ؟ لأجل تطبيقِ المعادلةِ ١٧ : ٢٩ ، نختارُ مساراً دائرياً ل يمرُّ بالنقطةِ هـ [الشكل ١٧ : ٩ (أ)] . ان مقدارَ المجالِ الكهربائيِّ المتجانسِ تقريباً ما بين اللوحين يساوي :

$$\frac{\sigma}{.3} = \mu$$

حيث σ هي الشحنة لوحدة المساحة الواحدة على أي من اللوحين . (وهذه المعادلة وهي تكراراً للمعادلة ١٥ : ٤٤). كذلك فإنّ الدفق الكهربائي الكليّ المارّ عبر المساحة المستوية $\mathcal{A}$ التي يحصرها المسار $\mathcal{L}$ هو نفس الدفق الذي يمرّ عبر المساحة الأصغر $\mathcal{A}'$ [انظر الشكل ١٧ : ٩ (أ)]، أي :

$$\Phi_{\mathcal{L}} = \mu \mathcal{A} = \frac{\sigma}{.3} \mathcal{A} \dots \dots \dots (١٧ : ٣٠)$$

(لاحظ أننا عوضنا عن σ بقيمتها $\frac{\sigma}{.3}$ ولاحظ كذلك أنّ المعادلة ١٧ : ٣٠ تتبع أيضاً من قانون غاوس). أما معدّل تغير الدفق الكهربائيّ فهو :

$$\frac{\Phi_{\mathcal{L}}}{\omega} = \frac{1}{.3} \frac{\omega \sigma}{\omega} = \frac{1}{.3} \sigma \text{ ت.}$$

ولأنّ المساحة (أ) لا يخترقها أيّ تيار حقيقيّ، فإنّ الحدّ الأول على الجانب الأيسر للمعادلة ١٧ : ٢٩ يكون صفراً. أما الحدّ الثاني فيساوي :

$$\mu \cdot \frac{\Phi_{\mathcal{L}}}{\omega} = \mu \text{ ت}$$

ومن ثمّ، فإنّ القانون يأخذ الشكل التالي :

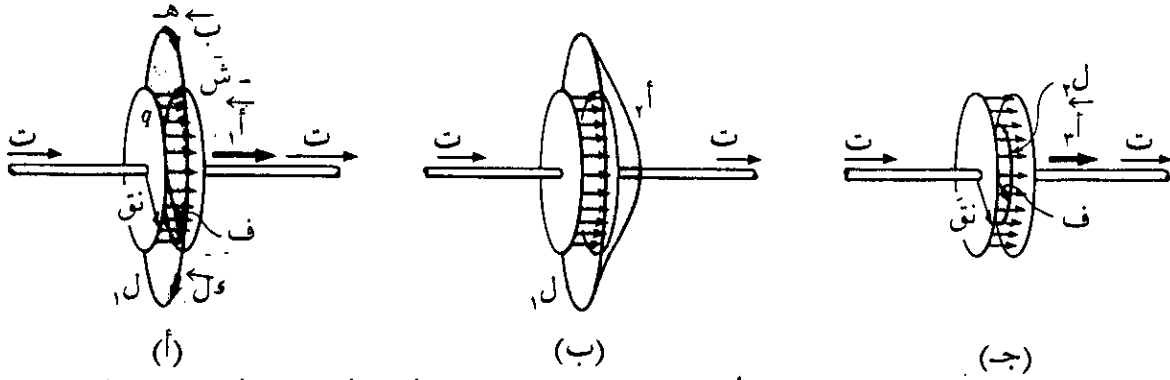
$$\Phi_{\mathcal{L}} = \mu \text{ ت}$$

ويساوي المجال المغناطيسيّ المحيط بالمكثف، كما يدلّ على ذلك بشكلٍ تقريبيّ الشكل ١٦ : ١١، نفس المجال تماماً كما لو تدفق التيار فيه . ويكون المجال على بعد $\mathcal{F}$ عن مركز المكثف في اتجاه المماسّ، ويعطى مقداره بقانون بيوت - ستارت (المعادلة ١٦ : ٦١) : على النحو التالي :

$$\mathcal{B} = \frac{\mu \cdot \text{ت}}{2 \pi \mathcal{F}} \quad (\mathcal{F} \leq \text{نق}) \dots \dots \dots (١٧ : ٣٢)$$

مجال مغناطيسيّ $\mathcal{B}$ متولد من
مجال كهربائيّ متغير $\mathcal{E}$ لمكثف

ويمكننا الآن أن نجادل في أن النتيجة المعطاة بالمعادلة ١٧ : ٣١ هي ضرورة لازمة . ولا يلزم أن تكون المساحة المحددة بالدائرة ل_١ سطحاً مستوياً . ويمكننا أن نتخيل بدلاً من ذلك مساحة أخرى أ_١ مُطَّت بحيث تلف المكثف ولا تخترقه [الشكل ١٧ : ٩ (ب)]، وعندئذ فلا نجد أيّ دفق كهربائيّ يخترقها، بيد أننا نجد تياراً ت يقطعها بالتأكيد . وهكذا فبمجرد تغيير سطح رياضيّ وهميّ دون أن يرافقه ذلك أيّ تغيير فيزيائيّ فقد جعلنا أحد الحدين على يسار المعادلة ١٧ : ٢٩ يختفي والحد الآخر يبقى ظاهراً . ولذا، فإن μ ت يجب أن يكون المقدار الصحيح للجانب الأيسر من المعادلة، أيّا كان شكل السطح .



الشكل ١٧ : ٩ الحث المغناطيسيّ الكهربائيّ : تتعين القوة الدافعة المغناطيسية $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$ حول مسار ما ل_١ بـ : (أ) معدل تغير الدفق الكهربائيّ عبر المساحة المحصورة أ_١ (إذا لم يخترق المساحة أيّ تيار حقيقيّ)، أو (ب) بالتيار الذي يمر في المساحة أ_١ (إذا لم يشترك مع المساحة أيّ دفق كهربائيّ)، أو بوجه أعمّ بكلا التيار والدفق الكهربائيّ المتغير . (ج) يُستعمل المسار ل_١ الذي يحصر المساحة أ_١ لايجاد المجال المغناطيسيّ بين لوحيّ المكثف .

■ مثال ٢ :

ما المجال المغناطيسيّ داخل المكثف في الشكل ١٧ : ٩ في أثناء شحنه؟ يمكننا أن نختار هذه المرة الدائرة ل_١ التي نصف قطرها نق أقل من نق لتحدد لنا مساحة مستوية مقدارها أ_١ موازية للوحين [الشكل ١٧ : ٩ (ج)] . ان الدفق الكهربائيّ الذي يشترك مع هذه المساحة يساوي :

$$\Phi = \mu_0 \mu \int \vec{E} \cdot d\vec{A} = \mu_0 \mu \int \frac{q}{A} \cdot dA = \mu_0 \mu \frac{q}{A} \int dA = \mu_0 \mu \frac{q}{A} \cdot A = \mu_0 \mu q$$

أما معدل تغيره الزمني فهو:

$$\frac{\Phi}{\omega} = \frac{1}{3} \frac{N^2}{N} \text{ ت}$$

(نظراً لأن ش هي فقط الكمية المتغيرة). وبما أنه لا يمر في المساحة أم أي تيار حقيقي فإن الحد الأول على يسار المعادلة ١٧ : ٢٩ يكون صفراً. أما الحد الثاني فيكون:

$$\mu_3 \frac{\Phi}{\omega} = \mu \frac{N^2}{N} \text{ ت} \dots\dots\dots (١٧ : ٣٣)$$

ونحزبنا تماثل الحالة عن أن ب ϕ : المركبة المماسية للمجال ب ϕ ثابتة حول العروة ل ϕ . ولذلك، فإن التكامل الخطي على يمين المعادلة ١٧ : ٢٩ يساوي:

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \phi \cdot (2 \text{ ط نق}) \dots\dots\dots (١٧ : ٣٤)$$

وبوضع القيم المناسبة من المعادلتين ١٧ : ٣٣ و ١٧ : ٣٤ في المعادلة ١٧ : ٢٩ نحصل على:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu \cdot \text{ت نق}}{2 \text{ ط نق}} \quad (\text{نق} \geq \text{نق}) \dots\dots\dots (١٧ : ٣٥)$$

مجال مغناطيسي داخل مكثف

[لاحظ أننا قد أسقطنا الرمز السفلي ϕ لأن ب ϕ هي في اتجاه ϕ : ب ϕ = ب]. فداخل المكثف يتناسب ب مع نق، أما في الخارج (المعادلة ١٧ : ٣٢) فانه يتناسب مع $\frac{1}{r}$.



* توافق قانون الحث المغناطيسي الكهربائي مع قوانين الكهرومغناطيسية :

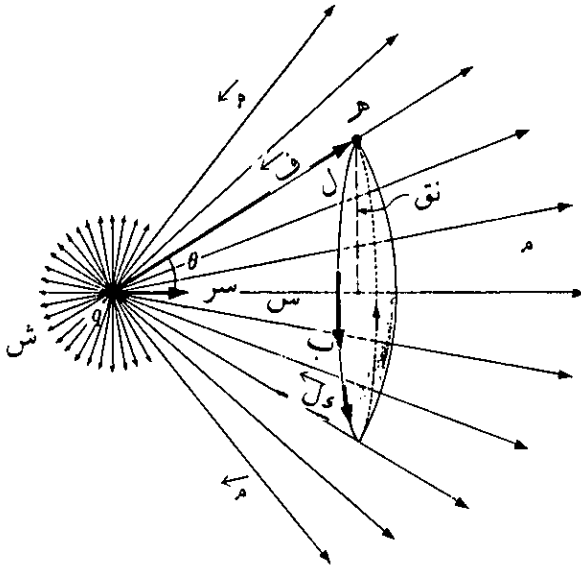
Consistency Of The Law Of Magnetoelectric Induction With Other Laws Of Electromagnetism

ترتبط قوانين الشحنة المتحركة والمجال المتغير معاً بشكل وثيق

كما قد تعلمنا من قبل، تولد الشحنة المتحركة مجالاً مغناطيسياً، بخلاف الشحنة الثابتة التي لا تولد أي مجال مغناطيسي. ويمكن تفسير هاتين الحقيقتين بدلالة

المجالات وحدها. فعندما تتحرك شحنة ما، فإن الدفع الكهربائي يتغير، مما يولد مجالاً مغناطيسياً. لنأخذ، مثلاً، شحنة q تتحرك في خط مستقيم بسرعة ثابتة v (الشكل ١٧: ١٠). فما المجال المغناطيسي الذي تولده عند نقطة ما P ، ازاحتها عن الشحنة q ش تساوي r ؟ وتزودنا المعادلة ١٨: ٣٦ مباشرةً بجوابٍ عن ذلك. فالمجال عمودي على كل من v و r ، ويبلغ مقداره:

$$B = \frac{\mu_0 q v \sin \theta}{4\pi r^2} \quad (١٧: ٣٦)$$



الشكل ١٧: ١٠: طريقتان للنظر الى نفس الظاهرة: (١) قانون الشحنة المتحركة: بسبب حركة ش يتولد مجال مغناطيسي B عند النقطة P . (٢) قانون الحث المغناطيسي الكهربائي: بسبب تغير الدفع الكهربائي E عبر المساحة المحصورة بالمنحنى L ، تتولد قوة دافعة مغناطيسية: $\oint B \cdot dl = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$ حول L .

حيث θ هي الزاوية بين v و B (الشكل ١٧: ١٠). ومن غير الصعب أن نثبت أن الجواب نفسه نحصل عليه من المعادلة ١٧: ٢٧. ونوجز هنا طريقة ذلك، ونترك التفاصيل كمسألة للقارئ. نرسم أولاً دائرة تمر بالنقطة P ، نصف قطرها r ، ومركزها على بعد s عن الشحنة، ومحورها مواز للسرعة v . ويشبه الرسم الذي نحصل عليه ذلك الرسم في الشكل ١٧: ٤، ما عدا أننا لا نستعمل التقريب $r \gg s$. ووفق قانون غاوس يكون الدفع الكلي الصادر عن الشحنة q مساوياً للمقدار $\frac{q}{3\epsilon_0}$. أما الجزء

من هذا الدفق الذي يشترك مع الدائرة ل فهو الجزء من مساحة كرة نصف قطرها ف
تحدد بالدائرة ل ، ويساوي هذا الجزء $\frac{1}{4}(1 - \cos \theta)$. ولذلك فإن الدفق الذي يهمننا
هو:

$$\Phi = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{\sin \theta}{3} \quad (1 - \cos \theta) \quad \dots \dots \dots (18: 37)$$

وهذا الدفق Φ يتغير باستمرار، لأن الزاوية θ تتغير باستمرار. ولذلك يمكننا أن نفاضل
المعادلة ١٨ : ٣٧ بالنسبة إلى الزمن، وان نستعمل هذه المشتقة في المعادلة ١٧ : ٢٧ .
وتبين لنا اعتبارات التماثل أن الجانب الأيمن من المعادلة ١٧ : ٢٧ هو $\frac{1}{2} \mu_0 I$.
ومن هذه المعالجات، نشق بطريقة مختلفة النتيجة التي تعبر عنها المعادلة ١٧ : ٣٦ .
ومن الواضح أن تيار الازاحة كما يمثلها الجانب الأيسر من المعادلة ١٧ : ٢٧ هو مفهوم
اساسي تصبح قوانين الكهرومغناطيسية بدونه غير متوافقة .

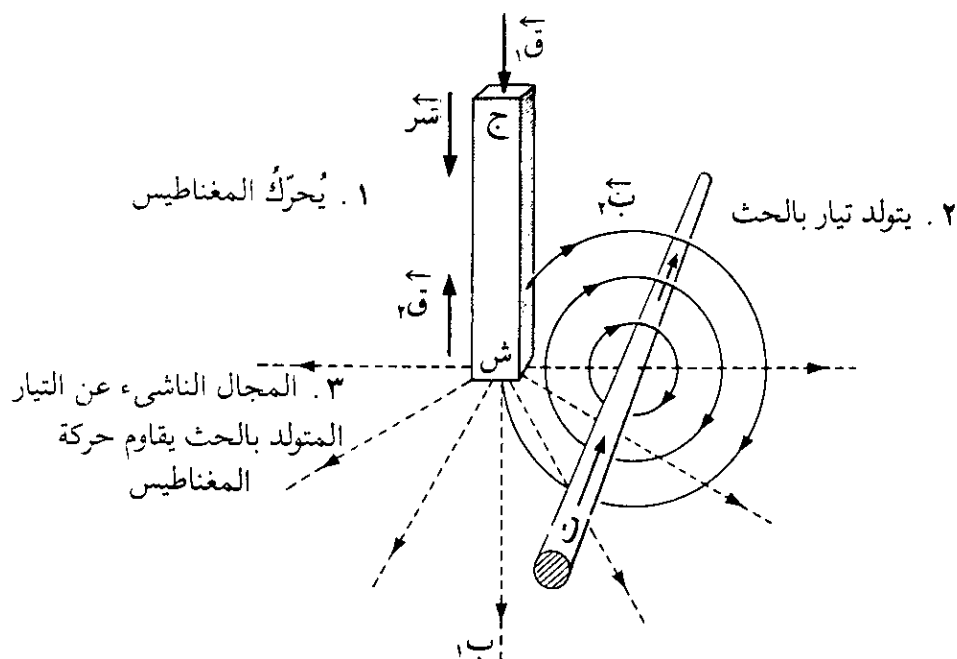
١٧ : ٤ قانون لنز : Lenz's Law

يعد قانون لنز بياناً عاماً مثيراً يتعلق بالظواهر الكهرومغناطيسية ، وهو بحد ذاته ليس
قانوناً مستقلاً في الحقيقة، بل طريقة نافعة لصياغة ما يتضمنه مبدأ حفظ الطاقة في
الكهرومغناطيسية . وينص هذا القانون على ما يلي : إذا كان التغير ١ يولد أثراً فإن الاثر
٢ سيخلق رد فعل ٣ مضاداً للتغير الأصلي ١ . ويُعبر أحياناً عن قانون لنز بشكل غير
دقيق بالعبارة التالية : « الطبيعة ترد على المؤثرات التي تؤثر فيها » . تخيل، مثلاً، القطب
الشمالي لمغناطيس يتحرك إلى أسفل ماراً بسلك أفقي (الشكل ١٧ : ١١) . ان حركة
المغناطيس هذه تولد بالحث تياراً في السلك ، ويولد هذا التيار التحريضي بدوره مجالاً
مغناطيسياً (ب_٢) ، ويؤثر هذا المجال بقوة ما في المغناطيس ، معارضاً بذلك حركته .
ويمكنك أن تتحقق من أن مجال رد الفعل يقاوم بالفعل حركة المغناطيس مستعمل
قوانين القوة والمجال . (ولإيجاد اتجاه التيار المتولد بالحث ، على سبيل المثال ، اعتبر
القوة المؤثرة في الكترون في السلك يتحرك إلى أعلى بالنسبة إلى المغناطيس .) ان ما

نص قانون لنز

قانون لنز نتيجة يتضمنها مبدأ
حفظ الطاقة

يتضمنه قانون لنز في هذا المثال هو انه يجب ايقاع قوة خارجية على المغناطيس حتى تبقى متحركاً، أي يجب أن يُبدل شغل ما عليه. وهذا الشغل المبذول ضروري لأجل حفظ الطاقة، لأن التيار المتولد بالحث يستطيع بحد ذاته أن يبذل طاقة أو ان يعمل شغلاً. ولو لم يلزم شغل لتوليد التيار بالحث لكان هنالك ناتج أو مخرج من الطاقة من دون أية طاقة مدخلة أو مبذولة. وهذا هو بالضبط المبدأ الذي ينطبق على المولد الكهربائي. ويظهر في الشكل ١٧: ٧ ملف يدور في مجال مغناطيسي. ويتسبب التيار المتولد بالحث في جعل الملف يكتسب عزماً ثنائي القطب dipole moment. ويؤثر المجال بازدواج couple في هذا العزم الثنائي القطبي في اتجاه يصاد اتجاه دورانه. وعندما تضيء مصباحاً كهربائياً فانك تسحب من المولد تياراً أكبر، وهذا التيار الزائد يزيد من العزم الثنائي القطبي للملف في المولد ومن الازدواج المضاد لحركته. ولأجل الحفاظ على السرعة الزاوية الثابتة للمولد فلا بد من أن تزيد آلة بخارية ما، أو مصدر خارجي للطاقة



الشكل ١٧: ١١: قانون لنز مطبقاً: التغيير ١ (مغناطيس متحرك) يولد الاثر ٢ (التيار المتولد بالحث)، الذي يولد رد الفعل ٣ (القوة ق، المؤثرة في المغناطيس)، مقاوماً بذلك التغيير الأصلي. وفي الشكل تدل ب، على مجال المغناطيس وب، على مجال التيار المتولد بالحث. وتلزم قوة ق، للإبقاء على المغناطيس متحركاً. [وحتى يظل الشكل بسيطاً، رُسمت خطوط المجال في مستوى واحد فقط.]

الميكانيكية الشغل الذي تبذله على المولد . ومن خلال هذه السلسلة التي تشتمل على القوانين الأساسية للمجالات الكهربائية والمغناطيسية يتم تزويد المصباح بطاقة الاحتراق أو طاقة الانشطار النووي في محطة طاقة بعيدة power station .

ويعطي البيتا ترون أيضاً تطبيقاً مثيراً على قانون لنز . ولكن ، كيف يمكننا أن نستنتج ، من دون الانتباه الحريص للإشارات في المعادلة ١٧ : ١ ، أن المجال المغناطيسي المتغير في البيتا ترون يميل الى تسريع الالكترونات لا إلى إبطائها؟ لنجعل المجال المغناطيسي يتجه الى أعلى كما في الشكل ١٧ : ٨ . أن الالكترون الذي يتحرك في هذا المجال سوف يُحرفُ جهة اليسار ، ولذا فانه يرسمُ في حركته ، عند النظر إليه من الأعلى ، عروة في اتجاه معاكس لاتجاه عقارب الساعة . ويتجه المجال المغناطيسي الذي تولده الالكترونات في مركز الملف الحلقي الى الاسفل . [وهذا المجال الذي لا يظهر في الشكل ١٧ : ٨ هو كما حسب في السابق أضعف بكثير من المجال الأصلي المتجه الى أعلى] . ونطبق الآن قانون لنز . فإذا زاد المجال المغناطيسي المتجه الى أعلى ، فإن الالكترونات لا بد وأن تتأثر بطريقة ما بحيث تقاوم هذه الزيادة الحاصلة . ولذا ينبغي لها أن تُسرّع الى سرعة أعلى حتى يتسنى لمجالها المغناطيسي المتجه الى أسفل ان يكبر مما يعمل على مُعادلة الزيادة الحاصلة في المجال الخارجي .

وثمة أمثلة أخرى على قانون لنز نتناولها في نهاية هذا الفصل . لاحظ أن قانون لنز يجب تمييزه بدقة من قانون نيوتن الثالث للقوى المتساوية والمتضادة . فإذا كان مغناطيس ما ساكناً بالنسبة الى سلك يحمل تياراً ، فإن السلك سوف يعاني قوة ما ، في حين سوف يعاني المغناطيس قوة مساوية لها في المقدار ومضادة لها في الاتجاه . وهذا المثال لا يُعد تطبيقاً على قانون لنز ، لأنه لم ينطو على أي تبادل للطاقة . ولكن ، لو حرك المغناطيس لأصبحت الطاقة ذات صلة ، ولما كن حينئذ الاستعانة بقانون لنز على تحديد ما إذا كان التيار المتدفق سوف يزيد أو ينقص نتيجة للحركة .

١٧: ٥ معادلات ماكسويل : Maxwell's Equations

ان غرضنا في جزء الفصل هذا أن نجمع معاً وأن نعرض المعادلات الأساسية الأربع المعروفة بمعادلات ماكسويل . وهذه المعادلات قد تم تطويرها في هذا الفصل والفصلين السابقين ، لذا فإن هذا الجزء لا يشتمل على أية قوانين أو أفكار جديدة . ومع ذلك فمن الأجدى للطلاب أن يفحص جميع هذه المعادلات معاً وذلك من أجل مراجعتها وتعزيز معرفته بها من ناحية ، ومن أجل كسب مزيد من البصيرة في بساطة البنية الكاملة للكهر ومغناطيسية وتمثيلها من ناحية أخرى .

ونسرد فيما يلي هذه القوانين رياضياً ولفظياً ، ونذكر لكل منها نتيجة طبيعية هامة تترتب عليها . أما الحدود التي تحيط بها مستطيلات مظلمة فهي تلك التي سوف تظهر لو وجدت أقطاب مغناطيسية حرة ، والتي تكون صفراً في حالة غياب مثل هذه الأقطاب الحرة . وأما الجمل الموضوع بين أقواس فهي ترافق الحدود داخل المستطيلات وليست بذات صلة بالموضوع إلا إذا وجدت الأقطاب المنفردة . وأما الأرقام التي تظهر على يمين المعادلات فتشير إلى أرقامها عند ظهورها لأول مرة في هذا الكتاب .

١- قانون غاوس : Gauss's Law

$$(٣٦: ١٥) \quad \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad \text{.....} \quad (٣٨: ١٧)$$

وبالكلمات ينص هذا القانون على أن : صافي الدفع الكهربائي الخارجى الصادر عن سطح مغلق $[\Phi] \equiv \oint \vec{E} \cdot d\vec{S}$ يتناسب مع الشحنة الكلية الموجودة داخل السطح . ومن النتائج الفيزيائية التي تترتب على هذا القانون أن المجال الكهربائي المرافق لشحنة نقطية ساكنة هو مجال مركزي تربيعي - عكسي central inverse-square field . وترتبط هذه النتيجة بدورها بقانون كولوم للقوة الكهربائية .

٢- الطابع اللولبي للمجال المغناطيسي (أو قانون غاوس للأقطاب):

The Solenoidal Character of The Magnetic Field (or Gauss's Law For Poles)

$$(٢٣: ١٦ \text{ و } ٢٢: ١٦) \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \sum q_m \quad (٣٩: ١٧)$$

$$\left[\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 P \right]$$

وبالكلمات: يساوي صافي التدفق المغناطيسي الخارج من سطح مغلق $\oint \vec{B} \cdot d\vec{s}$ (أو يتناسب صافي التدفق مع شدة القطب الكلية الموجودة داخل السطح). نتيجة فيزيائية: أن خطوط المجال المغناطيسي لا بداية لها ولا نهاية على الإطلاق. [فالخطوط تنتهي عند الأقطاب التي تولد مجالات مركزية تربيعية - عكسية والتي تتجاذب أو تتنافر وفق قانون للقوة شبيه بقانون كولوم].

٣- قانون الحث الكهرومغناطيسي (وقانون أمبير للتيار المغناطيسي):

The Law of Electromagnetic Induction (And Ampere's Law For Magnetic Current)

$$(١: ١٧) \quad \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\mu_0 \frac{dI_m}{dt} - \frac{d\Phi_B}{dt} \quad (٤٠: ١٧)$$

$$\left[\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\mu_0 I_m - \frac{d\Phi_B}{dt} \right]$$

وبالكلمات: تتعین القوة الدفعة الكهربائية (ق و ك) حول مسار مغلق $\oint \vec{E} \cdot d\vec{s}$ بمعدل تغير التدفق المغناطيسي عبر مساحة يحصرها المسار [كما تتعین أيضاً بصافي التيار المغناطيسي I_m (ت ب) $= \frac{dI_m}{dt}$ ، أي شدة القطب لوحدة الزمن الواحدة) الذي يخترق المساحة]. نتيجة فيزيائية: يمكن للمغناطيس المتحرك أو للتدفق المغناطيسي المتغير أن يولد تياراً تحريضياً في ملف. [وسوف يحاط التيار المغناطيسي بخطوط المجال الكهربائي].

٤- قانون الحث المغناطيسي الكهربي وقانون أمبير:

The Law of Magnetolectric Induction And Ampere's Law

$$\Phi = \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \quad (٢٩: ١٧) \quad (٤١: ١٧)$$

$$\left[\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \right]$$

وبالكلمات: تتعین القوة الدافعة المغناطيسية حول مسار مغلق $(\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s})$ بمعدل تغير الدفق الكهربائي عبر مساحة يحصرها المسار وبصافي التيار التي يخرق هذه المساحة. نتيجة فيزيائية: تولد الشحنة المتحركة أو التيار مجالاً مغناطيسياً.

ان التماثل الجميل بين هذه المعادلات أمر واضح (ولا سيما عند التغاضي عن اللاتماثل غير الأساسي الذي يحدثه الثابتان μ_0 و ϵ_0 اللذان يعتمدان على نظام الوحدات المختار). ومن الواضح ان هذه المعادلات هي أكثر توازناً بوجود حثي القطب المغناطيسي والتيار منها في غيابهما. وهذا هو أحد الأسباب التي حدثت الفيزيائيين على الاستمرار في اظهار الاهتمام بإمكان وجود أقطاب منفردة. وعلى أية حال، فإن الطبيعة تبدو حتى الآن كأنها قد اختارت ان تقتصد في المفاهيم بدلاً من أن تكون متوازنة تماماً بين الكهربائية والمغناطيسية. ومما يجدر اظهاره أيضاً ما في هذه المعادلات القليلة البسيطة نسبياً من قدرة مذهلة حبيسة. فالموضوعات التي شُرحت في هذه الفصول حتى الآن قد قدّمت بعض الدلالات على مجال التطبيق الواسع لمعادلات ماكسويل. وكل ما يحتاجه المرء ليدرك الدور الذي مثلته معادلات ماكسويل في المئة سنة الأخيرة أن يتأمل في التأثيرات الشاملة للتكنولوجيا ووسائل الاتصال الحديثة.

تعطي حدود القطب المغناطيسي توازناً تاماً بين الكهرباء والمغناطيسية

تكمُن معادلات ماكسويل وراء الكثير من التقنية الحديثة

وثمة قانون آخر يستحق منا ان نذكره بصراحة في هذه المراجعة وهذه الخلاصة، ألا وهو القانون الذي يدعى بقانون القوة للورنتز، وهذا القانون في الحقيقة قانونان في قانون واحد يعطي القوة الكهربائية والمغناطيسية المؤثرة في جسيم مشحون.

مع قانون القوة للورنتز : Lorentz Force Law

القوة المؤثرة في جسيم مشحون

$$(١٥: ١٨ و ١٦: ٢٧) \quad \vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad \dots\dots\dots (١٧: ٤٢)$$

$$[\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}]$$

تربط معادلات ماكسويل بين المجالات والشحنة والتيار. أما هذا القانون فيربط بين المجالات والقوة. وأما السبب في أن قانون لورنتز هذا لم يُعطَ أَلْمَنْزَلَة التي هي للقوانين الأربعة الأخرى فيكمن في أنه يؤخذ لتعريف المجالات. تذكر أن المجال الكهربائي $\vec{E}$ يعرف بأنه القوة المؤثرة في وحدة الشحنة الواحدة عندما تكون $\vec{v} = 0$ صفراً. وهذا التعريف يستعمل الحد الأول في المعادلة ١٧: ٤٢. وبالمثل، يعرف الحد الثاني في المعادلة ذاتها المجال المغناطيسي. وبالرغم من أن المجالات تعرفُ بدلالة القوة، إلا أن أهميتها تتجاوز ذلك بكثير. وللتمثيل على ذلك نذكر أن المجالات عبارة عن مستودعات للطاقة المخزونة (المعادلة ١٦: ٢٥). [وأخيراً نذكر قانون القوة المماثل لقانون لورنتز هذا الذي سوف ينطبق على الأقطاب المغناطيسية في حالة وجودها].

القوة المؤثرة في قطب مغناطيسي

$$(١٦: ٧ و ١٦: ٨٢) \quad \vec{F}_M = \mu_0 q \vec{v} \times \vec{B} \quad \dots\dots\dots (١٧: ٤٣)$$

$$[\vec{F}_M = \mu_0 q \vec{v} \times \vec{B}]$$

★ * معادلات ماكسويل التفاضلية : Maxwell's Differential Equations

تعطي المعادلات من ١٧: ٣٨ وحتى ١٧: ٤١ معادلات ماكسويل في صيغتها التكاملية. ويمكن التعبير أيضاً عن هذه المعادلات بصيغة تفاضلية، كما يظهر ذلك الجدول ١: ١٧. ان استعمال هذه المعادلات وحتى شرح معانيها الدقيقة يتجاوز مجال هذا الكتاب. ولذا تعرض هذه الصيغ التفاضلية هنا كمعلومات إضافية ولقيمتها الجمالية الى حد ما. ولا يتوقع من الطالب أن يدرسها او يفهمها في هذه المرحلة من دراسته. ونكتفي هنا فقط ببعض التعقيبات عليها. ومن الواضح ان هناك تناظراً تاماً جداً جداً

بين المعادلات التفاضلية هذه وصيغها التكاملية. فهذه المعادلات تربط المشتقات الزمنية والمكانية للمجالين $\vec{M}$ و $\vec{B}$ بالكثافة الشحنة والتيارية. وهي معادلات موضعية، فالمجالات بجوار نقطة ما - سواء كان الجوار زمانياً أو مكانياً - ترتبط بالشحنة والتيار عند تلك النقطة. ولذا فإن فكرة التأثير من بعد تغيب تماماً من هذه المعادلات. ومع ذلك فمن طبيعة المعادلة التفاضلية، بالرغم من أنها بحد ذاتها تمتد فقط على نقطة متناهية في الصغر، أن حلها يمتد على مدى مكاني وزماني محدود ولربما على مدى غير محدود.

معادلات ماكسويل التفاضلية هي قوانين موضعية لها حلول شاملة

الجدول ١٧: ١ : معادلات ماكسويل بصيغة تفاضلية.

المعادلات:

تقابل هذه المعادلات بالترتيب المعادلات من ١٧: ٣٨ وحتى ١٧: ٤١ في الكتاب. وتُعرف عامله التباعد $(\vec{\nabla} \cdot)$ وعامله اللف $(\vec{\nabla} \times)$ في الملحق ٦.

$$\begin{array}{ll} 1. \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} & 1- \vec{\nabla} \cdot \vec{M} = \frac{\rho_m}{\epsilon_0} \\ 2. \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu_0 \rho_m & 2- \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu_0 \rho_m \\ 3. \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \vec{J}_m - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & 3- \vec{\nabla} \times \vec{M} = \mu_0 \vec{J}_m - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ 4. \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} & 4- \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array}$$

تعريفات:

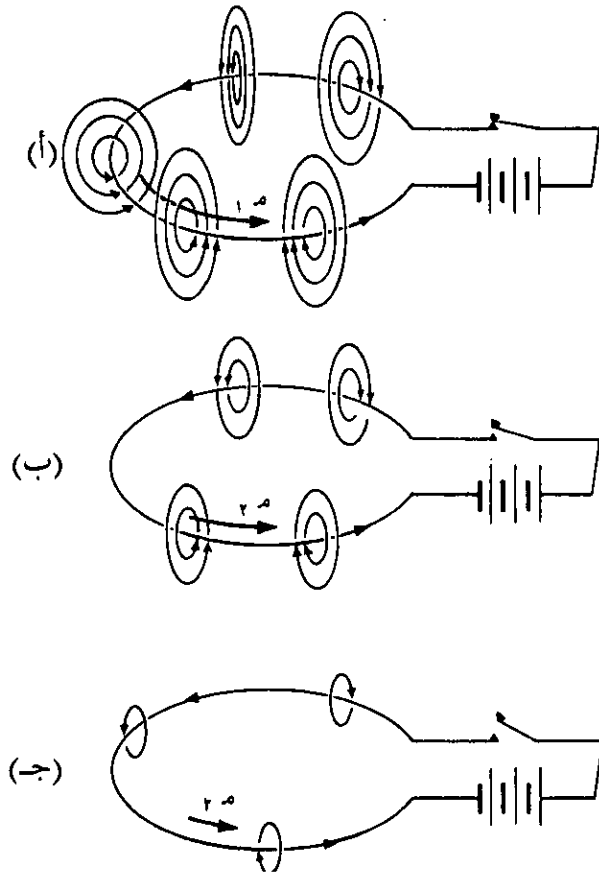
$$\begin{array}{l} \rho = \text{كثافة الشحنة (كل/م}^3\text{)} \\ \rho_m = \text{كثافة القطب المغناطيسي (ميكسل / م}^3\text{)} \\ \vec{J} = \text{كثافة التيار الكهربائي (كل/م}^2\text{ ث)} \\ \vec{J}_m = \text{كثافة التيار المغناطيسي (ميكسل / م}^2\text{ ث)} \end{array}$$

١٧: ٦ المحاثية: Inductance

يُظهر أي فعل بسيط كإيصال أو قطع تيار كهربائي عمل قانون الحث

* يعرف الميكسل بالمعادلات من ١٦: ٢ وحتى ١٦: ٤.

الكهرومغناطيسي. تخيل سلكاً دائرياً يمر فيه تيار ثابت (الشكل ١٧: ١٢). فحول السلك توجد خطوط المجال المغناطيسي المتولدة من التيار الكهربائي. فما الذي يحدث عندما يُفصل مصدر التيار فجأة بفتح مفتاح في الدارة الكهربائية مثلاً؟ وقد يظن المرء ببساطة أن التيار ينقطع فجأة كمصدر التيار تماماً، ولكن هذا لا يحدث. فمع أن التيار يجب أن ينقطع في نهاية الأمر بالطبع، إلا أن قوانين الكهرومغناطيسية تمنع هذا الأمر من الحدوث بلمح البصر. فعندما يأخذ التيار بالتناقص في شدته فإن الدفع المار في العروة يتناقص أيضاً. وهذا الدفع المغناطيسي المتغير يولد في السلك مجالاً



الشكل ١٧: ١٢: الحث (التحريض) الذاتي: عند فتح المفتاح يولد المجال المغناطيسي المتناقص الذي يصاحب التيار المتناقص مجالاً كهربائياً في السلك يمنع التيار من الانقطاع بشكل فجائي. وفي الرسم (أ)، يمثل B المجال المتولد في السلك الذي تنتجه البطارية، وفي الرسمين (ب) و(ج) المرسومين في زمن لاحق يمثل B المجال الكهربائي المتولد بالحث الذاتي. أن المقياس الزمني الذي نتحدث عنه هنا أقل بكثير من ثانية واحدة.

كهربائياً. وحسب قانون لنز، فإن هذا المجال الكهربائي يجب أن يؤثر في اتجاه ما يبقى معه التيار متدفقاً، نظراً لأن ذلك الاتجاه هو الاتجاه الذي يعارض التغيير. ومن ناحية أخرى، فنحن نعرف أن التيار لا يمكن أن يستمر بالتدفق دون تناقص؛ فإذا ما حدث ذلك فلن يكون هنالك مجالاً مغناطيسي متغير ليولد مجالاً كهربائياً يعمل على الإبقاء على تدفق التيار. ولذا يتناقض التيار بشكل تدريجي لا فجأة. وتظهر حجج مماثلة أن التيار عند إغلاق الدارة الكهربائية يجب أن يزداد بالتدريج حتى يصل إلى قيمته النهائية. ومن ناحية عملية، فإن الزمن الفعلي اللازم لاضمحلال التيار تماماً أو لنموه إلى قيمته النهائية قصير للغاية، ولا يمكن قياسه من دون استعمال أجهزة حساسة. فعندما يضاء مصباح كهربائي، مثلاً، فإننا لا ننتبه في العادة لفارق الزمن بين إغلاق المفتاح ورؤية الضوء، لأن هذا الفارق يبلغ جزءاً صغيراً جداً من الثانية.

الحث الذاتي والحث المتبادل

وهذا التأثير الظاهر الذي يميل إلى معارضة أي تغيير في مقدار تيار مستقر يدعى بالحث الذاتي Self-induction. فأني مجالاً مغناطيسي متغير يرد على الدارة التي تولده. وفي ظاهرة الحث المتبادل mutual induction الوثيقة الصلة بالحث الذاتي، يحرّض المجال المغناطيسي المتغير المتولد من دائرة ما قوة دافعة كهربائية في دائرة أخرى.

ومن الممكن أن نعرف لسلك أو لدائرة كمية تدعى المحاثية. فكما أن المقاومة هي مقياس لمعارضة تدفق التيار، فإن المحاثية مقياس لمعارضة التغيير في تدفق التيار. وإذا كان التيار يتغير بمعدل ما في دائرة كهربائية، فإنه يتولد من ذلك في الدارة مجالاً كهربائياً وقوة دافعة كهربائية من أجل معارضة هذا التغيير. وتناسب القوة الدافعة الكهربائية $\mathcal{E}$ مع معدل تغير التدفق المغناطيسي (المعادلة ١٧: ١)، الذي يتناسب بدوره مع معدل تغير التيار. وبالرموز نجد أن:

$$\left[\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt} \right] \quad \frac{d\Phi_B}{dt} = \psi$$

$$\left[\Phi_B \sim I, \quad \frac{d\Phi_B}{dt} \sim \frac{dI}{dt} \right] \quad \frac{d\Phi_B}{dt} \sim \frac{dI}{dt}, \quad \Phi_B \sim I$$

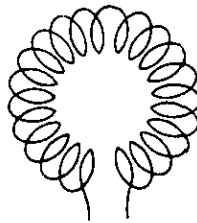
ويحذف التدفق المغناطيسي الوسيط في المعادلات اعلاه، نستنتج أن النسبة بين القوة الدافعة الكهربائية $\mathcal{E}$ و k ومعدل التغير الزمني للتيار ثابتة لأيّة دائرة أو لأيّ عنصر من عناصرها. وهذه النسبة هي التي تعرف بأنها محاثية الدارة*:

تعريف المحاثية

$$\text{مح} = - \frac{d\psi}{dt} = \left[L = - \frac{\mathcal{E}}{dI/dt} \right] \dots\dots\dots (١٧ : ٤٤)$$

وتعدّ الإشارة السالبة على يسار المعادلة اعلاه ضرورية حتى تكون المحاثية المشار اليها بالرمز L كمية موجبة؛ فالتيار المتزايد يولّد قوة دافعة كهربائية سالبة معيقاً بذلك زيادة التيار، والتيار المتناقص يولّد قوة دافعة كهربائية موجبة معزّزاً بذلك استمرار تدفق التيار. وتدعى وحدة النظام العالمي للمحاثية بالهنري (هـ). وتبين المعادلة ١٧ : ٤٤ أن الهنري يساوي: ١ ف ت / أ أو ١ Ω ث:

$$\text{وحدة المحاثية = هنري (هـ) = } \frac{\text{ف ت}}{\text{أ}} = 1 \Omega \text{ ث} \dots\dots\dots (١٧ : ٤٥)$$



(ب)



(أ)

الشكل ١٧ : ١٣ : الحاثية : (أ) رسم تخطيطي للحاثية التي تستعمل في الدارات الكهربائية. (ب) ترتيب فيزيائي نموذجي لحاثية حقيقية. ان حثي الملف ليتخذ شكل ملف حلقي يقلل من الاضطراب المغناطيسي الذي تحدثه العناصر الأخرى في الدارة الكهربائية المجاورة.

* تعرف المحاثية المتبادلة كما يلي: $M_{12} = \frac{d\psi_2}{dI_1}$ (و ت / أ) اي بالنسبة بين القوة الدافعة الكهربائية المتولدة بالحث في الدارة ٢ ومعدل تغير التيار في الدارة ١. وبدقة أكبر فإن الكمية مع المعرفة بالمعادلة ١٧ : ٤٤ لدائرة منفردة يجب ان تدعى بالمحاثية الذاتية، الا انها تدعى ببساطة وبشكل أكثر شيوعاً بالمحاثية.

ونشير هنا عرضاً الى أن الهنري يساوي أيضاً ١ ن م / أ . وأحياناً، يعبر عن ثابت السماحية μ بالهنري كما يلي :

$$\mu = 4 \pi \times 10^{-7} \text{ هـ/م} \dots\dots\dots (١٧: ٤٦)$$

وهذه المعادلة مكافئة للمعادلة ١٦ : ٣ .

* الحائثة The Inductor

كما يُسمّى عنصرُ الدّارة المصمّم لزيادة مقاومة الدّارة الكهربائيّة بالمقاومة -resistor ، يسمّى أيضاً العنصرُ المصمّم لزيادة محاثيّة الدّارة بالحائثة inductor . ويملك السلك العاديّ المستقيم بعض المحاثيّة، الا أنه يمكن الحصول على محاثيّة أكبر بكثير بلف سلك ما على شكل ملف (الشكل ١٧ : ١٣) . فعند ذلك، يتوافر للدق المغناطيسيّ المتغيّر المتولد من أحد أجزاء السلك فرصة للتأثير في أجزاء السلك الأخرى الكثيرة . وثمة رغبة في أن تُقلّل بعض الدارات الكهربائيّة ما يسمّى بالتأثيرات اللحظيّة الناشئة عن التخلف الزمنيّ في التغيّرات التيارية الى أقل ما يمكن . ولذا، يجب تصميم الدّارة بأقل محاثيّة ممكنة . وعلى أية حال ، يؤدي هذا التأثير القصوريّ على الأقل في معظم الأحيان وبقدر مساوٍ غرضاً مفيداً في الدّارة . ولعل أهم دور للمحاثيّة يظهر في الدّارة المصممة لإنتاج الاهتزازات الكهربائيّة ، وهو موضوع جزء الفصل التالي .

الملف يرمز المحاثية

وتعتمد المحاثيّة على الشكل الهندسيّ للسلك او الدّارة فقط . ويمكن في حالة ترتيب هندسيّ معين كالملف الاسطوانيّ اللولبيّ حساب المحاثيّة بسهولة نوعاً ما . فالملف اللولبيّ الملفوف بشكل منتظم والذي يزيد طوله بكثير على قطره يؤد في داخله مجالاً مغناطيسياً منتظماً تقريباً يعطى مقداره بالمعادلة ١٦ : ٦٩ كما يلي :

$$\mu = \frac{N^2}{l} \left[B = \mu_0 \frac{NI}{l} \right]$$

حيث ن عدد لفات السلك و ل طول الملف اللولبي . ويساوي الدق الذي يخترق كلّ لفّة

من السلك ما يلي :

$$\Phi_B = BA = \mu_0 \frac{NA}{l} I \quad \text{..... (١٧: ٤٧)}$$

حيث Φ هي مساحة مقطع الملف اللولبي . ويلزمنا لتطبيق قانون الحث الكهرومغناطيسي معدل تغير التدفق : Φ الذي يساوي :

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \mu_0 \frac{NA}{l} \frac{dI}{dt}$$

ويساوي معدل التغير هذا، وفق المعادلة ١٧: ١، $\Phi \propto I$ أو $\psi \propto I$ ، وذلك للفة واحدة من السلك. ولذا فإن القوة الدافعة الكهربائية المتولدة بالحث تساوي :

$$\psi = N \psi_{\text{loop}} = -\mu_0 \frac{N^2 A}{l} \frac{dI}{dt} \quad \text{..... (١٧: ٤٨)}$$

وأخيراً تكون المحاثية بحسب تعريفها المعطى بالمعادلة ١٧: ٤٤ في حالة الملف اللولبي المثالي كما يلي :

المحاثية للملف حلزوني طويل

$$L = \mu_0 \frac{N^2 A}{l} \quad \text{..... (١٧: ٤٩)}$$

مثال: ملف من ١٠٠٠ لفة، طوله ٤٠ سم، ومساحة مقطعه ١٠ سم^٢. ما محاثيته؟ وما محاثيته عند وضع قلب حديدي فيه سماحيته $k = 3000$ ؟ نجد من المعادلة ١٧: ٤٩ أن:

$$L = \mu_0 \frac{N^2 A}{l} = 4\pi \times 10^{-7} \times \frac{1000^2 \times 10 \times 10^{-4}}{0.4} = 3.14 \times 10^{-2} \text{ هـ}$$

$$L = 3.14 \times 10^{-2} \text{ هـ} = 31.4 \text{ ملي هنري (م هـ)}.$$

ووفق المعادلة ١٦: ٧٨، فإن تأثير القلب الحديدي يكون في زيادة المجال بعامل مقداره k . ويجب تضمين هذا العامل على الجانب الأيسر لكل من المعادلات بدءاً

من ٤٧: ١٧ وحتى ٤٩: ١٧ . ولذا فإن المحاثية بوجود القلب الحديدي تساوي :

$$\text{مح} = k \cdot \text{مح} = ٩٤٢ \text{ ر.هـ.}$$

يزيد القلب الحديدي محاثية الملف

وتمثل هاتان القيمتان محاثية ملف ذي قلب هوائي وذي قلب حديدي كبير نسبياً. اما الحاثية ذات القلب الحديدي التي تبلغ محاثيتها بضغ واحدات من الملي هنري، فإن أبعادها تكون أصغر من ذلك بكثير.

* الدارة مع م : The L R Circuit

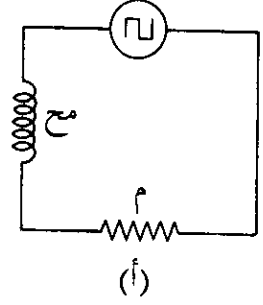
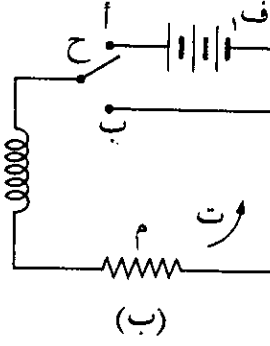
من أجل تحليل الدارات الكهربائية نعيد كتابة المعادلة ٤٤: ١٧ بالشكل المفيد التالي :

$$\psi = - \text{مح} \frac{dI}{dt} \quad \left[\psi = -L \frac{dI}{dt} \right] \dots\dots\dots (١٧: ٥٠)$$

وتعطي هذه المعادلة القوة الدافعة الكهربائية المتولدة بين طرفي حاثية ما من تيار متغير مار فيها. لنأخذ، مثلاً، الدارة المسماة بالدارة مع م (L R) المرسومة في الشكل ١٧: ١٤ (أ). فثمة حاثية ومقاومة موصولتان على التوالي بمولدٍ للأمواج المربعة الشكل. ويغير هذا المولد عند تواتر معين الجهد المؤثر في المجموعة من صفر إلى ف، ثم إلى الصفر ثم إلى ف، وهلم جرا. وتكافى هذه الدارة المرسومة في الشكل ١٧: ١٤ (ب) التي تحوي مفتاحاً ح يمكن تحريكه لحظياً تقريباً من الموضع أ الى الموضع ب أو من ب الى أ. ونحلل هنا سلوك هذه الدارة الكهربائية مستعملين الشكل الثاني ١٧: ١٤ (ب).

لنفترض، أولاً، أن المفتاح قد كان في الموضع أ لبعض الوقت حتى صار هنالك في الدائرة تيار مستقر مقداره :

$$I_1 = \frac{F_1}{M} \dots\dots\dots (١٧: ٥١)$$



الشكل ١٧ : ١٤ : (أ) المجموعة مع م موصولة بمولد للموجات المربعة الشكل . (ب) دائرة مكافئة يتم فيها توصيل المجموعة مع م بالتعاقب الى بطارية وسلوك موصّل . وعند وصل جهاز راسم الاهتزازات بطرفي المقاومة في كلا الدائرتين فانه سيظهر فرق الجهد بين طرفي المقاومة الذي يتناسب مع التيار المار في الدارة .

إنّ الحاتّة المثالية لا مقاومة لها، ولذا فإنّ فرق الجهد بين طرفي الحاتّة عند مرور تيار مستقرّ فيها يكون صفراً . [وتتمثل الوظيفة الوحيدة للحاتّة في حالة التيار المستقرّ (الثابت) في تخزين الطاقة في مجالها المغناطيسي .] ثم لنفترض أنّ المفتاح يحرك فجأة الى الموضع ب عند زمن ما يمكن أن ندعوه $z = 0$. أنّ التيار يأخذ بالتناقص مولداً بين طرفي الملف قوة دافعة كهربائية كما في المعادلة ١٧ : ٥٠ . وفي الواقع تحلّ القوة الدافعة الكهربائية للحاتّة محلّ جهد البطارية كمصدر للتيار المارّ في المقاومة . وتمرّر المقاومة التي تخضع لهذه القوة الدافعة الكهربائية تياراً يعطى بالمعادلة التالية :

$$t = \frac{\psi}{M} \dots \dots \dots (١٧ : ٥٢)$$

وبحذف ψ من المعادلتين ١٧ : ٥٠ و ١٧ : ٥٢ نحصل على : - مع $\frac{d\psi}{dz} = t M$ ، أو :

$$\frac{d\psi}{dz} = - \frac{M}{L} t \quad \left[\frac{dI}{dt} = - \frac{R}{L} I \right] \dots \dots \dots (١٧ : ٥٣)$$

المعادلة التي تحكم بالدارة : مع م

وهذه معادلة تفاضلية بالنسبة الى التيار ت . اما حلّ هذه المعادلة فهو دالة ت (ز) تتميز بأن مشتقتها تتناسب مع سالب مقدارها . والدالة الوحيدة التي تملك هذه الخاصية هي

الدالة الأسية المتناقصة. ومن ثمَّ يمكن كتابة الحلَّ على النحو التالي :

حل أسّي $t = t_1$ و $t_2 = t_1$ و $t_3 = t_1$ $[I = I_1 e^{-Rt/L} = I_1 e^{-t/\tau}]$ (١٧ : ٥٤)

وتدعى الكمية τ التي تعرّف كما يلي :

(١٧ : ٥٥) $\tau = \frac{L}{R}$ $[\tau = \frac{L}{R}]$

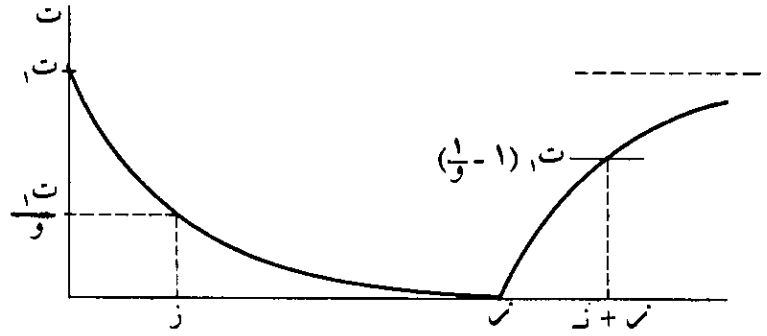
بالثابت الزمنيّ للدائرة*، وهو الزمنُ اللازمُ للتيارِ ليضمحلَّ إلى $\frac{1}{e}$ من قيمته الأصلية (الشكل ١٧ : ١٥). [لاحظ التماثل المثير في سلوك الدارتين مع م وم س - انظر الشكلين ١٥ : ٤٠ و ١٥ : ٤١، والمعادلات ١٥ : ١٢٣ الى ١٥ : ١٢٥]. وكما يظهر لنا باستعمال التفاضل، فإنَّ المعادلة ١٧ : ٥٤ هي حلٌّ للمعادلة ١٧ : ٥٣ مهما كانت قيمة الثابت t_1 . وعلى أية حالٍ فعلينا في هذا المثال أن نختار $t_1 = \frac{L}{R}$. وهذه القيمة هي قيمة التيار قبل تحريك المفتاح الى الموضع ب. ولأنَّ التيار لا يقدر أن يتغير في لحظةٍ فإنَّ هذه القيمة يجب أن تكون أيضاً قيمة التيار بعد تحريك المفتاح مباشرة الى الموضع ب.

لنفترض أنَّ التيار عند زمنٍ لاحقٍ t قد هبط في الدارة إلى الصفر أو قريباً من الصفر، وأنَّ المفتاح ح قد اعيد تحريكه الى الموضع أ. ان القوة الدافعة الكهربائية التي تؤثر في المقاومة الآن هي $\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ ، ولذا فان معادلة الدارة الآن تكون :

ف - ١ مع $t = \frac{L}{R}$ $[V_1 - L \frac{dI}{dt} = IR]$ (١٧ : ٥٦)

وعندما يزيّد التيار، فإنَّ الحدَّ الأول على اليمين يكون موجباً بينما يكون الحدُّ الثاني سالِباً. ويعني ذلك أنَّ القوة الدافعة الكهربائية الخلفية Back-Emf للحالة توازن جزئياً الجهد الذي تزوّد البطارية. وتكون بذلك القوة الدافعة الكهربائية الصافية المؤثرة في

* بيان الحالة الحقيقية لها بعض المقاومة، فإنَّ الكمية τ في المعادلة ١٧ : ٥٥ يجب أن تكون المقاومة الكلية للحالة والمقاومة.



الشكل ١٧: ١٥: تيار في الدارة مع م. يحرك المفتاح ح في الشكل ١٧: ١٤ (ب) الى الموضع ب عند الزمن $z = 0$ والموضع أ عند الزمن $z = z_r$.

المقاومة أقل مما هي عليه بدون حادثة. وعندما يصل التيار أخيراً الى قيمته العظمى الثابتة i_1 يقترب معدل تغير التيار من الصفر، وتقترب أيضاً القوة الدافعة الكهربائية للحادثة من الصفر، وتعود الدارة تخضع لقانون أوم البسيط: $i_1 = E/R$. ويمكن إعادة صياغة المعادلة ١٧: ٥٦ على النحو التالي:

$$\text{مع } \frac{di}{dt} + Ri - E = 0 \quad \text{صفر} \quad \dots (١٧: ٥٧)$$

ومع أن هذه المعادلة التفاضلية تزيد قليلاً في تعقيدها على المعادلة ١٧: ٥٣، إلا أن حلها ما يزال يُعبر عنه بدلالة الدالة الأسية. أما الحل الذي يفرض بالشرط الابتدائي المناسب عند $z = z_r$ فهو:

الحل في حالة تيار متزايد

$$i = i_1 [1 - e^{-\frac{t-z_r}{\tau}}] \quad \dots (١٧: ٥٨)$$

حيث: $i_1 = E/R$ و $\tau = L/R$ (المعادلتان ١٧: ٥١ و ١٧: ٥٥). ويمكن للقارئ أن يتحقق من أن المعادلة ١٧: ٥٨ هي حل للمعادلة ١٧: ٥٧ وأن قيمة i الابتدائية الصحيحة هي $i = 0$ عند $z = z_r$. ويظهر الشكل ١٧: ١٥ رسمين بيانيين للمعادلتين ١٧: ٥٤ و ١٧: ٥٨.

وتبلغ المحاثية للحادثة الاعتيادية الصغيرة 10^{-2} تقريباً، وتبلغ مقاومتها بضع أومات. وعند توصيلها على التوالي مع مقاومة $R = 100 \Omega$ فإن ثابت الزمن لها يساوي

١٠- ث. وهذا الثابت الزمني يسهل قياسه بكاشفة الاهتزازات ، الا أنه دون الحد الحرج الذي يمكن الكشف عنه بدون أدوات . وتعامل في الدارات الاعتيادية التي تحوي مصابيح كهربائية ومحركات كهربائية صغيرة مع ثوابت زمنية في حدود أَلَملي ثانية ، ولذا فلا نلاحظ التخلّفات الزمنية الناشئة عن المحاثية .

١٧ : ٧ اهتزاز الدارة : مع س Oscillation: The L C Circuit

من بين وظائف المكثفات capacitors العمل كمستودعات خزن ساكنة للشحنة والطاقة الكهربائية . ولعل دورها في دارات التيار المتغير . يعد أكثر أهمية من ذلك . وعندما يكون المكثف في عملية شحن أو تفريغ ، فإنه يمر فيه بالفعل تيار كهربائي (انظر الشكل ١٧ : ٩) . ويكون التيار ببساطة معدل تغير الشحنة على المكثف :

$$ت = \frac{q}{z} \quad [I = \frac{dq}{dt}] \quad \dots\dots\dots (١٧ : ٥٩)$$

ولأنه يعبر عن الشحنة بدلالة الجهد بين طرفي المكثف وسعته بالمعادلة :

$$ش = س ف \quad [q = CV]$$

فانه يمكن كتابة التيار على النحو التالي :

$$ت = س \frac{ف}{z} \quad [I = C \frac{dV}{dt}] \quad \dots\dots\dots (١٧ : ٦٠)$$

التيار والجهد لمكثف

وثمة دارة بسيطة لكنها هامة تحتل قلب معظم الهزازات ، وهي الدارة مع س . وتتكون هذه الدارة في أبسط شكل لها من مكثف وحائّة موصولين معاً [الشكل ١٧ : ١٦ (أ)] . ونتناول هنا هذه الدارة في شكلها المثالي مغفلين مقاومتها . وعندما يتغير التيار في الدارة تتولد بالحث بين طرفي الحائّة قوة دافعة كهربائية بحيث يمكن النظر إلى الحائّة كمصدر للجهد يشبه الى حد بعيد البطارية . ويمكن مساواة هذه القوة الدافعة الكهربائية للحائّة بالجهد بين طرفي المكثف . وحتى نضم المعادلة ١٧ : ٥٠ الى المعادلة ١٧ : ٦٠ فيجب علينا أن نفاضل المعادلة السابقة :

تيار الحالة وجهدهما

$$\frac{\psi_s}{s} = - \text{مع} \frac{I_s}{s} \quad \left[\frac{d\psi}{dt} = -L \frac{d^2 I}{dt^2} \right] \quad (١٧: ٦١) \dots\dots\dots$$

وتعني المساواة $\psi = \phi$ أن المشتقتين الزمنيةتين متساويتان أيضاً. ونجد من المعادلتين ١٧: ٦١ و ١٧: ٦٠ أن:

$$\frac{I}{C} = -L \frac{d^2 I}{dt^2} \quad \left[\frac{I}{C} = -L \frac{d^2 I}{dt^2} \right] \quad \text{مع} \frac{I_s}{s} = \frac{I}{s}$$

ويمكن كتابة هذه المعادلة على النحو التالي:

المعادلة التي تحكم بالدارة: مع س

$$\frac{1}{\text{مع} s} = \frac{I_s}{s} \quad \left[\frac{d^2 I}{dt^2} = -\frac{1}{LC} I \right] \quad (١٧: ٦٢) \dots\dots\dots$$

وهذه معادلة تفاضلية تطرح السؤال التالي: ما الدالة $I(t)$ التي تتناسب مشتقتها الثانية مع قيمتها السالبة؟

ان الدوال التي تتمتع بهذه الخاصية هي دوال الجيب وجيب التمام. ويشمل الحل العام للمعادلة ١٧: ٦٢ كلا الدالتين. ومع ذلك يمكننا أن نختار حلاً خاصاً كما يلي:

حل جيبى لمعادلة الدارة مع س

$$I = I_0 \sin \left(\frac{t}{\sqrt{LC}} \right) = I_0 \sin \omega t \quad \text{ت. جا} \quad (١٧: ٦٣) \dots\dots\dots$$

$$[I = I_0 \sin \left(\frac{t}{\sqrt{LC}} \right) = I_0 \sin \omega t]$$

حيث:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \left[\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \right] \quad (١٧: ٦٤) \dots\dots\dots$$

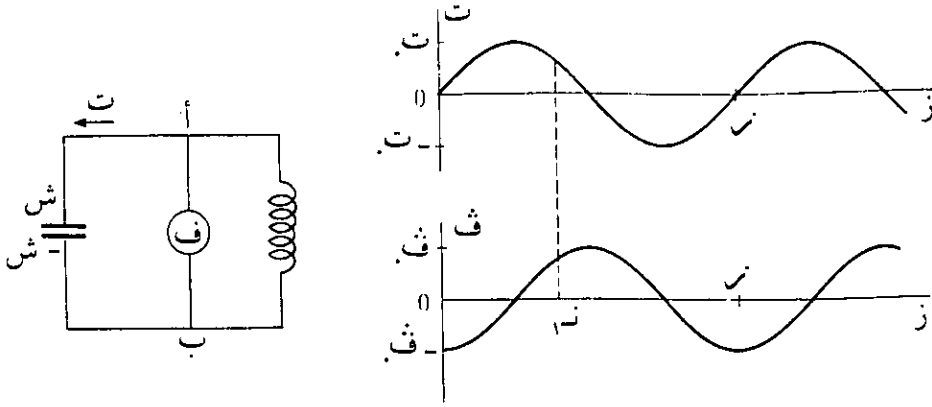
وتنص هذه النتيجة الهامة على أن التيار في الدارة مع س المثالية يهتز (يتذبذب) الى ما لا نهاية بتواتر يتعين بحاصل الضرب مع س. وتدعى الكمية ω بالتواتر الزاوي. أما التواتر الحقيقي فهو $\omega = 2\pi \nu$ أو:

التواتر المميز

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} \quad \left[\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \right] \quad (١٧: ٦٥) \dots\dots\dots$$

ويعرفُ مقلوبُ التواترِ بزمِنِ الدورةِ نر :

$$\text{نر} = \frac{1}{T} \text{ ط } \sqrt{LC} \text{ مع س } [T = 2\pi\sqrt{LC}] \dots\dots\dots (١٧:٦٦)$$



(أ) (ب)

الشكل ١٧: ١٦: الدارةُ مع س : (أ) صورةٌ مثاليّةٌ للدّارة: يستمرُّ الاهتزازُ الى ما لا نهاية عندما م = صفر.
(ب) رسمانِ بيانِيان: ت بدلالةِ ز وَف بدلالةِ ز. وعندَ الزمنِ ز، الذي يُناظرُ الحالةَ المبينةَ في الرسمينِ البيانيينِ،
يكونُ التيارُ ت = ش / ز موجباً وفي تناقص، والجهدُ ف = ف_١ - ف_٢ موجباً وفي تزايد.

وعندما تقاسُ مع بالهنري وَس بالفاراد تكونُ ن بالثواني و ٧ بمقلوبِ الثانية (ث-١) أو بالهرتز (هن).

ولايجادِ القوةِ الدافعةِ الكهربائيّةِ عبرَ الحاثّةِ، يمكنُ مفاضلةُ المعادلةِ ١٧: ٦٣ ووضعُ التعبيرِ الناتجِ للكميّةِ $\frac{d\psi}{dt}$ في المعادلةِ ١٧: ٥٠. وهذه القوةُ الدافعةُ الكهربائيّةُ تساوي بدورها ف، فرق الجهد بين طرفي المكثف، الذي يساوي :

$$ف = - \text{مع ت} \cdot \omega \text{ جتا } \omega ز$$

ويمكنُ كتابةُ هذه المعادلةِ على النحو التالي :

$$ف = - \text{ف} \cdot \text{جتا } \omega ز [V = -V_0 \cos \omega t] \dots\dots\dots (١٧:٦٧)$$

حيثُ ف = مع ت · ω . ويبينُ الشكلُ ١٧: ١٦ (ب) رسمينِ بيانيينِ لـ: ت بدلالةِ ز يختلف الجهد والتيار في الطور

وَف بدلالة ن. وكما يظهر من الرسمين فكلتا وَف يتذبذبُ بشكلٍ جيبيٍّ إلا أن بينهما فارقاً في الطورٍ مقداره $\frac{\pi}{4}$. وتمتلك جميع الدارات التي تحتوي على المكثفات و/أو الحاثات فارقاً في الطور بين التيار والجهد، ولا يتناسب الجهد مع التيار طردياً إلا في الدارات التي تحتوي على مقاومات فقط.

وتساوي الكمية ق. في المعادلة ١٧: ٦٧ المقدار مح ت. ω . ولأن $\frac{1}{\sqrt{C}} = \omega$ فان العلاقة بين جهد الذروة ق. و تيار الذروة ت. تكون:

$$\text{ق. ت.} = \sqrt{\frac{\text{مح}}{C}} [V_0 = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}}] \dots\dots\dots (١٧: ٦٨)$$

ويمكن فهم سلوك الهزاز بشكلٍ وصفيٍّ. افترض أن المكثف عند لحظة ما مشحون وأنه لا يمر فيه أي تيار. أن التيار سيأخذ في التدفق حالما يفرغ المكثف شحنته في الحاث. وبسبب وجود محاثية للحاث، فإن التيار يأخذ بالازدياد بالتدريج. وفي زمن لاحق، يصبح المكثف مفرغاً من الشحنة تماماً. لكن التيار بمضي هذا الزمن يكون قد بلغ ذروته، ولا تسمح له الحاث بالانقطاع في الحال. ويعمل استمرار التيار في التدفق على تجميع شحنة مضادة على المكثف إلى أن يتوقف التيار في النهاية، والمكثف مشحون شحنة مضادة. ثم يبدأ المكثف بعدها بالتفريغ في الاتجاه المضاد، وتستمر الدورة على هذه الشاكلة. ويمكننا وصف الاهتزاز بدلالة الطاقة على أنه تحويل مستمر لطاقة المجال المغناطيسي في الحاث إلى طاقة مجال كهربائي في المكثف، ثم تحويل طاقة مجال كهربائي إلى طاقة مجال مغناطيسي.

طاقة الدارة: مح س

مثال: ما طاقة الدارة مح س المهتزة؟ يمكننا اعتبار لحظة زمنية ز = صفر مثلاً عندما يكون التيار ت = صفر. وفي تلك اللحظة، فإن الطاقة الوحيدة في الدارة تكون الطاقة المخزونة في المكثف، أي:

$$\text{ط} = \frac{1}{2} C V_0^2 [U = \frac{1}{2} C V_0^2] \dots\dots\dots (١٧: ٦٩)$$

وبسبب حفظ الطاقة، فإن هذه الطاقة يجب أن تكون طاقة الدارة الكهربائية في جميع الأوقات الأخرى أيضاً. وإذا تم استبدال الكمية $\frac{1}{2}LI_0^2$ بالكمية $\frac{1}{2}CQ^2$ في المعادلة ١٧ : ٦٩ (باستعمال المعادلة ١٧ : ٦٨) فإننا نحصل على علاقة مثيرة أخرى للطاقة هي :

$$ط = \frac{1}{4} \text{ مع } ت^2 \quad [U = \frac{1}{2}LI_0^2] \quad \dots\dots\dots (٧٠ : ١٧)$$

ولهذه المعادلة تفسير هام وأكثر شمولاً. فهذه الطاقة لا بد وأن تكون الطاقة المخزونة في الحثية (بسبب وجود مجال مغناطيسي لها) في اللحظة التي تكون فيها ش = صفراً، وطاقة المكثف صفراً. وهذه اللحظة هي $ز = \frac{1}{4} \pi$ عندما $ت = ٠$ و $ق = ٠$. ويتبع من ذلك أن الطاقة المخزونة في الحثية في أية لحظة زمنية هي :

$$ط = \frac{1}{4} \text{ مع } ت^2 \quad [U = \frac{1}{2}LI^2] \quad \dots\dots\dots (٧١ : ١٧)$$

الطاقة المخزونة في حثية

وبشكل عام فإننا نجد أن جزءاً من طاقة الدارة يخزن في أية لحظة زمنية في المكثف وأن الجزء الآخر منها يخزن في الحثية، ومن ثم تكون الطاقة الكلية كما يلي :

$$ط = \frac{1}{4} \text{ س } ق^2 + \frac{1}{4} \text{ مع } ت^2 \quad [U = \frac{1}{2}CV^2 + \frac{1}{2}LI^2]$$

$$= \frac{1}{4} \text{ س } ق^2 + \frac{1}{4} \text{ جتا }^2 \omega ز + \frac{1}{4} \text{ مع } ت^2 + \frac{1}{4} \text{ جا }^2 \omega ز$$

وبما أن $\frac{1}{4} \text{ س } ق^2 = \frac{1}{4} \text{ مع } ت^2$ ، فإن المعادلة الأخيرة يمكن أن تكتب كما يلي :

$$ط = \frac{1}{4} \text{ س } ق^2 + \frac{1}{4} \text{ جتا }^2 \omega ز + \frac{1}{4} \text{ جا }^2 \omega ز$$

$$= \frac{1}{4} \text{ س } ق^2$$

بمعنى ذلك أن المعادلة ١٧ : ٦٩ تعطينا طاقة الدارة في جميع الأوقات.

أن الثابت $ت$ في المعادلة ١٧ : ٦٣ ثابت اعتباطي يساوي تيار الذروة (التيار الأعظم) في كل اهتزازة (دورة اهتزاز). وفي حالة الدارة مع س المثالية في الشكل

١٧: ١٦ (أ) التي لا يكون فيها أيُّ فقدانٍ للطاقة، فمن الممكنِ الابقاءُ على أيِّ مقدارٍ من التيارِ المهتزِّ الى ما لا نهاية. ومن ناحيةٍ عمليةٍ فهذا بالطبع امرٌ لا يمكنُ تحقيقه، اذ تستنفد مقاومة الدارة في كلِّ اهتزازة بعضَ الطاقةِ الى أن ينقطعَ التيارُ تماماً. ان الدارة المثالية ماثلة للبندولِ (الخطار) العديمِ الاحتكاك. أما المقاومةُ في الدارة فتعملُ عملَ الاحتكاكِ بالنسبةِ إلى البندول. ولأجلِ الابقاءِ على الاهتزازِ الكهربائيِّ مستمراً، فلا بُدَّ من «نقر» الدارة بلطفٍ في كلِّ اهتزازة لتعويضها عن الطاقةِ المفقودة. ويمكنُ من خلالِ الحثِّ المتبادلِ مع دائرةٍ مجاورةٍ أو بوسائلٍ أخرى توفيرُ هذا «النقر». واذا كانت مقاومة الدارة غيرَ كبيرةٍ جداً، فان تأثيرها في تواترِ الاهتزازِ يكونُ طفيفاً، ولذا تظلُّ المعادلتان ١٧: ٦٥ و ١٧: ٦٦ تقريبين جيدين.

بين الدارة مع س والهزاز التوافقي
مماثلة قوية

ان مماثلة الهزاز الكهربائي للبندول المتأرجح هي اكثر من مماثلة سطحية. فالمعادلات التي تصفُ الهزازاتِ الكهربائية والميكانيكية متطابقة من الناحية الرياضية. وإذا ما كتبت المعادلة ١٧: ٦٢ على النحو التالي:

$$\text{مع } \frac{1}{\omega^2} = \frac{L}{C} \quad \left[L \frac{d^2 I}{dt^2} = -\frac{1}{C} I \right] \quad \dots \dots \dots (١٧: ٧٢)$$

تبيّن لنا صلتها بالمعادلة ١٧: ٢٢ للهزاز الميكانيكي التي يمكنُ كتابتها كما يلي:

$$\text{له } \frac{1}{\omega^2} = \frac{m}{k} \quad * \quad \left[m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \right]$$

ومن الواضح ان محاثية الدارة تمثل نفس الدور الذي تقومُ به كتلة البندول (اي قصوره الذاتي). كذلك يعملُ مقلوبُ السعة مثل ثابتِ القوة k. [وبالنسبة الى بندول طوله ل، تكونُ $k = \frac{g}{L}$]. قارنْ أيضاً بين المعادلتين ١٧: ٦٦ و ١٧: ٣٣.

ومن ناحيةٍ عمليةٍ يتشابه البندول ودائرة الهزاز في أن كلاً منهما يُستعملُ لمسيرة أليقاعاتِ الرتبية. وهذا لا يعني أن جميعَ الهزازات تستعملُ لتسيير الساعاتِ الكبيرة

* k هنا ثابتُ القوة وبس الاراحة. مقبسة من موضع الاتزان.

(بالرغم من أن بعضها يُستعمل لذلك). وبالفعل يوفّر الهزاز إشارة سريعة جداً تتكرر بانتظام وذات تواتر معلوم ويمكن استعمالها في عدة تطبيقات، في مقدّمتها توليد موجات راديوية ذات تواتر محدد. فكلّ مرسل راديوية تحتوي على واحدة أو أكثر من الدارات الهزّازة، وكذلك كلّ مستقبل راديوية Radio Receiver. وفي المستقبل «تنقُر» إشارة ضعيفة من الهوائي الدارة مع س الموجودة في جهاز الراديو فتحرضها على الاهتزاز الكهربائي (انظر الشكل ١٧: ٢٥). وكمثالٍ مثيرٍ آخر على ذلك مع أنه أقلّ شيوعاً من المثال السابق، تُستعمل الهزازات الكهربائية في إحداث أصوات «الموسيقى الالكترونية». فبعض عازفي البيانو قد وجدوا من الملائم أن يستبدلوا بالشوكات الرنانة الهزازات الكهربائية. إذ يمكن للهزازات العملية التي تستعمل الدارات مع س ان توفر بسهولة ليس المدى المسموع من التواترات فحسب بل مدى أكبر من ذلك بكثير يمتد من ما يقرب من ١ هز الى ١٠ هز تقريباً.

١٧: ٨ الطبيعة الموجية للضوء: The Wave Nature of Light

كان الضوء لعدة قرونٍ خلت موضوع دراسةٍ علميةٍ مستقلة عن الكهرباء والمغناطيسية. وأخيراً في الستينات من القرن الماضي التحمت خيوط الاستكشاف في البصريات مع خيوط الكهرباء والمغناطيسية التي توحدت معاً مؤخراً لتعطي النظرية الموحدة للكهرومغناطيسية. وفي جزء الفصل التالي سنعود الى ذروة هذا الانجاز بعد أن نلخص في هذا الجزء بعض الحقائق الاساسية المتعلقة بطبيعة الضوء.

مع حلول عام ١٧٠٠، كانت تعرف عن الضوء عدة حقائق هامة منها أن الضوء الأبيض يتألف من مزيج من الألوان، وأن الضوء ينحرف عند مروره من وسط الى آخر (الانكسار)، وأن مقدار الانحراف يعتمد على اللون، وأن سرعة الضوء في الخلاء التام ثابتة لجميع الألوان (والأظهر أحد أقمار المشتري بلون معين عند أول ظهوره من خلف المشتري، وبألوانٍ أخرى أو باللون الأبيض بعد ذلك)، وأن الضوء يسير في

المعرفة الأولى عن الضوء

خطوط مستقيمة في وسط متجانس وانه يعاني انحرافاً طفيفاً في مساره عند مروره بحاجز ما ، وأن الضوء يحمل طاقة . كما كان يعرف بشكل تقريبي الظاهرة الغريبة التي تدعى بالانكسار الثنائي double refraction ، والتي تنص على أن الضوء عند دخوله الى بعض البلورات لا يعاني انحرافاً واحداً فحسب بل انحرافين في وقت واحد منقسماً بذلك الى حزمتين منفصلتين .

الضوء : أمواج أم جسيمات؟

وبالرغم من هذه الحقائق وبعض المعرفة الأخرى التي تجمعت خلال القرن الثامن عشر، فإن طبيعة الضوء بقيت لغزاً مبهماً لمئة سنة أخرى . أما السؤال الأساسي الذي تطلب البت فيه فكان : هل يتكون الضوء من جسيمات أم أنه ظاهرة موجية؟ وعندما انتصرت النظرية الموجية في أوائل القرن التاسع عشر لم يخطر ببال أنصار النظرية الجسيمية المهزومين أن الضوء سوف يثبت بعد مئة سنة أخرى على أنه يتكون من جسيمات برغم كل شيء ، مؤدياً بذلك الى حسم حديث للجدل حول طبيعة الضوء مفاده أن الضوء ذو طبيعة مزدوجة أي موجة وجسيم .

الأدلة المؤيدة والمعارضة لفكرة الجسيمات

وإذا سلمنا بحقيقة أن الضوء يسير في الخلاء التام بسرعة ثابتة في خطوط مستقيمة حاملاً بذلك الطاقة من مكان الى آخر، فإن التخمين الطبيعي الذي يتبادر الى الذهن لأول وهلة حول طبيعة الضوء هو أن الضوء يجب ان يتكون من سيل من الجسيمات . وهذه هي وجهة النظر التي يُعتقد عموماً بأن نيوتن قد تزعمها مع انه أدرك في الحقيقة أن الدليل لم يكن كافياً لاتخاذ قرار حول هذا الأمر . وقد أثارت فكرة جسيمات الضوء مشكلتين على وجه الخصوص هما :

١ . لماذا على ما يبدو لا يخسر الجسم المشع للضوء أي وزن ولا يكسب الجسم الممتص للضوء أي وزن؟ وفي ذلك الوقت لم يكن أحد يتصور وجود جسيمات عديمة الكتلة .

٢ . لماذا تكون سرعة الضوء كمية لا متغيرة؟ وقد يفترض المرء أن جسيمات الألوان المختلفة من الضوء يجب أن تسير بسرعات مختلفة أو أن المصدر الضوئي الأقوى

يجب أن يطلق جسيماتٍ ضوئيةً أسرع .

أدلة تؤيد أن الضوء أمواج

وقد فسّرت النظرية الموجية التي تزعمها معاصرُ نيوتن: كريستيان هايجنز هاتين المشكلتين بشكلٍ متقن. فالموجة تستطيع أن تشعّ طاقةً من دون نقل كتلةٍ من مكانٍ إلى آخر، ومن خصائص بعض الأمواج أن تكون لها سرعة ثابتةٌ مُستقلة عن شدتها وطول موجتها. فمثلاً سرعة الصوت في الهواء تكاد تكون مُستقلة عن شدته ودرجته. وتستطيع كلا النظريتين: الموجية والجسيمية أن تفسّر الانكسار، ولكن بفارق هام. فالنظرية الموجية تتطلب أن يتحرك الضوء ببطءٍ أكثر في الوسط الأكثف، بينما تتطلب النظرية الجسيمية أن يتحرك الضوء بسرعةٍ أزيد في الوسط الأكثف. وعندما حسمت التجربة في منتصف القرن التاسع عشر هذا الأمر بشكلٍ نهائي لصالح السرعة الأبطأ، كانت النظرية الموجية قد ترسّخت بشكلٍ مكنٍ إلى حدٍّ ما.

وثمة صعوبة واجهتها النظرية الموجية على ما يبدو تمثلت في انها تطلبت مادةً تنتشر في جميع الاتجاهات مألثة المكان، وفي مقدورها أن تنقل الاهتزازات الضوئية. أما الأثير Ether الذي اختُرِع لهذه الغاية فكان لا بدّ له من أن يكون مادةً اثيرة حقاً، لأنه على عكس الماء والهواء وجب أن يكون تامّ الشفافية وعديم الاحتكاك، لا يقدّم أية عاقبة مهما كانت لأية أجسام مادية تمرّ فيه. (والآ فإن الأرض سوف تبدّد طاقتها وتتجه في مسارٍ حلزونيٍّ صوب الشمس.) وبالرغم من هذه الخواص غير المحتملة، فقد كان الأثير مقبولاً لدى معظم العلماء.

الأثير المتميّز

* انتصار النظرية الموجية: Triumph of The Wave Theory

وبمعزلٍ تامٍّ عن المجادلات والتكهنات التي كانت دائرةً حول الأثير، دعمت سلسلة من التجارب في العقدين الأولين من القرن التاسع عشر بقوة الفكرة الموجية، حتى لم يعد هنالك أي شكٍّ ممكنٍ في أن الضوء عبارة عن حركةٍ موجية. وجاء الدليل الحاسم من ظاهرتي الحيود والتداخل. فالموجة المارة بحاجزٍ ما لا تترك ظلاً محدداً تماماً، بل انها تنحرف إلى المنطقة المعتمة، مكسبةً بذلك الظل حافةً غير واضحة.

يدعم الحيود والتداخل النظرية
الموجية على نحو لا مهرب منه

وتعرف هذه الظاهرة بالحيود. كذلك فقد تعمل موجتان متساويتان في التواتر وتصلان الى النقطة نفسها على تقوية بعضهما بعضا إذا وصلتا إلى النقطة وقمتاهما وقاعاهما متطابقان، أو على الغاء بعضهما بعضاً إذا ما تطابقت قمة احدهما مع قاع الأخرى. وهذه الظاهرة تعرف بالتداخل Interference. وتبين بقليل من التفكير أن من الصعب تماماً تفسير كل من هاتين الظاهرتين من خلال فكرة الجسيمات الضوئية. وبالطبع، عملت النظرية الموجية أكثر من مجرد إعطاء تفسير وصفي لوجود هاتين الظاهرتين، إذ قدّمت نظرية كمية (مقدارية) للحيود والتداخل طابقت تماماً الحقائق التجريبية. فمثلاً تنبأت النظرية الموجية بالكيفية الدقيقة التي تتغير بها شدة الضوء بسلاسة في منطقة حافة الظل غير الواضحة، كما تنبأت بنمط التداخل الناتج عن مصدرين ضوئيين في شكل شقين. وتبحث هاتان الظاهرتان مع غيرهما من الظواهر الموجية المميزة في الفصل القادم.

ومن ألهام أن نبّه بهذا الصدد الى أن تجارب التداخل والحيود التي رسّخت الطبيعة الموجية للضوء تصحّ اليوم كما صحت عندما أجريت لأول مرة. وبالرغم من معرفتنا الأعمق التي تقودنا الآن إلى القول أن الضوء، رغم كل شيء، يتكوّن من جسيمات - فوتونات - الا اننا لا نستطيع رفض تلك التجارب القديمة. ولحسن الحظ، فقد نجح ميكانيك الكم (الميكانيك الكوانتي) في تفسير كيف يمكن للفوتونات أن تظهر معاً الخواص الموجية والجسيمية، وكيف أن جميع الجسيمات الأخرى تستطيع ان تفعل ذلك أيضاً.

ثمانية من الضوء المرئي

وقد وفرت الظواهر نفسها التي أثبتت وجود الموجات الضوئية أداة لقياس طول الموجة، مما أتاح بسرعة معرفة أن الألوان المختلفة تتميز بأطوال موجية مختلفة. فالضوء المرئي يغطي ثمانية من الطول الموجي تمتد من الموجات البنفسجية القصيرة 400×10^{-9} م (٣٥٠٠ Å) الى الموجات الحمراء الطويلة 700×10^{-9} م (٧٠٠٠ Å). * تمثل الثمانية تغيراً في الطول الموجي أو التواتر مقداره ٢. فمثلاً، إذا كان تواتر نغمة المقام الأوسط (C) ٢٦٢ هز، فإن تواتر النغمة التي تزيد عليها بثانية واحدة هو ٥٢٤ هز وتواتر النغمة العالية C هو ١٠٤٨ هز.

وبالرغم من قصرها، إلا أنها أكبرُ مع ذلك من قطرِ الذرَّةِ البالغِ تقريباً 10^{-10} م (٢ أ) ببضعِ آلافِ المرات.

وفي حالةِ موجةٍ منتشرةٍ لها طولٌ موجيٌّ وتواترٌ محدَّدان، فثمةَ معادلةٌ بسيطةٌ جداً وصحيحةٌ تربطُ بينهما، وهي :

$$\lambda \nu = \text{سر} \dots\dots\dots (١٧: ٧٣)$$

حيث λ هو طولُ الموجة، ν هو التواتر، وسر هي سرعةُ الموجة^١. ولما كانت λ هي طولُ دورةٍ واحدةٍ كاملةٍ من الموجة، وكان ν عددَ الدوراتِ المارةِ بنقطةٍ ثابتةٍ في وحدةِ الزمنِ الواحدة، وجبَ أن يكونَ حاصلُ ضربِ $\lambda \nu$ مساوياً لسرعةِ الموجة. ويمكنُ تبينُ هذا الأمرِ على أسهلِ وجه، بكتابةِ $\lambda = \text{سر} T$ ، حيث T هو زمنُ دورةِ الموجة ($T = \frac{1}{\nu}$). وبذلك تصبحُ هذه المعادلةُ مكافئةً للمعادلةِ الكينماتيةِ البسيطةِ للحركة ذاتِ السرعةِ الثابتةِ $\text{سر} = \nu \lambda$ [٥ = $\nu \lambda$]. وبالنسبةِ إلى الضوءِ الذي تبلغُ سرعتهُ في الخلاءِ التامِّ الكميةَ c التالية :

$$c = 300 \times 10^8 \text{ م/ث} \dots\dots\dots (١٧: ٧٤)$$

تكتبُ علاقةُ الطولِ الموجيِّ والتواترِ كما يلي :

$$\lambda \nu = \text{سر} \dots\dots\dots (١٧: ٧٥)$$

معادلة بسيطة تحكم سلوك
الامواج الضوئية

ويكونُ على سبيلِ المثالِ للضوءِ الأخضرِ الذي طولُه الموجيُّ $\lambda \approx 5 \times 10^{-7}$ م تواترٌ $\nu (= \frac{c}{\lambda})$ يبلغُ تقريباً 6×10^{14} هز.

^١ يدعى حاصلُ ضربِ الطولِ الموجيِّ والتواترِ بالسرعةِ الطوريةِ للموجة. وتعتبرُ السرعةُ الزمريةُ هامةً ايضاً. وتعرفُ بالسرعةِ التي تنتقلُ بها الطاقةُ في نبضةٍ موجيةٍ أو رتلٍ موجيٍّ. وتعطى السرعةُ الزمريةُ بالمعادلةِ $\text{سر} = \frac{\lambda}{\nu}$. وبالنسبةِ الى الامواج الكهرومغناطيسية في الخلاء التامِّ والامواج الأخرى التي يكونُ لها حاصلُ الضربِ $\lambda \nu$ ثابتاً، فإن السرعتين الزمرية والطورية تكونان متساويتين.

* عَرْضَانِيَّةُ الْأَمْوَاجِ الضَّوْئِيَّةِ : Transversality

مع حلول عام ١٨٢٠ عُرِفَ أَنَّ الضَّوْءَ يَتَكَوَّنُ مِنْ أَمْوَاجٍ، وَتَمَّ تَفْسِيرُ ظَاهِرَةِ التَّدَاخُلِ مِنْ نَاحِيَةِ رِيَاضِيَّةٍ وَقِيَاسِ الطُّولِ الْمَوْجِيِّ لِلضَّوْءِ بِشَكْلِ تَقْرِيْبِيٍّ عَلَى الْأَقْلِ، وَتَرْسُخِ وَجُودِ مَوْجَاتٍ أَقْصَرَ وَأَطْوَلَ مِنَ الضَّوْءِ (أَيِ الْأَمْوَاجِ فَوْقَ الْبِنْفَسْجِيَّةِ وَالْأَمْوَاجِ تَحْتَ الْحَمْرَاءِ)، وَلَاقَتْ فِكْرُهُ جَدِيدَةً هَامَةً وَهِيَ عَرْضَانِيَّةُ الضَّوْءِ كُلِّ قَبُولِ.

وَكَانَ طُومَاسُ يُونِغ Thomas Young في انْكِلتَرَا، وَهُوَ أَوَّلُ مَنْ تَقَدَّمَ بِتَفْسِيرِ مَوْجِيٍّ لِلتَّدَاخُلِ (١٨٠١)، صَاحِبَ الْاِقْتِرَاحِ أَيْضاً (١٨١٧) بِأَنَّ الْحَرَكَةَ الْاهْتِرَازِيَّةَ لِلْمَوْجَاتِ الضَّوْئِيَّةِ قَدْ تَكُونُ عَرْضَانِيَّةً بِالنِّسْبَةِ إِلَى اتِّجَاحِ انْتِشَارِهَا. وَتُعَدُّ خَرْطُومُ مَاءِ الْحَدِيقَةِ الْمَمْدُودُ عَلَى الْأَرْضِ وَالَّذِي يُهَزُّ بِشَكْلِ خَاطِفٍ إِلَى أَعْلَى وَإِلَى أَسْفَلٍ مِثَالاً عَلَى الْاهْتِرَازِ الْعَرْضَانِيَّ. فَحَرَكَةُ أَيِّ جِزْءٍ مِنْ أَجْزَاءِ الْخَرْطُومِ هِيَ رَأْسِيَّةٌ تَقْرِيْباً، وَعَرْضَانِيَّةٌ بِالنِّسْبَةِ إِلَى حَرَكَةِ الْمَوْجَةِ الَّتِي هِيَ أَفْقِيَّةٌ. وَعَلَى خِلَافِ ذَلِكَ فَإِنَّ الْأَمْوَاجَ الصَّوْتِيَّةَ أَوْ أَمْوَاجَ الصَّدْمَةِ الَّتِي تَمُرُّ فِي وَسْطِ مَا هِيَ أَمْوَاجٌ طَوْلَانِيَّةٌ، بِمَعْنَى أَنَّ الْمَادَّةَ تَهْتَزُّ فِي الْاِتِّجَاحِ الَّذِي تَنْتَشِرُ فِيهِ الْمَوْجَةُ (*). فَالشَّخْصُ الَّذِي تُضْرِبُهُ مَوْجَةٌ صَدْمَةٍ مُنْبَعَثَةٌ مِنْ انْفِجَازٍ مَا يُدْفَعُ أَوَّلًا بَعِيداً عَنْ الْانْفِجَازِ ثُمَّ يَنْجَرُّ صَوْنَهُ، وَلِذَا فَانْهُ يُجْبَرُ عَلَى الْاهْتِرَازِ فِي اتِّجَاحِ حَرَكَةِ الْمَوْجَةِ. وَمِنْذَ أَنْ قَامَ كَرِيسْتِيَانُ هَايْجِنَزُ بِعَمَلِهِ الرِّيَاضِيِّ فِي دِرَاسَةِ الْأَمْوَاجِ فِي الْقَرْنِ السَّابِعِ عَشَرَ، فَقَدْ ظُنَّ بِأَنَّ الضَّوْءَ، إِنْ كَانَ حَقّاً مَوْجَةً، فَإِنَّهُ مَوْجَةٌ طَوْلَانِيَّةٌ. وَبِالرَّغْمِ مِنْ ذَلِكَ فَلَمْ يَمُضِ وَقْتُ طَوِيلٍ عَلَى اقْتِرَاحِ يُونِغِ الْمُضَادِّ بِأَنَّ الضَّوْءَ مَوْجَةٌ عَرْضَانِيَّةٌ حَتَّى تَمَّ قَبُولُهُ. وَكَانَ هُنَاكَ مَشْكَلَتَانِ مُحِيرَتَانِ تَنْتَظِرَانِ الْحُلَّ، وَجَاءَتْ فَرْضِيَّةُ عَرْضَانِيَّةِ الْأَمْوَاجِ الضَّوْئِيَّةِ لِتُفَسِّرَهُمَا بِشَكْلِ مُتَقَنٍ.

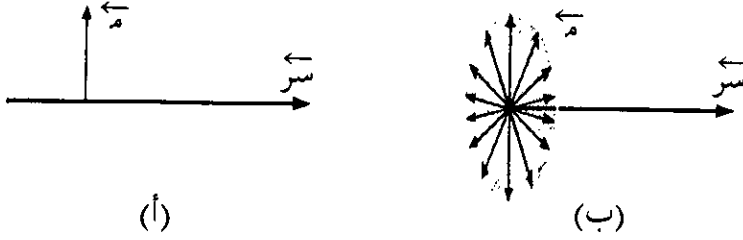
يَدْعُمُ الْاِنْكِسَارَ الْمَزْدُوجَ عَرْضَانِيَّةُ
الْأَمْوَاجِ الضَّوْئِيَّةِ

أَمَّا أَوَّلَى هَاتَيْنِ الْمَشْكَلَتَيْنِ فَكَانَتْ ظَاهِرَةُ الْاِنْكِسَارِ الْمَزْدُوجِ الَّتِي ظَلَّتْ مِنْ دُونِ تَفْسِيرٍ مِنْذَ أَنْ اكْتَشَفَهَا ايرَاسْمُوسُ بَارْتُولِينُوسُ Erasmus Bartholinus فِي عَامِ ١٦٦٩. وَكَانَ مِنَ الضَّرُورِيِّ لِتَفْسِيرِ هَذِهِ الظَّاهِرَةِ الْاِفْتِرَاضُ فَقَطْ بِأَنَّ سُرْعَةَ الضَّوْءِ فِي الْبُلُورَةِ

(*) الْأَمْوَاجُ الصَّوْتِيَّةُ فِي غَايِ مَا هِيَ بِشَكْلِ دَقِيقٍ أَمْوَاجٌ طَوْلَانِيَّةٌ. وَتَسْتَطِيعُ الْجَوَامِدُ أَنْ تَنْقُلَ الْأَمْوَاجَ الصَّوْتِيَّةَ الْعَرْضَانِيَّةَ وَكَذَلِكَ الْأَمْوَاجَ الطَوْلَانِيَّةَ الْاَكْثَرَ شَبُوحاً. وَتُعَدُّ الْمَوْجَةُ السَّطْحِيَّةُ عَلَى الْمَاءِ مِثَالاً عَلَى اهْتِرَازٍ عَرْضَانِيٍّ وَطَوْلَانِيٍّ مُتَضَامَيْنِ مَعاً.

تعتمد على وجهة اتجاه الاهتزاز، ومن ثم فالضوء المهتز في اتجاه ما سوف ينكسر بشكل يختلف عن الضوء المهتز في اتجاه آخر. ان الموجة الطولية لها فقط اتجاه واحد ممكن للاهتزاز، ولذا فليس هنالك أي أساس لتفسير الانكسار المزدوج بافتراض ان الضوء امواج طولانية. ولكن الأمر مختلف بالنسبة إلى الأمواج العرضانية، فلها على ما يبدو اتجاهات اهتزازية ممكنة لا نهائية (الشكل ١٧: ١٧).

وفي الواقع، تملك الأمواج العرضانية هذا العدد اللانهائي من الاتجاهات الاهتزازية، الا أنها مع ذلك لها فقط اتجاهان مستقلان متعامدان على بعضهما بعضاً (وعلى اتجاه الانتشار). وبالإمكان تحليل أي اتجاه اهتزاز آخر الى هذين الاتجاهين المستقلين، تماماً كما يمكن تحليل أي متجه في مستوى الى مركبتين. ولهذا السبب، فإن البلورات هي على الأكثر مواد ثنائية الانكسار، لا ثلاثية الانكسار أو كثيرة الانكسار (الشكل ١٧: ١٨).

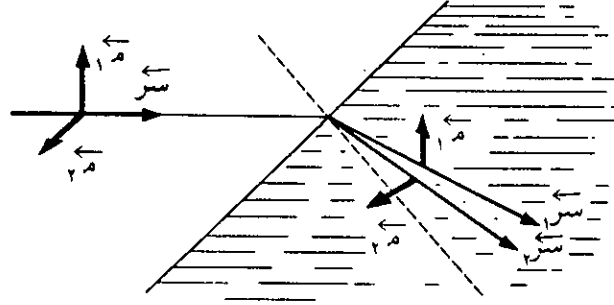


الشكل ١٧: ١٧: (أ) موجة مستقطبة ممثلة تخطيطياً بمتجه مجال كهربائي واحد عمودي على اتجاه الانتشار. (ب) موجة غير مستقطبة، وهي في الحقيقة خليط من كثرة من الأمواج المختلفة المستقطبة، تمثل تخطيطياً بالمتجهات 'م' في جميع الاتجاهات العرضانية الممكنة. وبالإمكان تحليل كل مركبة من الموجة غير المستقطبة الى اتجاهين مستقلين مستقلين.

وإلى جانب الانكسار المزدوج، فقد كان يعرف أن الضوء له طابع ثنائي بشكل عام. ففي عام ١٨٠٨ اكتشف إتيان مالوس Etienne Malus أن الضوء يمكن جعله مستقطباً عن طريق انعكاسه عن الزجاج وعن مواد عديدة أخرى. وبعد ذلك بثمان سنوات توصل أراغو وأوغسطين فرنل، ولدهشتهما، الى أن الحزم الضوئية المختلفة في استقطابها لم يمكن جعلها يلغي بعضها بعضاً عن طريق التداخل. وكانت هذه هي

ظاهرة الاستقطاب دعم آخر
للعرضانية

المشكلة الثانية الهامة التي سرعان ما وضّحها اقترح يونج الخاص بالاهتزاز العرضاني .
فمهما يكن ترتيب الحزمتين الضوئيتين اللتين لا تهتزان متوازيتين لبعضهما بعضاً، فإنه لا
يمكن جعلهما تتداخلان معاً.



الشكل ١٧:١٨ : الانكسار المزدوج: بمجرد دخولها في بعض المواد البلورية تنفصل الحزمة غير
المستقطبة الى حزمتين مستقطبتين مختلفتين . ولم تزل هذه الظاهرة تفسيراً مُقنعاً لا بالنظرية الجسيمية للضوء ولا
بنظرية الموجات الطولانية.

وحتى مع هذه الانجازات ظلت هنالك اسرار عميقة للضوء احتاجت قرناً آخر لسبر
غورها. فلماذا ينتقل الضوء بالسرعة التي يسير بها، ولماذا لا تعتمد سرعته على طوله
الموجي؟ وما هي بالضبط طبيعة الوسط المهتز؟ وما الآلية التي يبتعث بها الضوء أو
يمتص؟ ولماذا يصبح الضوء مستقطباً بالانعكاس والانكسار؟ وما العلاقة بين الضوء
والاشعاع الحراري؟ وما العلاقة بين الضوء والكهرباء والمغناطيسية؟ وبحلول عام
١٨٢٠ لم تكن حتى جميع هذه الأسئلة قد طرحت، ولم يُجب إلا عن القليل القليل
منها. وفي النهاية، ثبت أن جميع هذه الأسئلة هامة، ولقيت كلها الاجابات المناسبة.

١٧ : ٩ النظرية الكهرومغناطيسية للضوء :

The Electromagnetic Theory of Light

وفق قانوني الحث الأساسيين (المعادلتين ١٧:١ و ١٧:٢)، فإن المجالين:
الكهربائي والمغناطيسي يستطيعان أن يتفاعلا في المكان الخالي من المادة. وانطلاقاً
من هذين القانونين، واصل ماكسويل Maxwell تنبؤ بوجود الأمواج الكهرومغناطيسية،

وهي توليفات من المجالات الكهربائية والمغناطيسية يدعم من خلال تغيرها الاهتزازي المستمر بعضها بعضاً وتنتشر في المكان. ويمكن من القوانين الكهرومغناطيسية اشتقاق معادلة موجية يحققها المجال الكهربائي وأخرى مماثلة لها يحققها المجال المغناطيسي. فضلاً عن ذلك فإن القوانين الكهرومغناطيسية تتضمن علاقات محددة بين المجالين الكهربائي والمغناطيسي في الموجة الواحدة. ومن بين المظاهر الأخرى للأمواج استطاع ماكسويل التنبؤ بما يلي: (١) الموجة الكهرومغناطيسية وموجة عرضانية، والمجالان الكهربائي والمغناطيسي متعامدان على بعضهما بعضاً وعلى اتجاه انتشارها (الشكل ١٦: ١٢). (٢) المجالان الكهربائي والمغناطيسي في الموجة الواحدة متوازنان تماماً، فكل مجال منهما يحمل نصف الطاقة. ويعني ذلك بوحدات النظام العالمي SI (واستناداً الى المعادلة ١٦: ٢٥) أن:

الخواص الأساسية للأمواج
الكهرومغناطيسية

$$\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{1}{\epsilon_0} = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \quad \text{.....} \quad \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right] \quad (٧٦: ١٧)$$

حيث $\bar{E}$ ، $\bar{B}$ هما متوسطا مربعي المجالين المتغيرين الكهربائي والمغناطيسي. (٣) ان سرعة الأمواج تساوي ثابتاً يعطى بالمعادلة التالية:

$$\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} = c^2 \quad \text{.....} \quad \left[c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \right] \quad (٧٧: ١٧)$$

ولما كان الثابت $1/\mu_0 \epsilon_0$ المحسوب من قياسات للدارات الكهربائية، معروفاً بأنه يساوي سرعة الضوء، فلم يكن على ماكسويل إلا ان يخطو خطوة بسيطة ليتقدم باقتراحه بأن الضوء عبارة عن موجة كهرومغناطيسية. وكتب يقول: «إننا لا نستطيع الا بصعوبة بالغة تجنب الاستنتاج بأن الضوء يتكون من تموجات عرضانية في الوسط نفسه الذي هو سبب الظواهر الكهربائية والمغناطيسية». وبذلك توحد علما البصريات والكهرومغناطيسية.

توحيد الضوء والكهرومغناطيسية

★* المعادلة الموجية : The Wave Equation

في مكان خالٍ من المادة، تأخذ المعادلتان: الثالثة والرابعة من معادلات

ماكسويل (١٧ : ٤٠ و ١٧ : ٤١) الصيغتين التاليتين :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \frac{d\Phi_B}{dt} \quad (١٧ : ٧٨) \quad \dots \dots \quad \vec{E} = - \nabla \Phi_B$$

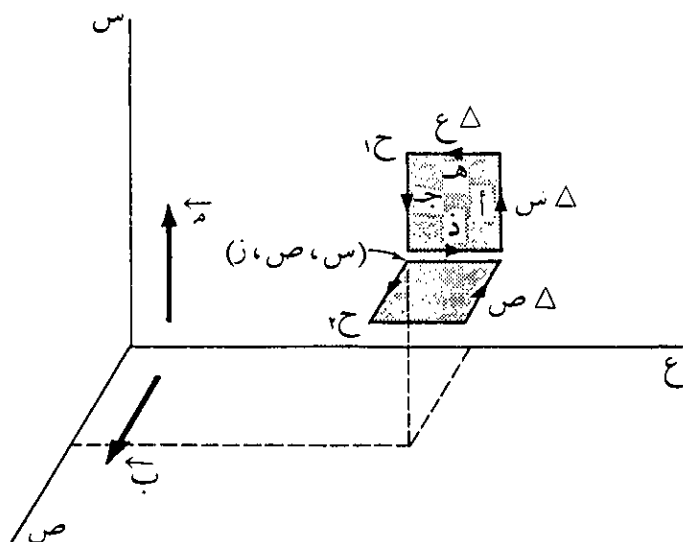
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \quad (١٧ : ٧٩) \quad \dots \dots \quad \vec{B} = \nabla \Phi_E$$

ونود أن نحصل من هاتين المعادلتين على معادلتين منفصلتين للمجالين $\vec{E}$ و $\vec{B}$.
ولتسيط رياضيات ذلك، فسنقتصر على مجال $\vec{E}$ في الاتجاه $\vec{s}$ وعلى مجال $\vec{B}$ في
الاتجاه $\vec{v}$:

افتراضان خاصان

$$\vec{E} = E(\vec{s}, \vec{v}, \vec{z}) \quad (١٧ : ٨٠) \quad \dots \dots \dots$$

$$\vec{B} = B(\vec{s}, \vec{v}, \vec{z}) \quad (١٧ : ٨١) \quad \dots \dots \dots$$



الشكل ١٧ : ١٩ : يفرض قانون الحث الكهرومغناطيسي عند تطبيقه على المسارح، الى المعادلة ١٧ : ٨٥ التي تربط بين معدل التغير المكاني للمجال $\vec{E}$ ومعدل التغير الزمني للمجال $\vec{B}$. ويفرض قانون الحث المغناطيسي الكهربائي عند تطبيقه على المسارح، الى المعادلة ١٧ : ٨٦ التي تربط بين معدل التغير المكاني للمجال $\vec{B}$ ومعدل التغير الزمني للمجال $\vec{E}$. وهذان المساران القنطوريان مناسبان للشرط المفترض وهو ان $\vec{E}$ في الاتجاه $\vec{s}$ و $\vec{B}$ في الاتجاه $\vec{v}$.

* $\vec{s}$ هو متجه الوحدة في الاتجاه السيني ($\hat{s}$)، و $\vec{v}$ هو متجه الوحدة في الاتجاه الصادي ($\hat{v}$).

وتبيّن هاتان المعادلتان أنّ كلّاً من m و b يعتمدُ على الاحداثياتِ المكانية spatial coordinates وعلى الزمن. لنطبق أولاً المعادلة ١٧: ٧٨ على المسارِ المتناهي في الصغرِ ϕ المبين في الشكل ١٧: ١٩. ان التكاملَ الخطيَّ على الجانبِ الأيمنِ يساوي تقريباً:

$$\phi = \int_{\text{left}}^{\text{right}} \dots \quad (١٧: ٨٢)$$

$$\equiv m (s, v, e + \Delta e, z) \Delta s - m (s, v, e, z) \Delta s$$

وأول هذين الحدين يسهمُ به الجانبُ أ الذي يكون عليه m موازياً لـ z ، والحدُّ الثاني يسهمُ به الجانبُ ج الذي يكون عليه اتجاه m مُضاداً لاتجاه z . أمّا الجانبان هـ و ذ حيث m عموديّ على z فانهما لا يسهمان بشيء في التكامل الخطي. ويمكنُ كتابة الجانبِ الأيسرِ من المعادلة ١٧: ٨٢ كما يلي:

$$m (s, v, e + \Delta e, z) \Delta s - m (s, v, e, z) \Delta s \quad \Delta e$$

ويساوي الكسرُ المبينُ اعلاه تقريباً المشتقةَ الجزئيةَ للمجالِ m بالنسبةِ الى e (وهو يساوي تماماً المشتقةَ عند النهايةِ $\Delta e \leftarrow$ صفر). ولذا فإنَّ المعادلةَ ١٧: ٨٢ تصبحُ على النحو التالي:

$$\phi = \int_{\text{left}}^{\text{right}} \dots \quad (١٧: ٨٣)$$

وتعبّرُ هذه المعادلةُ بشكلٍ مفيدٍ عن الجانبِ الأيمنِ من المعادلةِ ١٧: ٧٨. أمّا على الجانبِ الأيسرِ فنحتاجُ الى الدفعِ B المارَّ عبرَ المساحةِ المحدودةِ بالمسارِ ϕ . وهذا الدفعُ يساوي:

$$\Phi = \int_{\text{left}}^{\text{right}} \dots = B \Delta x \Delta z \quad [\Phi_B = B \cdot \Delta A = B \Delta x \Delta z]$$

وتساوي مشتقتهُ الزمنيةُ ما يلي:

$$\frac{\Phi}{z} = \frac{B}{z} \Delta x \Delta z \quad [\frac{d\Phi_B}{dt} = \frac{\partial B}{\partial t} \Delta x \Delta z] \quad (٨٤ : ١٧) \dots\dots\dots$$

وبتعويض المعادلتين ٨٣ : ١٧ و ٨٤ : ١٧ في المعادلة ٧٨ : ١٧ نحصلُ على :

$$\frac{\vec{B}}{z} - \frac{\vec{E}}{c} = \frac{\partial B}{\partial t} \quad [\frac{\partial E}{\partial z} = - \frac{\partial B}{\partial t}] \quad (٨٥ : ١٧) \dots\dots\dots$$

قانون الحث الكهرومغناطيسي
في صيغة تفاضلية

وهذا هو قانون الحث الكهرومغناطيسي في صيغته التفاضلية في حالة اختيارنا الخاص هذا لاتجاهات المجال، وكان من الممكن أن نحصل مباشرةً على هذا القانون من المعادلة ٣ في الجدول ١٧ : ١.

ويمكننا بعد ذلك ان نطبق قانون الحث المغناطيسي الكهربائي (المعادلة ٧٩ : ١٧) على المسار ح، المبين في الشكل ١٩ : ١٧. أما طريقة الاستنباط التي نستعملها في هذه الحالة فهي مشابهة تماماً لتلك المستعملة سابقاً في حالة المسار ح١، ونترك تفاصيل ذلك للقارئ. والنتيجة التي نحصلُ عليها هي :

$$\frac{\vec{B}}{z} - \frac{\vec{E}}{c} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad [- \frac{\partial B}{\partial z} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}] \quad (٨٦ : ١٧) \dots\dots\dots$$

الحث المغناطيسي الكهربائي
في صيغة تفاضلية

ومن الممكن ان نحصلُ أيضاً على هذه المعادلة التفاضلية مباشرةً من المعادلة ٤ في الجدول ١٧ : ١.

وللحصول على معادلة للمجال $\vec{M}$ لوحده، يمكننا مفاضلة المعادلة ٨٥ : ١٧ بالنسبة الى ع لنحصلُ على :

$$\frac{\vec{B}}{z} - \frac{\vec{E}}{c} = \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad [\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = - \frac{\partial^2 B}{\partial z \partial t}]$$

ومفاضلة المعادلة ٨٦ : ١٧ بالنسبة الى ز لنحصلُ على :

$$\frac{\vec{B}}{z} - \frac{\vec{E}}{c} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad [- \frac{\partial^2 B}{\partial t \partial z} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}]$$

وبحذف حدّي المجال المغناطيسي المتساويين من هاتين المعادلتين نحصلُ على :

$$(٨٧: ١٧) \dots\dots\dots \text{صفر} = \frac{\overleftarrow{\text{م}}^2 6}{\text{ز}^2 6} \cdot 3 \cdot \mu - \frac{\overleftarrow{\text{ع}}^2 6}{\text{ع}^2 6}$$

$$\left[\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \right]$$

وبطريقةٍ مماثلةٍ نحذفُ $\overleftarrow{\text{م}}$ من المعادلتين ٨٥: ١٧ و ٨٦: ١٧، لنحصلَ على:

$$(٨٨: ١٧) \dots\dots\dots \text{صفر} = \frac{\overleftarrow{\text{ب}}^2 6}{\text{ز}^2 6} \cdot 3 \cdot \mu - \frac{\overleftarrow{\text{ع}}^2 6}{\text{ع}^2 6}$$

$$\left[\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = 0 \right]$$

المعادلتان الموجبتان لـ: $\overleftarrow{\text{م}}$
وب

لاحظُ أنَّ $\overleftarrow{\text{م}}$ و $\overleftarrow{\text{ب}}$ تحققان نفس المعادلة. وتسمَّى هذه المعادلةُ المعادلةُ الموجية.

وللمعادلةِ الموجيةِ حلولٌ كثيرة، وأحدُ هذه الحلولِ العامةِ تماماً (رغمَ أنه ليس أكثرها عموميةً) هو:

$$(٨٩: ١٧) \dots\dots\dots \left[E = f(z - ct) \right] \quad \text{م} = \text{ق} (ع - \text{ز})$$

حل موجي انتقالي

حيث ق هي دالةٌ قابلةٌ للتفاضل مرتين(*)، وحيث c هي الكميةُ المعطاةُ بالمعادلةِ ٧٧: ١٧. لنضع ي = ع - c ز، وبذلك نحصلُ على:

$$\left[\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{d^2 f}{du^2} \right] \quad \frac{\overleftarrow{\text{و}}^2 \text{ق}}{\overleftarrow{\text{و}}^2 \text{ي}} = \frac{\overleftarrow{\text{م}}^2 6}{\text{ز}^2 6}$$

$$\left[\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = c^2 \frac{d^2 f}{du^2} \right] \quad \frac{\overleftarrow{\text{و}}^2 \text{ق}}{\overleftarrow{\text{و}}^2 \text{ي}} \cdot \text{ع}^2 = \frac{\overleftarrow{\text{م}}^2 6}{\text{ز}^2 6}$$

وبوضعِ هذين التعبيرين في المعادلةِ الموجيةِ يتبينُ لنا أنَّ ق (ي) هي بالفعل أحدُ الحلولِ بشرطِ أن يكون:

$$\left[c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \right] \quad \frac{1}{3 \cdot \mu} = \text{ع}^2$$

وهذا الحلُّ، أي المعادلةُ ٨٩: ١٧، هو حلٌّ لا يتموضعُ في المكان بل يتشَرُّ فيه (الشكل

(*) يجبُ التحققُ أيضاً من أنَّ هذا الحلُّ يفي بقانونِ غاوس في المكان الخالي من المادة: $\Phi = 0$. $\overleftarrow{\text{م}} = 0$ = صفر،
وأنه يمكنُ ربطهُ بالمجالِ $\overleftarrow{\text{ب}}$ من خلالِ المعادلاتِ ٨٥: ١٧، ٨٦: ١٧، و ٨٨: ١٧. وفي هذا الحلُّ بالفعل
بهذه الشروط.

١٧ : ٢٠)، فأية قيمة ثابتة للمتغير y مثل $y = y_1$ تنتشر في اتجاه المحور x . وعندما $y = y_1$ = ثابت، فإن الكميتين x و y ترتبطان بالعلاقة :

$$x = y_1 + z + c t \quad \dots \dots \dots [z = c t + u_1] \dots \dots \dots (١٧ : ٩٠)$$

أي أن الاضطراب يتحرك في اتجاه x بالسرعة c . ومن السهل علينا أن نتبين أن الحل المناظر للمجال B ينتشر بنفس الكيفية.

لقد توصلنا بالاعتبارات التي تناولناها حتى الآن الى عدة استنتاجات هامة جداً هي : (١) أن قوانين المجالات المتفاعلة (أو قوانين الحث) تفضي الى معادلتين موجيتين للمجالين $\vec{E}$ و $\vec{B}$ لهما حلول انتشارية، (٢) أن سرعة الانتشار كمية ثابتة c تتعين بالمقدارين μ و ϵ . و (٣) أن الأمواج عرضانية؛ ففي حالة كون المجال $\vec{E} = m \sin kx$ ، والمجال $\vec{B} = n \sin kx$ فإن الأمواج تنتقل في اتجاه المحور العيني (ع).

ومن الأمواج المنتشرة التي لها أهمية خاصة الموجة الجيبية التي تعطى بالمعادلة التالية :

$$E = E_0 \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - ct) \right] \quad \dots \dots (١٧ : ٩١) \quad \dots \dots \dots$$

وهذه موجة طولها الموجي λ وتواترها $\nu = \frac{c}{\lambda}$ وتنتشر بسرعة c في الاتجاه x . ولما كان لها نفس صيغة المعادلة ١٧ : ٨٩ فإنها تعدّ حلاً للمعادلة ١٧ : ٨٧. ولايجاد الحل المناظر للمجال B فانه يمكننا ان نستعمل المعادلتين ١٧ : ٨٥ و ١٧ : ٨٦ اللتين تعطيان :

$$\frac{\partial B}{\partial z} = - \frac{\partial E}{\partial t} \quad \dots \dots \dots \frac{\partial B}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial t} \left[E_0 \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - ct) \right] \right]$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial t} \left[E_0 \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - ct) \right] \right] = - E_0 \frac{2\pi}{\lambda} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - ct) \right] \cdot (-c)$$

[لاحظ في المعادلة الثانية ان الكمية c/λ استبدلت بالمقدار $\mu \cdot 3$]. ومن السهل أن نتبين أن الدالة المناسبة للمجال التي لها المشتقتان السابقتان هي :

$\vec{B}$ متحدة في الطور مع $\vec{E}$ $B = B_0 \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z - ct) \right]$ (٩٢: ١٧)

حيث $B = \frac{E_0}{c}$ (٩٣: ١٧)

ولذا فإن $\vec{B}$ و $\vec{E}$ يهتزتان متحدين في الطور عندما ينتشران في اتجاه المحور z . وهذا الحل الخاص هو الحل الذي يظهر في الشكل ١٦: ١٢.

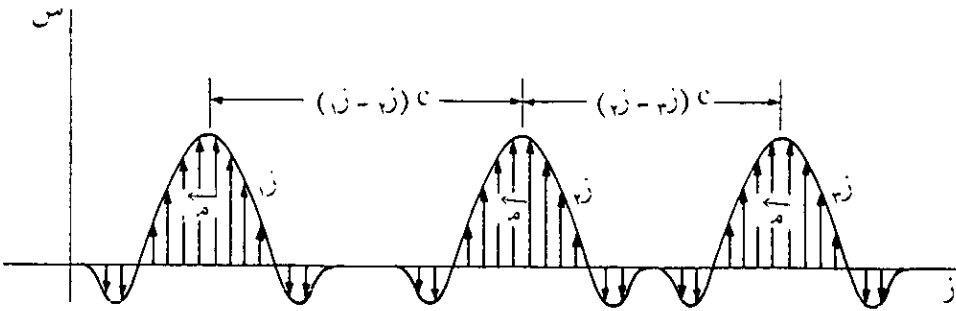
وأخيراً، نستقصي كثافة الطاقة في الموجة المنتشرة. ولأن متوسط قيمة $\vec{B}$ يساوي $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ، فإن قيمتي متوسط المربع للمجالين $\vec{E}$ و $\vec{B}$ هما:

$$\overline{B^2} = \frac{1}{2} B_0^2$$

$$\overline{B^2} = \frac{1}{2} B_0^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{E_0}{c} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{E_0^2}{c^2}$$

ويكون متوسط كثافة طاقة المجال الكهربائي كما يلي:

$\overline{E^2} = \frac{1}{2} E_0^2$ (٩٤: ١٧)



الشكل ١٧: ٢٠ «لقطات» للمجال: $\vec{E}$ و $\vec{B}$ في أوقات مختلفة. تنتشر النبضة بسرعة: $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$

أما متوسط كثافة طاقة المجال المغناطيسي فيكون:

$\overline{B^2} = \frac{1}{2} B_0^2$ (٩٥: ١٧)

الطاقة تنقسم بالتساوي بين المجالين الكهربائي والمغناطيسي

وهذه النتائج تؤيد المعادلة ١٧: ٧٦. فالطاقة تتوزع بالتساوي بين المجالين الكهربائي والمغناطيسي. وإنها لخصوصية لوحدات النظام العالمي SI أن تكون القيمتان $\vec{E}$ و $\vec{B}$.

متساويتين في مثل هذه الحالة من التوازن في الطاقة . وعلى أية حال فيمكننا القول أن العلاقة : ب. = c/λ (المعادلة ١٧ : ٩٣) هي من حيث معناها الفيزيائي تناظر القول «بشدة متساوية» لكل من المجالين الكهربائي والمغناطيسي .

١٧ : ١٠ الطيف الكهرومغناطيسي : The Electromagnetic Spectrum

بالرغم من أن نظرية ماكسويل وضعت قيداً على السرعة، بمعنى أن جميع الأمواج الكهرومغناطيسية يجب أن تنتقل في المكان الخالي من المادة بنفس السرعة c ، إلا أنها لم تضع أي قيد على التواتر أو على الطول الموجي . وفي الحقيقة، فإنها بدلاً من أن تقيّد التردد أتاحَتْ إمكان وجود مدى غير محدود من التواتر والطول الموجي . وفي زمن ماكسويل، امتد نطاق التواترات المعروفة من تحت الأحمر إلى فوق البنفسجي شاملاً بذلك الضوء المرئي ومتجاوزاً إلى حد ما الضوء المرئي من الطرفين صوب التواترات الأكبر والأقل . أما المدى الكامل للاشعاع الكهرومغناطيسي الذي يكون الضوء المرئي شريحة رفيعة منه فقط (الشكل ١٧ : ٢١) فلم يكن معروفاً .

المعادلة الموجية لا تضع أي قيد
على ٨ أو ١٠

معنى الطيف

عندما تمر حزمة رفيعة من الضوء الأبيض في منشور ما، فإن حقيقة أن الأطوال الموجية المختلفة تنكسر بمقادير مختلفة تسبب في تفريق الحزمة، حيث تكون الحزمة الخارجة من المنشور صورة عريضة ممتدة تظهر الألوان المتميزة من الأحمر إلى البنفسجي (الشكل ١٧ : ٢٢) . وقد سُمي نِطاق الألوان هذا بالطيف (وهي الكلمة اللاتينية الدالة على الظهور أو التجلي المرئي) . وقد تطوّر الآن اصطلاح «الطيف» ليعني أي ترتيب منظم بحسب الطول الموجي أو التواتر*، سواء أكان بصرياً أم فوتوغرافياً (صورياً) أم بيانياً أم في شكل جدول .

أما حقيقة أن السرعة المتنبأ بها للاشعاع الكهرومغناطيسي ساوت السرعة المعروفة للضوء فكانت بحد ذاتها دليلاً قوياً في جانب اقتراح ماكسويل بأن الضوء عبارة

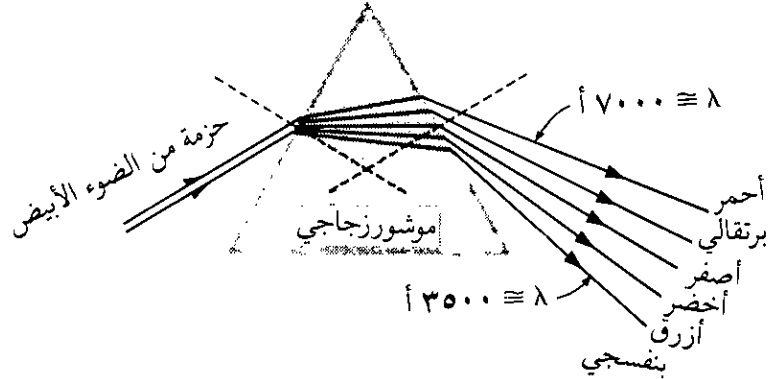
* لأن طاقة الفوتون تتناسب مع التواتر، فإن الفيزيائيين المعاصرين يستعملون أيضاً لفظ «الطيف الطاقي» أو «طيف الطاقة» . وبسبب تكافؤ الكتلة والطاقة فإننا نجد أنفسنا متقادين إلى أبعد من ذلك فتتكلّم كذلك عن طيف كتلة الجسيمات الأولية .

عن اشعاع كهرومغناطيسي. وأضيفت الى هذا الدليل بعض الحقائق منها أن النظرية الجديدة فسرت الطابع العرضاني للأمواج الضوئية، وأنها تنبأت بسرعة متساوية لجميع الألوان (أي جميع الأطوال الموجية)، وبأن الضوء يجب أن يُبْطَأ عند مروره في الأوساط المادية. ومع ذلك كله، فإن البرهان المباشر على الطبيعة الكهرومغناطيسية للضوء كان ناقصاً، لأنه لم يكن يعرف أحد في ذلك الوقت كيف يولد ضوءاً بوسائل كهرومغناطيسية أو كيف يكشف عن المجالات الكهربائية والمغناطيسية في حزمة ضوئية. أما أول إثبات

طاقة الفوتون (νh)	التواتر λ (هن)	طول الموجة λ (م)	
$17 \cdot 10 \times 4$	3210	$24 \cdot 10 \times 3$	فوتونات الأشعة الكونية
$16 \cdot 10 \times 4$	3010	$22 \cdot 10 \times 3$	
$13 \cdot 10 \times 4$	2810	$20 \cdot 10 \times 3$	
$11 \cdot 10 \times 4$	2610	$18 \cdot 10 \times 3$	حد طاقة المسارع
$9 \cdot 10 \times 4$	2410	$16 \cdot 10 \times 3$	حجم الجسم الأولي
$7 \cdot 10 \times 4$	2210	$14 \cdot 10 \times 3$	حد أشعة غاما النووية
$6 \cdot 10 \times 4$	2010	$12 \cdot 10 \times 3$	حد الأشعة السينية الذرية
$3 \cdot 10 \times 4$	1810	$10 \cdot 10 \times 3$	أشعة سينية
10×4	1610	$8 \cdot 10 \times 3$	فوق بنفسجي
	1410	$6 \cdot 10 \times 3$	تحت الأحمر
$3 \cdot 10 \times 4$	1210	$4 \cdot 10 \times 3$	أشعة ميكروية
$5 \cdot 10 \times 4$	1010	$2 \cdot 10 \times 3$	رادار
$7 \cdot 10 \times 4$	810	3	أمواج فوق عالية التردد
$5 \cdot 10 \times 4$	610	$2 \cdot 10 \times 3$	أمواج عالية التردد والأمواج معدلة التواتر
$11 \cdot 10 \times 4$	410	$4 \cdot 10 \times 3$	أمواج الراديو معدلة السعة
$13 \cdot 10 \times 4$	210	$6 \cdot 10 \times 3$	أمواج الراديو الطويلة
			الطول الموجي = نصف قطر الأرض

الشكل ١٧: ٢١: الطيف الكهرومغناطيسي: كما يُظهِرُ التظليل، توصفُ الأمواج عادةً بتواترها عند طرف الطيف ذي التواتر المنخفض، وبطاقة الفوتون عند طرف الطيف ذي التواتر العالي، وبالطول الموجي في المنطقة الوسيطة من الطيف.

مباشر بأن أمواج المجالات الكهربائية والمغناطيسية يمكنها ان تنتقل في المكان فلم يأت من خلال دراسة الضوء بل أتى من خلال توليد الأمواج الراديوية .



الشكل ١٧: ٢٢: طيف الضوء المرئي: لأن المؤشور يكسر التواترات المختلفة بمقادير مختلفة، فانه يعمل على فصل حزمة ضوئية بيضاء الى مكوناتها من التواترات. ويدعى مثل هذا الفصل بالتحليل أو التفريق dispersion .

موجات الراديو الأولى

وفي عام ١٨٨٧، نجح هنريخ هرتز Hertz في ألمانيا في توليد الأمواج الكهرومغناطيسية وفي الكشف عنها*. وتكون جهاز إرساله من التفريغ الاهتزازي المكثف عبر فُرجة الشرارة. وتكون جهاز كشفه (أي هوائي الاستقبال) ببساطة من سلك حني على شكل عروة من دون أن تتلامس تماماً نهاياتها. وقد أشارت شرارة مرئية عبر فجوة الكاشف الى وجود تيار اهتزازي في العروة الكاشفة detecting loop ، دَلّ بدوره على وجود مجال كهربائي مهتز في الجوار. وزيدت حساسية جهاز الكشف عن طريق تصميمه بحيث يكون تواتر اهتزازه الطبيعي مساوياً لتواتر دائرة الإرسال. وهذا المبدأ هو تماماً المبدأ المستعمل في أجهزة الراديو الحديثة؛ فإدارة قرص الراديو بتغيير التواتر الطبيعي لدائرة الكشف، ويتغير تبعاً لذلك تواتر الاشعاع الكهرومغناطيسي الذي يكون جهاز الراديو حساساً له .

(*) ربما كان ديفد هيوز Hughes من انكلترا أول شخص وُلد اشعاعاً كهرومغناطيسياً باستعمال الدائرة المهتزة وكشف عنها من بعد. غير ان عمله ما بين ١٨٧٩ - ١٨٨٠ مر من دون ذكر، وظل مجهولاً لسنوات طويلة. اما هرتز فينسب اليه السبق في النشر. وعلى اية حال فإن الفضل الذي ينسب الى هرتز لا يعود الى مصادقة السبق في النشر بقدر ما يعود الى انجازه من خلال الكثير من التجارب المتواصلة في اثبات الخصائص الموجية للاشعاع الجديد بشكل قاطع، وفي الكشف عن جوانب تماثله مع الضوء.

وقد استطاع هرتز ان يعكس امواجه الراديوية وان يُحيدَها، من أجل اثبات تأثيرها بالمادة المعترضة لها واطهار انتقالها بسرعة محدودة والبرهنة على انها امواج عرضانية، وقياس طولها الموجي من خلال ظواهر التداخل. وبلغت التواترات التي استعملها هرتز تقريباً ١٠٠ ميغاهرتز (١٠^٨ هن)، وهي تواترات تقع فيما يسمّى حالياً بحزمة التواتر العالي جداً VHF (التي تُستعمل الآن في أجهزة التلفاز واتصالات الملاحة الجوية من بين أشياء أخرى)، ويبلغ الطول الموجي لموجة تواترها ١٠٠ ميغاهرتز ما يلي:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \times 10^8 \text{ م/ث}}{3 \times 10^6 \text{ ث}^{-1}} = 100 \text{ م}$$

وكان اختيار تواترات هزاز هرتز موفقاً، إذ وفرت أطوالاً موجية جاهرية ذات مقدار مناسب. ولم يكن هذا الأمر من قبيل المصادفة. فالهوائي الجاهري في العادة يرسل طولاً موجياً جاهرياً بخلاف الذرة المنفردة التي تعمل كهوائي دون مجهرى submicroscopic، اشعاعه الرئيس أقصر في طوله الموجي بكثير من الأمواج الراديوية.

امتدادات الطيف المعروف

وابتداءً من عام ١٨٠٠ تقريباً، نمت معرفتنا للطيف المشع بالتدريج: من الضوء المرئي الى الضوء تحت الأحمر والضوء فوق البنفسجي، ومع حلول عام ١٩٠٠ ازداد المدى المتاح للتجارب البصرية من ثمانية واحدة الى ثمان ثمانيات[†]. وبعد عام ١٨٨٧ أضيف بسرعة الى ذلك طيف الأمواج الراديوية الأطول. ومع السنوات الأولى من هذا القرن تمّ بنجاح توليد أطوال موجية من أقل من ١ سم وحتى عدة كيلومترات والكشف عنها. أما الاستغلال العملي للراديو من أجل الاتصالات فبدأ في عام ١٩٠٠ بالتواترات المتدنية، ثم وُسّع في العقود الأخيرة ليشمل الأمواج العالية جداً في تواترها VHF والامواج ذات التواتر فوق العالي UHF*. وأما الرادار الذي يعمل بأطوال موجية من ١ الى ١٠ سم فكان من منجزات الأربعينات من هذا القرن. ومن الأطوال الموجية التي تُصادفُ

(†) اي زاد بمقدار ٢^٨ أو ٢٥٦ مرة.

(*) استعمل للحصول على الرقم القياسي للاتصال البعيد البالغ ٢٠٠ مليون ميل والذي قد تمّ بين الأرض ومركبة الفضاء Mariner في عام ١٩٦٦ تواترات تزيد على ٢٠٠٠ ميغاهرتز تقع ضمن نطاق التواتر فوق العالي UHF.

كثيراً في مختبرات الطلاب الحديثة الموجة ٣ سم المناسبة تماماً لدراسة خصائص الأمواج الكهرومغناطيسية. وتدعى الأمواج في هذا الجزء من الطيف (مع شيء من الالتباس) بالأمواج المصغرة أو الميكروية Microwaves لأنها ذات أطوال موجية أقل بكثير جداً من الأطوال الموجية الراديوية العادية.

وكما في خط سكة الحديد الذي يقطع القارة والذي يمتد في وقت واحد من الشرق والغرب صوب نقطة آلتقاء، فإن دراسة الطيف الكهرومغناطيسي بدأت في اتجاهين متقابلين: عند التواترات المنخفضة باستعمال وسائل الكترونية، وعند التواترات العالية باستعمال وسائل بصرية، حتى تم أخيراً الوصول إلى نقطة التقاء في الثلاثينات من هذا القرن تقع ما بين ٠.١ و ١٠ سم تقريباً، وهي الحد الفاصل ما بين الأمواج المصغرة Microwaves والأمواج تحت الحمراء. وعند طرف الطيف الطويل من حيث الطول الموجي، تصل أمواج الاذاعة التجارية في الولايات المتحدة في تواترها الى ٥٠٠ / ك هز (٥×١٠^٦ ث^{-١})، بينما تصل أمواج محطات الملاحة الجوية والمحطات البحرية في تواترها الى ١٠٠ ك هز. اما الاستعمال الحكومي للطيف فينزل الى أقل من ١ ك هز، حيث يغطي طول موجي واحد أكثر من ٣٠٠ كيلومتر.

وفي الطرف الآخر من الطيف اكتشفت الأشعة السينية (x-rays) من قبل ولهم رونتجن Wilhelm Roentgen في عام ١٨٩٥ وأشعة غاما النووية من قبل بول فيلارد Paul Villard في عام ١٩٠٠. واكتشفت بعد ذلك في عام ١٩٢٠ أشعة غاما ذات الطاقة الأكبر في الاشعاعات الكونية. أما أشعة غاما الصناعية فتصل في المسارعات النووية الى تواترات تبلغ في كبرها ٥×١٠^{٢١} هز أي الى أطوال موجية تبلغ من القصر ٦×١٠^{-١٣} م، ومع ذلك تحتفظ الأشعة الكونية بسهولة بالرقم القياسي للتواتر البالغ تقريباً ١٠^{٢٢} هز.

وبعد اكتشاف الأشعة السينية فصلاً مثيراً بشكل خاص من فصول الفيزياء، لأنه تم بالمصادفة وجراً الى حادث أكثر شهرة، وهو اكتشاف الاشعاع الطبيعي، (الفصل

اثبت البحث في طبيعة أشعة
أكس (X) أنها أمواج
كهرومغناطيسية.

٢٦). فقد وجد رونتجن مصادفةً أنَّ الإشعاع الخارج من المنطقة التي صدمت فيها حزمة
الالكترونية قوية (كانت تعرف عندئذ بأشعة المهبط) الجدار الزجاجي لأنبوب أشعة المهبط
استطاع أن يحدث توهجاً أو لصفاً في بعض الأملاح. ولأن هذا الإشعاع كان جديداً
وخواصه كانت مجهولة فقد اسماه بالإشعاع X. غير انه سرعان ما ظنَّ بأنَّ الإشعاع X
ربما كان إشعاعاً كهرومغناطيسياً^(*). وجاء البرهان على طبيعته الموجية في عام ١٩١٢
عندما نجح ماكس فون لاو Max Von Laue في الحصول على أنماط تداخل الإشعاع
X وقاس أطواله الموجية. وكانت طريقة فون لاو سهلة وبارعة. إذ جعل صفوف الذرات
المنتظمة في بلورة ما تعمل كمراكز حيود لانتاج أنماط من التداخل يمكن قياسها. ومع
أنه من الممكن تحييد الأمواج الميكروية بشكل بارز بشرائط معدنية أو بسلك، وتحييد
أمواج الضوء المرئي بخطوط محفورة بدقة في لوح زجاجي، إلا أنَّ الأشعة السينية التي
أطوالها الموجية تبلغ جزءاً من ألف من الطول الموجي للضوء أو أقل من ذلك تتطلب
بخلاف ذلك شبكة أدق من الخطوط أو النقاط لحدوث حيود بمقدار وافر. ولحسن
الحظ فإن الطبيعة بتجميعها البلورات في صفوف فوق بعضها بعضاً بنظام تام بمسافات
فاصلة بين الذرات تقدر بأنجستروم واحد تقريباً (١٠^{-١٠}م) توفر بالضبط الترتيب اللازم
لحدوث الحيود، وما تزال طريقة فون لاو تستعمل حتى الآن، إلا أنَّ الأشعة السينية
تستعمل البلورات كموضوعات للدراسة، على عكس ما كان يعمل سابقاً.

ويمكن تمييز الموجة الكهرومغناطيسية إما بتواترها أو بطولها الموجي أو بطاقة أحد
فوتوناتها. وهذه الكميات الثلاث يشيع استعمالها (وتظهر جميعها في الشكل ١٧: ٢١)،
ويلتزم كل منها منطقة معينة من الطيف. فعند الطرف ذي التواتر المنخفض، حيث
تميز الدارات الكهربائية المستعملة لتوليد الموجات الراديوية والكشف عنها بتواترات
طبيعية معينة، يكون تواتر الموجة هو الأساس المناسب للتصنيف. وفي المنطقة البصرية،

(*) توفر الدعم لهذه الفكرة باكتشاف تشارلز باركلز في عام ١٩٠٤ بأنَّ الإشعاع X يمكن جعله إشعاعاً مستقطباً.
والاستقطاب هو من خواص الأمواج العرضانية.

تميز اشعة غاما في المادة
بطاقتها

حيث تعمل ظواهر الحيود والتداخل على فصل الطيف الى مكوناته، يكون الطول الموجي هو المقياس المناسب. أما أشعة غاما التي يُكشَف عنها كفوتونات منفردة فغالباً ما تُميز بطاقتها. وترتبط طاقة الفوتون بالتواتر بالمعادلة التالية :

$$E = h \nu \quad \dots\dots\dots (17: 96)$$

حيث تبلغ قيمة ثابت بلانك (Planck's Coustant) h بالوحدات التي يشيع استعمالها في الميدان النووي ما يلي :

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J.s} \quad \dots\dots\dots (17: 97)$$

ويملك الفوتون المرئي طاقة تبلغ تقريباً ٢ إف، وتبلغ الطاقات الممثلة لأشعة غاما النووية ما بين ٠,١ الى ١ م إف.

ولكونه غير محدود في مداه، فإن الطيف الكهرومغناطيسي لا يمكن الكشف عنه بشكل كامل. وعلى كل حال، فبالاطوال الموجية المعروفة الممتدة من جزء واحد في البليون من حجم جسيم أولي الى مئات من الكيلومترات، فقد صار الطيف مكشوفاً بكامله تقريباً، ولم تبق فيه أي فجوات غير مسبورة. وتبلغ النسبة بين أعلى تواتر وأقل تواتر يشتمل عليه الشكل (١٧: ٢١) ١٠^{٣٠}. ويُلغى موسيقية، تعادل هذه النسبة تقريباً مئة ثمانية. ومن قبيل المقارنة، يشمل جهاز البيانو تقريباً سبع ثمانيات، وأذن الانسان تقريباً ١٠ ثمانيات (من الأمواج الصوتية)، ويغطي مستقبل أمواج الراديو المعدلة في سعتها (AM) ثمانيتين ومستقبل أمواج الراديو المعدلة في تواترها (FM) أقل من ثمانية واحدة (من الأمواج الكهرومغناطيسية)، بينما يغطي الضوء المرئي واحدة فقط من الثمانيات المئة التي يشتمل عليها الاشعاع الكهرومغناطيسي.

قبل ٢٠٠ سنة، كان الطيف
الكهرومغناطيسي المستكشف
يغطي ثمانية واحدة، أما الآن فانه
يغطي ١٠٠ ثمانية

١٧: ١١ الابتعاث والامتصاص : Emission And Absorption

تستطيع الموجة الكهرومغناطيسية أن تقطع بليون سنة ضوئية في الخلاء التام، كما تستطيع أن تقفز مسافة أنجستروم واحد بين ذرة وأخرى في المادة الجامدة. ويمكن

بداية الأمواج
الكهر ومغناطيسية شحنة متسارعة
ونهايتها شحنة متسارعة أيضا

لطور لها الموجي أن يُلَفَّ الكرة الأرضية أو يُطوى بشكلٍ وافٍ داخل جسيمٍ أولي elementary particle . ومهما يكن ماضي هذه الموجة أو شدتها أو طولها الموجي فإن هنالك بكل تأكيد سمة واحدة ثابتة تميز بدايتها ونهايتها، وهي الشحنة المتسارعة. فالموجة الكهر ومغناطيسية يمكن توليدها بتسريع شحنة فقط، ولا يمكن امتصاصها إلا عندما تتسبب في تسريع شحنة*. ويوضح الشكل ١٧: ٢٣ بشكلٍ وصفي آلية عملية الاشعاع. لاحظ أن الموجة المبتعثة في هذا المثال ستكون موجة مستقطبة [ولكن، في أي اتجاه؟].

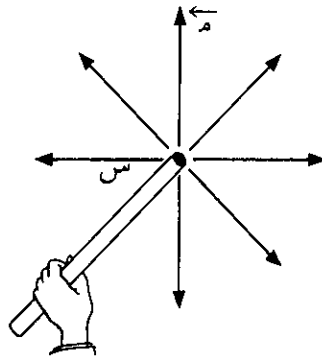
ولا بد أن يصاحب تسريع شحنة ما تغير في الطاقة. فالجسيم المشحون المشع يفقد طاقة، بينما يكسب الجسيم المشحون الممتص للموجات الكهر ومغناطيسية طاقة. وهذه التغيرات في الطاقة الحادثة في المادة توازن بدقة بالطبع بتغيرات طاقة في المجال الكهر ومغناطيسي. ومن المثير أن نفحص الطيف الكهر ومغناطيسي بكامله باستعمال فكرة الشحنة المسرعة بمفردها. ولا بد لنا ان نسأل: أي جسيم مشحون يولد الموجة في كل جزء من الطيف؟ وفي أي نظام تتحرك الشحنة وما المسافة التي تتحركها؟ وما الذي يتسبب في تسارع الجسيم المشع؟ وأي جسيم مشحون يُحتمل أن يمتص الموجة أكثر من غيره؟ وللإجابة عن هذه الأسئلة في أي عرضٍ لكامل الطيف، فمن المفيد أن نناقش ثلاثة أنواعٍ منفصلة من الحركة المتسارعة، هي:

(١) اهتزاز الجسيمات المشحونة في الطبيعة، (٢) الاهتزاز الصناعي للشحنة، (٣) والحركة المتسارعة غير الاهتزازية (انظر الشكل ١٧: ٢٤).

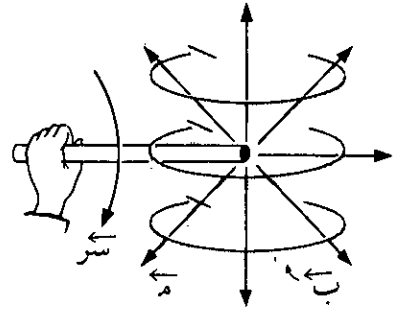
* الاهتزاز الطبيعي للشحنة : Natural Oscillation of Charee

لا بد من أن بعض أجزاء الطيف الكهر ومغناطيسي قد امتلئت بالفعل تماماً بالإشعاع قبل هزتها بوقتٍ طويل، أي قبله بعدة بلايين من السنين. فكل ذرة في الطبيعة تمتلك في كنه تركيبها حقاً شحنة متسارعة في شكل الكترونات تدور باستمرار. ولذا،

* لو وجدت الاقطاب الميغناطيسية لا يمكن لها ايضا ان تولد امواجاً كهر ومغناطيسية وان تمتصها.

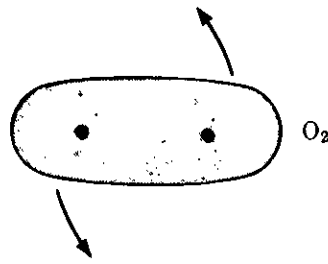


(أ)

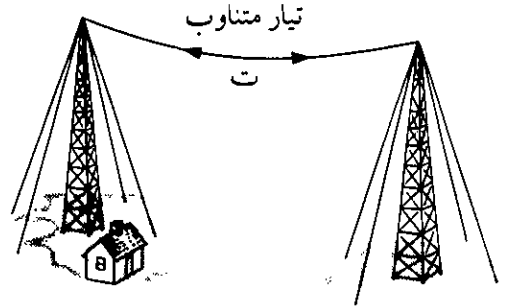


(ب)

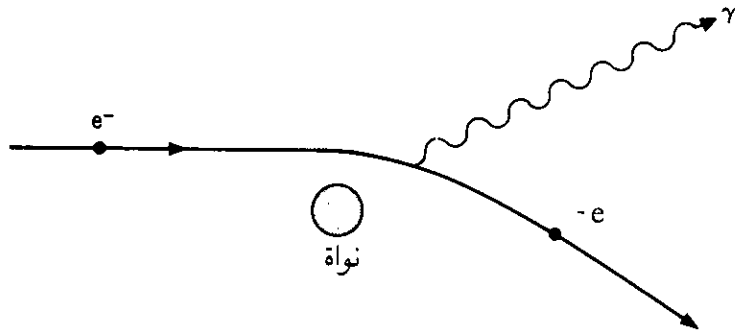
الشكل ١٧: ٢٣: (أ) يحيط بالشحنة الساكنة مجال كهربائي ولا يحيط بها أي مجال مغناطيسي. وهذه الشحنة لا تشع. (ب) تولد الشحنة نفسها، وهي في حالة حركة، مجالاً كهربائياً ومجالاً مغناطيسياً. وعند هزّ العصا إلى الأمام والخلف بتواتر مقداره ν ، فإن جزءاً صغيراً من طاقة المجال يُفَلَّتْ وينتقل بعيداً كموجة كهرومغناطيسية لها نفس التواتر.



(أ)



(ب)



(ج)

الشكل ١٧: ٢٤: مصادر الاشعاع الكهرومغناطيسي: (أ) اهتزاز طبيعي للشحنة كما هو الحال في جزيء يتحرك حركة دورانية. (ب) اهتزاز صناعي للشحنة كما هو الحال في مرسله امواج الراديو. (ج) تسارع الشحنة من دون اهتزاز، كما هو الحال عند حَرَفِ الكترون ذي سرعة عالية بنواة.

فإنَّ كلَّ ذرَّةٍ هي عبارةٌ عن مشعٍ كامنٍ . وفي مطلعِ هذا القرن ، سادت بين الفيزيائيين حالةٌ من الذهولِ لمدَّةٍ قصيرةٍ من الزمن ، وهي المدَّةُ ما بين اكتشافِ أنَّ الذراتِ تحتوي على الكتروناتِ واستحداثِ النظريةِ الكوانتيةِ للذراتِ Quantam theory of atoms . وكان يُطرحُ في ذلك الوقتِ السؤالُ التالي : لماذا لا تشعُّ جميعُ الذراتِ باستمرارٍ؟ وإجابَ نيلز بور Niels Bohr عن هذا السؤالِ بأنَّ الذراتِ تُمنعُ من فعلِ ذلك وفقَ مبدأِ حفظِ الطاقة .

الذرات هي التي تشع

لقد افترض بور أنَّ كلَّ ذرَّةٍ لها حالةٌ خفيضةٌ من الطاقة أو «حالة أرضية» "Ground State" ، (هي اليوم حقيقةٌ راسخةٌ تماماً) ، وأنَّ الذرَّةَ في حالتها الأرضية لا تستطيعُ أن تخسرَ أيَّ طاقة ، ولذا ، فإنها لا تستطيعُ أن تشعَّ أيَّ اشعاعٍ كان بالرغمِ من التسارعِ المتواصلِ لالكتروناتِها المهتزة . لكن عندما تكونُ في حالةٍ طاقيةٍ أعلى أي حالةٍ مستثارةٍ أو مهتجةٍ "Excited State" فإن الكتروناتِها تستطيعُ أن تشعَّ اشعاعاً كهرومغناطيسياً . وبمقتضى النظريةِ الكلاسيكيةِ ، فإنَّ تواترَ الاشعاعِ المُبعثِ يجبُ أن يساوي تواترَ الالكترونِ المهتز . وهذه الفكرةُ مألوفةٌ في الأمواجِ الصوتية . فإذا اهتزت منظومةٌ ميكانيكيةٌ (كوترٍ بيانو على سبيلِ المثال) بتواترٍ ν فإنها تصدرُ صوتاً تواتره ν . أما في الميكانيكِ الكوانتيِّ فإنَّ هذه المساواةَ غيرُ صحيحةٍ ، إذ أنَّ التواترَ المُشعَّ يتعيَّنُ فقط بالتغيرِ الحاصلِ في طاقةِ الذرَّةِ وفقَ معادلةِ بلانك - آينشتاين التالية :

$$\Delta E = h \nu$$

ويمكنُ للالكترونِ المهتزِّ في ظروفٍ معينةٍ أن يعاني انتقالاتاً إلى حالةٍ طاقيةٍ قريبةٍ بحيث يكونُ فارقُ الطاقةِ : ΔE ط صغيراً . وعندها يكونُ التواترُ المشعُّ ، لكونه يتناسبُ طردياً مع ΔE ، صغيراً أيضاً ، وربما أصغرَ بكثيرٍ من تواترِ الاهتزازِ الفعليِّ للالكترون . وكقاعدةٍ عامةٍ على كلِّ حالٍ ، فمن المتوقع أن يكونَ التواترُ المشعُّ من ذرَّةٍ ما أو من أية منظومةٍ أخرى من مقاديرها من نفسِ رتبةِ التواترِ الاهتزازيِّ للجسيمات المشحونة في المنظومة . وتكونُ الصلةُ المتوقعةُ كلاسيكياً بين التواترِ الميكانيكيِّ والتواترِ المشعِّ صحيحةً بشكلٍ تقريبيٍّ في معظمِ الأوقات .

بشكل عام يساوي تواتر الاشعاع
التواتر الميكانيكي

لنتأمل الكترونا يدور حول بروتون ما على مسافة ١ انجستروم (ف = ١٠^{-١٠} م).
فهذا الالكترون يعاني قوة مركزية كولومية تعطى بالمعادلة التالية :

$$ق = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \quad \frac{1}{3} ط ٤ = \frac{1}{2} ف \frac{e}{2}$$

ووفق ميكانيك نيوتن Newtonian Mechanics الذي يكفي لغرض هذا الحساب التقريبي، فان تسارع الالكترون يكون: سر/٢ ف. ويساوي حاصل ضرب كتلة الالكترون في تسارعه القوة المؤثرة:

$$\frac{1}{3} ط ٤ = \frac{1}{2} ف \frac{e}{2}$$

ويمكن حل هذه المعادلة من أجل السرعة سر لنحصل على :

$$سر = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m r}} \quad \frac{1}{3} ط ٤ = \frac{1}{2} ف \frac{e}{2} \quad (٩٨:١٧) \dots\dots\dots$$

ويساوي تواتر الالكترون سرعته مقسومة على محيط مداره الدائري :

$$\frac{سر}{2\pi r} = \nu \quad \left[\nu_e = \frac{v}{2\pi r} \right]$$

وبوضع قيمة سر من المعادلة ٩٨:١٧ في المعادلة هذه نحصل على قيمة تواتر الالكترون:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m r^3}} \quad \left[\nu_e = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m r^3}} \right] \quad (٩٩:١٧) \dots\dots$$

وبحساب قيمة الطرف الأيسر لهذه المعادلة بوحدة النظام العالمي نحصل على :

تواتر الكترون يدور في دائرة

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(9.1 \times 10^{-31} \text{ كغ}) (1.6 \times 10^{-19} \text{ كول})^2}{(4\pi \times 10^{-12} \text{ كول}^2/\text{م}^2) (0.529 \times 10^{-10} \text{ م})^3}} = 2.07 \times 10^{15} \text{ هز}$$

وتقع هذه الموجة الكهرومغناطيسية التي لها هذا التواتر في منطقة فوق البنفسجي، وبالفعل تشع معظم الذرات بسهولة في منطقة فوق البنفسجي. وتعد الالكترونات

الخارجية أو الكترونات التكافؤ في الذرات التي تبعد في العادة ١ أنجستروم تقريباً عن النواة المسؤولة بشكل رئيس عن ابتعاث الضوء المرئي والضوء فوق البنفسجي. أما الالكترونات الأقرب الى النواة والتي تعاني تسارعاً أكبر فهي مسؤولة عن ابتعاث الأشعة السينية ذات التواتر الأعلى. وتمتلك الجزيئات مدى أكثر تعقيداً من تواترات الابتعاث الممكنة لأن لها، الى جانب الحركة الالكترونية كما في الذرات، حركة جسمية دورانية واهتزازية. ولما كانت الذرات التي يتكون منها الجزيء أثقل بكثير من الالكترونات، فانها تتحرك بسرعة أبطأ وتشع في المقابل اشعاعات ذات تواتر أقل من ذلك الذي تشعه الالكترونات. ويعد الاهتزاز والدوران الجزيئيان مصدرين هامين من مصادر الاشعاع تحت الأحمر.

اشعاع جزيئي

ويعاني البروتون داخل النواة، رغم ثقيله، قوة نووية لها من الشدة ما يجعل تواترها الاهتزازي بالفعل أكبر بكثير من التواتر الاهتزازي للالكترونات في الذرة - اي أكبر في الحقيقة بمليون مرة. وطبقاً لذلك، فإن طاقة أشعة غاما النووية أكبر بمليون مرة تقريباً من طاقة الفوتونات المرئية.

اشعاع نووي

وخلاصة القول فيما يتعلق بابتعاث الاشعاع عن طريق الاهتزاز الطبيعي للشحنة، فإن الاهتزاز والدوران الجزيئيين يولدان اشعاعاً تحت الأحمر، بينما يولد اهتزاز الالكترونات الخارجية في الذرات والجزيئات بشكل رئيس ضوءاً مرئياً واشعاعاً فوق بنفسجي، وأما الالكترونات المربوطة بالنواة بقوة أكبر من مثلتها في الالكترونات الخارجية فانها تنتج الاشعاع السيني. وتنتج الحركة المتسارعة للبروتونات والنيوترونات داخل النواة أشعة غاما ذات التواترات الأعلى. وثمة بعض الانتقالات الكوانتية - $quantum$ transitions التي تحدث أيضاً في الذرات والجزيئات، والتي تكون تغيراتها الطاقية صغيرة الى حد أن الاشعاع المبعث منها يقع في منطقة الأمواج الراديوية والأمواج الميكروية (المصغرة). وعلى أية حال، فان هذه الاشعاعات ضعيفة، ذلك أن الالكترونات «تفضل» أن تشع اشعاعاً بتواتر لا يختلف كثيراً عن تواتر اهتزازها الخاص بها.

ثمة تطابق بين الامتصاص والانبعاث

ان المشعّ الجيدّ للاشعاعِ ممتصّ جيداً أيضاً للاشعاعِ ذاته . فالجزيئاتُ تمتصُّ بسهولةٍ الاشعاعَ تحت الأحمر، والذراتُ تمتصُّ الضوءَ المرئيَّ وفوق البنفسجيَّ، والنوى تمتصُّ بشكلٍ مفضّلٍ أشعّةَ غاما . أمّا الاشعّةُ السينيّةُ المبتعثّةُ من ذرّةٍ ما فتمتصُّ بسهولةٍ من نفسِ النوعِ من الذرات . ومن ناحيةٍ أخرى، فإنّ الاشعّةُ السينيّةُ ذاتِ التواترِ العاليِ جداً والمُبتعثّةُ من الذراتِ الثقيلةِ لا تُمتصُّ بسهولةٍ من الذراتِ الخفيفةِ، لأنه في الذراتِ الخفيفةِ لا تمتلكُ حتى الالكتروناتُ الأقربُ الى النواةِ تواتراً عالياً الى حدِّ يكفي لمطابقةِ تواترِ الأشعّةِ السينيّةِ . وتشكّلُ هذه الحقيقةُ الأساسَ للتصويرِ بالأشعّةِ السينيّةِ، وتفسّرُ لم تخترقُ الأشعّةُ السينيّةُ ذاتِ التواترِ العاليِ أو الأشعّةُ السينيّةُ «القاسيةُ» "Hard X-Rays" بسهولةٍ المادةَ العضويّةَ التي تتكوّنُ في معظمِها من الهيدروجينِ Hydrogen والكربونِ Carbon ، والنّيتروجينِ Nitrogen ، والأكسجينِ Oxygen (التي لها الاعدادُ الذريّةُ ١ و٦ و٧ و٨ بالترتيب)، بينما تخترقُ بصعوبةٍ العظمَ الغنيّ بالكالسيومِ Calcium (العددُ الذريُّ له ٢٠)، في حين انها تكادُ لا تخترقُ المعادنَ الثقيلةَ بأيّ حالٍ من الأحوال .

لاحظُ في قائمةِ المشعّاتِ الطبيعيّةِ أنه كلّما زادَ حجمُ المنظومةِ زادَ الطولُ الموجيُّ (أو قلّ التواتر). فالجزيئاتُ أكبرُ من الذراتِ، والكتروناتُ التكافؤِ تشغلُ حيزاً أكبرَ من الذي تشغله الالكتروناتُ الداخلية، وهذه الأخيرة بدورها تشغلُ حيزاً أكبرَ من حيزِ النوى . ويمكنُ الحصولُ على طولٍ موجيٍّ أكبرَ (أو تواترٍ أقلّ) إمّا بإنقاصِ سرعةِ الشحنةِ المهتزةِ أو بزيادةِ المسافةِ التي تقطعُها في كلّ دورةٍ في أثناءِ اهتزازِها . وثمةُ علاقةٌ تقريبيّةٌ تربطُ بينَ الطولِ المُشعِّ وسرعةِ الجسمِ المُشعِّ وحجمِ مداره، وهي :

يُعيّنُ طولِ الموجةِ بحجمِ
المشعِّ وسرعته

$$\lambda \cong \frac{c}{\text{سر}} \quad \left[\lambda \cong \frac{c}{v} d \right] \quad \dots \dots \dots (١٧ : ١٠٠)$$

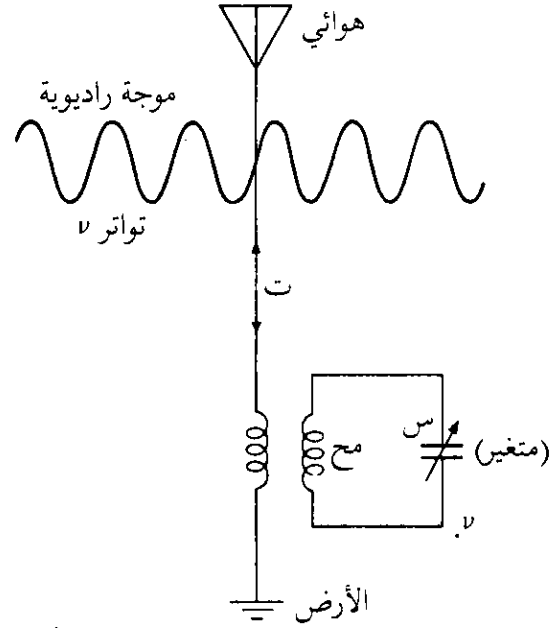
حيث λ هنا هي الطولُ الموجيُّ، c هي سرعةُ الضوء، سر هو متوسطُ سرعةِ الجسمِ مهتز، وف هي المسافةُ التي يقطعُها الجسمُ في الدورةِ الواحدة . ونتركُ اشتقاقَ هذه المعادلةِ كمسألةٍ للقارىء . لاحظُ أنه لما كانت النسبةُ $c / \text{سر}$ تزيدُ وجوباً على ١ وجب أن يكونَ الطولُ المبتعثُ بحجمِ المنظومةِ المشعّةِ أو أكبرَ منها .

* الاهتزاز الصناعي للشحنة : Man-Made Oscillation of Charge

إنَّ أيَّ سلكٍ معدنيٍّ ينقلُ تياراً متناوباً عبارةً عن منظومةٍ مُشعَّةٍ للأمواج الكهرومغناطيسية. وتكونُ الطاقةُ المشعَّةُ عند التواتراتِ المنخفضةِ مثل التواترِ ٦٠ هز صغيرة. أما عند التواتر العالي كالتواتر ١ مغ هز فإن الطاقة تكون كبيرة، وبخاصة إذا كان طولُ السلكِ المشعِّ (الهوائي) من نفسِ مقدارِ الطولِ الموجيِّ للإشعاع. وتُحمَلُ المعلوماتُ على «الموجةِ الحاملةِ» المشعَّةِ إمَّا بتغييرِ شدَّتها (اي بتعديلِ اتساعها Amplitude Modulation, A M) أو بتغييرِ تواترها تغييراً طفيفاً حول التواترِ القياسيِّ (أي بتعديلِ تواترها Frequency Modulation, F M). ويستعملُ التلفازُ مزيجاً من تعديلِ الاتساعِ وتعديلِ التواترِ (AM و FM).

ويمكنُ تصوُّرُ هوائيِّ الاستقبالِ بشكلٍ بسيطٍ على أنه مجموعة من جسيماتٍ مشحونةٍ - وهي الكتروناتُ التوصيلِ القادرةُ على الحركةِ في الهوائيِّ المعدنيِّ - جاهزةٌ وقابلةٌ للتسريعِ بواسطةِ موجةٍ كهرومغناطيسيةٍ ساقطةٍ عليه. ولأنَّ هوائيَّ الاستقبالِ يُقرَنُ بدارةٍ ذاتِ تواترٍ طبيعيٍّ مميز، فإنه لا يتولَّدُ تيارٌ كبيرٌ في الهوائيِّ إلَّا عندما يكونُ تواترُ الموجةِ الساقطةِ مساوياً للتواترِ المميزِ لدارةِ الاستقبالِ (الشكل ١٧: ٢٥). ويعملُ المجالُ الكهربائيُّ في الموجةِ الساقطةِ على تحريكِ الإلكتروناتِ في السلكِ جيئةً وذهاباً بمعدلٍ ربما يزيدُ على مرةٍ في الثانية الواحدة. وإذا كانت دارةُ الاستقبالِ تهتزُّ طبيعياً بنفسِ هذا المعدلِ فإنه يقالُ لها إنها في حالةِ رنينٍ resonance مع الموجةِ الساقطة. ويشبهُ هذا الرنينُ الكهربائيُّ إلى حدٍّ بعيدٍ الرنينَ الميكانيكيَّ الأكثرَ ألفة. فإذا دُفعَ طفلٌ على أرجوحةٍ ما بشكلٍ متكررٍ بتواترٍ يختلفُ عن التواترِ الطبيعيِّ للأرجوحةِ فإنَّ الحركةَ الناتجةَ تكونُ حركةً صغيرةً. أما إذا كانت الدفعاتُ موافقةً للتواترِ الطبيعيِّ للأرجوحةِ (اي في رنينٍ معها) فإنَّ كلَّ دفعةٍ تضيفُ مقداراً قليلاً إلى الاتساعِ، فتكتسبُ الأرجوحةُ بذلكَ طاقةً كبيرةً. ولولا ظاهرةُ الرنينِ هذه، لكانت أجهزةُ استقبالِ الراديو والتلفازِ عديمةَ الفائدة، لأنها تستقبلُ في تلكِ الحالةِ خليطاً ضعيفاً جداً من عددٍ ضخمٍ من التواتراتِ المختلفةِ الساقطةِ على هوائياتِها.

الرنين ضروري لاستقبال الراديو



الشكل ١٧: ٢٥. جزء من الدارة الموجودة في جهاز استقبال الراديو: تبدأ الإلكترونات الموجودة في سلك الهوائي الموصول بالأرض عبر حثّة (محث) بالاهتزاز بتواتر الأشعاع الساقط ν . ويعمل الحث المتبادل على ربط الهوائي أو قرنيه بدارة الهزاز (المتذبذب) الذي يمكن تعديل تواتره الطبيعي ν بواسطة مكثف متغير. ولا يمكن الحصول على تيار كبير في دارة الهزاز إلا عندما يكون $\nu = \nu$ ، وهذه هي ظاهرة الرنين.

تواترات الراديو «منخفضة»

وفي هوائي اذاعة اعتياديّ للأمواج المعدلة في اتساعها AM، يعكس التيار اتجاهه مليوني مرة في الثانية الواحدة (أي يعمل التيار مليون دورة كاملة في الثانية، أو ١ مغ هن). ويبدو هذا الأمر سريعاً، إلا أنه بطيء عند النظر إليه من الزاوية الصحيحة. ففي ١٠^{-٦} ث تستطيع موجات الراديو أن تنتقل ٣٠٠ م، أي تقريباً خمس ميل. وتستطيع الاشارات أن تنتقل من جزء إلى آخر في دائرة كهربائية ذات حجم عادي بأقل من ١٠^{-٦} ثانية بكثير. وهذه الاهتزازات الصناعية التي تبلغ ١ مغ هز أو حتى ١٠٠ مغ هز ليست صعبة التوليد بالاستعانة بالإلكترونات الأسلاك. غير أن ثمة صعوبات تنشأ عند توليد التواترات العالية وترتبط بالحجم الطبيعي للدوائر الكهربائية. ففي حالة الأشعاع تحت الأحمر، فإن دائرة الهزاز عبارة عن جزيء واحد. وعندما زاد الإنسان التواترات الراديوية أكثر فأكثر صوب الأشعاع تحت الأحمر، كان عليه أن يبتكر حتى دوائر كهربائية أصغر يمكن للإشارات الكهربائية أن تنتقل فيها من جزء إلى آخر في زمن أقل من زمن دورة

اهتزاز واحدة. وفي منطقة الأمواج الميكروية (المصغرة) حيث تقاس الأطوال الموجية بالستيمترات أو الملمترات يوضع الهزاز بكليته داخل أنبوب زجاجي واحد مفرغ يُعرف بالكليسترون Klystron أو الماغنترون Magnetron. وتهتز الإلكترونات في هذه الانابيب الزجاجية لمسافات تبلغ بضعة ملمترات، بخلاف اهتزازها لمسافة أمتار عديدة في أسلاك أجهزة إرسال الراديو. وقد نجحت هذه الانابيب التي تم تطويرها في العقود القليلة الماضية في سد الفجوة بين أمواج الراديو والأمواج تحت الحمراء.

✽ التسارع بدون اهتزاز: Acceleration Without Oscillation

تشكل التسارعات المنفردة أو غير المتكررة عند التواترات العالية للغاية التي تتخطى مدى أشعة غاما النووية، والتي لم يبين الإنسان ولا الطبيعة لأجل إنتاجها أية هزازات تشكل المصدر الوحيد للاشعاع. ويعرف أحد أشكال هذا الاشعاع باللفظة Bremsstrahlung [وهي واحدة من الكلمات الألمانية العديدة التي دخلت في معجم المفردات العلمية العالمي، وتعني «الاشعاع المتباطيء» «Deceleration Radiation»]. فعندما يُحرف جسيم مشحون ذو طاقة عالية عن مساره فانه يستطيع أن يشع فوتونا واحداً أو أكثر، ويفقد بذلك طاقة. وليس هنالك أي قيد على تواتر الفوتون المشع الى جانب القيد الذي يفرضه قانون حفظ الطاقة. فالجسيم يمكنه أن يفقد كل طاقته تقريباً لفوتون واحد ذي تواتر عالٍ، أو أن يخسر جزءاً صغيراً جداً من طاقته فقط لفوتون ذي تواتر منخفض. وعلى أية حال تتنبأ النظرية الكوانتية الحديثة للكهرومغناطيسية بنجاح بالاحتمالات النسبية لابتعاث فوتونات من تواترات مختلفة.

الاشعاع المتباطيء اشعاع ناشئ
عن حرف الجسيم عن مساره

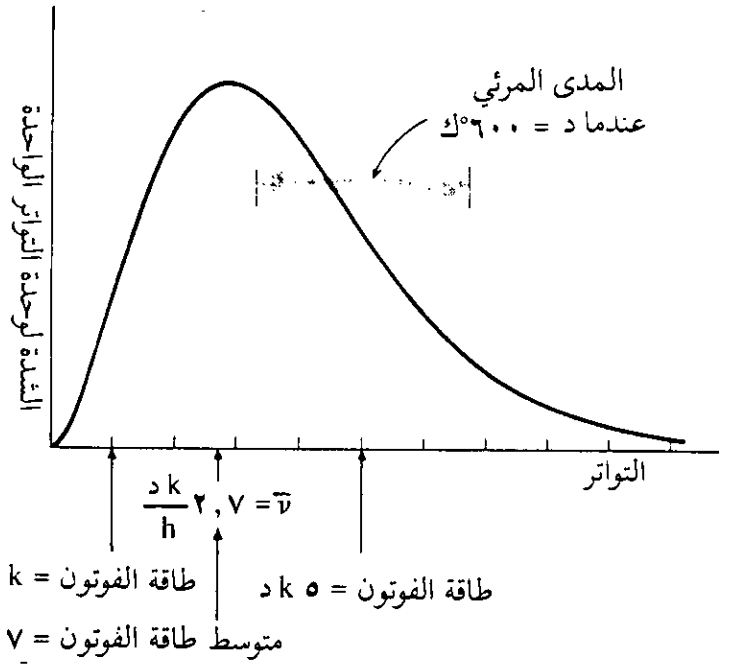
إن التسارع غير المنتظم وغير المتكرر هو أيضاً مصدر هام للاشعاع ذي التواتر المنخفض. ففي الشمس تتحرك الإلكترونات والبروتونات عشوائياً، ويصدم بعضها بعضاً مراراً، وتشع طيفاً عريضاً من الاشعاع. ويشع المعدن الذي يسخن الى درجة التوهج الحراري Incandescence ضوءاً بطريقة مماثلة نتيجة للتسارعات العشوائية للإلكترونات في المادة. ويحوي هذا النوع من الاشعاع الذي يدعى

بالاشعاع الحراري مدى عريضاً من التواترات، ومع ذلك، فهو غنيٌ بشكلٍ خاصٍّ بالفوتونات التي لا تختلف طاقتها كثيراً عن متوسط طاقة الجسيمات المشحونة المتسارعة عشوائياً. ويعني ذلك من الناحية الرياضية ما يلي :

$$[h\nu \cong \frac{3}{2}kT] \quad dk \frac{\nu}{\nu} \cong \nu h$$

حيث يمثل الجانب الأيمن في المعادلة طاقة فوتون «نموذجي» والجانب الأيسر متوسط طاقة حركة الجسيمات. أما في حالة الاشعاع الحراري المثالي الذي يعرف «باشعاع الجسم الأسود» black body radiation والذي يتكوّن نتيجة لوجود اترانٍ حراري راسخٍ تماماً بين الفوتونات والجسيمات المادية فإنّ متوسط طاقة الفوتون يكون الى حدٍّ ما أقلّ من مثلي متوسط طاقة الجسيمات :

$$vh \text{ متوسط} = 2.70 kT \quad [h\nu_{av} = 2.70kT] \dots\dots\dots (17: 10)$$



الشكل ١٧: ٢٦ : اشعاع الجسم الأسود: ينشأ توزيع الشدة بوصفه دالةً في التواتر عن التسارع العشوائي للذرات أو الجزيئات في درجة حرارة معينة د. ويشير السهم المظلل إلى مدى التواترات المرئي من الطيف الشمسي على اعتبار أن درجة سطح الشمس تساوي ٦٠٠٠ ك. وتقع ذروة الطيف الشمسي في منطقة الأشعة تحت الحمراء، وتمتدُّ نهايته الى منطقة فوق البنفسجي.

ويظهر الشكل ١٧: ٢٦ توزيع شدة إشعاع الجسم الأسود. ويقترب كل من الاشعاع الشمسي واشعاع فتيلة التنجستن لمصباح ضوئي من هذا التوزيع. أما الضوء الأصفر الصادر عن مصباح بخار الصوديوم فيتكون بخلاف ذلك من تواتر واحد (أي من لون واحد) في الأغلب، وهو لا ينشأ عن تسارعات عشوائية للالكترونات بل عن انتقال كوانتي معين لالكترون التكافؤ valence electron في ذرة الصوديوم.

ويقابل كل عملية ابتعاث عملية امتصاص. ولأن الانحراف الواحد للجسيم المشحون يقدر أن يتسبب في ابتعاث فوتون، فإن امتصاص الفوتون يستطيع أن يكسب الجسيم المشحون دفعة واحدة من التسارع. وتدعى عملية الامتصاص هذه بالانتقال الحر - الحر free-free transition، وذلك لأن الجسيم الممتص يكون في حالة حرة قبل الامتصاص وبعده*. وتنتشر هذه العملية في الشمس، حيث يتم فيها بشكل متواصل امتصاص الفوتونات وابتعاثها.

لقد عرضنا في جزء الفصل هذا فكرة واحدة هامة، وهي أن ابتعاث الاشعاع الكهرومغناطيسي وامتصاصه يترافق مع تسارع الشحنة. وقد يكون هذا التسارع عبارة عن اهتزاز غير متعجل إلى الأمام والخلف لتيار في هوائي أو اهتزاز مسعور لالكترون في ذرة، أو حرف طفيف لبروتون في مجال مغناطيسي مجري galactic أو حرف عنيف لبون Pion في تصادم نووي. وقد يتفاوت التواتر بشكل هائل بين هذه الحالات، وقد تكون المنظومة الفيزيائية غير ذات علاقة، وقد تتغير المظاهر الفيزيائية للاشعاع بشكل لا يمكن تعرفه، ومع ذلك كله فإن الفكرة الأساسية بأن الموجة الكهرومغناطيسية تفتن بالشحنة المتسارعة تظل هي الخيط الثابت الموحد الذي يربط جميع أجزاء الطبيعة بعضها ببعض.

* الانتقال المقيّد - المقيّد هو ذلك الذي يمتص فيه الكترون ما فوتونا. فيقفز من حالة مقيّدة إلى أخرى في ذرة أو جزيء. أما الانتقال المقيّد - الحر ففيه يمتص الكترون في ذرة أو جزيء طاقة تكفي لإفلاته من الحالة المقيّدة إلى الحالة الحرة.

خلاصة الأفكار والتعريفات : Summary of Ideas And Definitions

(ان بعض أهم المعادلات والأفكار ملخص في الجزء ١٧ : ٥ ، ولذا فلم نُكرّر

هنا .)

- يُكشف عن العلاقات بين قوانين الكهرومغناطيسية المختلفة وعن توافيقها من خلال دراسة الظاهرة نفسها في أطر اسناد مختلفة واستعمال قانون نيوتن الثالث. فعلى سبيل المثال:
- المعطى: تتأثر الشحنة المتحركة في مجال مغناطيسي ساكن بقوة. تغيير إطار الاسناد: يولد الدفع المغناطيسي المتغير مجالاً كهربائياً. من قانون نيوتن الثالث: تولد الشحنة المتحركة مجالاً مغناطيسياً.
- المجالات الكهربائية الساكنة مجالات حافظة، أما المجالات الكهربائية المتغيرة فمجالات غير حافظة.
- تعريف القبر (فب W_b): يكون الدفع المغناطيسي المتغير في عروة ما ١ فب/ث عندما يولد قوة دافعة كهربائية مقدارها ١ ث في العروة.
- تعريف التسلا (تسم): ١ تسم = ١ فب / م^٢.
- مبدأ المولد الكهربائي: تولد قوة دافعة كهربائية في ملف يدور في مجال مغناطيسي. وتحدد الحركة مقدار هذه القوة، بينما تحدد الدارات الخارجية شدة التيار.
- في البياترون، يعمل المجال المغناطيسي المتغير على تسريع الالكترونات الى سرعات أكبر وعلى توجيهها في مسار دائري. ويجب أن يساوي المجال عند المدار نصف متوسط قيمته داخل المدار.
- يعرف «تيار الازاحة» بأنه 3. $\frac{d\Phi}{dt}$. وعند اضافته الى التيار الحقيقي يصير قانون أمبير أكثر عمومية ويشمل الحث المغناطيسي الكهربائي.
- المجال المغناطيسي خارج مكثف ذي لوحين دائريين متوازيين يتم شحنه

يتناسب مع $\frac{1}{r}$ [قانون بيوت -

سفاتر، المعادلة (٣٥: ١٧)]. أما

داخل المكثف فإن المجال يتناسب مع

ف (المعادلة ٣٥: ١٧).

□ في العمليات التي تنطوي على تغير،

تولد التأثيرات المحثثة تأثيرات مضادة

تعارض التغير. وهذا هو قانون لنز

Lenz ، وهو نتيجة يتضمنها قانون

حفظ الطاقة.

□ تطبيق على قانون لنز: التيار

التحريض (المحث) في مولد ما يجب

أن يكون في اتجاه بحيث يعمل

الازدواج المؤثر في ملف المولد على

إعاقة حركته.

□ تعرف المحاثية بالمعادلة:

$$\text{مح} = \frac{\Psi}{\frac{d\phi}{dt}} \quad (٤٤: ١٧)$$

أي بالنسبة بين القوة الدافعة الكهربائية

المتولدة بالحث ومعدل تغير التيار في عنصر

من عناصر الدارة الكهربائية. أما وحدتها

في النظام العالمي فهي الهنري (ه).

□ محاثية ملف لولبي طويل هي: مح =

μ ن^٢ أ/ل (المعادلة ٤٩: ١٧).

ويزيد القلب الفرومغناطيسي المحاثية

بعامل مقداره k .

□ لا يستطيع التيار بسبب ما له من

محاثية أن يتغير في الحال. وفي الدارة

مح م، يتبع التيار في تغيره قانوناً

أسيّاً، بثابت زمني $\tau = \frac{\text{مح}}{م}$ (المعادلة

١٧: ٥٤ و ١٧: ٥٨).

□ تهتز الدارة مح س المثالية التي لا

مقاومة لها بتواتر مقداره:

$$\nu = \frac{1}{2\pi \sqrt{\text{مح س}}} \quad (٦٥: ١٧)$$

□ يختلف الجهد والتيار في الدارة في

طورهما بمقدار يساوي $\frac{\pi}{4}$.

□ تساوي الطاقة المخزونة في حاث

(محث) ما يلي:

$$\text{ط} = \frac{1}{2} \text{مح} I^2 \quad (٧١: ١٧)$$

□ قدمت ظاهرتا التداخل والحيود

دعماً هاماً للنظرية الموجية للضوء.

□ يرتبط التواتر والطول الموجي للاشعاع

الكهرومغناطيسي بالمعادلة:

$$c = \nu \lambda \quad (٧٥: ١٧)$$

□ ترتبط سرعة الضوء c بالثابتين

الكهرومغناطيسيين ϵ_0 و μ_0 على

النحو التالي:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (٧٧: ١٧)$$

□ في الموجة الكهرومغناطيسية يرتبط

المجالان الكهربائي والمغناطيسي على

النحو التالي: $\vec{B} = \vec{v} \times \vec{E} / c$ ، $\mu = 3$

$\vec{E}$ ، بحيث يقتسم المجالان طاقة

الموجة بالتساوي.

□ يُحقّق كلٌّ من المجالين $\vec{E}$ و $\vec{B}$ في

المكان الخالي من المادة نفس المعادلة

التفاضلية الجزئية التي تسمى بالمعادلة

الموجية (المعادلتان ١٧: ٨٧،

و١٧: ٨٨). وهذه المعادلة حلول

تنتشر بالسرعة c .

□ لقد تمّ حتى الآن الكشف عن مئة

ثمانية من الاشعاع الكهرومغناطيسي

تقريباً، ويغطي الضوء المرئي ثمانية

واحدة منها.

□ بحث الاهتزاز الصناعي الشحنة على

ابتعاث إشعاعٍ يمتدّ من الأمواج

الراديوية وحتى تحت الحمراء.

□ بحث الاهتزاز الطبيعي الشحنة على

ابتعاث إشعاعٍ بدءاً من الموجات

الراديوية العالية التواتر (كما في

الذرات والجزيئات) وحتى أشعة غاما

(كما في نوى الذرات).

□ يفسّر تسارع الشحنة بدون اهتزاز

ظاهريّ الاشعاع المتباطيء

والاشعاع الحراريّ الصادر عن

الشمس أو مصباح متوهج مثلاً.

الأسئلة:

الجزء ١٧: ١

س١٧: ١ وضعت عروة من سلك رفيع بين قطبي مغناطيس كهربائي كبير. (١) ما

الوجهة التي ستكون عليها العروة حتى يكون للدفق المغناطيسي المارّ فيها

أكبر قيمة ممكنة؟ (٢) بأيّ الطرق يمكن انقاص الدفق في العروة الى

الصفر؟

س١٧: ٢

افتراض أن خطوط مجال مغناطيسي منتظم عمودية على مستوى

عروة مصنوعة من سلك رفيع. فعند سحب العروة الى احد الجوانب بدون

تغيير وجهتها، فهل يتغير الدفع المغناطيسي المار فيها؟ وهل تولد فيها قوة دافعة كهربائية؟

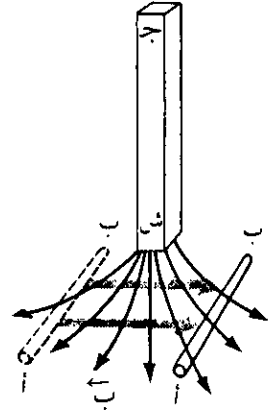
س ١٧: ٣ هل من الضروري أن نستعمل عروة سلكية من أجل أن نعرف الدفع المغناطيسي؟ هل يمكن أن يتغير الدفع المار عبر مسار ثابت في الفراغ؟ وإذا كان الأمر كذلك، فكيف؟ وإذا لم يكن كذلك فلم لا؟

س ١٧: ٤ يعاني جسيم مشحون يتحرك عبر خطوط مجال مغناطيسي بالقرب من مغناطيس قوة. ويقول الملاحظ الذي هو في حالة سكون بالنسبة الى المغناطيس: إن القوة المؤثرة قوة مغناطيسية ناتجة عن حركة الجسيم في المجال المغناطيسي. كيف يصف الملاحظ الذي يتحرك مع الجسيم هذه القوة؟

س ١٧: ٥ كما يبين الشكل المجاور، قُرب جزء من سلك نحو مغناطيس. ونتيجة لتحريكه تولدت قوة دافعة كهربائية بين النقطتين أ و ب. كيف ينبغي تغيير ظروف هذه التجربة من أجل: (١) زيادة مقدار القوة الدافعة الكهربائية بدون تغيير اشارتها؟ (٢) تغيير إشارة القوة الدافعة الكهربائية؟

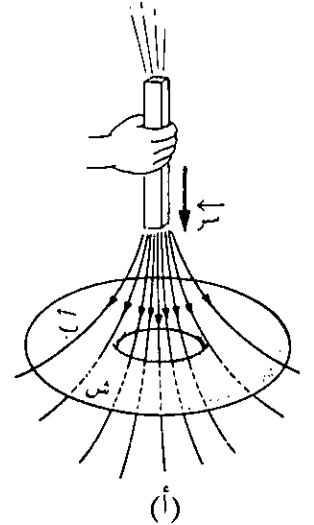
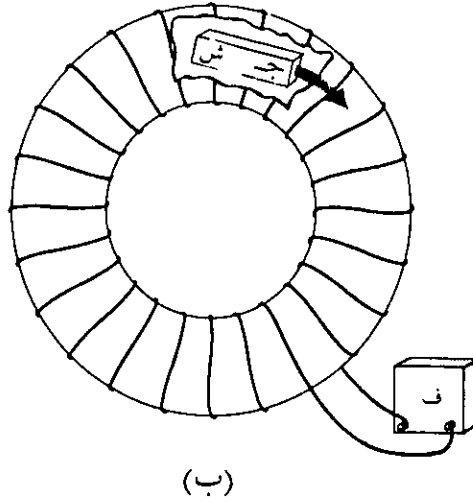
س ١٧: ٦ ان التغير في الدفع المغناطيسي هو الذي يولد القوة الدافعة الكهربائية وليس التغير في المجال. باعتبار التجربة الموصوفة في السؤال السابق، كيف يمكن القول أن الدفع المغناطيسي يتغير عندما يكون كلا المغناطيس والمجال المغناطيسي ساكناً؟

س ١٧: ٧ الغاوسميتر عبارة عن جهاز يستعمل القوة الدافعة الكهربائية المتولدة بالحث في ملف دائري لقياس شدة مجال مغناطيسي ساكن. (١) فهل يوصل الغاوسميتر بفولتميتر التيار المتناوب أم بفولتميتر التيار المباشر؟ (٢) وما الكميات التي يلزمك معرفتها لتحويل قراءة الفولتميتر الى قيمة للمجال المغناطيسي؟

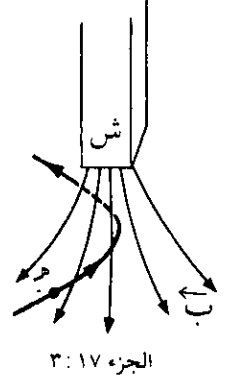


س١٧: ٨ تتحول الطاقة الميكانيكية التي تُعطى لمولد في محطة من محطات القوة بكاملها تقريباً الى طاقة كهربائية، بمعنى أن المولد يعمل بكفاءة (فعالية) تقارب ١٠٠٪. فسّر لم لا ينتهك هذا الاجراء القانون الثاني للديناميك الحراري.

س١٧: ٩ يبين الشكل أ جهازاً فرضياً يُدار باليد يشبه أليكترون ويستعمل لتسريع الجسيمات المشحونة شحنة موجبة. (١) استعمل قانون الحث الكهرومغناطيسي لتفسير لم تجبر هذه الجسيمات على الدوران ضد عقارب الساعة عند رؤيتها من الاعلى. (٢) من أين تأتي الطاقة المعطاة للجسيمات؟



س١٧: ١٠ (١) مغناطيس صغير يتحرك داخل ملف حلقي [انظر الشكل (ب)]. بين لماذا لا تولد قوة دافعة كهربائية صافية في الملف. (٢) اذا تحركت قطعة من مادة لها شدة قطبية صافية في الملف الحلقي فإن قوة دافعة كهربائية صافية سوف تتولد بالحث. فسّر لماذا. [يوضح هذا السؤال المبدأ المستعمل في إحدى التجارب للبحث عن الأقطاب المغناطيسية الأولية].

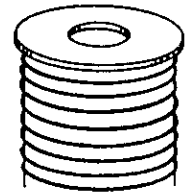


س١٧: ١١ كما يبين الشكل المجاور، ينحرف بروتون ماراً بالقرب من مغناطيس . (١)
 فإذا كان المغناطيس ساكناً، فإن طاقة حركة البروتون تبقى ثابتة. لماذا؟
 (٢) وإذا كان المغناطيس متحركاً فإن البروتون قد يكسب أو يخسر طاقةً
 حركية . فسر لماذا.

س١٧: ١٢ هل يمكن تعيين القوة الدافعة المغناطيسية Φ بـ . و ل عملياً بقياس
 الشغل اللازم لتحريك ثنائي قطبي مغناطيسي magnetic dipole حول
 حلقة مغلقة مرة واحدة؟ فسر إجابتك؟

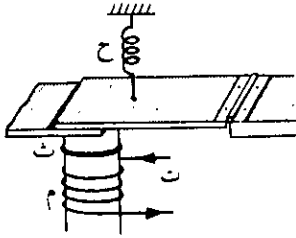
س١٧: ١٣ اذكر ناحية هامة واحدة يختلف فيها تيار الازاحة عن التيار الحقيقي .
 س١٧: ١٤ (١) اذكر مثلاً يكون فيه الحد الأول في الجانب الأيسر من المعادلة
 ١٧: ٢٩ صفراً بينما الحد الثاني لا يكون صفراً. (٢) اذكر مثلاً يكون فيه
 الحد الأول لا يساوي صفراً بينما الحد الثاني يساوي صفراً.

س١٧: ١٥ لابقاء القضيب الموصل في الشكل المرافق للتمرين ١٧: ٤ متحركاً
 بسرعة ثابتة، فانه يلزم إيقاع قوة عليه . فسر هذه الحقيقة بدلالة: (١)
 قوانين المجال والقوة الملائمة، (٢) قانون لنز، و (٣) قانون حفظ الطاقة .
 س١٧: ١٦ (١) وضعت فلكة نحاسية (حلقة رقيقة نحاسية) فوق ملف صغير معمول
 من سلك رفيع (انظر الشكل المجاور) . وعندما يُغلق المفتاح ويبدأ التيار
 في التدفق في الملف تندفع الفلكة الى اعلى في الهواء . فسر لماذا. (٢)
 تُسترجع الفلكة وتوضع ثانية على الملف، ثم يُفتح المفتاح فيضمحل التيار
 في الملف بسرعة . فهل تتأثر الفلكة؟ فسر إجابتك؟



س١٧: ١٧ في الشكل ١٧: ٢، ما الذي تفعله القوة المؤثرة في مغناطيس السيد غوتو،
 فهل تسحبه نحو الملف، ام تبطئ حركته نحو الملف، أو أنها لا تفعل شيئاً
 من ذلك؟ فسر إجابتك بدلالة قانون لنز.

س١٧: ١٨ صف سلسلة الأحداث التي تحدث عندما تؤثر القوة Q في الشكل ١١: ١٧ المتجهة الى أسفل في المغناطيس المتحرك نحو الأسفل. بين بعناية كيف يخرق هذا الانتهاك لقانون لنز قانون حفظ الطاقة.



س١٧: ١٩ في مَرَّحَل بسيط (relay) أبقى المفتاح مغلَقاً باستعمال مغناطيس كهربائي يُسْتَحَثُّ بتيار يمر في ملف M (انظر الشكل المجاور). ويُلَفُّ أيضاً على القلب الحديدي للمغناطيس لفة واحدة مغلقة T من سلك صغير المقاومة. والغاية من هذه اللفة الإضافية منع المفتاح من أن يُفْتَحَ في أثناء الانقطاع الآني للتيار. فسّر كيف تقوم اللفة T بهذا العمل.

س١٧: ٢٠ في قطعة مادية يكون فيها الدفق المغناطيسي متغيراً، تتولد بالضرورة قوى دافعة كهربائية. وتعتمد التيارات التي تتولد من هذه القوى الدافعة الكهربائية وكذلك الطاقة التي تستنفدها على طبيعة المادة: شكلها، وحجمها، وتركيبها. (١) ينظر في معظم الأجهزة الى التيارات الدوامية المتولدة على انها غير مستحبة. لماذا؟ (٢) تصنع في الغالب الأجزاء الحديدية من الآلات التي تستفيد من المجالات المغناطيسية المتغيرة من صفائح رقيقة معزولة بعضها عن بعض. لماذا؟ (انظر أيضاً المسألة ١٧: ١٠).

س١٧: ٢١ بأي من معادلات ماكسويل الأربعة (المعادلات ١٧: ٣٨-١٧: ٤١) ترتبط كل من الحقائق التالية بشكل أكثر مباشرة؟ برّر باختصار إجاباتك. (١) يساوي المجال الكهربائي الساكن داخل موصل صفراً. (٢) خطوط المجال المغناطيسي تطوق التيار الثابت. (٣) تتولد بالحث قوة دافعة كهربائية متناوبة في ملف يدور في مجال مغناطيسي منتظم.

س١٧: ٢٢ (١) لماذا يتناسب الدفق المغناطيسي المار في مساحة محددة مع تيار الدارة الذي يولد الدفق؟ (٢) ليس هنالك ما يستدعي ان تكون علاقة التناسب بين الدفق والتيار علاقة صحيحة اذا وجدت مادة وبخاصة مادة

الجزء ١٧: ٥

الجزء ١٧: ٦

فرومغناطيسية بالقرب من الدارة. فسّر ذلك.

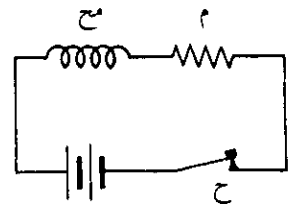
س١٧: ٢٣ ملفان اسطوانيان: طول احدهما مثلاً طول الآخر ولهما نفس مساحة المقطع العرضي ونفس عدد اللفات، إلا أن الملف الأقصر له من اللفات مثلاً ما للملف الأطول منها لوحدة الطول الواحدة. أي الملفين اكبر في محاثيته؟

س١٧: ٢٤ افترض أنك ترغب في تصميم دائرة كهربائية يتزايد فيها التيار بسرعة فائقة بعد اغلاق المفتاح. ما بعض الخصائص التي يجب أن تكون لدارتك؟

س١٧: ٢٥ لنفترض أنك ترغب في بناء ما يلي لاستعماله كمقاييس في مختبرك: (أ) حاث (محث) محاثيتها ١ ملي هنري (10^{-3} هـ)، (ب) مغناطيس يولد مجالاً مغناطيسياً قدره ١ ملي تسلا (10^{-3} تس، أو ١٠ غاوس) في منطقة معينة. اشرح الصعوبة النسبية في تحقيق دقة عالية لهذه المقاييس.

س١٧: ٢٦ اشرح سلوك الدارة مع م البسيطة المبينة في الشكل المجاور عند فتح المفتاح ح، وحلّ النقيضة الظاهرة التالية: يتطلب قانون الحث الكهرومغناطيسي أن يتناقص التيار بالتدرج، ومع ذلك فإن فتح المفتاح يقطع الدارة واضعاً في الظاهر نهاية مفاجئة لتدفق التيار.

س١٧: ٢٧ لماذا لا نستطيع تكوين دائرة من أسلاك أو أية قطع معدنية أخرى: تواتر اهتزازها الطبيعي يساوي بالثواني 10^4 هز (أي تواتر الاشعاع تحت الأحمر).



الجزء ١٧: ٧

س١٧: ٢٨ لماذا يعدّ بناء دائرة مع س منخفضة التردد وزمن دورة اهتزازها بالثواني أمراً غير عملي؟

س١٧: ٢٩ صفّ تأثير المقاومة في دائرة فعلية من النوع مع س.

س١٧: ٣٠ يتصل قرص المؤلفّة tuning knob في جهاز الراديو بمكثف. وبإدارة القرص تتغير السعة. بين كيف يمكنك هذا من تغيير المحطات.

الجزء ١٧: ٨

س١٧: ٣١ أورد دليلاً على أن الصَّوتَ ينتشرُ كموجةٍ وليس كجزمةٍ من الجسيمات .

س١٧: ٣٢ في الاغلبِ يجبُ تحييدُ الضوءِ أولاً قبل استعماله في التداخل . لماذا؟

س١٧: ٣٣ عندما يمرُّ ضوءٌ من وسطٍ الى آخر فإن تواتره وليس طولُه الموجيُّ هو الذي يظلُّ ثابتاً . أعطِ تفسيراً فيزيائياً لهذه الحقيقة .

الجزء ١٧: ٩

س١٧: ٣٤ اشرح بلغةٍ وصفيةٍ «معنى» القانونين التفاضليين للمجال اللذين تعبرُ عنهما المعادلتان ٨٥: ١٧ و ٨٦: ١٧ .

س١٧: ٣٥ ثمة اشارةٌ معدلةٌ في تواترها (FM) ومستقطبة [م] ، ب موازيان لخطين ثابتين كما في الشكل ١٦: ١٢ . بين كيف يمكنُ توجيهُ قضيبٍ رفيعٍ مستقيمٍ يُستعملُ كهوائيٍّ من أجل التقاطِ أقوى اشارة .

س١٧: ٣٦ تتكوّن هوائياتُ التلفازِ في الولايات المتحدة عادةً من صفوفٍ من القضبان الأفقية، وتُبنى هوائياتُ التلفازِ في بريطانيا العظمى عادةً من قضبانٍ رأسية . لم هذا الاختلاف؟

س١٧: ٣٧ يستعملُ الكثيرُ من أجهزة الراديو (AM) حلقةً دائريةً من سلكٍ رفيعٍ كهوائي . (١) أي قانونٍ أساسيٍّ من قوانين الكهرومغناطيسية يُفسّرُ عملَ الهوائيِّ الحلقيِّ؟ (٢) كيف يجبُ توجيهُ الهوائيِّ الحلقيِّ بالنسبة الى الاتجاهِ بين المرسلِ والمستقبلِ؟ [اقترح : اختر تنبؤك اذا كان لديك راديو ذو هوائيٍّ حلقي .] اختياري : لماذا يمكنُ تفضيلُ الحلقةِ على قضيبٍ مستقيمٍ لاجلِ استقبالِ الاشاراتِ المعدلةِ في اتساعِها AM .

الجزء ١٧: ١١

س١٧: ٣٨ يولّد جسيمٌ مشحونٌ يتحركُ بسرعةٍ ثابتةٍ مجالاً كهربائياً ومجالاً مغناطيسياً . اقترح سبباً لعدمِ ابتعاثِ أيِّ اشعاعٍ كهرومغناطيسيٍّ من الجسيم . (تلميح : ادرس الوضع في اطار اسنادٍ آخر .)

س١٧: ٣٩ ينتشرُ من القضيبِ المشحونِ المتحركِ في الشكل ١٧: ٢٣ (ب) موجةٌ كهرومغناطيسيةٌ ضعيفةٌ في اتجاهِ اليمين . (١) هل هذه الموجةٌ مستقطبةٌ؟

(٢) أعط تقديرًا تقريبياً لتواتر هذه الموجة، وشرح أساس تقديرك.

س١٧: ٤٠ إذا اهتز جسيم مشحون على مدى من المسافة يبلغ ف فإن الطول الموجي للاشعاع الذي يبعثه يجب أن يكون أكبر من ف. اشرح لم تصح هذه القاعدة.

س١٧: ٤١ معتمداً على ملاحظتك العرضية لأنواع مختلفة من الهوائيات المشعة [في محطات الاذاعة، الرادار، سيارات الاجرة، سيارات الشرطة، أجهزة راديو الهواة، ومرحلات الأمواج المصغرة وهلم جرا]، هل يمكنك الاستنتاج بأن الطول الموجي للاشعاع المبعث لا يقل عن طول الهوائي المشع؟ برّر اجابتك متناولاً بعض الحالات المشار إليها. هل هنالك أية استثناءات معروفة لهذه القاعدة؟

س١٧: ٤٢ بحسب ما ورد في الشكل ١٧: ٢٦، فهل تشع الشمس (التي تبلغ درجة حرارة سطحها تقريباً ٦٠٠٠ ك) طاقة تحت الحمراء اكبر أم اقل من الطاقة فوق البنفسجية؟

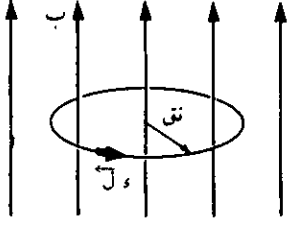
التمارين:

ت١٧: ١ في مكان ما في نصف الكرة الشمالي، يبلغ مقدار المجال المغناطيسي الأرضي 4×10^{-5} تس، ويصنع اتجاهه زاوية مقدارها ٦٠ درجة مع الاتجاه الرأسي. (١) ما مقدار الدفق المغناطيسي الأرضي المار في سطح أفقي مساحته ١ م^٢؟ (٢) ما مقدار القيمتين: العظمى والصغرى للدفق المار في سطح رأسي مساحته ١ م^٢؟

ت١٧: ٢ كما يبين الشكل المجاور، تتجه خطوط المجال المغناطيسي عمودياً على حلقة دائرية من سلك رفيع نصف قطرها نق. (١) فإذا كان مقدار المجال

يعطى بالمعادلة :

$$B = B_0 \cos \omega t$$



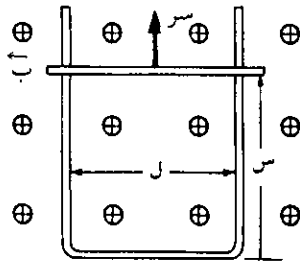
حيث B_0 و ω ثابتان ؛ فما القوة الدافعة الكهربائية المتولدة بالحث في الحلقة بدلالة الزمن ؟ [في الشكل ، تدل ω على الاتجاه الموجب حول الحلقة .] (٢) أجب عن نفس السؤال عند إمالة الحلقة : (أ) 30° درجة (ب) 60° درجة ، و (ج) 90° درجة .

ت١٧:٣ للحلقة السلكية المبينة في التمرين السابق مقاومة M . (١) بين ، في حالة تغير المجال المغناطيسي زمنياً بشكل ما ، أن القدرة المبذولة بالتيار المتولد بالحث في السلك هي :

$$P = \frac{1}{2} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \frac{M}{\omega}$$

حيث $A = \text{نق}^2$ ط . (٢) وإذا زادت B من الصفر الى B_0 بمعدل ثابت خلال زمن مقداره τ ، فبين أن الطاقة الكلية التي تطلق كحرارة في السلك هي :

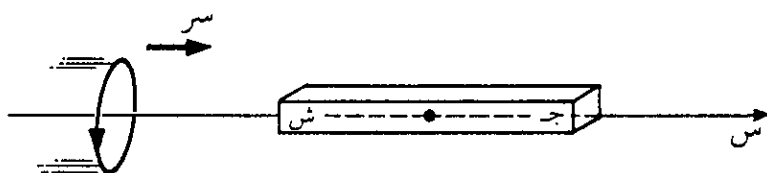
$$P = \frac{A B_0^2}{M \tau}$$



ت١٧:٤ يُسحب قضيب موصل بسرعة ثابتة سر على قضيبين معدنيين متوازيين موصولين عند نهاية واحدة (انظر الشكل المجاور) . وثمة مجال مغناطيسي منتظم يتجه الى داخل الصفحة . (١) بين ، مستعملًا قانون الحث الكهرومغناطيسي ، أن مقدار المجال الكهربائي $\vec{E}$ المتولد في القضيب المتحرك يساوي : $E = B \cdot \text{سر}$. (٢) ما اتجاه $\vec{E}$ ؟

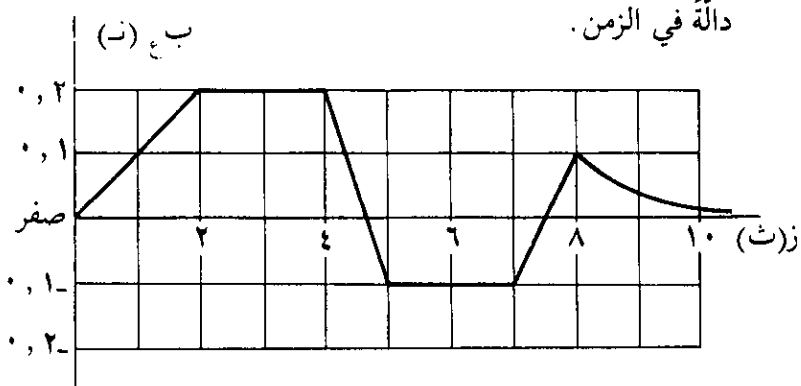
ت١٧:٥ مبتدئين بقيم سالبة كبيرة للمتغير s ، يجري تحريك العروة المبينة في الشكل بسرعة ثابتة حتى تصل الى قيم موجبة كبيرة للمتغير s . وتمر

العروة في أثناء تحريكها بقضيب مغناطيسي ثابت ممدود كما في الشكل .
 ارسم رسماً بيانياً تقريبياً للتيار المتولد في العروة كدالة في س . خذ الاتجاه
 الموجب للتيار ليكون الاتجاه المبيّن على العروة بالسهم ؛ فهذا الاتجاه هو
 الاتجاه الابتدائي للتيار المتولد .



ت ١٧:٦ يحيط إطار معدني صغير مقاومته 0.1Ω بلوح زجاجي مساحته $3 \times 10^{-4} \text{ م}^2$ مثبت في باب يقع في الجانب الشمالي من بيت . وتبلغ المركبة الأفقية للمجال المغناطيسي للأرض في ذلك الموقع $2 \times 10^{-5} \text{ تس}$. وعند فتح الباب فجأة يتغيّر الدفق المغناطيسي المار في اللوح الزجاجي من قيمته العظمى الى الصفر خلال ثانية واحدة . ما القيمة التقريبية للتيار المحتث المتولد في الاطار؟

ت ١٧:٧ عروة مستطيلة الشكل : بعدها $20 \times 40 \text{ سم}$ تحفظ في وضع ثابت في مجال مغناطيسي منتظم . ويبين الرسم المرافق مركبة المجال B_x العمودية على مستوى العروة بوصفها دالة في الزمن . ارسم رسماً دقيقاً الى حد مقبول للقوة الدافعة الكهربائية المحتثة في العروة بوصفها دالة في الزمن .



ت ١٧: ٨ بأية سرعة زاوية يجب أن يدور ملف يتكون من ١٠٠ لفة ومساحته ١ سم^٢ في مجال الأرض المغناطيسي البالغ 10×5^{-6} حتى تتولد فيه قوة دافعة كهربائية عظمى مقدارها ١ فولت؟ (٢) احسب لهذه السرعة الدورانية: (أ) القيمة المتوسطة للقوة الدافعة الكهربائية، (ب) قيمة جذر متوسط المربع للقوة الدافعة الكهربائية. ؟

ت ١٧: ٩ يوصل مُخرجُ (ناتج) مولدٍ من النوع المبين في الشكل ١٧: ٧ بدارة مقاومتها م. برهن على أن المتوسط الزمني للقوة التي يزودنا بها المولد يساوي:

$$\overline{\text{قد}} = \frac{I_a^2 R}{2}$$

ت ١٧: ١٠ افترض أنك ترغب في تصميم مولد قوته الدافعة الكهربائية تتغير بمعدل ٦٠ دورة (ذبذبة) / ث وقيمة جذر متوسط المربع لها ١٢٠ فولت. حدد قيمة معقولة للمجال المغناطيسي ب ولمساحة الملف أ ولعدد اللفات ن بحيث تحصل على النتيجة المطلوبة.

ت ١٧: ١١ في بيتاترون ما، يبلغ نصف القطر المداري للحزمة الإلكترونية نق = ٣.٠ م، ويعطى المجال المغناطيسي عند نصف القطر هذا بالمعادلة: $B = 3 - 0.001z$ جا ١٢٠ ط ز (حيث ب تقاس بالتسلا و ز بالثواني). ويتم تسريع الإلكترونات خلال زمن يبدأ من $t = 0$ = صفر وحتى $t = 240$ ث (في فترات زمنية مناظرة في دورات تالية). (١) ما المجال الكهربائي المتولد بالحث م الذي تعانیه الإلكترونات عندما $z = 0$ = صفر؟ هل هذه القيمة «كبيرة» أم «صغيرة» (بالمقارنة مع مجالات كهربائية ساكنة ممثلة)؟ (٢) وفي حالة جسيم يتحرك بسرعة تقارب سرعة الضوء، ترتبط طاقة الحركة والزخم تقريباً بالعلاقة طح = mc^2 . جد بالاستعانة بهذه الصيغة طاقة الحركة

النهائيةً للالكترتون بوحداتِ المليون الكترتون فولت عندما $b = 3.0$.

تس. (٣) كم عددُ الدوراتِ حولَ البيئاترون التي يتمُّها الالكترتون في $\frac{1}{24}$ ث (استعمل حقيقةً أن $c \equiv$ سر؟)

ت ١٧: ١٢ (١) ما وحدةُ النظامِ العالميِّ للقوةِ الدافعةِ المغناطيسية؟ (٢) كيف ترتبطُ القوةُ الدافعةُ المغناطيسيةُ بالطاقةِ وبالشدةِ القطبية؟

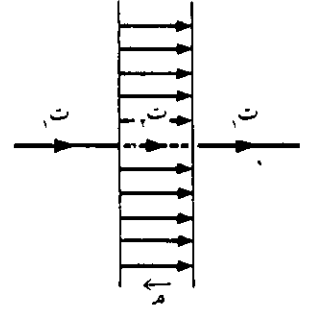
الجزء ١٧: ٣

ت ١٧: ١٣ يبينُ الشكلُ المجاورُ مكثفاً مسرَّباً Leaky يسري فيه تيارٌ t_1 أقلُّ من التيارِ t_2 الذي يشحنُ المكثف. بين أن:

$$t_1 = \frac{\Phi}{Z} + t_2$$

$$\left[I_2 + \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} = I_1 \right]$$

حيث ترمزُ Φ إلى الدفقِ الكهربائيِّ في المكثف. ما أهميةُ هذه النتيجة؟



ت ١٧: ١٤ تخيلُ أن المساحةَ A في الشكلِ ١٧: ٩ (ب) يرادُ تغييرُها بتقليصِ أطرافِها H بحيثُ تصبحُ دائرةً أصغرَ من ذي قبل بين لوحَي المكثف. ولذا يمتدُّ السطحُ الحاصرُ إلى الخارجِ من بين اللوحين وحتى حولَ أحدهما، حيثُ يُقَطَّعُ بسلكٍ رفيعٍ حاملٍ للتيارِ. باستعمالِ هذا السطحِ وقانونِ الحثِّ المغناطيسيِّ الكهربائيِّ (المعادلة ١٧: ٢٩)، اشتقَّ المعادلةَ ١٧: ٣٥ الخاصةَ بالمجالِ المغناطيسيِّ بين لوحَي المكثف.

ت ١٧: ١٥ اللوحان في مكثفٍ متوازي السطحين هما عبارةٌ عن قرصين دائريين: نصفُ قطرِ كُلِّ منهما 0.05 م. ويتمُّ تغريبُ اللوحين اللذين كانا موصولين أصلاً بفرقِ جهدٍ مقداره 10^3 ف عبر مقاومةٍ مقدارُها 10Ω . (١) ما مقدارُ المجالِ المغناطيسيِّ عند طرفي اللوحين مباشرةً قبلَ البدءِ بالتفريغ عندما

كان جهدُ المكثفِ ثابتاً؟ (٢) ما مقدارُ المجالِ المغناطيسيِّ عند طرفي اللوحين بعدَ التفريغِ مباشرة؟

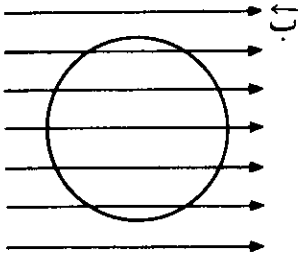
الجزء ١٧ : ٤

ت ١٧ : ١٦ استعملْ قانونَ لنز لتعيين اتجاه التيارِ المحتثِّ المتولد في العروة في الشكل ١٧ : ٣ عندها يتمُّ تحريكُ المغناطيسِ إلى أسفل .

ت ١٧ : ١٧ عروتان متماثلتان دائريتان معمولتان من سلكٍ رفيعٍ ومعزولتان وموضوعتان على طاولةٍ : أحدهما فوق الأخرى . أغلق المفتاح الذي يطلق تياراً باتجاه عقارب الساعة في العروة العليا . استعملْ قانونَ لنز لتعيين اتجاه التيارِ المحتثِّ في العروة السفلى .

ت ١٧ : ١٨ يخضعُ القطبُ الشماليُّ للمغناطيسِ المبين في الشكل ١٦ : ٧ لقوةٍ متجهةٍ إلى أسفل . وعندما يتحركُ القطبُ إلى أسفل استجابةً لهذه القوة فإنه يولّد في السلكِ تياراً ت بالاضافة إلى التيارِ المارّ أصلاً في السلك . (١) ما اتجاهُ تيارِ الحثِّ ت ولماذا؟ (٢) وهل تتوقع أن يكونَ ت أكبر في مقداره من ت أم مساوياً له أم أقل منه؟ ولماذا؟

ت ١٧ : ١٩ لا تُعدُّ حقيقةُ أن التياراتِ المتوازية تتجاذبُ مظهراً مباشراً لقانونِ لنز، لأن ذلك لا ينطوي بالضرورة على حركةٍ أو تبادلٍ طاقيٍّ . ومع ذلك فإنه يمكنُ الاستدلالُ على التجاذبِ بشكلٍ غير مباشرٍ بمساعدة قانونِ لنز . افترض أن تياراً ثابتاً ت موجوداً في أحدِ الاسلاكِ، وأن تياراً ت يأخذ بالتدفق في سلكٍ ثانٍ موازٍ للسلكِ الأول . فإذا كان السلكُ الثاني حرّاً الحركة فإنه سيتحركُ في اتجاهٍ بحيث يعيقُ التيارُ المحتثُّ المتولد فيه الزيادة في ت . بين عندما يكونَ ت يوازي ت أن متطلباتِ قانونِ لنز تتمثل في أن السلكِ الثاني يُسحبُ نحو السلكِ الأول .



ت ١٧ : ٢٠ افترض أن خطوط المجالِ المغناطيسيِّ والعروة في الشكلِ المجاور في مستوى الصفحة . وعندما يبدأ تيارٌ بالتدفق في العروة في اتجاه عقارب

الساعة تأخذ العروة بالدوران . استعمل قانون لنز للكشف عن اتجاه دوران العروة . اشرح لم يمكن تطبيق قانون لنز في هذه الحالة .

ت ١٧ : ٢١ اشتق من المعادلة ١٧ : ٤٠ الصورة المغناطيسية التالية لقانون بيوت - سفارت : المجال الكهربائي المتولد من تيار مغناطيسي مستقيم لانهاضي الطول (فيما لو وجد) يتجه في دوائر حول التيار، ويعطى مقداره على بعد ف من التيار بالعلاقة التالية :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

ت ١٧ : ٢٢ عيّن في معادلات ماكسويل وقانون القوة للورنتز الحدود التي تناظر الوصلات الست في المثلث ش - م - ب (الشكل ١٦ : ٤٢) .

ت ١٧ : ٢٣ بيّن أن معادلات ماكسويل (من دون أقطاب) تكون لا متغيرة تحت التحويل التالي : ش ← ش ، ت ← ت ، م ← م ، ب ← ب ، س ← س ، ص ← ص ، ع ← ع ، وز ← وز . ز. يُسمّى هذا التحويل بتحويل التعاكس الزمني . (٢) هل يتغير قانون القوة للورنتز بهذا التحويل ؟ (٢) لماذا يُعدّ معقولاً من ناحية فيزيائية أن التعاكس الزمني يجب أن يصاحبه عكس إشارة التيار؟

ت ١٧ : ٢٤ تحتوي منطقة معينة في المكان على مجالين لا صفريين ساكنين : مجال كهربائي ومجال مغناطيسي . (١) أعط مثلاً واحداً على الأقل يبيّن الوجهات النسبية للمجالين م و ب التي تسمح لجسيم مشحون بأن يتحرك في اتجاه مختار بدون تسارع . (٢) اثبت أنه لا يوجد هنالك وجهة نسبية ممكنة بين المجالين م و ب تسمح للجسيمات المشحونة بأن تتحرك في المنطقة في جميع الاتجاهات بدون تسارع .

ت ١٧ : ٢٥ تحقق من معادلات الوحدات التالية : (١) هـ = ١ جول/أ ، (٢) ١ هـ/أ = ١ / فر (١) .

ت ١٧: ٢٦ (١) مستعملًا العلاقة: $\tau = \frac{\mu_0}{2} \frac{B^2}{\mu}$ لكثافة الطاقة في مجال مغناطيسي، جد الطاقة الكلية المخزونة في المجال داخل ملف لولبي رفيع وطويل، وبين أن هذه الطاقة يمكن أن يعبر عنها بدلالة المحاثية والتيار بالمعادلة:

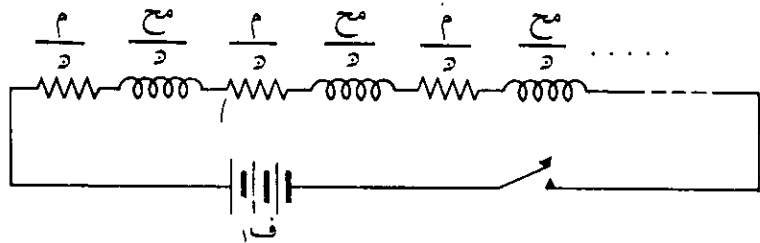
$$\tau = \frac{1}{2} Li^2$$

(٢) إذا حوّلت الطاقة المخزونة في حاثّة محاثيتها ١ هـ وتحمل تياراً مقداره ١٠ أ الى طاقة ميكانيكية، واستعملت هذه الطاقة لرفع ثقل ١ كغم، فلأي ارتفاع يمكن رفع هذا الثقل؟

ت ١٧: ٢٧ ملفان حلقيان محاثيتاهما مع ١ ومخ ٢ موصولان على التوالي. ما محاثية المجموعة؟ فسر اجابتك. (افترض أن الحاثتين متميزتان من ناحية فيزيائية بحيث لا يحدث أي منهما في الأخرى أي تأثير مغناطيسي).

ت ١٧: ٢٨ يوصل الملف المبين في المثال في الجزء ١٧: ٦ بمقاومة قدرها ١٠٠ Ω ما الثابت الزمني للمجموعة: (أ) بدون القلب الحديدي، (ب) بالقلب الحديدي؟

ت ١٧: ٢٩ يمكن تمثيل سلك ما له محاثية ومقاومة بمجموعة من n من المحاثات: محاثّة كلّ منها مع n وبمجموعة مقاومات عددها n ومقاومة كلّ منها $\frac{\Omega}{n}$ (انظر الشكل المجاور). (١) بين أنه، عند اغلاق المفتاح، يمكن وصف هذه الدارة بالمعادلة ١٧: ٥٧. (٢) اذا كانت $M = 100 \Omega$ ، مع $R = 10$ هـ، ف، $\tau = 24$ ث، فما مقدار الزمن الذي يلزم لزيادة التيار الى ١٢ر٠أ؟



ت ١٧ : ٣٠ (١) تحقق من أن المعادلة ١٧ : ٥٨ التي تعطي التيار المتزايد في الدارة مع م هي حل للمعادلة ١٧ : ٥٧ . (٢) وضح كيف ترتبط المعادلة ١٧ : ٥٧ بقانون كيرتشف الثاني .

ت ١٧ : ٣١ وُصلَ محوّل قطارٍ لعبةٍ بمصدرٍ فولطيته ١٢٠ فولت . (١) فإذا كانت القدرة التي يوفرها المصدر ١٤٠ واطاً، وكان يتبدّد منها ٢٠ واطاً على شكل حرارة في المحوّل، فما التيار المارّ في الدارة الثانوية ذات الستّ فولتات (٦ ف)؟ (٢) أيّ الدارتين لها العدد الأكبر من اللفات : الدارة الابتدائية أم الدارة الثانوية؟ (٣) أيّ الدارتين لها على الأرجح سلك أثخن، ولماذا؟

ت ١٧ : ٣٢ (١) تحقق من توافق الوحدات في المعادلة ١٧ : ٦٦ (ز) $2 = \sqrt{\text{مح س}}$ (٢) تحقق من أن وحدة الكمية $\sqrt{\frac{\text{مح}}{\text{س}}}$ هي نفس وحدة المقاومة (انظر المعادلة ١٧ : ٦٨) .

الجزء ١٧ : ٧

ت ١٧ : ٣٣ حاثّة محاثيتها مح = ١٠^{-٢} هـ ومكثف سعته س = ١٠^{-٦} فر موصولان معاً . (١) ما التواتر الطبيعي لاهتزاز هذه الدارة؟ (٢) وإذا كان الجهد الاهتزازي بين لوحَي المكثف موصولاً الى مكبر للصوت، فهل تكون النغمة الناتجة مسموعة؟

ت ١٧ : ٣٤ دارة مح س تهتز بتواتر قدره ١ ميغاهز . وتبلغ محاثية الدارة ١ ملي هنري . (١) ما سعة الدارة، (مُعبراً عنها بالبيكوفاراد) . (٢) وإذا كانت ذروة الجهد بين طرفي المكثف ف. تساوي ١٠٠ فولت، فما التيار الذروة ت_١ المارّ في الدارة؟

ت ١٧ : ٣٥ (١) بيّن أن الصيغة ت = أ جا ω ز + ب جتا ω ز هي دالة لتيار مارّ في دارة مح س يحقق المعادلة ١٧ : ٦٢ . (٢) بيّن في حالة استعمال هذه العلاقة أن مقدار التيار الذروة يكون : ت_٣ = $\sqrt{A^2 + B^2}$

ت ١٧ : ٣٦ أثبت، في دارة مح س، أن الشحنة ش على المكثف والجهد ف بين

طرفيه يرتبطان بنفس المعادلة التفاضلية التي تعين التيار ت (المعادلة ١٧: ٦٢)، أي: $\frac{d^2 s}{dz^2} = -\frac{s}{z^2}$ ، $\frac{d^2 \phi}{dz^2} = -\frac{\phi}{z^2}$ مع س .

ت ١٧: ٣٧ تعطي المعادلة ١٧: ٦٣ التيار ت (ن) في دائرة مثالية مع س. (١) احسب كمية الشحنة على المكثف بإجراء التكامل: ش (ز) = [ت (ز) ون و بين كيف يُعَيَّن ثابت التكامل. (٢) باستعمال العلاقة البسيطة بين الشحنة وجهد المكثف، جد ف(ز)، و بين أن الصيغة التي تحصل عليها تتوافق مع المعادلتين ١٧: ٦٧ و ١٧: ٦٨.

ت ١٧: ٣٨ (١) ارسم على نفس ورقة الرسم البياني منحنى الطاقة المخزونة بدلالة الزمن لكل من: (أ) المكثف (ب) والحاثة في الدارة مع س. (٢) اعط قيم جذر متوسط المربع لهاتين الطاقتين.

الجزء ١٧: ٨

ت ١٧: ٣٩ تذيّع إحدى محطات الراديو على ذبذبة تواترها ٨٠٠ كيلوهز. ما الطول الموجي لاشعاعها؟

ت ١٧: ٤٠ يوصل هوائي إرسال راديو بدارة هزاز تحتوي على حاثّة محاثّتها ١ . ملي هنري ومكثف سعته ٢٥ بيكوفاراد. جد تواتر الاشعاع المنبعث وطوله الموجي.

الجزء ١٧: ٩

ت ١٧: ٤١ بين أن التعبير: $m = \hbar(c + v)$ هو حل للمعادلة الموجية (المعادلة ١٧: ٨٧). هل هذا الحل حل انتشاري؟ وإذا كان كذلك فما اتجاه الانتشار؟

ت ١٧: ٤٢ بين أن المجال الكهربائي في موجة منتشرة: $\vec{E} = E_0 \cos(kz - \omega t)$ هو حل للمعادلة الموجية (المعادلتان ١٧: ٨٠ و ١٧: ٨٩) يحقق قانون غاوس في الخلاء التام: $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ و $\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. اقترح: طبق قانون غاوس على سطح مكعب

جوانبه موازية للمحاور س، ص، و. ع.]

ت ١٧: ٤٣ تبلغ الكثافة الطاقة في حزمة رادار ١٠^٦ جول/م^٣. ما القيمتان العظيمان

للمجال الكهربائي والمغناطيسي في الحزمة؟ كيف تتقارن هاتان القيمتان

بالقيم الاعتيادية للمجالات الكهربائية والمغناطيسية الساكنة؟

ت ١٧: ٤٤ الطول الموجي هو المسافة التي تكمل فيها موجة ما دورة واحدة كاملة من

الاهتزاز في لحظة زمنية ثابتة. والتواتر عبارة عن عدد دورات الاهتزاز في

وحدة الزمن الواحدة عند نقطة معينة في المكان. باستعمال هذين

التعريفين، تحقق في المعادلة ١٧: ٩١ من أن λ هو الطول الموجي و $\frac{c}{\lambda}$ هو

التواتر.

ت ١٧: ٤٥ توصف موجة عرضانية تتحرك على حبل بالمعادلة:

$$ص = ٣.٠ جا (٣س - ٢٠ز)$$

حيث س هي المسافة الأفقية (بالمتر)، ص المسافة العمودية (بالمتر)، وز

الزمن (بالثانية). جد لهذه الموجة: (١) الازاحة القصوى، (ب) الطول

الموجي (ج) التواتر، (د) السرعة، و(هـ) اتجاه الانتشار.

ت ١٧: ٤٦ كم عدد فوتونات اشعاع الموجة الميكروية ($\lambda = ٣سم$) اللازمة لجعل

الجزء ١٧: ١٠

طاقاتها تتساوى مع طاقة فوتون واحد من الضوء المرئي ($\lambda \approx ٢٠٠$ نانومتر).

ت ١٧: ٤٧ موجة صوتية مسموعة في الهواء، طولها الموجي ١٠ سم. (١) ما تواترها؟

(٢) ما تواتر موجة كهرومغناطيسية لها نفس الطول الموجي؟ في أي جزء

من الطيف تقع تلك الموجة؟

ت ١٧: ٤٨ احسب بالتقريب: (١) الطول الموجي لاشعاع تواتره ١٢٠ ميغاهز (في

منطقة التواترات العالية جداً VHF) صادر عن برج مراقبة مطار، (٢) تواتر

الاشعاع الواقع في نطاق الموجات الراديوية القصيرة التي طولها الموجي

٣٠ و (٣) سرعة موجة طولها الموجي ٣ سم وتواترها ١٠ غيغاهز. من أي نوع من الأمواج هذه الموجة الأخيرة؟

ت ١٧ : ٤٩ المقياس الراسي في الشكل ١٧ : ٢١ مقياس لوغاريتمي حيث المسافات الراسية المتساوية تناظر مرات متساوية من الزيادة في التواتر. ان سلم البيانو المضبوط جيداً هو أيضاً مقياس لوغاريتمي ، فكل درجة من نصف نغمة تزيد التواتر بنفس العامل ، وتزيد اثنا عشرة درجة من أنصاف النغمات التواتر بمقدار مرتين . (١) بأي نسبة مئوية يزيد التواتر في كل درجة من نصف نغمة؟ (٢) بأي عامل يزيد التواتر في سبع درجات من انصاف النغمات (الخامس الموسيقي)؟

الجزء ١٧ : ١١

ت ١٧ : ٥٠ ينفصل البروتونان في جزئي الهيدروجين عن بعضهما بعضاً بمسافة قدرها 7.4×10^{-14} م. بين في حالة دوران هذين البروتونين حول مركز كتلتهما بزخم زاوي مقداره $\hbar$ او بضع مرات من $\hbar$ ان التواتر الدوراني للجزئي يناظر تواتراً يقع في منطقة الاشعاع تحت الاحمر.

ت ١٧ : ٥١ يهتز بروتون في نواة ما في حيز طوله تقريباً 10^{-14} م بسرعة تبلغ تقريباً 10^8 بالمئة من سرعة الضوء . ما تواتر اهتزازة تقريباً؟ كيف يتقارن هذا التواتر مع تواترات أشعة غاما النووية؟

ت ١٧ : ٥٢ جسيم مشحون يهتز على مدى مسافة ف بسرعة متوسطة سر . برهن على أن الطول الموجي للاشعاع الذي يشعه الجسيم يعطى تقريباً بالمعادلة : $\lambda \approx \frac{c}{\text{سر}}$ (المعادلة ١٧ : ١٠٠) .

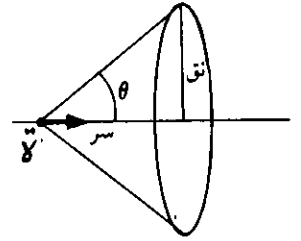
ت ١٧ : ٥٣ (١) عند أي درجة حرارة تقريباً تقع ذروة شدة إشعاع «جسم أسود» لوحدة التواتر الواحدة في منتصف منطقة الطيف المرئي؟ (٢) لماذا يبدو الجسم «متوهجاً بالحرارة» عند درجة حرارة أقل بكثير من هذه الدرجة؟

المسائل:

الجزء ١٧: ١

م ١٧: ١

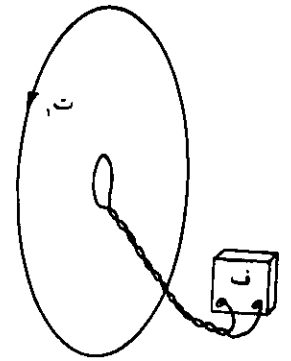
القوة الدافعة الكهربائية التي
يولدها قطب مغناطيسي



كما يبين الشكل المجاور، يتحرك قطب مغناطيسي: شدته القطبية لا بسرعة ثابتة سر بمحاذاة محور عروة دائرية من سلك رفيع نصف قطرها نق. (١) بين أن الدفع المغناطيسي الكلي الصادر عن القطب يساوي $\Phi = \mu$. لا (المعادلة ١٦: ٦). (٢) بين أن الدفع المغناطيسي المار عبر العروة يساوي: $\Phi = \mu \cdot \frac{1}{4} \cdot \lambda \cdot (1 - \cos \theta)$ ، حيث θ هي الزاوية المعرفة في الشكل. (٣) بين أن مقدار القوة الدافعة الكهربائية المتولدة في العروة عن الحث في اللحظة التي يمر القطب فيها في مركز العروة تساوي $|\psi| = \frac{\mu \cdot \lambda \cdot \text{سر}}{2 \cdot \text{نق}}$. اختياري: خذ قطبا كوانتياً شدته لا (انظر التمرين ١٦: ٦) يمر عبر ملف نصف قطره ١٠ م بسرعة تساوي ١٠ بالمئة من سرعة الضوء. كم يبلغ عدد اللفات التي يجب أن تكون للملف ليكون مقدار القوة الدافعة الكهربائية الكلية المتولدة عن الحث ١٠ ف؟

العروتان المتحدتان في المحور والمبيتان في الشكل المجاور لهما نصف قطر ٢٠ سم و ١ سم على الترتيب. فإذا كان معدل تغير التيار في العروة الخارجية يساوي $\frac{1}{2} \cdot \frac{I}{\text{ث}} = 10^3 \text{ أ/ث}$ ، فما قراءة الفولتميتر المتصل بالعروة الداخلية؟ (تجاهل مسألة إشارة الفولتميتر).

حث متبادل



ملفان معزولان: عدد لفات أحدهما ٥٠، وعدد لفات الثاني ٢٠، ملفوفان على نفس الأسطوانة الرفيعة الطويلة التي يبلغ طولها ل ومساحة مقطعها أ. وللملفين مقاومتان يمكن إهمالهما، وهما مربوطان معاً بنفس الدفع المغناطيسي. (١) بين أن قيمتي القوتين الدافعتين الكهربائيتين في الملفين ترتبطان بالمعادلة $\frac{1}{\psi} = \frac{1}{\psi} \cdot \frac{1}{2}$. (يقوم عمل المحول جزئياً على هذه العلاقة). (٢) يولد التيار في الملف الأول ت،

المتغير مع الزمن قوة دافعة كهربائية ψ في الملف الثاني . بين أن المحاثية
المتبادلة (المعرفة في الحاشية في الصفحة ٥١٧) تعطى بالعلاقة :

$$\text{مح}_{١٢} = \frac{\mu \cdot \psi_١ \cdot \psi_٢}{l}$$

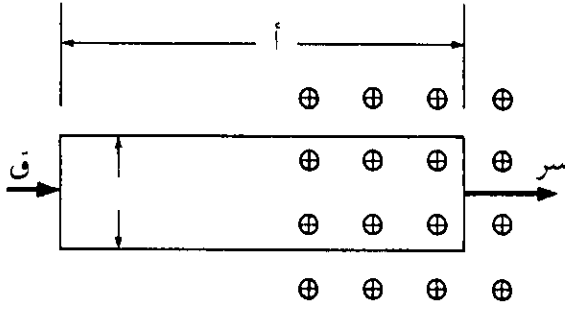
[لاحظ أن هذه المعادلة تتضمن أن $\text{مح}_{١١} = \text{مح}_{٢٢}$]

طريقتان للحث

٤ : ١٧م يبين الشكل المرافق للتمرين ١٧ : ٣ صورة بدائية لمولد كهربائي . جد القوة
الدافعة الكهربائية المحتثة المتولدة في القضيب المتحرك بطريقتين : (أ)
بتطبيق قانون الحث الكهرومغناطيسي و(٢) بحساب القوة المغناطيسية
المؤثرة في جسيم مشحون في القضيب عندما يتحرك القضيب خلال
المجال المغناطيسي . يجب أن تفسر هذه القوة في إطار اسناد متحرك مع
القضيب على أنها قوة كهربائية . ومن هذه القوة الكهربائية يمكن اشتقاق
مجال كهربائي وقوة دافعة كهربائية .

القوة والطاقة مرتبطتان بالحث

٥ : ١٧م : يستقر أحد طرفي عروة مستطيلة الشكل في منطقة فيها مجال مغناطيسي
منتظم تقريباً يتجه عمودياً على مستوى العروة . ويقع الطرف الآخر من
العروة في منطقة خالية تقريباً من المجال . وكما يبين الشكل المجاور، تؤثر
قوة $\vec{Q}$ للبقاء على العروة متحركة بسرعة ثابتة سر . جد مقدار $\vec{Q}$
بالطريقتين التاليتين، وتحقق من أن الاجابتين تتفقان : (١) إذا كان
للعروة مقاومة R فإن القوة الدافعة الكهربائية المحتثة المتولدة في العروة
تسبب في ضياع بعض القدرة في العروة . ساو هذه القدرة مع معدل
الشغل الذي تبذله القوة المؤثرة . (٢) يتأثر التيار المحتث بقوة ما في المجال
المغناطيسي (الجزء ١٦ : ٧)، وهذه القوة يجب أن تكون مساوية في
المقدار ومضادة في الاتجاه للقوة اللازمة لبقاء العروة متحركة .



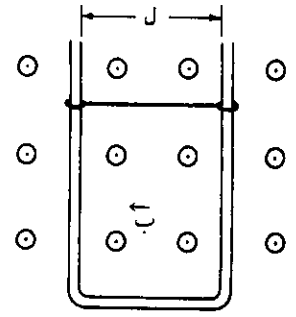
م ١٧: ٦ سلك أفقي كتلته ك، وطوله ل، ومقاومته م، رتب كما في الشكل المجاور بحيث يستطيع أن ينزلق على السكتين الرأسيتين لاطار على شكل U. ويمكن إهمال مقاومة الاطار بالمقارنة مع المقاومة م. وعندما ينزلق السلك الى أسفل بفعل الجاذبية فإنه يتحرك خلال مجال مغناطيسي منتظم ب عمودي على مستوى الاطار. (١) بين في حالة إهمال الاحتكاك الميكانيكي أن السرعة النهائية للسلك الساقط تساوي:

$$\text{سر} = \frac{K g}{2 l b}$$

(٢) عند أخذ ك = ٠.١ كغ، م = ١ Ω، ل = ٠.١ م، ب = ١٠ تس (وهذا مجال قوي جداً)، جد (أ) سر (ب) التيار المحتث في السلك والاطار. (٣) ما التحول الطاقئي الحادث في هذه العملية؟ بين أن الطاقة محفوظة.

م ١٧: ٧ يبين الشكل ١٧: ٨ بشكل تخطيطي المجال المغناطيسي للبيئاترون. (١) برهن، باستعمال قانون أمبير، على أنه يستحيل الحصول على مجال مغناطيسي في الخلاء التام له اتجاه ثابت ومقدار يتغير في اتجاه عمودي على الاتجاه الثابت [الشكل المجاور (أ)]. (٢) باستعمال قانون أمبير مرة ثانية، بين أنه إذا كان المجال في المستوى المتوسط [الخط المتقطع في الشكل (ب)] احادي الاتجاه ويتناقص في مقداره كلما زادت المسافة

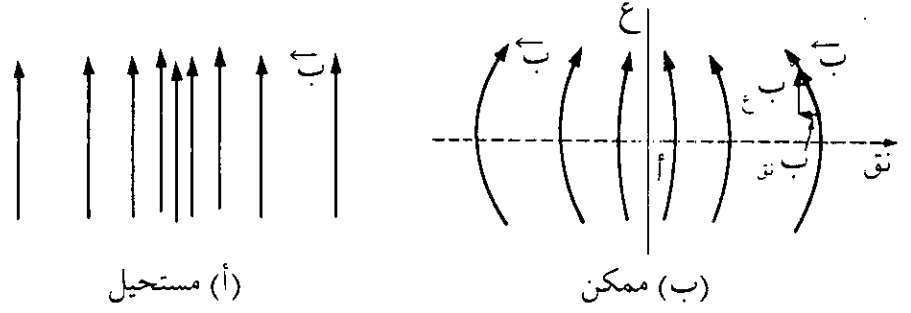
الاحتكاك الكهرومغناطيسي



الشكل ١٧: ٤٤

المجال المغناطيسي للبيئاترون

النصقراطية م كما تقاس من نقطة مركزية أ، فيجب ان تكون هنالك مركبة نصقراطية للمجال تتجه الى الداخل من أعلى المستوى المتوسط والى الخارج من أسفله وذلك عندما يكون اتجاه بـ بشكل عام الى أعلى كما في الشكل (ب). (٣) ما الذي يحدث لالكترون يدور في حركة دائرية اذا انجرف خارج المستوى المتوسط؟

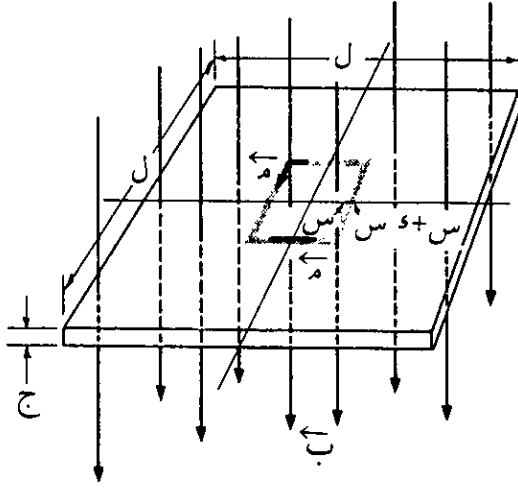


مجال مغناطيسي ناجم عن شحنة متحركة

م ١٧: ٨ يعطى المجال المغناطيسي الناشئ عن شحنة متحركة بالمعادلة ١٦ : ٣٦ . برهن على أن قانون الحث المغناطيسي الكهربائي (المعادلة ١٧ : ٢٦) يؤدي الى نفس النتيجة ، مستعملاً المسار (الخط القنطوري) ح والمساحة المظللة المبينة في الشكل ١٧ : ١٠ . لماذا يعد استعمال المعادلة ١٧ : ٢٩ الاكثر عمومية غير ضروري؟ [يبين هذا الاشتقاق أن المجال المغناطيسي الناشئ عن شحنة متحركة يمكن ربطه بحقيقة أن المجال الكهربائي الناشئ عن الشحنة يتغير مع الزمن .]

القوة المؤثرة في قطب متحرك

م ١٧: ٩ باستعمال مفاهيم الحركة النسبية والتوافق الذاتي للقوانين الكهرومغناطيسية ، أثبت أن أي قطب مغناطيسي يتحرك في مجال كهربائي ساكن يجب أن يتأثر بقوة . بين اتجاه هذه القوة .



القدرة المبذدة بفعل التيارات
الدوامية

م ١٧: ١٠ يبين الشكل المجاور قطعة معدنية أبعادها $L \times L \times L$ يمر عبرها خطوط مجال مغناطيسي منتظم B تتجه عمودياً على الوجهين المربعين للقطعة. ومع ان المجال منتظم في الحيز الا انه يتغير مع الزمن، ويعطى مقداره بالصيغة: $B = B_0 \sin \omega t$. (١) برهن على أن متوسط القدرة المبذدة بفعل التيارات المحتثة (التيارات الدوامية) في القطعة يساوي:

$$Q = \frac{1}{4} \sigma \omega^2 B_0^2 L^2$$

حيث σ هي موصليّة المعدن. [طريقة مقترحة: جد القوة الدافعة الكهربائية $\mathcal{E}$ والمجال الكهربائي E والتيار I في العروة المربعة التي يدل عليها التظليل في الشكل. ثم جد استعمال الكميتين $\mathcal{E}$ و I القدرة و قد المبذدة في العروة المظللة، ثم كامل على s من الصفر الى $L/2$ للحصول على القدرة الكلية.] (٢) ما مقدار القدرة المبذدة في قطعة من الحديد ($\sigma = 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$) أبعادها $10 \text{ سم} \times 10 \text{ سم} \times 1 \text{ سم}$ موضوعة في مجال ذبذبتة 60 Hz ($\omega = 120$) ط زاوية نصف قطرية / (ث) وأكبر مقدار له $B_0 = 1 \text{ T}$. تس. [ملاحظة = لا حاجة إلى إجراء أيّ تصحيح ناشيء عن المنفذية]. (٣) اذا قسّمت القطعة الى n من المربعات الأصغر التي طول كل منها L/n والتي

لها السمك ج ، فبأي عامل تنقص القدرة المبعدة؟

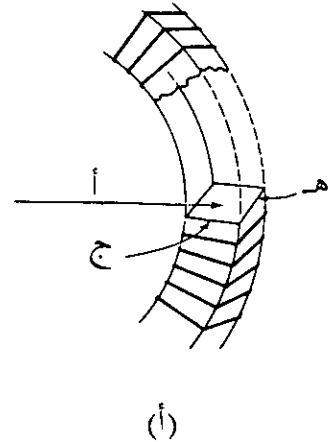
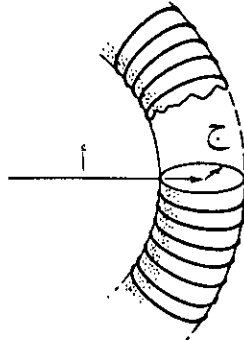
محاثية ملف حلقي

م ١٧: ١١

يبين الشكل (أ) أدناه مقطعاً لملف حلقي عدد لفاته ن ومتوسط نصف قطره نق . ولمقطعه العرضي المستطيل الشكل جانبان طولاهما ج وهـ . (١) بين أن محاثية هذا الملف هي كما يلي :

$$\text{مح} = \frac{\mu \cdot \text{ن} \cdot \text{هـ}^2}{2 \cdot \text{ط}} \cdot \left(\frac{\frac{1}{\text{ج}} + \frac{1}{\text{أ}}}{\frac{1}{\text{ج}} - \frac{1}{\text{أ}}} \right)$$

(٢) باستعمال تقريب للوغاريتم (انظر الملحق أ - الصفحة ٢٢)، احصل على تعبير للمحاثية مح يصح عندما $\text{أ} \ll \text{ج}$. قارن هذا التعبير التقريبي بالصيغة الخاصة بمحاثية ملف اسطواني المعطاة في المعادلة ١٧: ٤٩ . عقب على هذه المقارنة . (٣) افترض أن الملف الحلقي قد ملئ بمادة فرومغناطيسية منفذيتها k حتى صارت محاثيته $\text{مح} = k \cdot \text{مح}$. عين قيمة معقولة للكميات ن ، أ ، ج ، وهـ بحيث نحصل على محاثية مح تبلغ تقريباً ٣٠ ملي هنري .



م ١٧: ١٢ ملف عدد لفاته ن ملفوف حول ملف حلقي متوسط نصف قطره أ ونصف قطر مقطعه العرضي ج [انظر الشكل (ب) أعلاه] . (١) بين أن محاثية هذا الملف تساوي : $\text{مح} = \mu \cdot \text{ن}^2 \cdot \left(\sqrt{\text{أ}^2 - \text{ج}^2} \right)$. [عند حساب الدفق

المشتبك مع الملف فقد يلزمك الرجوع الى جداول التكاملات]. (٢) بين
عندما $\ll$ ج أن هذه المعادلة يمكن كتابتها كما يلي :

$$\text{مح} \equiv \frac{\mu \cdot n \cdot ط \cdot ج^2}{2 ط أ}$$

وهذه الصيغة تتفق مع المعادلة ١٧ : ٤٩ .

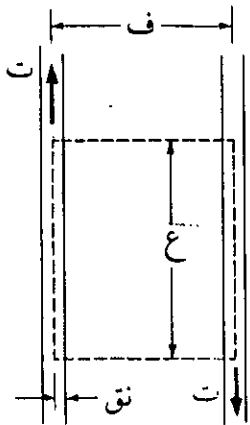
١٣ : ١٧ م سلكان متوازيان يبعد مركزاهما عن بعضهما بعضاً مسافة ف ، ويحملان

محاثية سلكين متوازيين

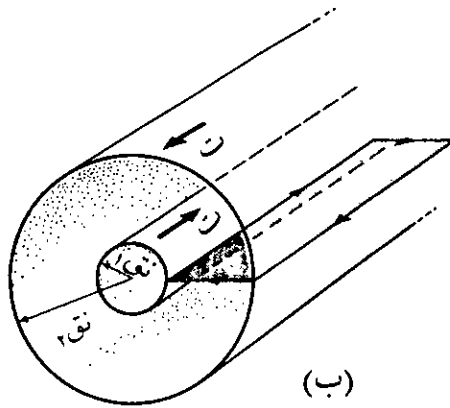
تيارين متساويين ت في اتجاهين متضادين ، (الشكل المجاور أ) . تخيل
السلكين موصولين عند نقطة بعيدة بحيث يشكلان دائرة واحدة . فإذا كان
نصف قطر كل سلك نق ، فبين عند اهمال الدفع المغناطيسي المار في كل
منهما أن المحاثية لوحدة الطول الواحدة من السلكين تعطى بالمعادلة :

$$\frac{\mu}{ط} \cdot \left(\frac{ف - نق}{نق} \right) = \frac{\text{مح}}{\text{ع}}$$

[تلميح : يمكن باستعمال قانون بيوت - سفارت حساب الدفع
المغناطيسي المار عبر المنطقة المظلمة في الشكل . بين لم تتركز القوة
الدافعة الكهربائية الناشئة عن تغير في هذا الدفع في السلكين ، ولا تتركز
في الحيز الموجود بينهما ؟] .



(أ)



(ب)

مخانة كبل متحد المحور

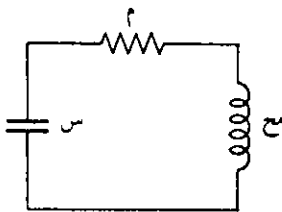
م ١٤:١٧ يتكون سلك غليظ (كبل) متحد المحور من اسطوانتين ريفيتين متحدتي المحور نصفاً قطريهما 1 و 2 (الشكل المجاور ب). وتحمل الاسطوانتان نفس التيار ولكن في اتجاهين متضادين. احصل على تعبير للمخانة لكل وحدة طول من الكبل. [اقترح: طبق قانون الحث الكهرومغناطيسي على المساحة المظللة وعلى المسار المستطيل الشكل].

الخواص الحرارية للدائرة مع س

م ١٥:١٧ تحتوي الدائرة مع س على مكثف متوازي اللوحين وملف لولبي رفيع وطويل يتميزان بالخواص الحرارية التالية: لكل تغير في درجة الحرارة مقداره Δ د، يكون التغير النسبي في ابعاد المكثف الطولية $\alpha = \frac{\Delta L}{L}$ د (علماً بأن المسافة بين اللوحين لا تتغير)، والتغير النسبي في جميع الابعاد الطولية للملف اللولبي: $\alpha = \frac{\Delta L}{L}$ د. [الكميتان α_1 ، α_2 هما معامل التمدد الحراري الطولي]. (١) بين في حدود الرتبة الاولى للكميات الصغيرة ان التواتر الطبيعي للدائرة مع س يعتمد على درجة الحرارة على النحو التالي:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \left(-\alpha_1 - \frac{1}{4}\alpha_2 \right) \Delta$$
 د. (٢) ما التغيرات التي يجب عملها في تصميم المكثف الكهربائي أو الحث في هذه الدائرة من أجل الحصول على تواتر لا يتغير بتغير درجة الحرارة؟

الدائرة مع س



م ١٦:١٧ وصلت مقاومة وحث ومكثف كهربائي على التوالي في دائرة ما (انظر الشكل المجاور). (١) بين أن التيار في هذه الدائرة يخضع للمعادلة التفاضلية التالية:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = \mathcal{E}$$

(٢) بين أن أحد الحلول لهذه المعادلة الذي يصبح في حالة كون المقاومة «صغيرة» ($R \ll \sqrt{2/LC}$) هو: $i = \mathcal{E} \sin(\omega t)$ ج. ω ز و α .

عبر عن الثابتين ω و α بدلالة m ، و μ ، و s . (٣) اشرح الجوانب الوصفية لهذا الحل عندما: (أ) $m > \sqrt{2 \mu / s}$ ، و (ب) m تساوي تقريباً $\sqrt{2 \mu / s}$ مع s .

الصيغة التفاضلية لقانون الحث
المغناطيسي الكهربائي

م ١٧: ١٧ باستعمال المسارح، في الشكل ١٧: ١٩ والافتراضات الخاصة: $\vec{m} = m \hat{s}$ ، و $\vec{b} = b \hat{v}$ ، اشتق المعادلة ١٧: ٨٦ من المعادلة ١٧: ٧٩.

موجة عرضانية متشرة

م ١٧: ١٨ في موجة متشرة يكون $\vec{m} = m \hat{h}$ (ي) $\hat{s}$ حيث $i = e - c$ ، و $\vec{b} = b \hat{c}$ ، و (ع) $\vec{m} = m \hat{v}$. (١) عبر عن c بدلالة h ، و بين أن $\vec{b}$ مثل $\vec{m}$ ينتشر بسرعة تساوي c . (٢) تحقق من أن جذر متوسط المربع لكثافة الطاقة الكهربائية: $\frac{1}{4} \mu m^2$ يساوي جذر متوسط المربع لكثافة الطاقة المغناطيسية: $\frac{1}{4} \mu b^2$.

الطول الموجي وعلاقته بطول
الهوائي

١٧: ١٩ تتطلب هذه المسألة فحص هوائيات التلفاز وقياسها. (١) تبلغ التواترات لقنوات التلفاز ذات التواتر العالي جداً VHF قيمة في حدود ١٠٠ ميغاهز. هل يبلغ طول القضيب الواحد في هوائي تلفاز ربع الطول الموجي تقريباً، أم نصفه أم طوله تماماً؟ جذ هوائي تلفاز تتكون عناصره من مقاسين متميزين أو ثلاثة مقاسات متميزة. ما التواترات التقريبية للقنوات VHF الأقل تواتراً أي القنوات (٢-٦)، والاعلى تواتراً أي القنوات (٧-١٣) والقنوات ذات التواتر فوق العالي UHF؟

شدة الجسم الاسود

م ١٧: ٢٠ يبين الشكل ١٧: ٢٦ $\frac{S_{\lambda}}{v}$ (الشدة لوحدة التواتر الواحدة) كدالة في التواتر v وذلك لجسم أسود مشع. (١) اعط صيغة تربط بين $\left| \frac{S_{\lambda}}{\lambda} \right|$ (الشدة لوحدة الطول الموجي) و $\left| \frac{S_{\lambda}}{v} \right|$. (٢) أي الصيغتين تقع ذروتها

الفصل الثامن عشر

الظواهر الموجية

Wave Phenomena

تُعدُّ الأمواج الكهرومغناطيسية، من بين جميع أنواع الأمواج المعروفة، الأمواج الأعم، والاسرع حركةً، والأكثر تنوعاً في مظاهرها، وبشكل لافتٍ مثير، على امتداد طيفها كله. ومع ذلك فالكثير من خواصها تشترك فيه الأمواج عموماً، ويمكنُ بحثه في سياقٍ أوسع. وسننظرُ في هذا الفصل في ستَّ من خواصَّ الأمواج الكهرومغناطيسية التي تشترك فيها بعضُ أشكالِ الحركة الموجية أو كلها، وهي:

Polarization	١. الاستقطاب
Superposition	٢. التراكب (التحميل)
Reflection	٣. الانعكاس
Refraction	٤. الانكسار
Diffraction	٥. الحيود
Interference	٦. التداخل

وعلاوةً على ذلك، فسنكرسُ بضعةً أجزاءً من هذا الفصلِ للبصريات الهندسية التي

تتناول دراسة السلوك الموجي باستعمال التقريب المتعلق بانتشار الأمواج في خطوط مستقيمة*.

١٨ : ١ الضوء والصوت : Light and Sound

مقارنة بين الضوء والصوت

يكن التمييز الأساسي بين الأمواج في طبيعة ذلك «الشيء» الذي يقوم بالاهتزاز. فالموجة بحد ذاتها ليست شيئاً مادياً، وإنما هي اسم يطلق على حالة من الحركة الاهتزازية لشيء آخر. وبالرغم من أن هذا القول واضح لا لبس فيه، إلا أنه يحسن بنا أن نضع في بالنا كيف أن الموجات الصوتية والضوئية التي تشترك في العديد من صفاتها تختلف عن بعضها بعضاً بالفعل في أكثر الجوانب أساسية. فالأمواج الصوتية عبارة عن اهتزاز ميكانيكي للمادة، أما الأمواج الضوئية فهي اهتزاز متقارن للمجالين الكهربائي والمغناطيسي بدون مادة. ولأن المادة حبيبية تنقسم إلى ذرات وجزيئات، فإن الموجة الصوتية (أو أي اهتزاز ميكانيكي آخر) تتطلب وجود حقل من ذرات كثيرة لتظهر سلوكاً موجياً عادياً. وفي المقابل، فإن الأمواج الكهرومغناطيسية تستطيع على حد معرفتنا أن توجد وبشكل تقديري في أحجام صغيرة وبأطوال موجية قصيرة.

ويتحكم بسرعة الموجة طبيعة الوسط المهتز. أما سرعة الضوء فهي ثابت يرتبط بالاقتران الحاصل بين المجالين الكهربائي والمغناطيسي. وأما سرعة الصوت فتعتمد بالتفاعل بين الذرات أو الجزيئات. وتعتمد سرعة الصوت في الغاز على درجة حرارته ووزنه الجزيئي، وهما الكميّتان اللتان تؤثران في سرعته الجزيئية (انظر المعادلة ٣٥: ١٣). وتنتقل الموجات الصوتية في الهواء في درجة الحرارة العادية بسرعة ٣٤٠ م/ث، وهي سرعة تبلغ تقريباً واحداً في المليون من سرعة الضوء. وفي الجوامد تنقل الذرات المترابطة الصوت بشكل أسرع. ويبين الجدول ١ : ١٨ سرعة الصوت في بعض المواد الشائعة.

* يُبحث الكثير من الظواهر الضوئية في عدد أيلول / ١٩٦٨ من المجلة «الأمريكية العلمية» Scientific American الذي خصص بكامله للضوء.

الجدول ١٨ : ١ : سرعة الصوت في بعض المواد الشائعة.

المادة	سرعة الصوت في درجة حرارة الغرفة (م/ث)	نسبة السرعة الى السرعة في الهواء
الهواء	٣٤٣	١,٠
الهيدروجين	١٣٢٠	٣,٩
الكلور	٢١٣	٠,٦
الماء	١٤٩٠	٤,٤
الكاز	١٣٤٠	٣,٩
الحديد	٦٠٠٠	١٧,٥
الالومنيوم	٦٤٠٠	١٨,٧
الزجاج (البيركس)	٥٦٠٠	١٦,٣
المطاط	١٨٠٠-١٥٠٠	٥,٣-٤,٤

وعندما تمر موجة صوتية خلال المادة، فإن جزء المادة عند كل نقطة تمر بها يراخ عن موضع اتزانها. وباعتبار موجة جيبية مستوية تنتقل في الاتجاه السيني، تواترها ν وطولها الموجي λ ، فانه يمكننا كتابة الاذاحة على النحو التالي :

$$أ (س، ز) = أ. جا (٢ ط ز - \frac{٢ ط س}{\lambda} + \alpha) \dots\dots\dots (١ : ١٨)$$

الانساع والطور

حيث أ. و α ثابتان. ويدعى الثابت أ. باتساع الموجة amplitude، وتدعى التوليفة (α) - $\frac{٢ ط س}{\lambda}$ بطور الموجة phase. ويمكن الاستعاضة عن الكمية $\frac{٢ ط س}{\lambda}$ بالتردد الزاوي ω ، كما يمكن تعريف «العدد الموجي» k بالعلاقة :

$$\frac{٢ ط س}{\lambda} = k \dots\dots\dots (٢ : ١٨)$$

ومن ثمّ، فإنّ المعادلة (١٨ : ١) تأخذ الشكل التالي : *

$$\text{أ (س ، ز) = أ.جا (}\omega \text{ ز - ك س + } \alpha \text{) } \dots\dots\dots (١٨ : ٣)$$

موجة صوتية مستوية

ويمكنُ اظهارُ انتقالِ الموجةِ بأخذِ أيةِ قيمةٍ ثابتةٍ للازاحةِ الزاويةِ argument في الدالةِ الجيبيةِ. فعلى سبيلِ المثال، فإذا جعلتِ الازاحةُ الزاويةُ صفراً، فاننا نجدُ أنّ:

$$\text{س} = \frac{\alpha + \omega \text{ ز}}{\text{ك}}$$

وهذه هي معادلةُ الحركةِ الثابتةِ السرعةِ في الاتجاهِ س. ولذا فإنّ سرعةَ الموجةِ تكونُ:

$$\text{سر} = \frac{\omega}{\text{ك}} = \omega \lambda = \nu \lambda \dots\dots\dots (١٨ : ٤)$$

وهي نفسُ السرعةِ المعطاةُ بالمعادلةِ (١٧ : ٧٣). وعند اعتبارِ موجةٍ كرويةٍ صادرةٍ عن نقطةِ الأصل، فانه يكون لدينا بدلاً من المعادلةِ (١٨ : ٣) ما يلي:

$$\text{أ (ر ، ز) = أ.جا (}\omega \text{ ز - ك ر + } \alpha \text{) } \dots\dots\dots (١٨ : ٥)$$

موجة كروية

أنّ أهمَّ تغيّرٍ نلاحظُه في هذه المعادلةِ هو أن الاتساعَ أ. دالةٌ في ر. وإذا كانت كثافةُ الطاقةِ في الموجةِ تتناسبُ مع أ^٢، وهي في العادةِ كذلك، فإنّ الاتساعَ يتناقصُ عكسياً مع المسافةِ كما يلي:

$$\text{أ.} \sim \frac{1}{\text{ر}} \dots\dots\dots (١٨ : ٦)$$

* من الكمياتِ الأخرى الشائعةِ الاستعمالِ «الطول الموجيُ المنقّص» λ (وتلفظ لامدا - شرطة)، ويُعرّفُ بالعلاقة: $\frac{\lambda}{2\pi} = \lambda$

$\frac{1}{\text{ك}}$. وتصبحُ المعادلةُ ١٨ : ٣ بدلالةِ λ كما يلي:

$\text{أ} = \text{أ.جا} [\omega \text{ ز - (س/}\lambda \text{) + } \alpha]$. وتدعى أحياناً الكميةُ ($\omega \text{ ز - ك س + } \alpha$) بأكملها بطورِ الموجةِ.

تعريف الشدة

وتعرفُ شدة الموجة بأنها متوسطُ مربعِ الازاحة (وهو كميةٌ تتناسبُ مع كثافة الطاقة):

$$\text{شد} = \overline{A^2} \dots\dots\dots (٧: ١٨)$$

ولأن المتوسط الزمني للكمية: جا^٢ (ω - z - k + α) يساوي $\frac{1}{4}$ فإن الشدة تساوي نصف مربع الاتساع:

$$\text{شد} = \frac{1}{4} A^2 \dots\dots\dots (٨: ١٨)$$

توصف الأمواج
الكهرومغناطيسية على نحو
يماثل وصف الأمواج الصوتية

ولا يختلف وصف الموجة الضوئية المستوية أو الكروية الى حد بعيد عن الوصف السابق، إذ يستبدل بالازاحة أ المجال الكهربائي $\vec{M}$. ويعطى المجال في حالة الموجة المستوية بالمعادلة التالية:

$$\vec{M} = (س، ز) = \vec{M} \text{ جا } (\omega - z - kس + \alpha) \dots\dots\dots (٩: ١٨)$$

ولا نحتاج الى معادلة أخرى لوصف المجال المغناطيسي بشكل مستقل، ذلك لأن المجال المغناطيسي يرتبط بالمجال $\vec{M}$ بشكل متفرد (انظر المعادلات ٩١: ١٧ - ٩٣: ١٧). ونستطيع في أي من التعابير المشار إليها أعلاه أن نضع $\vec{M}$ بدلاً من أ و $\vec{M}$ بدلاً من ب، وتكون بذلك شدة الموجة الكهرومغناطيسية كما يلي:

$$\text{شد} = \overline{M^2} = \frac{1}{4} M^2 \dots\dots\dots (١٠: ١٨)$$

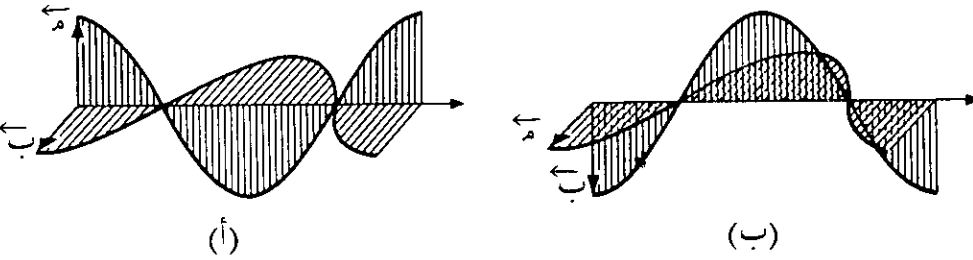
وسنركز في هذا الفصل على الموجات الكهرومغناطيسية. وعلى أية حال، فإن جميع النتائج، عدا ما يتعلق منها بالاستقطاب، تنطبق تماماً على الأمواج الصوتية ذات الاتساع الصغير. وكل ما يلزمنا لذلك وضع أ محل $\vec{M}$ وأ محل $\vec{M}$.

١٨: ٢: الاستقطاب: Polarization

يقال للموجة إنها مستقطبة في اتجاه اهتزازها. ويتحدد اتجاه استقطاب الموجة

يحدد المجال الكهربائي
استقطاب الموجة الضوئية

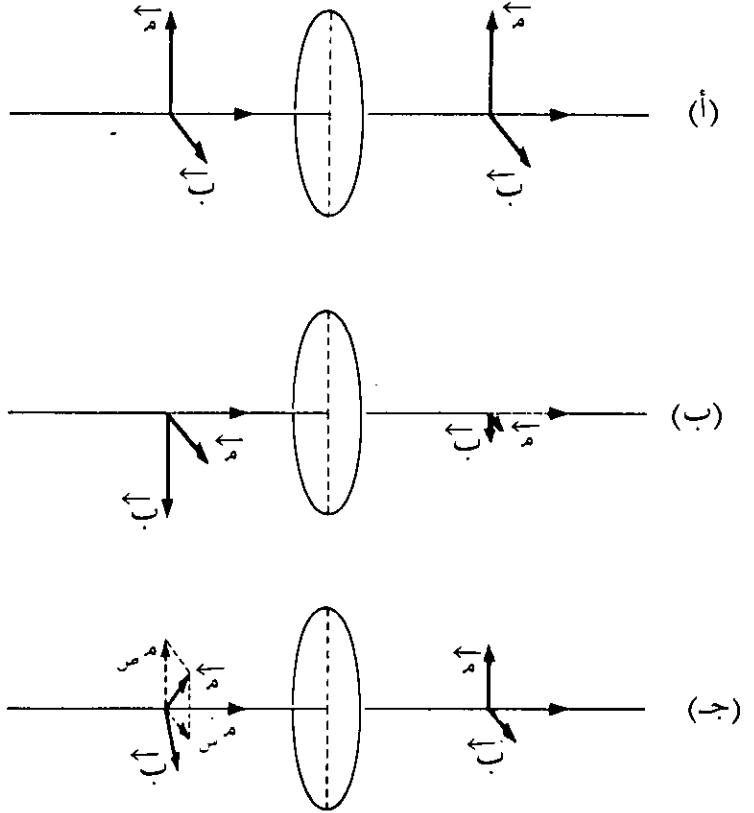
الطولية بشكلٍ فريدٍ باتجاه انتشارها، فاتجاه الاستقطاب واتجاه الانتشار فيها شيء واحد. أما في حالة الموجة العرضية، فإن أي اتجاه من الاتجاهات اللامنتهية العمودية على اتجاه الانتشار هو اتجاه ممكن للاستقطاب. ولذا فإن فكرة الاستقطاب أكثر إثارة وأهمية في حالة الأمواج العرضية منها في حالة الأمواج الطولية. فمثلاً تعد موجة الماء مستقطبة رأسياً، كما تعتبر النبضة المرسلة على حبل مشدود عند تحريك أحد طرفيه فجأة مستقطبة أفقياً. ويُعرف اتجاه الاستقطاب في الموجة الضوئية بأنه الاتجاه الذي يهتز فيه المجال الكهربائي. (ان اختيار المجال الكهربائي امرً اعتباطي، ومن الممكن تماماً اختيار المجال المغناطيسي لتحديد اتجاه الاستقطاب.) ويوضح الشكل ١٨: ١ موجتين ضوئيتين مستقطبتين رأسياً وأفقياً.



الشكل ١٨: ١: (أ) موجة ضوئية مستقطبة رأسياً. (ب) موجة ضوئية مستقطبة أفقياً.

إن الضوء القادم من الشمس أو من مصباح كهربائي غير مستقطب، ففوتونات التي لا تُحصى يتدفق كل منها وله استقطاب يتجه في اتجاه ما بشكل عشوائي، ذلك أن كل اتجاه اهتزاز ممكن للمجال الكهربائي يُحتمل وجوده بقدر واحد. ويسمى الجهاز الذي ينتقي من بين هذه الاتجاهات اتجاه معيناً للاستقطاب بالمستقطبة Polarizer. فآبلورة الكاسرة الشائبة (المزدوجة) مستقطبة، لأنها تكسر الاستقطابات المختلفة بمقادير مختلفة، وتتيح لأي حزمتين مستقطبتين أن تنفصلا عن بعضهما (الشكل ١٧: ١٨). أما المادة المستعملة في نظارات البولارويد Polaroid فهي مستقطبة فعالة تعمل وفق مبدأ مختلف يُعرف بالامتصاص الانتقائي Selective absorption. وهذه المادة شفافة تقريباً للضوء الذي يهتز مجاله الكهربائي في اتجاه عمودي على اتجاه

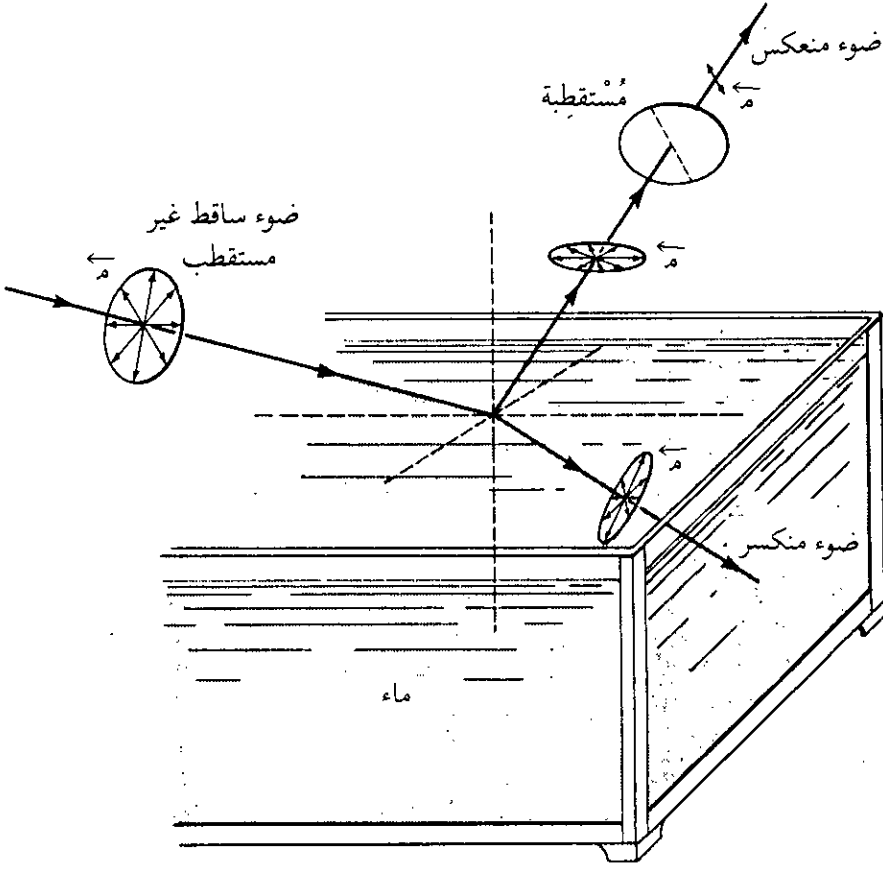
ترتيب جزيئاتها، في حين أنها غير شفافة تقريباً للضوء الذي يهتز مجاله الكهربائي في اتجاه مواز لاتجاه ذلك الترتيب (الشكل ١٨: ٢). ويعرف «محور» المستقطبة بأنه خط عمودي على الاتجاه الفعلي لترتيب الجزيئات فيها.



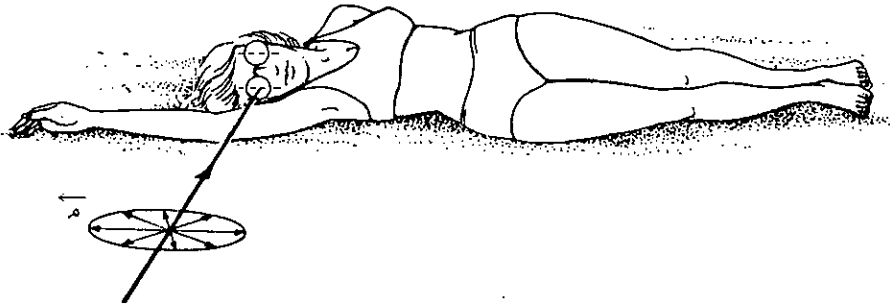
الشكل ١٨: ٢: عمل صحيفة رقيقة مستقطبة: (أ) الضوء المستقطب في اتجاه واحد يمر بدون كثير امتصاص. (ب) الضوء المستقطب عمودياً على الاتجاه المفضل في (أ) (أي محور المستقطبة) يمتص كله تقريباً. (ج) الضوء المستقطب في اتجاه بين الاتجاهين السابقين يمتص جزئياً ويخرج باتجاه محور الاستقطاب. [يشير الخط المنقط في الشكل إلى «محور» المستقطبة، أما الاتجاه الفعلي لترتيب الجزيئات فهو الاتجاه الأفقي].

ويرتبط استعمال المادة المستقطبة في النظارات الشمسية بآلية أخرى للاستقطاب هي الانعكاس العادي. فالضوء المنعكس عن الزجاج والماء ضوء مستقطب جزئياً، لكن عند زاوية حرجة تختلف من مادة لأخرى يصبح هذا الضوء المنعكس مستقطباً بالكامل. وتكون الحزمة المنعكسة (كما نعرف الآن) أغنى بالضوء المستقطب في اتجاه مواز للسطح العاكس، أما الحزمة المنكسرة فتكون أغنى بالضوء المستقطب في اتجاه

يصبح الضوء مستقطباً جزئياً بالانعكاس

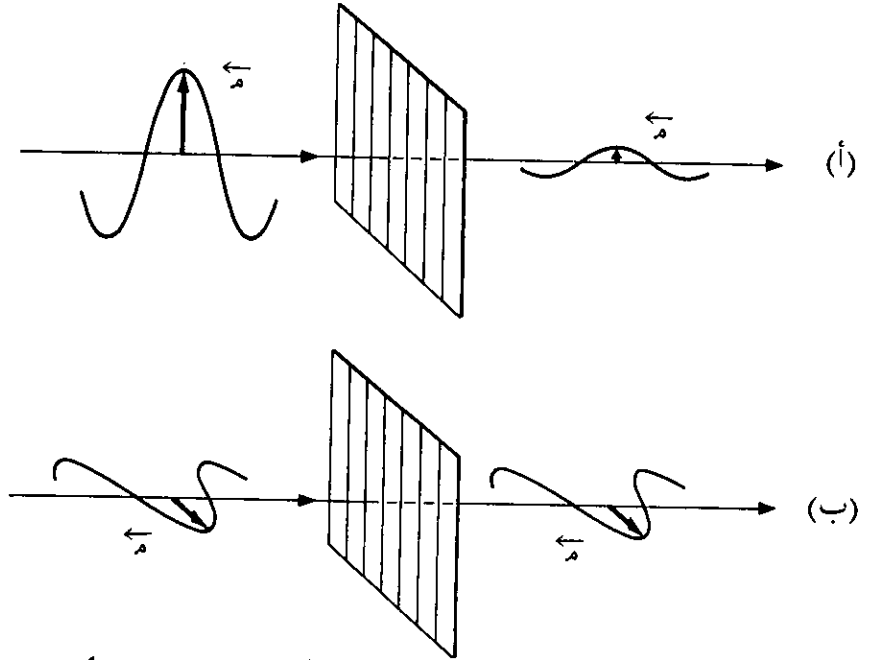


الشكل ١٨: ٣: الاستقطاب بالانعكاس: تمتصُ مستقطبةً موجهةً كما في الشكل الكثير من الضوء المنعكس.



الشكل ١٨: ٤: فتاة تأخذ حماماً شمسياً وهي مستلقية على جانبها تُميل محورَ نظارتها البولارويد بحيث تُمرّرُ معظمَ الضوء المنعكس.

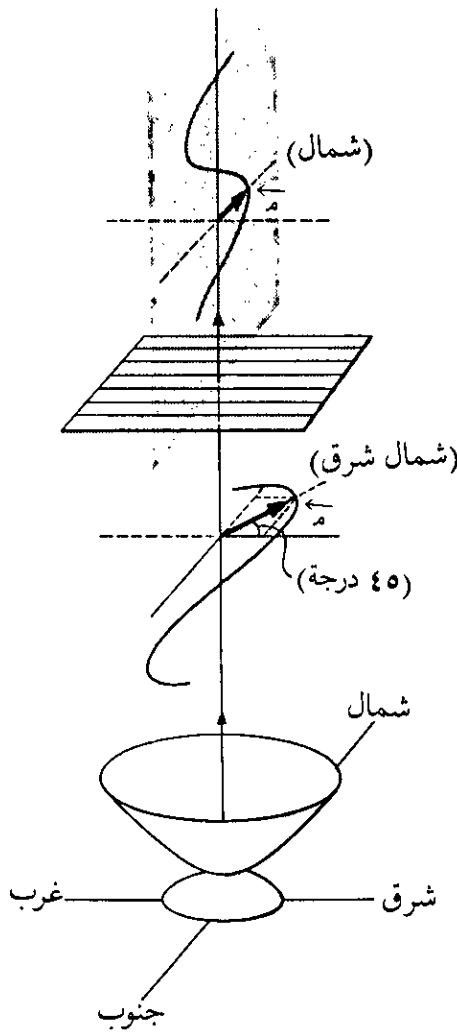
عمودي على السطح العاكس (الشكل ١٨: ٣). ولذا، يُوجّه محور نظارات الاستقطاب بحيث يمتص الضوء المستقطب أفقياً، مما يُزيل بذلك بعض وهج الضوء المنعكس. وتفوت الفتاة التي تأخذ حماماً شمسياً وهي مستلقية على جانبها هذه الفرصة (الشكل ١٨: ٤)، لأن نظارتها الشمسية المُدارة تُمرّر بصورة مميزة الضوء المنعكس بدلاً من امتصاصه.



الشكل ١٨: ٥: مستقطبة للأمواج الميكروية: (أ) عندما يكون متجه المجال $\vec{E}$ موازياً لأسلاك الشبكة تشع الإلكترونات في الاهتزاز في اتجاه الأسلاك، فتمتص الطاقة الموجية. (ب) ولكن عندما يكون متجه المجال $\vec{E}$ عمودياً على الأسلاك فإن الإلكترونات داخل الأسلاك لا تستطيع الحركة إلى الأمام والخلف بقدر يُمكنها من امتصاص الكثير من الطاقة.

تؤدي شبكة من الأسلاك
الموازية إلى استقطاب الأمواج
الميكروية (المصغرة)

ومن السهل فهم عمل مستقطبة الأمواج الميكروية (المصغرة) microwave polarizer التي تؤثر في الأطوال الموجية الجاهرية - macroscopic wave-lengths عند تناول ذلك بحذر. وتتكون هذه المستقطبة من شبكة من الأسلاك المتوازية (الشكل ١٨: ٥)، طول كل سلك فيها أكبر من طول الإشعاع الموجي في حين أن المسافة الفاصلة بين أي سلكين فيها أقل من الطول الموجي. وعندما تسقط حزمة من



الشكل ١٨: ٦: تُنْقِصُ مستقطبةً للأمواج الميكروية وَجْهت بِزاوية ٤٥° بالنسبة إلى اتجاه استقطاب موجة رادار شدة الموجة وتدير اتجاه استقطابها.

الأمواج الميكروية غير المستقطبة على هذه الشبكة التي تتجه أسلاكها رأسياً، فما اتجاه الاستقطاب للأمواج الذي ستنفذ منها؟ وهنا لا بد لنا من شيء من الحذر. فقد يُفكرُ المرءُ، من دون روية، بِسَجِينٍ نَحِيفٍ يُنْسَلُ من بين قضيبين من زنزانته ويجيبُ: «بأن الأمواج المستقطبة رأسياً هي التي تمرُّ عبر الشبكة». وهذا جوابٌ خاطيء؛ إذ أن المجال الكهربائي المهتز في الموجة المستقطبة رأسياً يجعل الإلكترونات في الأسلاك تتحرك حركةً اهتزازيةً إلى أعلى وإلى أسفل، الأمر الذي ينشأ عنه نقل الطاقة من المجال إلى

الالكترونات، مما يؤدي الى ان تُمتَصَّ الموجة. ومن ناحية ثانية، فإنَّ السِّلَكَ الرَّأْسِيَّ في حالةِ الموجةِ المستقطبةِ أفقياً ممتَصٌّ رديءٌ جداً للأَمواجِ، وذلك لأنَّ الكتروناتِ لا يُسمَحُ لها بالحركةِ جيئةً وذهاباً في الاتجاهِ الأفقيِّ لمسافةٍ تزيدُ على قطرِ هذا السِّلَكِ الصغيرِ. ولذا فإنَّ الموجةَ المستقطبةَ أفقياً هي الموجةُ التي تتسلَّلُ خلالَ الشبكةِ الرَّأْسِيَّةِ بدونِ أيِّ انقاصٍ لشدَّتها تقريباً، أمَّا الموجةُ المستقطبةُ رأسياً فتُمتَصُّ كما ذكرَ سابقاً.

وتوضِّحُ مستقطبةُ الأمواجِ الميكرويةِ الأثرَ البارزَ لتغيُّيرِ الطولِ الموجيِّ للإشعاعاتِ الكهرومغناطيسيةِ على امتصاصِها. فالشبكةُ في حالةِ الأمواجِ الميكرويةِ تبدو شفافةً تماماً عندما تكونُ الأمواجُ مستقطبةً في اتجاهِ ما، الا أنها تبدو غيرَ شفافةٍ إلى حدٍّ كبيرٍ عندما يكونُ لها اتجاهُ استقطابٍ آخر. أمَّا في حالةِ الضوءِ فإنَّ الشبكةَ لا تظهرُ أيةَ حساسيةٍ للاستقطابِ أيّاً كان اتجاهه. ومردُّ ذلك الى ان الشبكةَ في حالةِ الأمواجِ الميكرويةِ تعملُ كوحدةٍ واحدةٍ، في حين تبدو في حالةِ الضوءِ كسلسلةٍ من الأشرطةِ الشفافةِ والمعتمةِ المتعاقبةِ التي تعملُ مُستَقِلَّةً عن بعضها بعضاً. وبالإمكانِ إيرادُ أمثلةٍ مشابهةٍ لذلك في ميادين عديدةٍ من الطبيعة. انَّ الكميةَ الهامةَ في هذا الشأنِ هي دوماً حجمُ الجسمِ بالنسبةِ الى الطولِ الموجيِّ للإشعاعِ.

الطبيعة المتجهة للاستقطاب

ومن الصفاتِ الهامةِ للاستقطابِ والتي تُعدُّ أساسيةً طبيعتهُ المتجهة. ويعني ذلك أنَّ الموجةَ المستقطبةَ في اتجاهٍ ما يمكنُ النظرَ اليها على انها حصيلةٌ موجتين أو أكثرَ من الموجاتِ المستقطبةِ في اتجاهاتٍ أخرى، اي انه يمكنُ تحليلُها الى مركباتِها (مكوناتِها). وتعملُ الأمواجُ المتباينةُ في استقطابِها، والتي تنتقلُ في اتجاهٍ واحدٍ متحدةً تماماً في طورِها، مثل موجةٍ واحدةٍ ذاتِ استقطابٍ واحدٍ. وقد سبق لنا أن وضحنا فكرةَ مركباتِ الاستقطابِ في الشكل ١٨: ٢، ونقدِّمُ في الشكل ١٨: ٦ مثلاً آخرَ على ذلك. ويظهرُ الشكلُ موجةً كهرومغناطيسيةً صادرةً عن هوائيٍّ رادارٍ وتنتشرُ رأسياً الى اعلى، واتجاهُ استقطابِها في اتجاهِ الشمالِ الشرقي - الجنوبِ الغربي. وهذه الموجةُ يمكنُ النظرَ إليها أيضاً كأنها موجتان قويتان متساويتان في الشدة: إحداهما مستقطبةٌ في الاتجاهِ

شمال - جنوب والاخرى مستقطبة في الاتجاه: شرق - غرب. فإذا وضعت مستقطبة في شكل شبكة من الأسلاك الرفيعة الممتدة في الاتجاه شرق - غرب في طريق هذه الموجة فاي هاتين المركبتين ينفذ من المستقطبة؟ والجواب الذي يفرضه الادراك السليم (وهو الجواب الصحيح) هو ان المركبة التي تنفذ هي الموجة المستقطبة شمالاً - جنوباً والتي تبلغ شدتها نصف شدة الموجة الاصلية. ومع أن هذا الجواب صحيح ومعقول، الا انه بالفعل ينطوي على شيء من البراعة. فاذا كانت القيمة الكبرى للمجال الكهربائي في اتجاه الشمال الشرقي م، فإن القيمة الكبرى للمجال في كلا اتجاهي الشمال والشرق هي بحسب قانون جيب التمام لمركبات المتجه:

$$م شمال = م جتا (٤٥^\circ) = ٠,٧٠٧ م \dots\dots\dots (١١: ١٨)$$

$$م جنوب = م جتا (٤٥^\circ) = ٠,٧٠٧ م \dots\dots\dots (١٢: ١٨)$$

وهكذا يتضح ان شدة المجال الكهربائي المار خلال المستقطبة لا تساوي نصف شدة المجال الاصيلي، وانما تبلغ ما يزيد على ٧٠٪ منها. وعلى أية حال، فيما أن شدة الموجة تتناسب مع مربع شدة المجال الكهربائي (المعادلة ١٨: ١٠)، فان طاقة الموجة النافذة تساوي في الحقيقة نصف الطاقة الأصلية.

١٨: ٣ التراكب: Superposition

لقد سبق لنا أن ناقشنا تراكب المجالين: الكهربائي والمغناطيسي (انظر ١٥: ٥ و ١٥: ٦). ويعني ذلك أن المجال الكهربائي (أو المجال المغناطيسي) عند نقطة ما الناشئ عن عدة مصادر يساوي المجموع الاتجاهي للمجالات المنفصلة التي سوف توجد لو كان كل مصدر يؤثر بمفرده. ويترتب على تطبيق قانون التراكب على الامواج الكهرومغناطيسية نتيجتان هما: ١. لايجاد الشدة الكلية لموجتين أو أكثر عند نقطة ما،

نتيجتان يتضمنهما تطبيق مبدأ التراكب على الامواج الكهرومغناطيسية

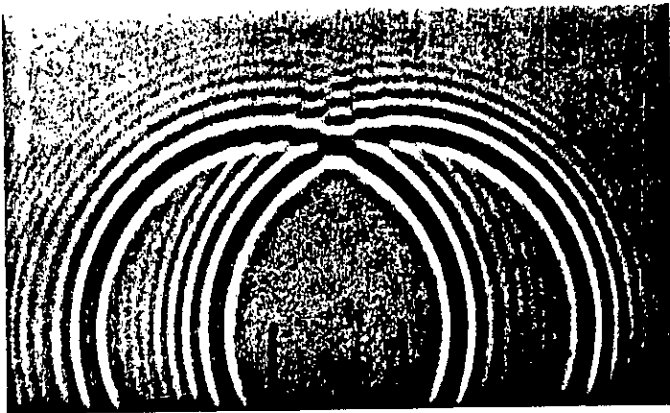
فانه يجب أولاً جمع متجهات مجالاتها من أجل الحصول على متجه المجال الكلي .
ومن الخطأ أن تجمع شدات (او طاقات) هذه الامواج : ٠٢ ان الموجات الناشئة عن
مصادر مختلفة يمكن ان يتداخل بعضها ببعض او توجد معاً في المكان الواحد بدون أي
تفاعل متبادل بينها . وكمثال بسيط على هذا التداخل تقاطع الحزمتين الضوئيتين من
مصباحين يذويين .

ويمكن توسيع فكرة التراكب لتشمل انواعاً أخرى من الأمواج غير الأمواج
الكهرومغناطيسية . ويعني التراكب في حالة الأمواج السطحية أو الأمواج الصوتية في
الأوساط المادية أنه يمكن جمع ازاحات المادة المهتزة التي يسهم بها مصدران أو أكثر.
وبعد قانون التراكب للأمواج الصوتية أو المائية أو الأمواج المتولدة في سلك مشدود
قانوناً صحيحاً في العادة الى درجة جيدة من التقريب، الا انه ليس على الإطلاق قانوناً
صحيحاً تماماً . ويبين الشكل ١٨ : ٧ أمواجاً مائية متراكبة ومتقاطعة من دون أي تأثير
متبادل ملحوظ بينها . وثمة شرط يتطلبه قانون التراكب وهو أن يكون الاضطراب الموجي
ضعيفاً نسبياً، كما هو الحال في الموجات الهادئة المتكونة مثلاً على سطح الماء لا كما
في الموجات المتكسرة على الشاطئ، أو في الموجات الصوتية غير العنيفة لا كما في
أمواج الصدمة . فعندما تتقاطع موجتا صدمة، فان الإزاحة الناتجة عند نقطة تقاطعهما لا
تساوي مجموع الإزاحتين الناشئتين عن كل منهما على حدة، ولذلك فإن الموجتين لا
تواصلان انتشارهما بدون أن تتأثرا بحادث التقاطع هذا .



وكما ذكرنا في الجزء ١٥ : ٥ ، فإن قانون التراكب ليس قانوناً صحيحاً - ١٠ حتى
للأمواج الكهرومغناطيسية . فعندما يتلاقى فوتونان فان هنالك فرصة - وهي فرصة صغيرة
للتغاية - في انهما سيتفاعلا مع بعضهما بعضاً وأنهما سيحرفان بسبب تصادمهما هذا .
وهذا التصادم بين الفوتونين يناقض مبدأ التراكب، لأن تدفق الاشعاع الناتج عن ذلك لا
يكون في قيمته كما لو مر كل فوتون على حدة . وهذه الظاهرة التي تعرف بتشتت أو بعثرة
الضوء بالضوء قد تم قياسها في المختبر، الا انه من غير المحتمل وإلى حد بعيد أن تكون

ذات أثر محسوسٍ على الاتصالاتِ الراديوية أو على أيٍّ من التطبيقاتِ العمليةِ الأخرى للأمواجِ الكهرومغناطيسيةِ المتراكبة. وعلى أية حالٍ، فمن المثيرِ ان نجد أنه اذا تقاطعت حزمتان ضوئيتان قويتان للغاية (أي أكثر قوةً من أي شدةٍ معروفة) فانهما قد تتفاعلا بقوة، كما تفعلُ امواجُ الصدمة، منتهكتين بذلك وبشكلٍ خطيرٍ مبدأ التراكب. ويمكنُ التعبيرُ عن ذلك بقولنا إن الفوتونات تبدو في سلوكها، اذا جُمعتُ معاً بشكلٍ كثيفٍ وكافٍ، كما لو كانت حقاً تتفا من المادة.



الشكل ١٨ : ٧ موجات مائية متراكبة.

* التحالف والالتحالف* : Coherence and Incoherence

يمكنُ توضيحُ عدة مظاهر هامةٍ لمبدأ التراكب من خلال تناولِ تشابكِ موجتين صادرتين عن مصدرين نقطيين م، وم (الشكل ١٨ : ٨). وبالتحديد، نفترضُ أن الموجتين موجتان كهرومغناطيسيتان. فعند النقطة ه يكون المجال الكهربائي :

$$\vec{E}_h = \vec{E}_m + \vec{E}_M \dots\dots\dots (١٨ : ١٣)$$

حيث $\vec{E}_m$ و $\vec{E}_M$ هما المجالان اللذان سوف يكونان عند النقطة ه لو كان كلٌّ من المصدرين يؤثرُ بمفرده. وتكونُ الشدة عند النقطة ه هي المتوسطُ الزمنيُّ للكمية $\vec{E}_h \cdot \vec{E}_h$ ولأن :

* أو التماسك والالتماسك.

** بما أن كثافة الطاقة للمجال الكهربائي هي $u = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ ، ولأن المجال المغناطيسي في الموجة الكهرومغناطيسية يخزنُ طاقةً مساويةً لطاقة المجال الكهربائي، فإن متوسط كثافة الطاقة عند النقطة ه يساوي : $u = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ شدة.

تراكب مجالين من مصدرين مختلفين

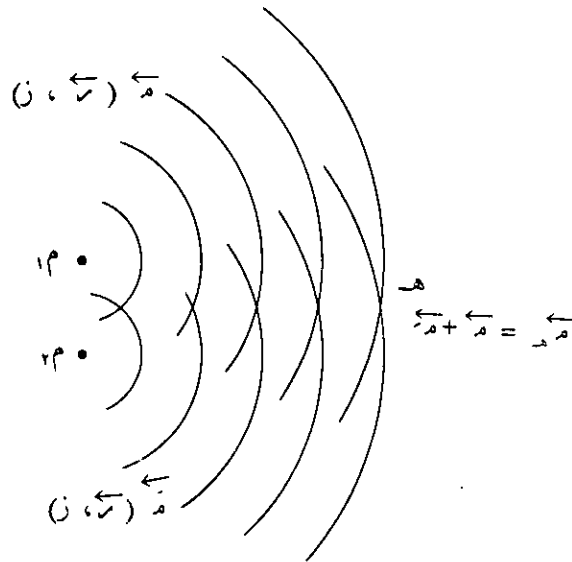
$$\vec{m} = \vec{m} = \vec{m} \cdot \vec{m} = (\vec{m} + \vec{m}) \cdot (\vec{m} + \vec{m})$$

شدة موجتين متراكبتين

فإن شدة الموجات المتراكبة تكون:

$$(14:18) \quad \left[I_p = \overline{E^2} + \overline{E'^2} + 2\overline{E \cdot E'} \right] \quad \overline{m \cdot m} + \overline{m \cdot m} = \overline{m \cdot m} \\ = I + I' + 2\overline{E \cdot E'} \quad \overline{m \cdot m} = \overline{m \cdot m} + \overline{m \cdot m} = \overline{m \cdot m} + \overline{m \cdot m}$$

حيث شد وشد هما الشدتان اللتان يسهم بهما المصدران عندما يؤثر كل منهما منفردا.



الشكل ١٨: ٨: مجالان متراكبان من مصدرين نقطيين: تكون العلاقة: $\vec{m} = \vec{m} + \vec{m}$ صحيحة سواء

أكان المصدران متحالفين أم لا.

لنركز الاهتمام الآن على ما يدعى «بحد التداخل» في المعادلة ١٨: ١٤، أي الحد $\overline{m \cdot m}$ الذي يعني وجوده فيها أن شدة لا تساوي بالضرورة شد + شد. ولشرح هذا الحد يجب أن نميز بين المصادر المتحالفة والمصادر غير المتحالفة. وعندما يكون حد التداخل صفراً، لا عند نقطة معينة مثل هـ بل عند جميع النقاط، فإن المصدرين يقال لهما إنهما لا متحالفتان. ويمكن تقديم عدد من الأسباب لبيان أن متوسط حاصل الضرب المقداري $\overline{m \cdot m}$ قد يساوي صفراً عند جميع النقاط. وهذه الأسباب هي: ١. قد يكون المصدران يشعان امواجاً ذات استقطابات عشوائية الاتجاه. ففي أية لحظة ثمة احتمال متساو لأن يكون حاصل الضرب المقداري $\vec{m} \cdot \vec{m}$.

في حالة المصادر اللامتحالفة يكون $\vec{m} \cdot \vec{m} = 0$ صفراً عند جميع النقاط

موجباً أو سالباً. ولذا فإن المتوسط الزمني لقيمتيه يساوي صفراً. ٢. قد يكون المصدران يشعان اشعاعات ذات تواترات مختلفة. وإذا كان المجالان مـ ومـ متوازيين في لحظة ما (أي كانت الموجتان متحدتي الطور) فإنهما سيكونان متعاكسي الاتجاه anti parallel في لحظة لاحقة (أي ان الموجتين ستكونان متعارضتين في الطور Out of Phase). ولا توجد هنالك أية علاقة طورية محددة تحكم الامواج المتباينة في تواترها، ولذا نجد مرة أخرى أن مـ. مـ له احتمال متساو لأن يكون موجباً أو سالباً، وبذلك يكون المتوسط الزمني له صفراً. ٣. قد يكون كل من المصدرين يشع سلسلة متتابعة من الامواج التي اطوارها النسبية عشوائية، (فالذرات على سبيل المثال يمكن أن تشع فوتونات متميزة وغير مترابطة). وحتى لو كانت الامواج ذات تواتر واحد، واستقطاب متماثل، فإن هذا التغير العشوائي في طورها يجعل المقدار مـ. مـ يساوي صفراً. ان معظم المصادر الشائعة للضوء مصادر لا متخالفة. ويبين الشكل ١٨ : ٩ (أ) بعض هذه المصادر الالامتحالفة.

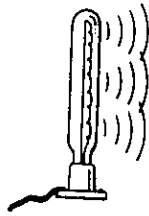
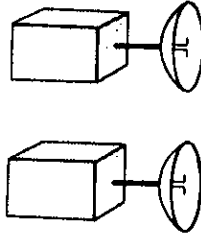
وحتى يكون المصدران متحالفين فلا بد من توفر شروط خاصة جداً لذلك. فالموجتان يجب ان يكون لهما تواتر واحد، واستقطاب نسبي ثابت، وطور نسبي ثابت. ويمكن تحقيق هذه الشروط على سبيل المثال بجعل هوائي الامواج الميكروية microwave يُسيران بهزاز واحد (الشكل ١٨ : ٩ ب). وتعتبر الاجزاء المختلفة من حزمة الليزر Laser الواحدة متخالفة أيضاً، بخلاف الاشعاع الصادر عن اجزاء مختلفة من فتيلة التنغستون. ومن المصادر المتخالفة الأخرى المثيرة الشقان اللذان يضاءان بمصدر ضوئي واحد. ومن ناحية كلاسيكية، يمكن تصور الاشعاع الصادر عن مصباح ضوئي عادي كأرتال موجية wave trains عديدة تختلف عن بعضها بعضاً في تواترها واستقطابها وطورها. ويبدو كل من هذه الأرتال لا متحالفاً عند النظر إليه مع الأرتال الأخرى. وعلى أية حال، فعندما يسقط رتل موجي على الشقين، فإنه يكون مجالين

شروط المصادر المتخالفة :
نفس التواتر، استقطاب نسبي
ثابت، وطور نسبي ثابت.

يعمل الشقان المضاءان بمصدر
واحد كأنهما مصدران متحالفاً

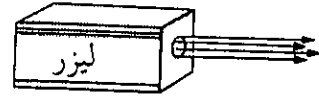
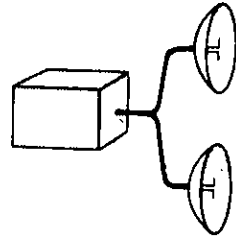
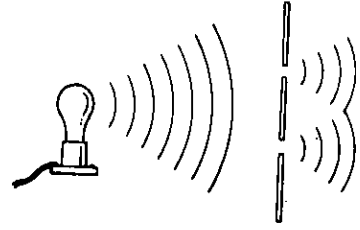
* يمكن الحصول على تفسير لتحالف (تماسك) حزمة الليزر في الجزء ٢٤ : ١٢ من المجلد الثالث.

مصادر لا متخالفة



(أ)

مصادر متخالفة



(ب)

الشكل ١٨ : ٩ (أ) أمثلة على مصادر لا متخالفة: مصباحان كهربائيان، وهوائيان للأموح الميكروية يُسيران بهزازين مختلفين، وأجزاء مختلفة من نفس الفتيلة في مصباح كهربائي. (ب) أمثلة على مصادر متخالفة: شقان مضاءان بمصدر واحد، وهوائيان يُسيران بهزاز واحد، وجزءان من حزمة ليزر واحدة. تواتر واحد،

كهرومغناطيسيين مهترزين عندهما ويكون الشقان متخالفيين ويعملان كمصدرين متخالفيين. ويمكننا القول إن الرتل الموجي الواحد متخالف مع نفسه. ولتبسيط التفكير في هذه الحالة يمكننا أن نتخيل أن الأرتال الموجية تصل إلى الشقين واحداً واحداً. ومن ثم فإن الشقين سوف يستمران في عملهما كمصدرين متخالفيين بالرغم من أنه لا توجد هنالك علاقة محددة بين رتل موجي وآخر.

ويشبهُ التفسيرُ الكوانتيُّ لهذه الظاهرةِ في مبدئه التفسيرَ الكلاسيكي تماماً، إلا أن تصوُّره أكثرُ صعوبة. لتتصور أنَّ الفوتوناتِ (بدلاً من الأرتالِ الموجية) تنطلقُ من المصباحِ الضوئيِّ واحداً واحداً. ومع أنَّ الفوتونَ «جسيمٌ» إلا أنه يملكُ أيضاً خصائصَ موجية. ويدلُّ سلوكُ الضوءِ بعيداً عن الشقين على أن الفوتونَ الواحدَ يجبُ أن يُضيءَ بالفعلِ كلا الشقين في وقتٍ واحد. وحتى لو جُعِلَ الضوءُ خافتاً بحيث يصلُ إلى الشقين فوتونٌ واحدٌ في الوقتِ الواحدِ، فإن الشقين يستمران في عملِهما كمصدرين متحالَفين.

ولتبين تأثير التحالفِ بشكلٍ أوضح، يمكننا أن نفرضَ أنَّ الأمواجَ الصادرةَ عن كلا المصدرين تتغيرُ تغيراً جيئياً sinusoidal. لنجعلَ المجالين الكهربائيين $\vec{M}_1$ و $\vec{M}_2$ عند النقطةِ هـ، اللذين يسهُمُ بهما المصدران (ارجع الى الشكل ١٨: ٨) كما يلي :-

$$\vec{M}_1 = \vec{M}_0 \cos(\omega t + \varphi_1) \dots\dots\dots (١٥: ١٨)$$

$$\vec{M}_2 = \vec{M}_0 \cos(\omega t + \varphi_2) \dots\dots\dots (١٦: ١٨)$$

وحتى تكون هاتان الموجتان متحالفتين، فيجبُ ان يكونَ تواترُهما واحداً. وقد يعتمدُ المتجهان $\vec{M}_1$ ، $\vec{M}_2$ على موضعِ النقطةِ هـ، إلا أنهما لا يعتمدان على الزمن. ويتطلبُ التحالفُ أن يكونَ فارقُ الطورِ بينهما ثابتاً:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \varphi \dots\dots\dots (١٧: ١٨)$$

لنعتبر الآن الحدودَ المختلفةَ في المعادلةِ ١٨ : ١٤ ؛ فبالنسبةِ إلى الحدين الأولين، فإن :

$$\text{شد} = \overline{M_2} = \frac{1}{T} \int_0^T M_2^2 dt \dots\dots\dots (١٨: ١٨)$$

$$\text{شد} = \overline{M_1} = \frac{1}{T} \int_0^T M_1^2 dt \dots\dots\dots (١٩: ١٨)$$

+ بالنسبةِ إلى التحالف، يكفي شرطُ أضعفُ نوعاً ما من هذا الشرط، وهو أن لا يعتمد المقدارُ $\overline{M_1}$ ، $\overline{M_2}$ على الزمن.

وهاتان الشدتان هما شدتنا المصدرين منفردين . ولايجاد حدّ التداخل ، نحتاج الى

حاصل ضرب المقداري للمتجهين $\vec{m}_1$ ، $\vec{m}_2$ ، وهو:

$$\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 = \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 \text{ جا } (\varphi + \omega) \text{ جا } (\varphi + \omega)$$

وبالاستعانة بمتطابقة مثلثاتية في الملحق ٦ ، يمكن كتابة هذا المقدار كما يلي :

$$\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 = \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 \left[\cos(\varphi + \omega) + \sin(\varphi + \omega) \right]$$

حيث φ هي الكمية المعرفة بالمعادلة ١٨ : ١٧ . وبما أن المتوسط الزمني للكمية جتا (٢)

$\omega + \varphi + \varphi$ يساوي صفرا ، فإن قيمة حدّ التداخل تكون :

حد التداخل للأمواج الجيبية

$$I = \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 \cos(\varphi + \omega) \quad (20:18)$$

وبوضع القيم المناسبة من المعادلات ١٨ : ١٨ - ٢٠ : ١٨ في المعادلة ١٨ : ١٤ ، فإن الشدة الكلية للموجتين المتحالفتين المترابكتين عند النقطة ه تكون :

تعتمد الشدة على الاستقطاب النسبي وعلى الطور النسبي

$$I = \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 + \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 \cos(\varphi + \omega) \quad (21:18)$$

ومن الممكن حتى في حالة الامواج المتحالفة ان يتلاشى حدّ التداخل . ولكن ، اذا كانت جتا $\varphi =$ صفراً عند نقطة ما ، فمن غير المتوقع أن يساوي هذا الحدّ صفراً عند نقطة أخرى ، ذلك أن فارق الطور يعتمد على موضع النقطة قيد الاعتبار (انظر ، على سبيل المثال ، المعادلة ١٨ : ٩ ، حيث يعتمد الطور على القيمة س .)

وقد نخصص هذه المسألة أكثر من ذي قبل ، فنفترض أن الموجتين لهما اتجاه استقطاب واحد . ومن ثمّ يمكن اختيار متجهي الاتساعين $\vec{m}_1$ و $\vec{m}_2$ ليكونا متوازيين ، بحيث أن : $\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 = \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2$. وعليه ، فإن الشدة الكلية تكون :

الاستقطابان متساويان

$$I = \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 + \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 \cos(\varphi + \omega) \quad (22:18)$$

وهذه النتيجة يمكن على سبيل المثال تطبيقها على الأمواج المائية في الشكل ١٨ : ٧ ،

أو على الأمواج الصوتية عند استبدال اتساعي الازاحتين أ، وأ، بالكميتين م_١ وم_٢. ونحصل على القيمة العظمى للجانب الأيسر من المعادلة ١٨ : ٢٢ عندما تكون جتا φ = ١ (أي عندما تكون الأمواج في طور واحد). أما القيمة الصغرى فنحصل عليها عندما تكون جتا φ = - ١ (أي والأمواج متعاكسة الطور تماماً). وهاتان القيمتان العظمى والصغرى هما:

$$\begin{aligned} \text{شدة (عظمى)} &= \frac{1}{4} (m_1 + m_2)^2 = \frac{1}{4} (\sqrt{V} + \sqrt{V})^2 \dots\dots\dots (١٨ : ٢٣) \\ \text{شدة (صغرى)} &= \frac{1}{4} (m_1 - m_2)^2 = \frac{1}{4} (\sqrt{V} - \sqrt{V})^2 \dots\dots\dots (١٨ : ٢٤) \end{aligned}$$

الاستقطابان متساويان و جتا φ = ± ١

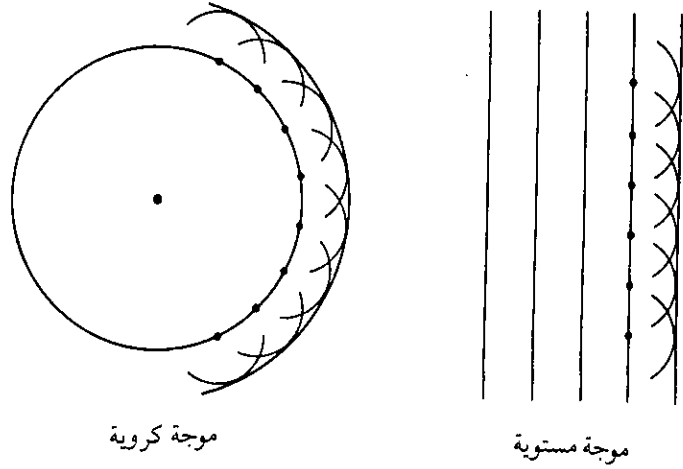
وفي الحالة الخاصة شد = شد، كما هي الحال عندما تكون النقطة هـ على بعدين متساويين تقريباً من المصدرين، فإن الشدة الصغرى تساوي صفراً، بينما تساوي الشدة العظمى المقدار ٤ شد.

وسنواصل مناقشة هذه المسألة في الجزء ١٨ : ١٠ حيث نُدخل فيه اعتماداً فارق الطور φ على موضع النقطة هـ.

* مبدأ هيجنز : Huygens's Principle

في القرن السابع عشر، وقبل فترة طويلة من إدراك المعنى الكامل لمبدأ التراكب في حالة الأمواج الكهرومغناطيسية، استخدم كريستيان هيجنز فكرة التراكب في وصف انتشار موجة واحدة. فأكد أن كل نقطة على جبهة الموجة المتقدمة يمكن اعتبارها كمصدر لموجة جديدة، وأن الموضع اللاحق لجبهة الموجة يتعين بتراكب جميع الموجبات الصغيرة. [ويقصد بجبهة الموجة خطاً أو منحنى ذو طور ثابت مثل قمة موجة مائية]. وهذه الفكرة التي تعرف الآن بمبدأ هيجنز يمكن أيضاً صياغتها على النحو التالي: تعمل النقاط الواقعة على خط طور ثابت كمصادر متحالفة لاستمرار انتشار الموجة. ويبيّن الشكل ١٨ : ١٠ كيف يمكن تطبيق هذا المبدأ ببساطة على انتشار موجة كروية وموجة مستوية. فمن الجبهة الموجية الواحدة يمكن إنشاء جبهة موجية أخرى، هي عبارة عن غلاف الموجبات التي قد انتشرت جميعها من نقاط الجبهة الموجية الأولى لمسافات متساوية.

صياغة لمبدأ هيجنز



الشكل ١٨ : ١٠ : تطبيق مبدأ هيجنز على جبهة موجية عريضة متقدمة : تدلُّ النقاطُ على مصادر المويجات الجديدة الواقعة على سطح ثابت الطور.

مبدأ هيجنز مبدأ تقريبي

مع ان مبدأ هيجنز تقريبي الا أنه يعطي نتائج دقيقة لكثير من الظواهر الموجية

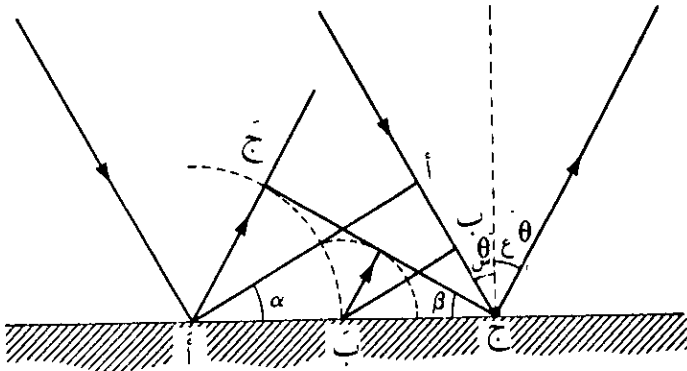
ويعتبر مبدأ هيجنز مبدأً تقريبياً، ولا يصحُّ تطبيقه من غير تروُّ في جميع الحالات. فمن ناحية، وحتى يتوافق هذا المبدأ في نتائجه مع نتائج طرق معالجة تراكب الأمواج الأكثر دقة وصعوبة، فلا بد من إهمال انتشار الموجة المنتشرة في الاتجاه الخلفي في جميع الحالات إلا في حالة السطوح العاكسة. ومع ذلك فهذا المبدأ مفيد ودقيق في التعامل مع مختلف أنواع الظواهر الموجية من مثل : ١. اتجاه انتشار جبهة موجية عريضة تجاهها في طريقها سطوحاً عاكسة أو كاسرة. ٢. شدة أنماط التداخل والحيود الحادثة ضمن مدى محدود من الزوايا. ٣. مواضع النهايات العظمى والصغرى الناتجة عن التداخل.

ويعنى الاستخدام الأول لهذا المبدأ الذي نتاوله في الجزأين ١٨ : ٤ ، ١٨ : ٦ بالانعكاس والانكسار. أما الاستخدام الثاني له فسيتم تناوله في الجزء ١٨ : ١٠ في حين نتناول الاستخدام الثالث في الجزء ١٨ : ١١.

١٨ : ٤ الانعكاس : Reflection

عندما نقذف بكرة تنس الطاولة الى الحائط فانها «تنعكس» عنه . وإذا كانت الكرة لا تدور على نفسها في حركة مغزلية فانها تخضع بشكل تقريبي لقانون الانعكاس : زاوية

السقوط تساوي زاوية الانعكاس. وتخضع الجبهة الموجية الضوئية العريضة التي تسقط على مرآة مستوية تماماً لهذا القانون، إلا أن آلية انعكاسها أعقد بكثير من آلية انعكاس كرة التنس. فالأمواج الضوئية، أو الفوتونات، لا ترتد ببساطة عن السطح العاكس، بل إنها تَمْتَصُّ أولاً ثم تَبْتَعُثُ من جديد. وفضلاً عن ذلك فإنها تعاني نقصاناً في شدتها، وتغيراً في الطور مقداره π ، كما أنها تكون مستقطبة جزئياً. وعلى أية حال، فهذه التفاصيل لا تعيننا الآن، وكل ما نطمح إليه هنا أن نفهم قانون الانعكاس بدلالة مبدأ هيجنز للموجات المتراكبة. وبعيننا الرسم في الشكل ١٨: ١١ على تحقيق غرضنا هذا. لنصور جبهة موجية في وضعها الابتدائي أ أ، ثم في وضعها ب ب بعد زمن لاحق، ثم في الوضع ج ج بعد زمن لاحق مساوٍ للزمن السابق. وعندما تصل كل نقطة على الجبهة الموجية هذه إلى السطح العاكس، فإنها تولد موجة جديدة تنتشر إلى الخلف بعيداً عن السطح العاكس.



الشكل ١٨: ١١: انعكاس موجة: يشار إلى زاويتي السقوط والانعكاس المتساويتين بالزاويتين θ و ϵ .

وفي خلال الزمن الذي استغرقته الجبهة الموجية الساقطة حتى انتقلت من أ إلى ج، تكون الموجة المبتدئة عند النقطة أ قد انتشرت مسافة نصف القطر أ ج الذي يساوي المسافة أ ج. بينما تكون الموجة التي تبدأ عند النقطة ب في زمن لاحق قد انتشرت في الاتجاه الخلفي مسافة نصف هذه المسافة. وتحدد المنحنيات المتقطعة هاتين الموجتين في اللحظة التي تصل عندها الجبهة الموجية الساقطة إلى النقطة ج. وفي تلك اللحظة لا تكون الموجة الصادرة عن ج قد تحركت بعد، ولذا يشار إليها بنقطة

سوداء عند ج. وعليه، فإن الجبهة الموجية المنعكسة تكون الخط ج ج الذي يمس الدائرتين والنقطة السوداء ج. وتمثل الحقيقة الفيزيائية الأساسية التي يقوم عليها اثبات أن زاوية الانعكاس θ تساوي زاوية السقوط θ في أن سرعة الموجة المنعكسة تساوي سرعة الموجة الساقطة. وهذا يعني أن المسافتين أ ج وأ ج متساويتان. وعليه، فإن المثلثين القائم الزاوية أ ج ج وأ ج ج، متطابقان والزاويتين α و β متساويتان. ولأن $\alpha = \theta$ ، $\beta = \theta$ فإنه يتبع من ذلك أن:

$$\theta = \theta \quad (18: 25) \dots \dots \dots \theta = \theta$$

يفسر مبدأ هيجنز قانون
الانعكاس

وبعد أن قدّم هيجنز هذا الاثبات واثباتات أخرى مماثلة، فلم يبق هنالك أي عائق نظري أمام قبول الأمواج الضوئية. فقد بين هيجنز أن الأمواج، مثلها في ذلك مثل الجسيمات تماماً، يمكن استخدامها في تفسير خواص الضوء المعروفة في ذلك الوقت. أما الاختبارات الحاسمة للنظرية الموجية فقد جاءت متأخرة عن ذلك بعد أكثر من قرن.

١٨ : ٥ : المرايا : Mirrors

عندما يكون عرض حزمة ضوئية أكبر بكثير من الطول الموجي للضوء، وعندما تكون أبعاد الحواجز والثقوب التي تعترض طريق الحزمة الضوئية كبيرة أيضاً بالمقارنة مع الطول الموجي، فإن بعض المظاهر الموجية للضوء - ومن أبرزها الحيود - تصبح غير هامة نسبياً. فعندها تتبع الأشعة الضوئية التي هي عبارة عن خطوط ترسم عمودياً على السطوح ذات الاطوار الثابتة، وإلى درجة مقبولة من التقريب، مسارات شبيهة بمسارات الجسيمات، فتتحرك في خطوط مستقيمة الا عند انعكاسها أو انكسارها. ويطلق على دراسة الضوء ووصفه باعتبار انتشاره في خطوط مستقيمة اسم «البصريات الهندسية» أو «البصريات الشعاعية». وهذه الفكرة يمكن توضيحها ببساطة بمرآة مستوية.

تقريب البصريات الهندسية

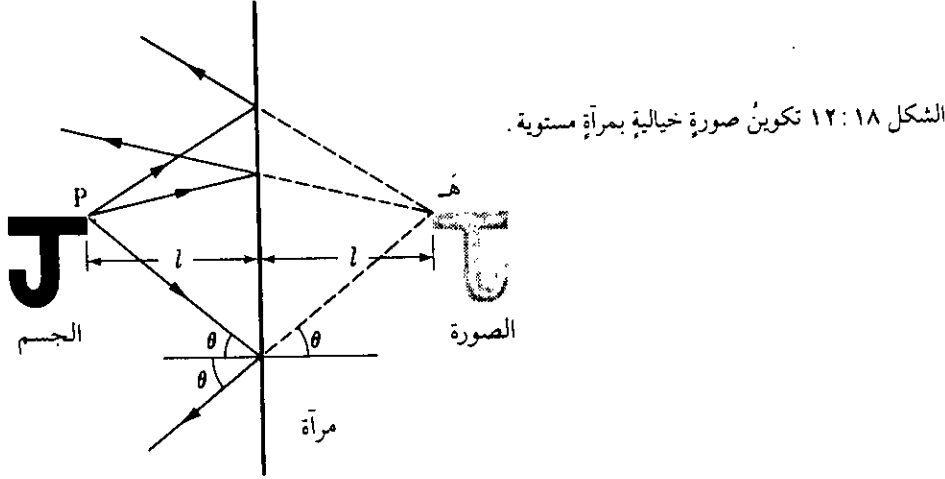
يمكن النظر إلى الضوء القادم من نقطة مثل هـ في جسم ما على أنه ضوء يتفرق من تلك النقطة في شكل أشعة (الشكل ١٨ : ١٢). وإذا وضع الجسم أمام مرآة، فإن

الشعاع الساقط على المرآة بزاوية θ ينعكس عنها بزاوية θ أيضاً. وبالنسبة إلى مشاهد ينظر إلى الضوء المنعكس يبدو الضوء المنعكس وكأنه آتٍ من خلف المرآة. وفي حالة مرآة مستوية، كما يبين ذلك الشكل ١٨ : ١٢، تبدو جميع الأشعة المنعكسة التي مصدرها النقطة هـ وكأنها تصدر عن النقطة هـ. ويقع المصدر وصورته هـ على خط عمودي على المرآة وعلى بعدين متساويين عن سطحها. وعليه، تتكون للجسم بكامله صورة معكوسة خلف المرآة كما يبين ذلك الشكل *. وكما يعرف ذلك كل شخص من خبرته العملية، فإن الصورة المتكونة يكون لها نفس حجم الجسم.

عمل المرآة المستوية : الصورة
الخيالية غير مكبرة

ومن بين الاستعمالات المثيرة للمرايا المستوية ما يسمى بعاكس القرنية أو العاكس الزاوي corner reflector ، إذ تعمل مرايا ثلاث مستوية ومتعامدة مع بعضها

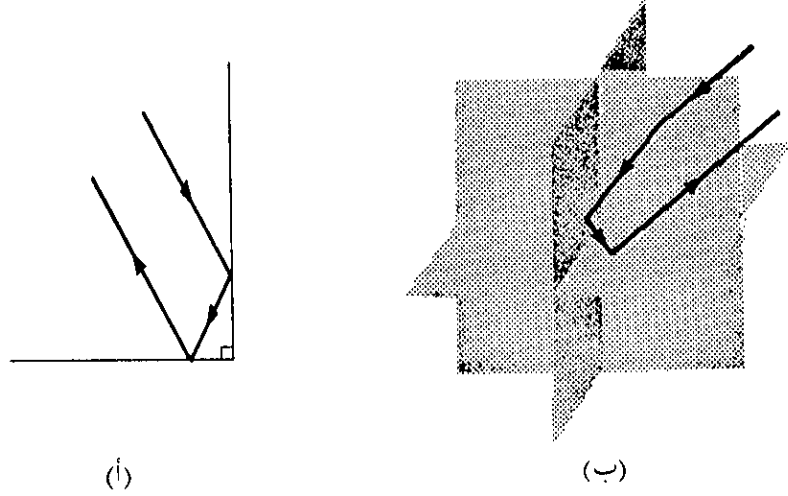
العاكسات القرنية



بعضاً على عكس الضوء في الاتجاه الذي أتى منه، بغض النظر عن زاوية سقوطه على المرايا. ويوضح الشكل ١٨ : ١٣ (أ) مبدأ هذا العاكس في بعدين، أما الشكل ١٨ : ١٣ ب فيبين تصميمًا ثلاثي الأبعاد يرُد الضوء الساقط عليه، مهما كان اتجاهه، في نفس اتجاهه. وعند وضع هذا العاكس في مدار حول الأرض فإنه يرُد أمواج الرادار الساقطة عليه إلى مصدرها بشدة تفوق كثيراً ما يمكن الحصول عليه من كرة أو جسم غير منظم الشكل، ولذا يُستَخدم هذا العاكس أمر تعيين موضعه بدقة في أثناء دورانه

* يبرز هنا سؤال على جانب من التحدي والاثارة، وهو: لماذا تكون صورتك في المرآة معكوسة من اليسار إلى اليمين وليس من الأعلى إلى الأسفل؟

حول الأرض . وفي عام ١٩٦٩ خُلف أولُ رجلي فضاءٍ هبطاً على القمرِ وزاءَهُما مجموعةً من عاكساتِ القرنةِ الصغيرةِ المرتبةِ في هيئةٍ مستطيلٍ والمصممةِ لعكسِ ضوءِ الليزرِاتِ الى الأرضِ[†] . وتجدرُ الإشارةُ هنا الى ان حُزَمَ الليزرِ النابضِ تؤدي نفسَ الغايةِ التي تؤديها امواجُ الرادارِ في تعيينِ المسافةِ بين القمرِ والارضِ بدقةٍ ومعرفةٍ كيفيةِ تغييرِها مع الزمنِ .



الشكل ١٨ : ١٣ : العاكساتُ القرنية : (أ) مبسطة في بعدين و(ب) في ثلاثة أبعاد . لاحظ أنَّ الاشعةَ الساقطةَ والمنعكسةَ تكونُ متوازية .

※ المرايا المقعرة : Concave Mirrors

اذا كانت المرآة المقعرة في شكلٍ مُجَسِّمِ القطعِ المكافئِ ، فانها تَجْمَعُ الحزمةَ المتوازيةَ من الضوءِ في بؤرة [الشكل ١٨ : ١٤ (أ)] . وعلى عكسِ ذلك ، تحوّلُ المرآةُ المقعرةُ الضوءَ الصادرَ عن مصدرٍ موضوعٍ عندَ نقطةِ البؤرةِ ب الى حزمةٍ متوازية . وتُسْتَعْمَلُ مرايا القطعِ الكافئِ هذه في المناظيرِ الفلكيةِ (التلسكوبات) العاكسةِ ، وفي المصابيحِ الكاشفةِ . وتعملُ المرآةُ المقعرةُ التي هي عبارةٌ عن مقطعٍ صغيرٍ من كرة [الشكل ١٨ : ١٤ (ب)] بنفسِ الطريقةِ تقريباً . لنأخذُ شعاعاً ساقطاً م ه موازياً لمحورِ المرآةِ يعملُ زاويةً θ مع الخطِّ النَّصْفِطَرِيِّ ت ه المرسومِ من مركزِ تكويرِ المرآةِ ت .

[†] انظر : James E. Faller and E. J. Wampler "The lunar Laser Reflector", *Scientific American*, March, 1970.

إنَّ الشعاعَ المنعكسَ هـ ب يعملُ الزاويةَ θ نفسها مع الخطِّ النصفقطريِّ. ولذا، يكونُ المثلثُ ت ب هـ متساوي الساقين: يرتبطُ فيه كلُّ من الساقين ي بالقاعدة نق بالعلاقة التالية: ي = $\frac{1}{\rho}$ نق قا θ . وتساوي المسافة ب من المرآة الى النقطة ب، والمسماة بالبعد البؤريَّ المسافة نق - ي:

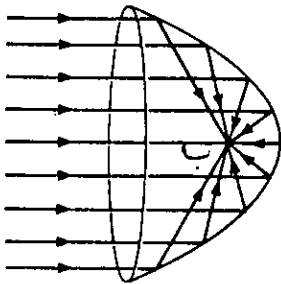
$$\text{ب} = \text{نق} (1 - \frac{1}{\rho} \text{قا } \theta) \dots\dots\dots (18: 26)$$

وعند أخذِ الزوايا الصغيرة (بالمقارنة بالزاوية النصفقطرية)، فإنَّ قا θ يساوي ١ تقريباً. ولذا يكونُ:

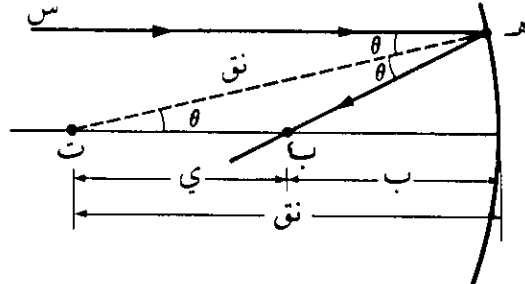
البعد البؤري لمرآة كروية

$$\text{ب} = \frac{1}{\rho} \text{نق} \dots\dots\dots (18: 27)$$

وهذه المسافة ب لا تعتمدُ على θ . ويعني ذلك أنَّ جميعَ الأشعةِ الموازية للمحور تمرُّ تقريباً بعد انعكاسها في نفس النقطة ب. وتؤدي هذه الخاصية، كما يمكنُ توضيحُه الآن، الى قانونٍ بسيطٍ يتعلقُ بقوة تكبير أو تصغير المرآة.



(أ)



(ب)

الشكل ١٨: ١٤: (أ) مرآة قطع مكافئ، تُجمَعُ الأشعةُ المتوازية من الضوء في بؤرة. (ب) مرآة مقعرة عبارة عن مقطع صغير من كرة تجمَعُ الأشعةَ المتوازية تقريباً في بؤرة.

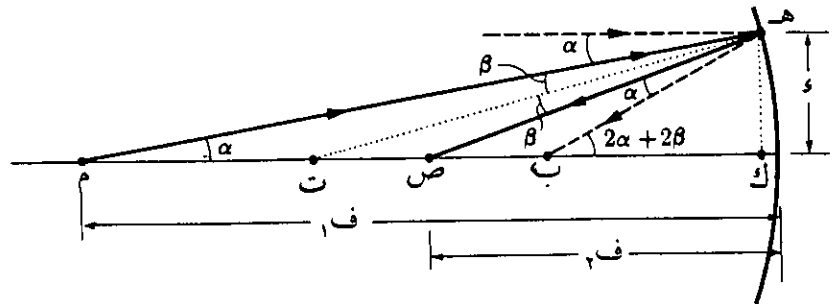
وعند وضعِ مصدرٍ نقطيٍّ م على محورِ المرآة، فإنَّ الشعاعَ الصادرَ عن م والذي يعملُ زاويةً α مع المحور ينعكسُ عند النقطة هـ ويقطعُ المحورَ ثانيةً عند ص (الشكل ١٨: ١٥). لنجعل المسافة من المرآة الى المصدر م تساوي ف، والمسافة من المرآة الى الصورة ص تساوي ف، وكلاً من زاوية السقوط والانعكاس عند هـ تساوي β . ويبينُ الخطُّ المتقطعُ في الشكل مسارَ شعاعٍ موازٍ للمحور: زاوية سقوطه $\beta + \alpha$. وإذا

سمي بعد النقطة هـ عن محور المرآة د، فانه يكون لدينا العلاقات التالية التي تصح بشكل تقريبي للزاويا الصغيرة فقط:

$$\text{ظا } \frac{د}{ف_1} \cong \alpha \cong \alpha \quad \dots\dots\dots (٢٨ : ١٨)$$

$$\text{ظا } \frac{د}{ف_2} \cong \beta + \alpha \cong (\beta + \alpha) \quad \dots\dots\dots (٢٩ : ١٨)$$

$$\text{ظا } \frac{د}{ف_3} \cong \beta + \alpha + \alpha \cong (\beta + 2\alpha) \quad \dots\dots\dots (٣٠ : ١٨)$$



الشكل ١٨ : ١٥ : المصدر م على بعد ف_١ من مرآة كروية مقعرة يتكوّن له صورة حقيقية ص على بعد ف_٢ من المرآة. وثمة علاقة بسيطة صحيحة بين ف_١، ف_٢، وب (المعادلة ١٨ : ٣١) اذا كانت الزاويتان α و β أقل بكثير من زاوية نصف قطرية واحدة.

وهذه العلاقات يمكنُ الحصول عليها من خواصّ المثلثات القائمة الزاوية: م ك هـ، ص ك هـ، و ب ك هـ. وبجمع المعادلتين ١٨ : ٢٨ و ١٨ : ٢٩، فانه يمكنُ الحصول على نفس المجموعة ($\beta + \alpha + \alpha$) التي تظهر في المعادلة ١٨ : ٣٠. ويعطينا الجمع ما يلي: $\frac{د}{ف_1} + \frac{د}{ف_2} = \frac{د}{ف_3}$. وبحذف العامل نحصل على:

$$\frac{1}{ف_1} + \frac{1}{ف_2} = \frac{1}{ف_3} \quad \dots\dots\dots (٣١ : ١٨)$$

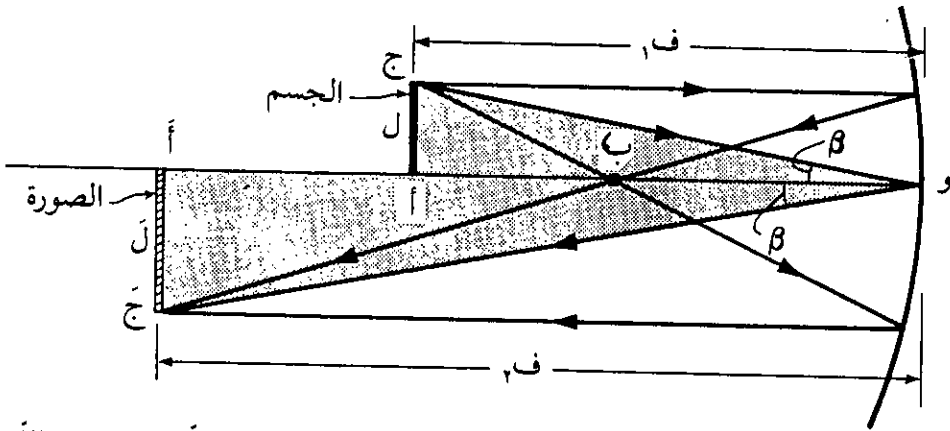
ونكتب هذه الصيغة كمساواة تامة، ولكن يجب علينا ان نتذكر أنّ هذه الصيغة تصح بشكل تقريبي للزاويا الصغيرة. ويعني خلو هذه المعادلة من د أنّ النقطة هـ نقطة اعتباطية. وتمرّ جميع الاشعة المنعكسة الصادرة عن م في ص، ويسمى هذا الالتقاء للاشعة عند ص بصورة حقيقية، وهي صورة يجب تفريقها عن الصورة الخيالية كالمبينة

يرتبط
بعدا الجسم والصورة عن المرآة
ببعدها البؤري

في الشكل ١٨: ١٢.

ويبين الشكل ١٨: ١٦ رسماً هندسياً لايجاد صورة جسم ممتد أ ج عبارة عن انبوب طوله ل، موضوع عمودياً على محور المرأة على مسافة ف_١ من المرأة. ووفق الشرح السابق، يتكون لطرف الانبوب على المحور (أ) صورة أ على المحور أيضاً وعلى مسافة ف_٢ من المرأة، بحيث ترتبط المسافتان ف_١ وف_٢ بالمعادلة ١٨: ٣١. ويترك كمسألة للقارئ بيان أن الصورة ج للنقطة ج تبعد أيضاً مسافة ف_٢ عن المرأة، بحيث تكون الصورة الكلية أ ج عمودية على المحور. وبافتراض صحة هذه النتيجة، نلاحظ أن المثلثين أ ب ك، أ ب ك يكونان متشابهين. ولذا، فإن:

(३२:१८) $\frac{c}{c} = \frac{c}{c}$



الشكل ١٨ : ١٦ : تكوين صورة حقيقية بمرآة كروية مقعرة. ولأن المثلثين الممثلين متشابهان، فإن التكبير $\frac{f_2}{f_1}$ يساوي $\frac{2}{1}$.

وتساوي النسبة بين حجم الصورة وحجم المصدر النسبة بين بعد الصورة وبعد المصدر
عن المرأة. وهذه النسبة هي التكبير تك :

$$\frac{f_2}{f_1} = \text{تك}$$

ويمكن التعبير عن التكبير تك بشكل افيد بدلالة ف، وب. ويمكننا كتابة المعادلة

(٣١: ١٨) على النحو التالي :

$$(٣١: ١٨) \dots\dots\dots \frac{f_1}{b} = \frac{f_1}{f_2} + 1$$

وبحل هذه المعادلة من أجل النسبة $\frac{f_2}{f_1}$ ، ويوضع الحل في المعادلة (٣٣: ١٨) نحصل على :

$$(٣٤: ١٨) \dots\dots\dots \frac{1}{\frac{f_1}{b} - 1} = \text{تك}$$

التكبير لمرآة مقعرة

وعندما تكون $f_1 = 2$ ب فانه لا يوجد هناك تكبير (تك = ١). وعندما تكون f_1 أكبر من ٢ ب فاننا نحصل على تصغير (تك > ١). أما في حالة كون f_1 أقل من ٢ ف وأكبر من ب (الحالة الموضحة في الشكل ١٨: ١٦)، فاننا نحصل على تكبير (تك < ١). وأما في حالة كون f_1 أقل من ب، فإن المعادلة ٣٤: ١٨ تعطي قيمة سالبة للتكبير تك. ويترك تفسير هذه الحالة المثيرة للمسائل.

* المرايا المحدبة : Convex Mirrors

تشبه المناقشة الكمية للمرآة المحدبة الى حد بعيد جداً المناقشة السابقة للمرآة المقعرة. وعند أخذ الزوايا الصغيرة، يكون للمرآة المحدبة كما يبين ذلك الشكل ١٨: ١٧ (أ) نقطة بؤرية ب تبدو الاشعة المتوازية المنعكسة انها تتفرق عنها. ويرتبط البعد البؤري ونصف قطر التكور ايضاً بالمعادلة ١٨: ٢٧. أما صورة الجسم الموضوع أمام المرآة المحدبة فتكون دائماً خيالية ومصغرة [الشكل ١٨: ١٧ (ب)]. وترتبط مسافة الجسم f_1 ، ومسافة الصورة f_2 بالمعادلة :

$$(٣٥: ١٨) \dots\dots\dots \frac{1}{b} = \frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2}$$

ويعطى التصغير تك بالمعادلة :

$$\text{تك} = \frac{f_2}{f_1} = \frac{1}{\frac{1}{1 + \left(\frac{f_1}{b}\right)}}$$

معادلتا المرآة المحدبة

وتشبه المعادلتان ٣٥: ١٨ و ٣٦: ١٨ في الظاهر المعادلتين ٣١: ١٨ و ٣٤: ١٨،
الا أنهما لا تتطابقان معهما تماماً. ولاظهار الوحدة التي تنطوي عليها هذه المعادلات
فمن الممكن تغييرها بشكلٍ يمكن من لقاء الضوء عليها. لنفترض أننا عرفنا البعد
البؤري ب بحيث يكون سالباً للمراة المحدبة و عرفنا المسافة ف، والتكبير تك بحيث
يكونان سالبين للصورة الخيالية. فهذه التغيرات تعكس إشارة الحدين في المعادلة
٣٥: ١٨، معطيةً بذلك:

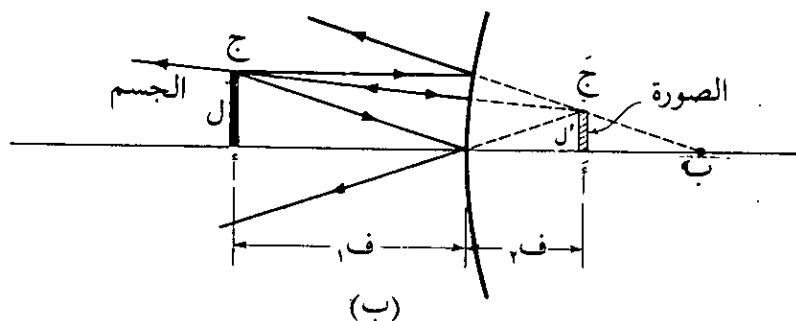
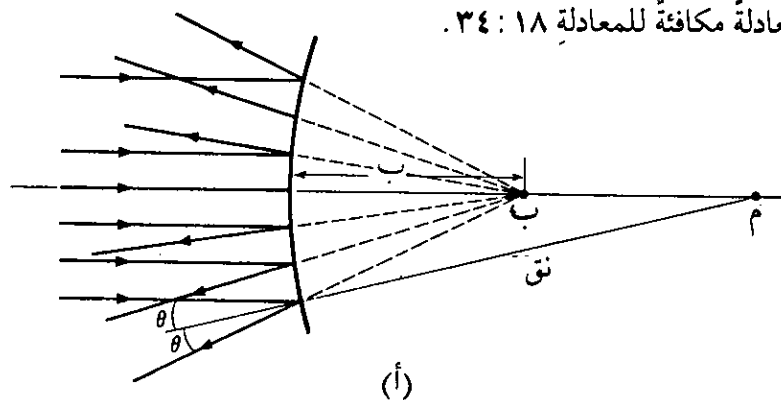
$$(٣٧: ١٨) \dots\dots\dots \frac{1}{ب} - = \frac{1}{ف} - \frac{1}{تک} -$$

وهي معادلة مكافئة للمعادلة ٣١: ١٨. كما تعكس في المعادلة ٣٦: ١٨ أيضاً إشارة
النسبة ف/ب وإشارة تك، معطيةً بذلك ما يلي:

$$(٣٨: ١٨) \dots\dots\dots \frac{1}{تک} = \frac{1}{١ + \left(\frac{ف}{ب}\right) -}$$

عند تبني اصطلاحات إشارات
مناسبة، تبدو معادلات المرايا
المقعرة والمحدبة متماثلة

وهي معادلة مكافئة للمعادلة ٣٤: ١٨.



الشكل ١٨: ١٧: تكوين صورة خيالية بمراة كروية محدبة. التصغير $\frac{ل}{ب}$ يساوي $\frac{ف}{ب}$.

ومن بين التطبيقات الشائعة للمرايا الكروية، مرآة الحلاقة المقعرة التي تستخدم للتكبير، ومرآة السائق المحدبة التي تستخدم للحصول على منظر أشمل للمؤخرة، رغم كونه مصغراً.

مثال: مرآة كروية مقعرة مستعملة في مقراب (تلسكوب Telescope)، قطرها ١٥ سم ونصف قطر تكورها ١ م. جد مقدار انتشار صورة نجم ما على محور المرآة؟ اعتبر أشعة موازية للمحور تسقط على المرآة. ان الأشعة القريبة جداً من المحور تُحرف فتقطع المحور في نقطة تبعد عن المرآة مسافة ب. $\frac{1}{p} = \frac{1}{q} + \frac{1}{f}$ نق. أما الأشعة الساقطة على حافة المرآة [انظر الشكل ١٨: ١٤ (ب) والمعادلة ١٨: ٤٦] فتقطع المحور بعد انعكاسها في نقطة تبعد عن المرآة مسافة ب = نق (١ - $\frac{1}{p}$ قا θ). ولذا، يكون مقدار انتشار الصورة على المحور:

$$\Delta b = b - b = \frac{1}{p} \text{ نق (قا } \theta - 1)$$

وعندما تكون θ صغيرة، فانه يمكن تقريب قا θ بشكل مفيد كما يلي:

$$\frac{1}{p} + 1 \approx \frac{1}{\frac{1}{p} - 1} \approx \frac{1}{\theta} \text{ جتا } \theta$$

وبوضع هذه القيمة في المعادلة ١٨: ٣٩ نحصل على:

$$\Delta b = \frac{1}{p} \text{ نق } \theta$$

وفي هذا المثال، نق = ١ م، و $\theta \approx \frac{7.5 \text{ سم}}{100 \text{ سم}} = 0.075$ زاوية نصف قطرية، ولذا

$$\Delta b \approx \frac{1}{p} \times 1 \times (0.075) =$$

$$= 0.075 \times 1 =$$

$$= 0.075 \text{ ملم.}$$

وعلينا أن نشير هنا الى ان استعمال مرآة القطع المكافئ يلغي هذا الانتشار الصغير للصورة.



١٨ : ٦ الانكسار Refraction

يحدث الانكسار، وهو انحراف موجة مارة في وسط ما الى وسط آخر، نتيجة للفارق في سرعة الموجة في الوسطين. أما لماذا يُبطأ الضوء عند مروره من الهواء الى الزجاج فمسألة غير سهلة على أية حال. فسرعة الضوء في الزجاج هي ثابت كوني كما هو الحال في الهواء أو الخلاء التام. إلا أن الضوء عندما يشق طريقه خلال الزجاج يُمتص ويُعاد ابتعائه باستمرار. وعند التفكير في ذلك بلغة الفوتونات، فاننا نستطيع أن نتصور عملية يتعاقب فيها انتقال الضوء بالسرعة الثابتة c وتوقفه كلية عن الانتقال. وهذا التقدم عبر الزجاج في شكل حركة يعقبها توقف ثم حركة ثم توقف وهلم جرا ينتج عنه متوسط سرعة للضوء أقل من الثابت c . ويتحرك الضوء بأسرع ما يمكن في الخلاء التام، أما في الأوساط المادية، فإن متوسط سرعته يقل عن ذلك. فمثلاً يبلغ متوسط سرعة الضوء في الهواء عند كثافته الاعتيادية مقداراً يقل عن c بـ 0.03% تقريباً. وقد يصل متوسط السرعة في الزجاج تقريباً إلى أقل من 30% من c . وتسمى النسبة بين c وسرعة الضوء في وسط ما والتي يرمز لها بالرمز n بمعامل انكسار الوسط : index of refraction

تعريف معامل الانكسار

$$n = \frac{c}{\text{سر}} \quad (١٨ : ٣٠)$$

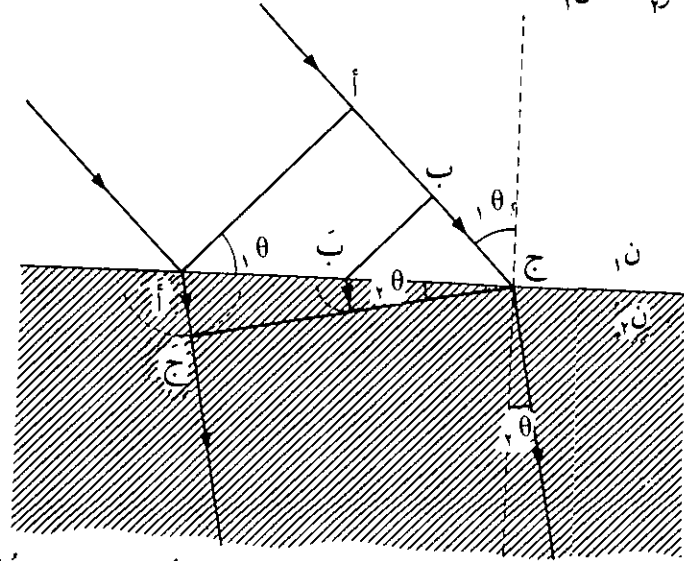
وكما يظهر بوضوح فإن معامل الانكسار كمية لا بعد لها، وهو في المادة أكبر من ١. وقد فسر هيجنز الانكسار بمثل ما فسر به الانعكاس، أي من خلال اعتبار موجات تصدر عن السطح الفاصل بين الوسطين*. وما تزال طريقة الرسم الهندسي التي استخدمها طريقة حسنة للحصول على فهم لخاصية الانكسار الموجية. لنأخذ، ثانية، جبهة موجية مستوية تقترب من السطح المستوي الفاصل بين وسطين: معاملاً انكسارهما n_1 و n_2 (الشكل ١٨ : ١٨). ولنفترض، بداعي السهولة، ان الموجة تنتقل ببطء أكثر في الوسط السفلي ($n_2 < n_1$). ففي اللحظة التي تصل فيها الجبهة الموجية الى الخط أ أ، تبدأ موجة بالانتشار من أ في الوسط السفلي وبسرعة أقل من سرعة

* انظر: Christian Hygens, *Trestise On Light* (Chicago, Ill.: University of Chicago press, 1945).

الموجة الساقطة. وبينما تتقدمُ جبهةُ الموجة الساقطة من أ إلى ج، تكونُ الموجةُ التي صدرت عن أ قد انتشرت مسافةً أقلَّ مقدارها أ ج. وتساوي النسبةُ بين هاتين المسافتين

النسبةُ بين السرعتين:

$$\frac{أ ج}{أ ج} = \frac{سر_1}{سر_2} = \frac{ن_2}{ن_1} \dots (٤١:١٨)$$



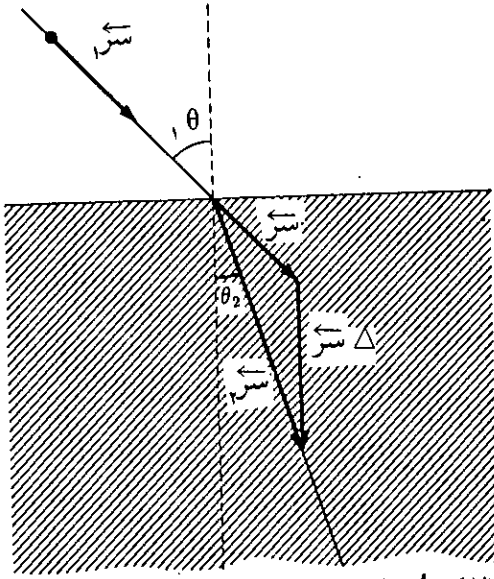
الشكل ١٨:١٨: انكسار موجة: θ_1 هي زاوية السقوط و θ_2 هي زاوية الانكسار. السرعة أقل في الوسط السفلي ($n_2 < n_1$).

ويعني ذلك أنَّ الجبهة الموجية الجديدة في الوسط السفلي الممتدة من ج إلى ج تكون قد حرفت. (ويترك للقارئ تبين أنَّ الموجة الصادرة عن نقطة المنتصف ب قد تقدمت بشكلٍ يكفي لمس الخط ج ج). وإذا كانت θ_1 هي زاوية السقوط، فإنها أيضاً، كما يبين ذلك الشكل ١٨:١٨، الزاوية أ ج. كذلك فإن زاوية الانكسار θ_2 هي أيضاً الزاوية ج ج أ. ويكون جيا هاتين الزاويتين كما يلي:

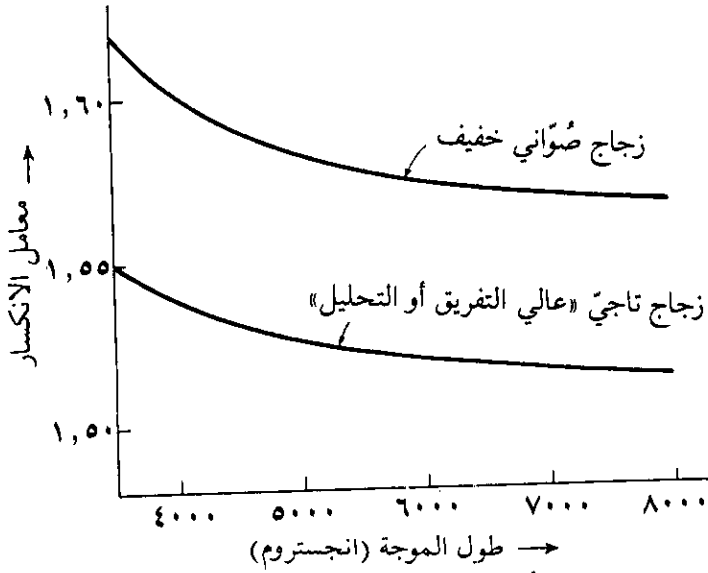
$$\frac{أ ج}{ج أ} = \sin \theta_1, \quad \frac{أ ج}{ج أ} = \sin \theta_2$$

وبأخذ النسبة بين هذين الجيبين نحصلُ على:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{أ ج}{ج أ}$$



الشكل ١٨:١٩: الانكسار وفق النظرية الجسيمية للضوء. يتحرك الجسم بسرعة أكبر في الوسط السفلي.



الشكل ١٨:٢٠: معامل الانكسار بدلالة الطول الموجي لنوعين من الزجاج.

وتساوي النسبة على الجانب الأيسر، وفق المعادلة ١٨:٤١، النسبة بين معاملي الانكسار، ولذا فإن:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \quad \dots \dots \dots (١٨:٤٢)$$

وقد اكتشف ولبورن سنل Snell في مطلع القرن السابع عشر عن طريق التجربة قانون الجيوب هذا للانكسار. ويشار الى هذا القانون في الوقت الحاضر بقانون سنل. ومع ان سنل اكتشف ان النسبة بين الجيبين ثابتة لأي وسطين كالهواء والزجاج مثلاً إلا أنه لم يدرك على الأرجح الأهمية الفيزيائية لهذا الثابت من حيث انه نسبة بين سرعتين.

ولكي نُسهّل على أنفسنا نوعاً ما تذكر قانون سنل، فمن المناسب ان نكتبه على النحو التالي:

قانون سنل للانكسار

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (18: 43)$$

وكما يدل على ذلك تماثل هذه المعادلة، فإن القانون ينبغي أن يظل قانوناً صحيحاً عند عكس اتجاه انتشار الأشعة. ومن السهل أن نثبت، بالاستعانة بالشكل ١٨: ١٨، أن الموجة المنتشرة الى أعلى، بزاوية سقوط θ_2 وزاوية انكسار θ_1 ، هي موجة تخضع للمعادلة ١٨: ٤٣.

تنبأ النظريتان الموجية والجسمية
تنبؤين متعارضين لسرعة الضوء
عند مروره من الهواء إلى وسط
اكتف

وبمقتضى النظرية الجسمية للضوء التي تبناها ديكارت والتي استقصاها نيوتن، فإن الانكسار يُفسّر عن طريق الزيادة الحاصلة في سرعة الضوء عند مروره من الهواء الى وسط اكدف. ويوضح الشكل ١٨: ١٩ هذا التصور البديل للانكسار. فجسيم الضوء الذي يدخل الى الزجاج من الهواء يُفترض أن يجذبه سطح الزجاج، فيعطيه بذلك دفعا صوب داخل الزجاج فينحرف الى مسار يقترب من العمود المقام على السطح. ولذا كانت الحاجة ماسة، حتى قبل نهاية القرن السابع عشر، الى اختبار حاسم للفصل بين النظرية الموجية والنظرية الجسمية للضوء. فهل ينتقل الضوء في الوسط الكثيف بسرعة أكبر أو أصغر من سرعته في الهواء؟ وظلت الاجابة عن هذا السؤال فوق قدرة الفيزيائيين التجريبيين لأكثر من مئة وخمسين سنة، حتى نجح أخيراً جان ليون فوكو Foucault في عام ١٨٥٠ في قياس سرعة الضوء في الماء، ووجد انها أقل من سرعة الضوء في الهواء.

ن (ماء)	λ (أ)
عند ٢٠°	
١,٣٤٣٨	٣٩٦٨
١,٣٤٠٧	٤٣٤٠
١,٣٣٧٥	٤٨٦١
١,٣٣٣٣	٥٨٩٣
١,٣٣١٥	٦٥٦٣

تحليل الضوء: ن تعتمد على λ

ويبلغ معامل انكسار الهواء عند كثافته المعيارية ١,٠٠٠٢٩، ويبلغ معامل انكسار الماء ١,٣٣. أما معاملات انكسار الانواع المختلفة من الزجاج فتقع بين ١,٤ و ١,٨. وبالإضافة الى تغييرها من مادة الى أخرى، فإن سرعة الضوء في المادة في المتوسط تتغير تغيراً طفيفاً مع الطول الموجي للضوء. ويقدم الشكل ١٨: ٢٠ رسماً بيانياً لمعامل الانكسار بدلالة الطول الموجي لنوعين من الزجاج. فكلما زاد معامل الانكسار، زاد الانكسار. ولذا، فعند دخوله الى الزجاج بزاوية ما، فإن الضوء الأزرق (ذا الطول الموجي الأقصر) ينحرف أكثر من الضوء الأحمر (ذي الطول الموجي الأكبر). ويفسر اعتماد الانكسار على الطول الموجي، وهو ما يسمى بالتحليل (التفريق) dispersion، لم يفرق الموشور حزمة من الضوء الأبيض الى ألوان قوس قزح* (انظر الشكل ١٧: ٢٢).

* الانعكاس الداخلي الكلي Total Internal Reflection

تزوّدنا أية معادلة على الأرجح باستبصارات مثيرة عند فحصها في ظرف أو أكثر من الظروف الحدية limiting. ويصح هذا القول على المعادلة ١٨: ٤٣ التي تعبّر عن قانون سنل. ومن الممكن النظر الى النتائج التي يتضمنها قانون سنل عندما تكون ن، تساوي تقريباً ن، أو عندما تكون ن، أكبر بكثير من ن،. وهنا نرغب في تناول حد آخر (أو نهاية أخرى)، وهو حد زاوية الانكسار العظمى. ويقودنا هذا الأمر الى فكرة جديدة تماماً، وهي فكرة الانعكاس الداخلي الكلي. وبشكل أكثر تحديداً، لنأخذ ضوءاً ماراً من الهواء الى زجاج معامل انكساره $n = 1.5$. فعند زاوية سقوط تساوي الصفر، يدخل الضوء الى الزجاج عمودياً على السطح من دون أي انحراف. وكلما زادت زاوية السقوط زادت زاوية الانكسار؛ غير ان زاوية الانكسار تزيد بمعدل أقل. وعندما تصل زاوية السقوط الى قيمتها العظمى، بحيث تمس الحزمة الضوئية السطح، فإن $\theta = 90^\circ$ ، ويكون بذلك $\theta = 1$. وإذا استخدمنا التقريب الجيد: $n = 1$ ، ووضعنا $n = 1.5$ ، فإن المعادلة ١٨: ٤٣ تصبح كما يلي:

* يمكن تفسير ألوان قوس قزح الذي يظهر في السماء على نحو مماثل باعتماد معامل انكسار قطرات الماء على الطول الموجي للضوء.

$$\text{جا } \theta_p = \frac{1}{n}$$

ولإذا كانت $n = 1,5$ ، فإن $\text{جا } \theta_p = 0,667$ ، و $\theta_p = 41,8^\circ$. وهذه الحالة الخاصة يبينها الشكل ١٨: ٢١. ويلاحظ أن جميع الضوء الداخل إلى الزجاج، من أي اتجاه كان، يُحصَر في مدى مسموح به من الزوايا داخل الزجاج. ويلاحظ أيضاً أن الزوايا الأخرى التي تكون المنطقة «الممنوعة» لا تستقبل أي ضوء.

ومن أجل أن نستخلص المزيد من المعلومات من هذا التحليل فإن علينا أن ندرس العملية العكسية، أي عملية مرور الضوء من الزجاج إلى الهواء. فوق قانون سنل، تُعطى زاوية انكسار الحزمة الضوئية في الهواء بالمعادلة:

$$\text{جا } \theta_n = n \text{ جا } \theta_p \dots\dots\dots (١٨: ٤٥)$$

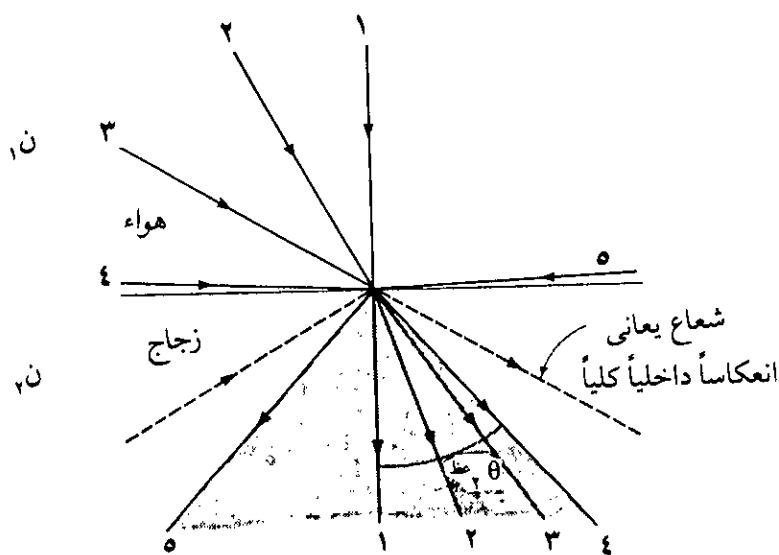
وعند الزاوية الحرجة θ_p ، يكون: $\text{جا } \theta_p = 1$ ، وتكون $\theta_p = \frac{\pi}{2}$. ويعني ذلك أن الضوء المنكسر يفلت تماماً إلى الهواء ماساً سطح الزجاج. وإذا استمرينا في الانتقال إلى زوايا أكبر من الزاوية θ_p - وهو أمر ممكن بالتأكيد - فإن بعض الصعوبات الرياضية تبدو لنا. فالمعادلة ١٨: ٤٥ تنص على أن: $\text{جا } \theta_n$ أكبر من ١، أي تخبرنا بالفعل بأنه لا توجد هنالك زاوية θ_n تقابل الحزمة المنكسرة خلف السطح. وهذا ما يحدث في الحقيقة؛ إذ ينعكس الضوء كله عند السطح، ويظل داخل الزجاج. وتعرف هذه الظاهرة بالانعكاس الداخلي الكلي، وهي تحدث كلما سقط الضوء على سطح: سرعة الضوء خارجة أكبر من سرعته في داخله.

يحدث الانعكاس الداخلي الكلي عندما $\theta_p < \theta_n$

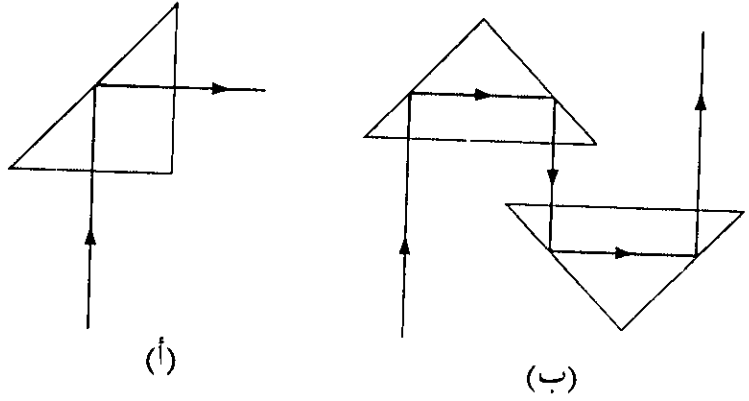
ويمكن تسخير الانعكاس الداخلي الكلي لعدة أغراض نافعة: أحدها تغيير اتجاه الضوء بشكل أكثر فعالية مما تستطيع المرأة أن تفعله. فالمرأة تمتص بعض الضوء وتقل فعاليته كسطح عاكس نتيجة لما يقع عليها من غبار. أما السطح في حالة الانعكاس الداخلي الكلي فيكون فعالاً على نحو تام تقريباً، إذ أنه أقل تأثراً بالغبار خارجة. ويبين الشكل ١٨: ٢٢ موشورين يعملان على عكس الضوء بمقدار ٩٠ درجة

تطبيقات على الانعكاس الداخلي الكلي: الموشورات، الانابيب الضوئية، وبصريات الألياف

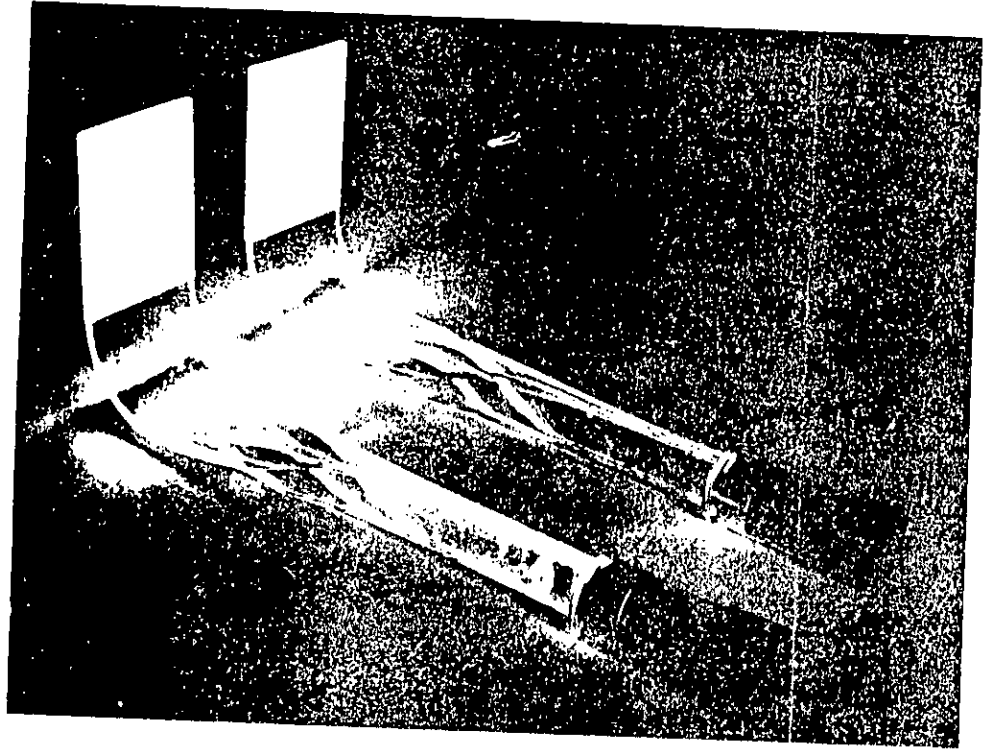
و ١٨٠ درجة على التوالي . وتستخدم في المناظير الثنائية أزواج من الموشورات المُرَبَّة كما في الشكل ١٨ : ٢٢ (ب) من أجل زيادة طول المسار الضوئي بين العدسات بدون إحداث أي زيادة غير مطلوبة في طول الأجزاء الاسطوانية في هذه المناظير . ومن الاستخدامات الأخرى المثيرة للانعكاس الداخلي الكلي ما يحدث في الأنابيب الضوئية light pipes (الشكل ١٨ : ٢٣) ، إذ يستعمل الفيزيائيون التجريبيون أنابيب ضوئية مصنوعة من اللوسايت Lucite لنقل الضوء من بلورة وامضة scintillating crystal الى أنبوب التكبير الفوتوني الحساس للضوء . ويستعمل بعض أطباء الأسنان هذه الأنابيب لتوصيل الضوء الى مناطق محددة في أفواه مرضاهم . ويقصد بالأنبوب الضوئي ما يدل عليه اللفظ حرفياً ، فهو أنبوب «يَضَحُّ» الضوء من نقطة الى أخرى عن طريق سلسلة من الانعكاسات الداخلية الكلية . ويمكن استعمال حزمة تتكوّن من ألياف دقيقة كثيرة ، يعمل كل منها كأنبوب ضوئي مستقل ، في نقل الصور عبر مسارات مختلفة تأخذ أي شكل تقريباً (الشكل ١٨ : ٢٤) .



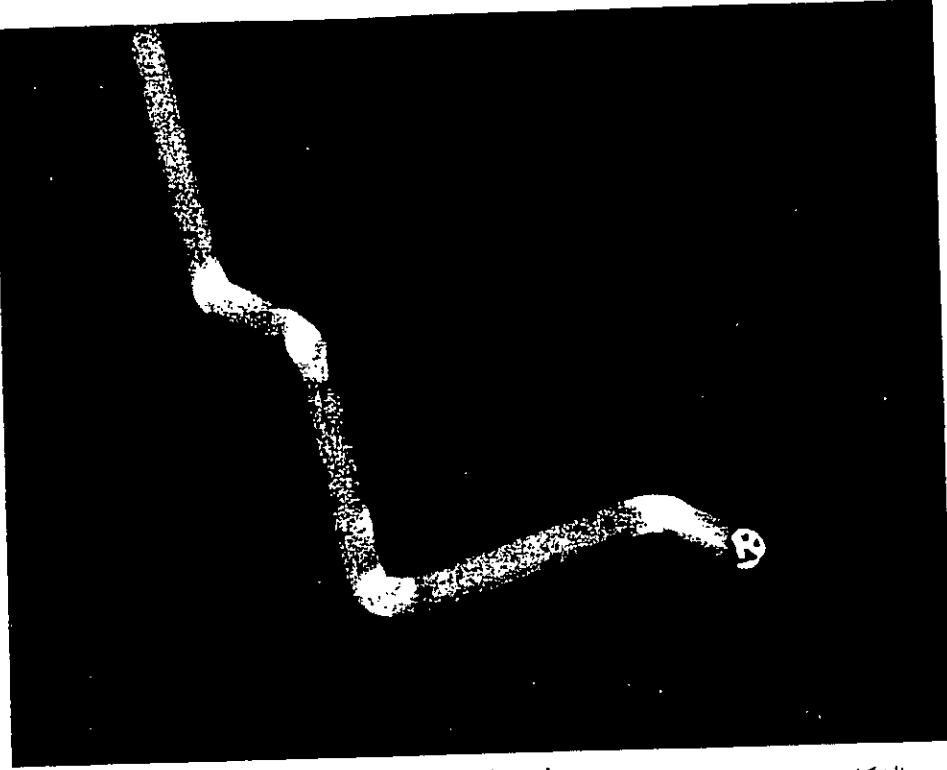
الشكل ١٨ : ٢١ : الانكسار عند الحد الفاصل بين الهواء والزجاج ، حيث $n_1/n_2 = \sin \theta_c$. يُحصَرُ الضوء الداخل الى الزجاج من الهواء في زاوية ضمن المخروط المظلل تظليلاً معتماً . اما الزوايا الأكبر من θ_c فهي ممنوعة . ولا يتمكن الشعاع الذي ينتقل بزاوية «ممنوعة» في الزجاج (الخط المتقطع) من مغادرة الزجاج ، إذ أنه يعاني انكساراً داخلياً كلياً .



الشكل ١٨: ٢٢: استغلال عملي للانعكاس الداخلي الكلي في الموشورات: (أ) حرف الضوء بزاوية ٩٠°. (ب) انعكاس رباعي لاطالة مسار الضوء في المناظير الثنائية.



الشكل ١٨: ٢٣: الانابيب الضوئية: يشق الضوء المتولد من لوح حساس وامض (مدهون باللون الابيض) طريقه بالانعكاسات الداخلية الكلية خلال اللوسايت المحني والمثني الى انبوب التكبير الفوتوني الحساس للضوء. [استنسخت الصورة باذن مختبر لورنس للاشعاع، جامعة كاليفورنيا، بيركلي.]



الشكل ١٨ : ٢٤ : بصريات الالياف : تنقلُ حزمةً من أليافٍ دقيقةٍ كثيرةٍ الصورةَ لأنَّ كلاً من هذه الأليافِ يعملُ كأنبوبٍ ضوئيٍّ دقيقٍ . [أخذت الصورة عن :

N.S. Kapany, Fiber Optics: principles and Applications (New York: Academic Press, 1967)]

★ ١٨ : ٧ الموشورات : Prisms

تعدُّ الموشوراتُ ذاتَ فائدةٍ في مكاشيف الطيف spectroscopes ، لأنها تفرِّقُ الضوءَ إلى مكوناته الموجية . ونتناولُ أولاً أثرَ الموشورِ على ضوءٍ ذي طولٍ موجيٍّ واحدٍ . لنفترضُ أنَّ شعاعاً من الضوء يسقطُ عند النقطة ب على موشورٍ زاوية رأسه α (الشكل ١٨ : ٢٥) ، وأنَّ زاويتي السقوط والانكسار عند ب هما θ_1 و θ_2 ، وأنَّ الشعاعَ يتركُ الموشورَ عند النقطة د بزاويتي سقوط وانكسارٍ هما ϕ_1 و ϕ_2 . إنَّ هذه الزوايا تخضعُ لقانون سنل كما يلي :

$$\text{جا } \theta_1 = \text{ن جا } \theta_2 \dots\dots\dots (١٨ : ٤٦)$$

$$\text{جا } \phi_1 = \text{ن جا } \phi_2 \dots\dots\dots (١٨ : ٤٧)$$

تطبيق قانون سنل عند سطحيْن
فاصليْن

وتساوي زاوية الانحراف الكلية للشعاع الضوئي ، أي الزاوية δ ، مجموع انحرافيه عند السطحين الفاصلين : $\theta_1 - \theta_2$ و $\varphi_1 - \varphi_2$:

$$(٤٨ : ١٨) \dots\dots\dots \theta_1 - \theta_2 + \varphi_1 - \varphi_2 = \delta$$

ويظهر لنا تفحص الشكل ١٨ : ٢٥ أنَّ $\theta_2 + \varphi_2$ يجب أن يساوي زاوية الرأس الثابتة α . فبما أنَّ الزاويتين أ ب ج و أ د ج قائمتان ، وبما أنَّ مجموع الزوايا الأربع في الشكل الرباعي يساوي 2π ، فإنَّ الزاوية عند ج يجب أن تساوي $\pi - \alpha$ كما يبين الشكل . لنأخذ بعد ذلك المثلث ب ج د الذي مجموع زواياه الداخلية θ_2 ، φ_2 ، و $\pi - \alpha$ يجب أن يساوي π . ويعني هذا أنَّ :

$$(٤٩ : ١٨) \dots\dots\dots \alpha = \theta_2 + \varphi_2$$

ومن ثمَّ ، فإنَّ المعادلة ١٨ : ٤٨ يمكن إعادة كتابتها كما يلي :

زاوية الانحراف الكلية

$$(٥٠ : ١٨) \dots\dots\dots \delta = \theta_1 - \theta_2 + \varphi_1 - \varphi_2$$

ومن الشائع في التطبيقات المطيافية أن يُدار الموشور بالنسبة إلى الحزمة الضوئية الساقطة من أجل إيجاد زاوية الانحراف الأصغر δ مد . وكما يمكن توقعه من اعتبارات التماثل ، فإنَّ الانحراف الأصغر يحدث عندما تكون $\theta_1 = \varphi_1$ ، و $\theta_2 = \varphi_2$. ويمكن البرهنة على هذا الشرط على النحو التالي : لنعتبر في المعادلة ١٨ : ٥٠ أنَّ θ_1 هي المتغير المستقل ، و δ هي المتغير التابع . أنَّ الزاوية φ_1 هي دالة في θ_1 (المعادلة ١٨ : ٤٧) ، التي هي بدورها دالة في θ_2 (المعادلة ١٨ : ٤٩) ، التي تعتمد بدورها على θ_1 (المعادلة ١٨ : ٤٦) . ولذا ، فإذا فاضلنا المعادلة ١٨ : ٥٠ ، فالتنا حصل على :

$$(٥١ : ١٨) \dots\dots\dots \frac{\delta}{\theta_1} = \frac{\frac{\varphi_1}{\theta_1} - \frac{\varphi_2}{\theta_2}}{1 + \frac{\varphi_1}{\theta_1} \cdot \frac{\varphi_2}{\theta_2}}$$

(تذكر أنَّ α كمية ثابتة) . ونجد من المعادلة ١٨ : ٤٩ أنَّ :

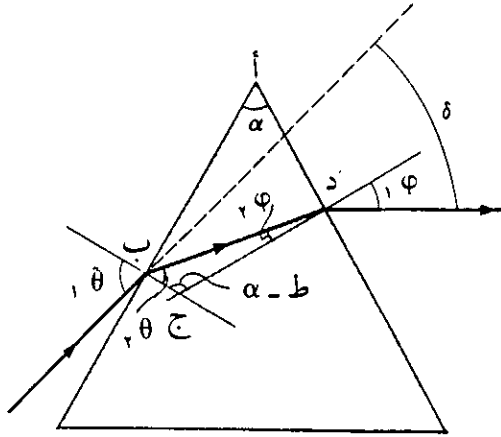
$$1 = \frac{\varphi_2}{\theta_2}$$

وعليه، فإنَّ المعادلةَ ١٨ : ٥١ يمكنُ كتابتها على النحو التالي :

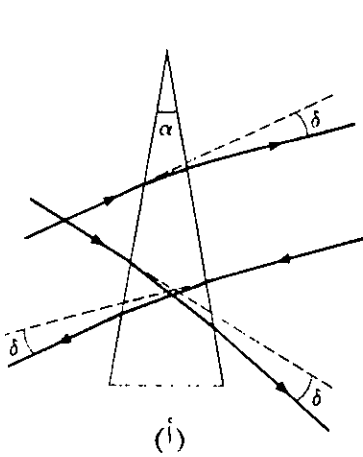
$$(٥٢ : ١٨) \dots\dots\dots \frac{\frac{1\varphi\delta}{2\varphi\delta}}{\frac{1\theta\delta}{2\theta\delta}} - 1 = \frac{\delta\delta}{1\theta\delta}$$

ان الدالتين 1θ و 2θ و 1φ و 2φ دالتان معلومتان، وهما : $1\theta = \text{جا } 1\theta$ ، $2\theta = \text{جا } 2\theta$ ، $1\varphi = \text{جا } 1\varphi$ ، $2\varphi = \text{جا } 2\varphi$. وعلى أية حال، فمن غير الضروريِّ لغرضنا اجراء التفاضل بشكلٍ صريح، بل يكفي ان ننبه الى ان الدالتين هما دالةٌ واحدة. ان المشتقة $\frac{1\varphi\delta}{2\varphi\delta}$ هي دالةٌ في 2φ : ق 2φ ، ولذا فإنَّ المشتقة $\frac{\delta\delta}{1\theta\delta}$ يمكنُ كتابتها كما يلي :

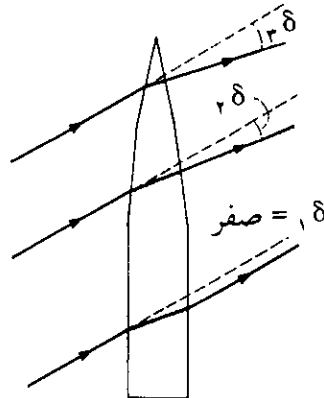
$$\left[\frac{d\delta}{d\theta_1} = 1 - \frac{f(\varphi_2)}{f(\theta_2)} \right] \quad \frac{ق(2\varphi)}{ق(2\theta)} - 1 = \frac{\delta\delta}{1\theta\delta}$$



الشكل ١٨ : ٢٥ : حرف شعاعٍ ضوئيٍّ بموشور.



(أ)



(ب)

الشكل ١٨ : ٢٦ : (أ) اذا كانت زاوية رأس الموشور α صغيرة، فإنَّ جميع الأشعة تنحرف تقريباً بنفس الزاوية δ التي تُعطى بالمعادلة ١٨ : ٥٤ . (ب) يمكنُ تقريبُ العدسة بسلسلةٍ من الموشورات .

ولايجاد δ مد، نجعل المشتقة δ/θ تساوي الصفر. وهذا يعني أن: $Q(\varphi) = Q(\theta)$. ويعني ذلك بدوره أن:

شرط الانحراف الاقل (الاصغر)

$\varphi = \theta$ (١٨: ٥٣) ، وهو شرط التماثل الذي توقعناه.

وعند أخذ موشور دقيق جداً [الشكل ١٨: ٢٦ (أ)]، فإن زاوية الانحراف δ لا تعتمد الى درجة مقبولة من التقريب على زاوية السقوط. وعندما تكون الزوايا صغيرة، فإن $\theta \approx \theta$ ، وبذلك تصبح المعادلتان ١٨: ٤٦ و ١٨: ٤٧ كما يلي:

$$\theta \approx \theta, \varphi \approx \varphi$$

وبوضع هذه القيم المقربة لـ θ و φ في المعادلة ١٨: ٤٨ نحصل على:

$$\delta \approx \theta + \varphi(1 - n) = \theta + \varphi(1 - n)$$

الانحراف التقريبي لموشور دقيق

وبما أن: $\alpha = \theta + \varphi$ ، فإن المعادلة الأخيرة يمكن كتابتها بشكل أبسط كما يلي:

$$\delta \approx \alpha(1 - n) \quad [\delta \approx \alpha(n - 1)] \quad \text{..... (١٨: ٥٤)}$$

وكما يبين الشكل [١٨: ٢٦ (ب)] فهذه المعادلة مفيدة تماماً في تحليل انتقال الضوء خلال العدسات الرقيقة. ذلك أن العدسة يمكن النظر إليها بشكل تقريبي على أنها سلسلة من الموشورات المتباينة في زاوية رأسها α . ووفق ما تمليه المعادلة ١٨: ٥٤، فإن زاوية انحراف شعاع ضوئي ماراً خلال عدسة رقيقة تعتمد فقط على موضع سقوط الشعاع على العدسة ولا تعتمد على مقدار زاوية السقوط.

ومن الأدوات الشائعة في المختبرات مكشاف الطيف الموشوري - prospe- ctroscope (الشكل ١٨: ٢٧) الذي يستعمل لفرز الأطوال الموجية وقياسها. وهو أساساً عبارة عن جهاز للقياس الدقيق للزوايا. فمن خلال تحديد الزاوية النسبية بين أنبوب التسديد collimating tube وأنبوب التلسكوب (المقرب) telescope tube يتم تعيين زاوية الانحراف δ لطول موجي معين. وتوفر بعض الأطوال الموجية المعروفة نقاط تعيير

للموشور، وعليه يُصبح من الممكن تحديد الأطوال الموجية المجهولة باستعمال طريقة التقدير الداخلي Interpolation .

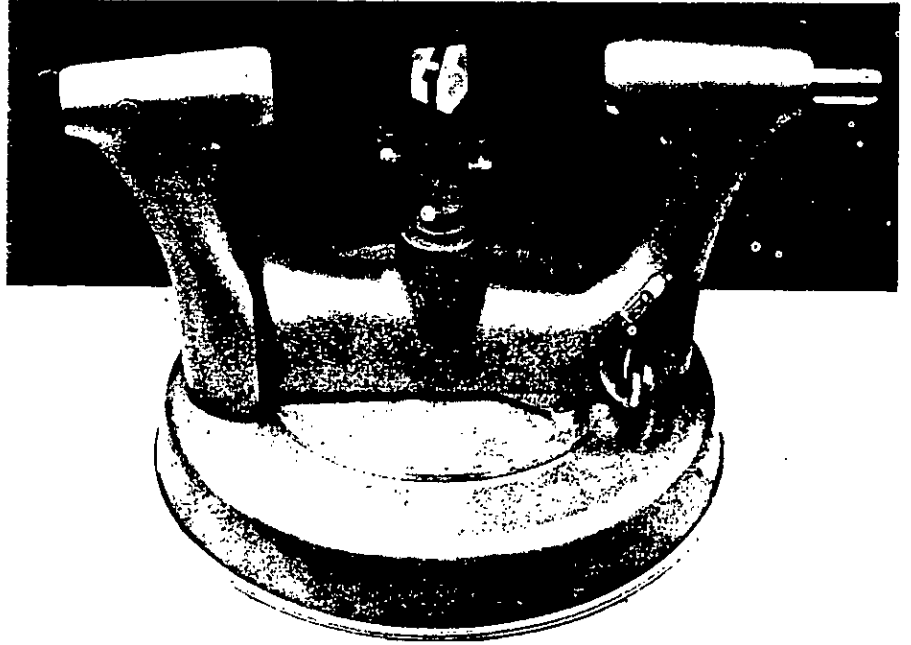
١٨ : ٨ : العدسات : Lenses

العدسة عبارة عن جهاز يستغل الانكسار لتركيز حزم من الضوء في نقطة أو مساحة صغيرة . واستعملت العدسات التي أطلق عليها اليونانيون اسم المرايا الحارقة، في العصور القديمة لتركيز أشعة الشمس لاشعال الحرائق وإذابة الشمع ولربما في الألعاب الهزلية كما يستعملها الصبية الآن . وقدم كل من كبلر Kepler ونيوتن Newton اسهامات هامة لنظرية العدسات . وكان غاليليو Galileo معاصراً كبلر أوّل من استعمل التلسكوب ذا العدستين لأغراض المراقبة الفلكية . ويملك مصممو العدسات في الوقت الحاضر أنواعاً مختلفة كثيرة من الزجاج ، وهم يعتمدون على الحاسوبات الالكترونية computers لمساعدتهم على تقفي مسارات الضوء خلال العدسات المعقدة .

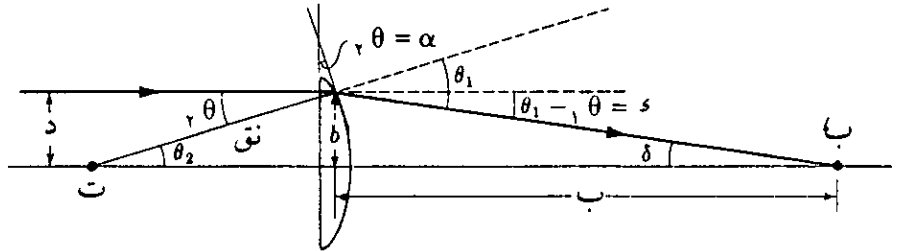
وتملك أبسط انواع العدسات - وهو النوع الذي استعمله غاليليو - وجهاً مستوياً ووجهاً آخر عبارة عن جزء صغير من كرة . ويبين الشكل ١٨ : ٢٨ حزمة من الضوء حُرِفَت بمثل هذه العدسة عن مسارها الابتدائي الموازي لمحور العدسة الى مسار يقطع المحور على مسافة ب من العدسة . ويبلغ نصف قطر تكوير السطح الكروي للعدسة نق وتبلغ زاوية سقوط الحزمة على هذا السطح من الداخل θ_1 وزاوية انكسارها θ_2 . وكما يتضح من الرسم في الشكل ١٨ : ٢٨ ، فإن زاوية الانحراف بين الاتجاهين الابتدائي والنهائي تساوي الفارق بين θ_1 و θ_2 ، أي :

$$\theta_2 - \theta_1 = \delta \quad \dots \dots \dots (١٨ : ٥٥)$$

وتبلغ المسافة بين محور العدسة والنقطة التي حُرِفَت عندها حزمة الضوء د . ويعين قانون سنل عند تطبيقه على السطح الثاني مقدار زاوية الانحراف : $\theta_2 = \theta_1$ ن جا θ_1 .



الشكل ١٨: ٢٧: مكشاف الطيف الموشوري: الأنبوب المسدّد على اليسار، وأنبوب التلسكوب على اليمين. تقاس الزاوية النسبية بينهما بالاستعانة بتدريج دائري على قاعدة الجهاز.



الشكل ١٨: ٢٨: عدسة مقربة بسيطة: الشعاع الضوئي الموازي لمحور العدسة أصلاً لا يعاني أي حرف عند سطح العدسة المستوي الأيسر، لكنه ينكسر عند السطح الأيمن الذي هو عبارة عن سطح كروي نصف قطره نق. ويكافئ جزء العدسة الذي يمر فيه الشعاع موشوراً زاوية رأسه $\theta = \alpha$.

وتعرف العدسة النموذجية بأنها تلك التي ينحرف فيها كل شعاع ساقط موازٍ للمحور بحيث يمر في النقطة البؤرية ب، بغض النظر عن بعده الأصلي د عن المحور وعن الطول الموجي للضوء. ولا وجود في الواقع لمثل هذه العدسة النموذجية، بيد أنه يمكن صنع عدسات شبه نموذجية من عدة قطع من الزجاج الموصولة مع بعضها بعضاً. وتسمى هذه بالعدسات المركبة. وإذا جمعت هذه العدسات الضوء من أطوال موجية متباينة في نفس النقطة تقريباً، فإنها تسمى عدسات أكروماتية (لألونية) achromatic.

والعدسة البسيطة الموضحة في الشكل ١٨ : ٢٨ ليست عدسة لا لونية، الا أنها مع ذلك تعمل بشكل جيد عندما تكون رقيقة وإلى حد كافٍ على تجميع الضوء من طول موجي معين في بؤرة واحدة. وعند استعمال تقريب العدسة الرقيقة، تُعتبر جميع الزوايا ذات العلاقة صغيرة بحيث يمكن اعتبار الزاوية مساوية لجيبها أو ظلها. ويأخذ قانون سنل في تلك الحالة الصيغة التالية :

$$\theta_1 \cong n \theta_2 \quad \dots \dots \dots (١٨ : ٥٦)$$

وإذا وضعنا بدل كل من θ_1 و δ ما يلي :

$$\theta_1 \cong \theta_2 \text{ جا } \frac{d}{\text{نق}} \quad \dots \dots \dots (١٨ : ٥٧)$$

$$\delta \cong \delta \text{ ظا } \frac{d}{\text{ب}} \quad \dots \dots \dots (١٨ : ٥٨)$$

فانه يمكن عندئذ كتابة المعادلة ١٨ : ٥٥ على النحو التالي :

$$\delta \cong n \theta_2 - \theta_1 = (n - 1) \theta_2 \quad \dots \dots \dots (١٨ : ٥٩)$$

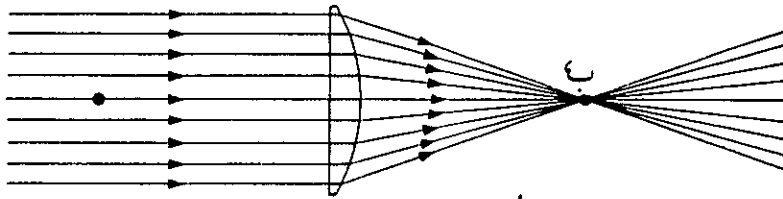
ونحصل من المعادلتين ١٨ : ٥٧ و ١٨ : ٥٨ عند تبديل قيمتي θ_1 و δ على :

$$\frac{d}{\text{ب}} = (n - 1) \frac{d}{\text{نق}}$$

ونحصل من هذه المعادلة الأخيرة على علاقة بسيطة بين ب ونق :

$$\text{ب} = \frac{\text{نق}}{n - 1} \quad \dots \dots \dots (١٨ : ٦٠)$$

البعد البؤري لعدسة رقيقة احد وجهيها كروي



الشكل ١٨ : ٢٩ : عملية تجميع الأشعة في بؤرة بالعدسة الرقيقة.

وبدلاً غياب د في المعادلة الأخيرة على أن جميع الأشعة الموازية للمحور تُجمَع في نفس النقطة، كما يوضح ذلك الشكل ١٨ : ٢٩، بشرط ان يتحقق تقريبا العدسات

الريقة المينان في المعادلتين: ١٨: ٥٧ و ١٨: ٥٨. ونظراً لأن معامل الانكسار يعتمد على الطول الموجي فإن البعد البؤري ب يعتمد أيضاً على الطول الموجي.

ويمكن النظر الى جزء العدسة الذي يمر فيه الشعاع في الشكل (١٨: ٢٨) على أنه قطعة من موشور زاوية رأسه α . وكما يبين الشكل، فإن α هي الزاوية θ تماماً، وبذلك تكون α تساوي:

$$\frac{d}{\text{نق}} \cong \alpha \quad \left[\alpha \cong \frac{b}{R} \right] \dots\dots\dots (١٨: ٦١)$$

ووفق تقريب الموشور الرقيق المتمثل في المعادلة ١٨: ٥٤، تُعطى زاوية الانحراف بالمعادلة: $\delta \cong \alpha (1 - n) = (1 - n) \text{ب/نق}$ ، وهذه تكافئ المعادلة ١٨: ٥٩، وتؤدي الى نفس الصيغة التي اشتقت لتوها للبعد ب. وتكمن الأهمية الحقيقية للمعادلة ١٨: ٥٤ في تناولها انحراف الأشعة الساقطة غير الموازية للمحور (الشكل ١٨: ٣٠). ونظراً لأن δ تعتمد فقط على د وليس على زاوية السقوط، فإن المعادلة ١٨: ٥٨ تظل صحيحة. وفي الشكل ١٨: ٣٠، ينبعث شعاع ضوئي من نقطة على يسار عدسة رقيقة تبعد عنها المسافة f_1 ، ويضرب العدسة في نقطة تبعد د عن المحور حيث يُحرف هناك بزاوية مقدارها α ، ثم يقطع المحور ثانية على مسافة f_2 على يمينها. وتسمى الزاويتان الابتدائية والنهائية اللتان يصنعهما الشعاع مع المحور β و γ . وتكون زاوية الانحراف مجموع هاتين الزاويتين:

$$\gamma + \beta = \delta \dots\dots\dots (١٨: ٦٢)$$

وبتقريب الزاويتين الصغيرتين β و γ على النحو التالي:

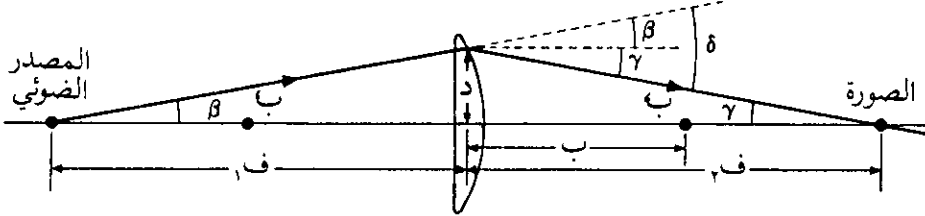
$$\frac{d}{f_1} \cong \beta$$

$$\frac{d}{f_2} \cong \gamma$$

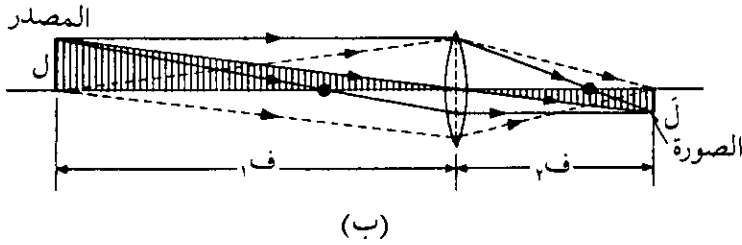
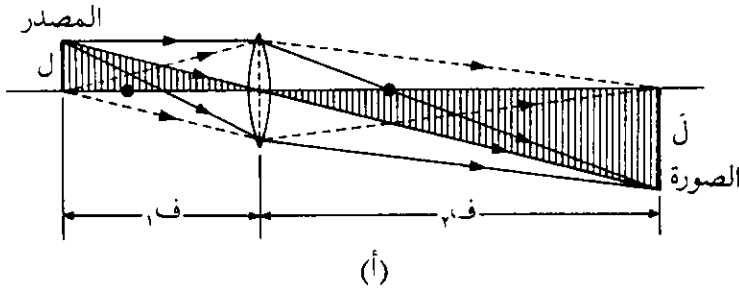
وبتقريب δ كما في المعادلة ١٨: ٥٨، وبوضع القيم المقربة الثلاث في المعادلة

٦٢:١٨ نحصلُ على :

$$\frac{d}{f_2} + \frac{d}{f_1} = \frac{d}{b}$$



الشكل ١٨:٣٠: تأثيرُ عدسةٍ رقيقةٍ مجمعةٍ في شعاعٍ غيرٍ موازٍ للمحور.



الشكل ١٨:٣١: (أ) تكبيرُ و(ب) تصغيرُ مصدرٍ ضوئيٍّ (أنبوب نيون) بعدسةٍ رقيقة. ولأن المثلثين المظللين في الرسمين مثلثان متشبهان فإن عاملَ التكبيرِ L' يساوي $\frac{f_2}{f_1}$.

وبحذفِ د من حدودِ الصيغةِ السابقةِ نحصلُ على :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \quad \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{b} \quad (٦٣:١٨) \dots\dots\dots$$

العلاقة بين بعدي الجسم
والصورة في العدسات الرقيقة

وهذه العلاقةُ تربطُ بين ب، f_1 ، و f_2 ، وهي مطابقةٌ لتلك التي اشتقت للمرآة المقعرة (المعادلة ١٨:٣١).

وقد تعطي العدسةُ الرقيقةُ عندما يكونُ المصدرُ ممتدّاً صورةً مكبرةً أو مصغرةً،

تماماً كما تفعلُ المرآةُ المقعرة. ويبيّن الشكل ٣١: ١٨ رسماً هندسياً مناسباً لحساب تكبير صورة حقيقية. ويساوي التكبير:

التكبير

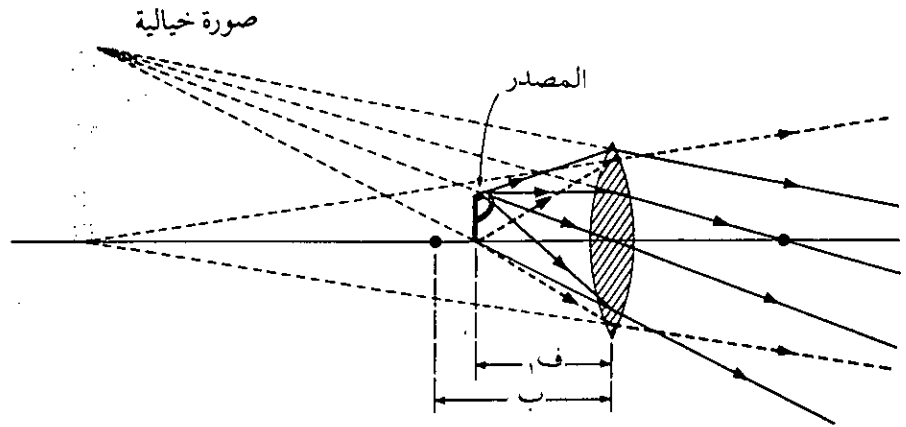
$$تك = \frac{f_2}{f_1}$$

وتصبحُ هذه المعادلةُ بالاستعانة بالمعادلة ١٨: ٦٣ كما يلي :

$$تك = \frac{1}{1 - \left(\frac{f_1}{b}\right)} \quad \left[M = \frac{1}{(d_1/f) - 1} \right] \quad \dots \dots \dots (٦٤: ١٨)$$

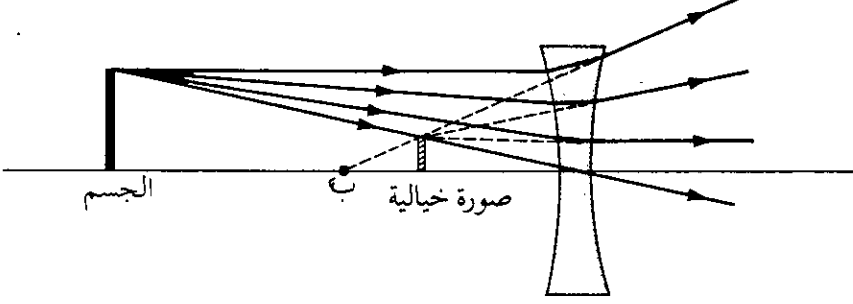
وهذه المعادلةُ مطابقةٌ لمثيلتها المشتقة للمرآة المقعرة (المعادلة ١٨: ٣٤).

وإذا كانت f_1 أقلّ من b ، تعطي المعادلة ١٨: ٦٣ قيمةً سالبةً للمسافة f_2 ، وتعطي المعادلة ١٨: ٦٤ قيمةً سالبةً للتكبير $تك$. وكما في المرآة المقعرة، فإنه يمكن اكساب هاتين القيمتين السالبتين معنى ما. فمقدارُ المسافة السالبة f_2 هو المسافة من العدسة إلى الصورة الخيالية المتكونة، والتكبير $تك$ (وهو دائماً أكبر من ١) هو تكبير الصورة الخيالية. ويظهر الشكل ٣٢: ١٨ مثلاً على ذلك.



الشكل ٣٢: ١٨: تكوينُ صورةٍ خياليةٍ بعدسة رقيقة. عندما تكونُ المسافة f_1 أصغرَ من البعد البؤري b فإنّ الأشعة تبدو وكأنها تأتي من صورة مكبرة في نفس جهة الجسم. ويكونُ المكبرُ اليدويُّ صورةً خياليةً من هذا النوع. لاحظ أن الصورة ليست مقلوبة (معكوسة).

أما دراسة عمل العدسات المفردة فيعالج كمسألة للطالب . وهذه العدسات هي كالمرايا المحدبة لا تكون إلا صوراً خيالية مصغرة (الشكل ١٨ : ٣٣) .



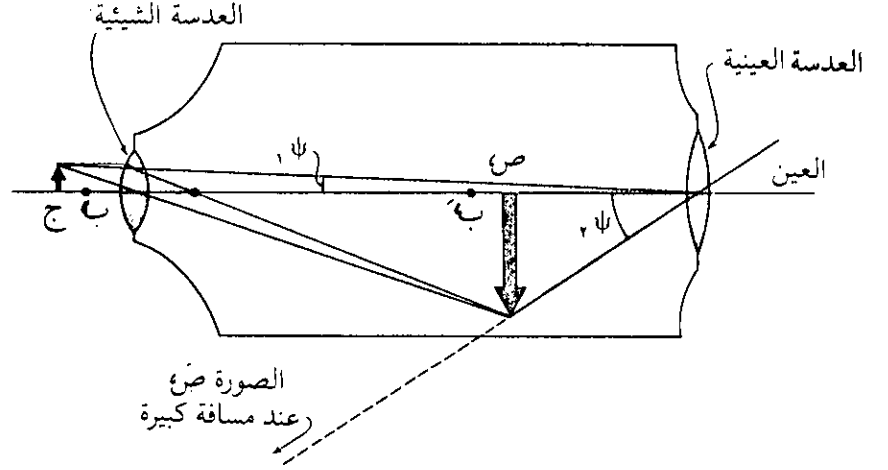
الشكل ١٨ : ٣٣ : تكوين صورة خيالية مصغرة بعدسة مفردة .

* المجهر (الميكروسكوب) : The Microscope

إن آلات التصوير، وعارضات الأفلام، والمجاهر والتلسكوبات والنظارات هي جميعها أجهزة بصرية مُصمَّمة للتحكم في الضوء أو لاستعماله في أغراضٍ خاصة . ونحصر اهتمامنا هنا في المجهر . وبالرغم من أنه جهازٌ دقيقٌ فنياً من حيث الاستعمال، إلا أنه بسيطٌ في مبدئه . ويتكوّن المجهر من عدستين مجتمعتين لامتين (أو من منظومتين عدستين) توضعان في طرفي أنبوبٍ ما (الشكل ١٨ : ٣٤) . ويكون للعدسة الشيئية التي تكون قريبةً من العين المراد رؤيتها بعدد بؤري صغير، ويرمز إلى بؤرتيها بالحرف ب . أما العدسة البصرية، أو العينية، فهي ذات بعد بؤري أكبر، ويشار إلى إحدى بؤرتيها بالحرف ب' . ويمكن فهم عمل المجهر باعتباره عمليةً من مرحلتين . فأولاً يتكوّن للجسم ج، الموضوع خلف بؤرة العدسة الشيئية وعلى مسافةٍ قريبةٍ منها صورةٌ حقيقيةٌ ص داخل الأنبوب . وتكون هذه الصورة مكبرةً إلى حدٍّ كبير، ويمكن النظر إليها على أنها «جسم» جديد يشاهد بالعدسة العينية . وثانياً تعمل العينية بعدد كمكبرٍ يدويٍّ عادي (انظر الشكل ١٨ : ٣٢) . ولأن الصورة ص، اقرب إلى العينية من بؤرتها، فإن الصورة النهائية ص' تكون خياليةً ومكبرةً فوق تكبيرها السابق . ويكون التكبير النهائي عبارةً عن حاصل ضرب هذين التكبيرين . ويتحدد هذا التكبير فقط بنوعية العدسات وتأثيرات

تك مر = تك، تك،

الحيود التي تبطل تقريبات البصريات الهندسية.



الشكل ١٨: ٣٤: مبدأ المجهر: عدسة شيئية تكون صورة حقيقية ص، للجسم ج، وعينية تكون صورة خيالية أبعد ص'. وتعرف قوة المجهر بأنها التكبير الزاوي: $\frac{\psi_2}{\psi_1}$. (يبلغ في هذا الرسم كثيراً في أبعاد الجسم والصورة بالنسبة إلى أبعاد العدسات.).

إن التكبير في التلسكوبات والمجاهر، كما عرّف حتى الآن بالنسبة بين طول الصورة وطول الجسم، ليس في الحقيقة هاماً جداً. وذلك لأن التكبير المطلوب هو التكبير الزاوي angular magnification، الذي يعرف بالنسبة بين الزاويتين اللتين تصنعهما الصورة والجسم عند العين. ويشار إلى هاتين الزاويتين في الشكل ١٨: ٣٤ بالرمزين ψ_1 و ψ_2 . وبذلك يكون التكبير الزاوي الذي يشار إليه بالرمز M' كما يلي:

$$M' = \frac{\psi_2}{\psi_1} \quad (١٨: ٦٥) \dots\dots\dots \left[M' = \frac{\psi_2}{\psi_1} \right]$$

وفي المشاهدات الفلكية يكون حجم الصورة أصغر بكثير من حجم الجسم، (فقد يكون مثلاً قطر صورة مجرة ما ١ مم) ومع ذلك فمن الممكن أن يكون التكبير الزاوي كبيراً تماماً.

* العيون والنظارات: Eyes and Glasses

ثمة الكثير من الصفات المشتركة بين العين وآلة التصوير (الكاميرا). فكلتاها تستعمل عدسة مجمعة لتجميع صورة حقيقية مقلوبة على سطح خلفها، وكلتاها

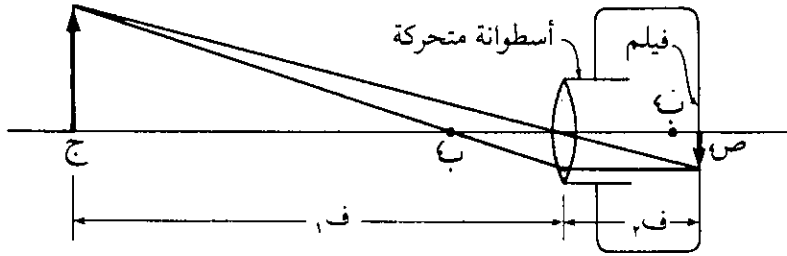
التكبير الزاوي هو التكبير المطلوب في حالة المجاهر والتلسكوبات

يكون بعد الصورة في آلة
التصوير متغيراً

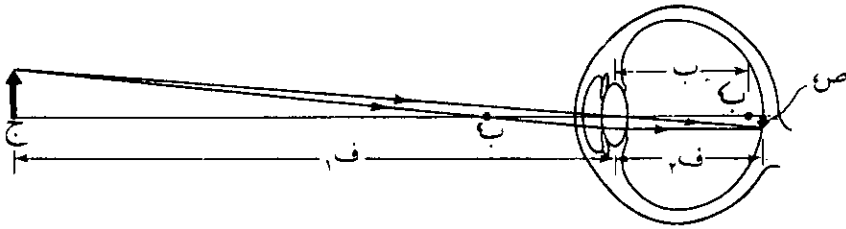
يمكنُ تكييفها لمشاهدة أجسام ذات مسافات متباينة f_1 . وتحقق آلة التصوير (الشكل ١٨ : ٣٥) ذلك بتغيير المسافة f_2 بين العدسة والفلم (Film) . ولكن، كم مقدار التغيير اللازم؟ لنفترض أن البعد البؤري للعدسة f_1 سم . فلتصوير أجسام على مسافة بعيدة ($f_1 \leftarrow \infty$)، يجب وضع العدسة على بعد f_1 سم من الفيلم ($f_2 = f_1$) . ولنفترض أيضاً أن آلة التصوير مصممة لتصوير أجسام قريبة إلى حدّ قدمين، أي تقريباً f_1 سم . وبوضع $f_1 = f_1$ سم وب $f_2 = f_1$ سم في المعادلة (١٨ : ٦٣)، نحصل على :

$$\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_1}$$

أي أن $f_2 = f_1, 67$ سم . ويعني ذلك ان المدى الكلي المطلوب الذي تتحرك فيه العدسة هو $67, 0$ سم .



الشكل ١٨ : ٣٥ : مبدأ آلة التصوير (الكاميرا) : عند تحريك العدسة الى الخلف حتى تصبح بؤرتها على سطح الفيلم، فإن الاجسام في المالا نهاية تكون صور لها عند البؤرة . وكلما حُرّكت العدسة بعيداً عن الفيلم صار بالإمكان تكوين صور للأجسام الأقرب .



الشكل ١٨ : ٣٦ : العين : بالنسبة الى عين عادية مُسترخية مهياة للنظر الى مالا نهاية، تكون البؤرة واقعة على الشبكية . وكلما انقبضت العدسة لرؤية الأجسام الأقرب تحركت البؤرة الى موضع أمام الشبكية كما هو مبين هنا .

يكون البعد البؤري في العين
متغيراً

أما في العين (الشكل ١٨ : ٣٦)، فإن المسافة ف، بين العدسة والشبكية غير قابلة للتعديل. فالعين لا تكتسب مرونتها من تغيير المسافة ف، بل من تغيير بعدها البؤري ب. وتستطيع العضلات أن تغير من تكور سطح العدسة، ومن ثم من بعدها البؤري. وفي حالة العين الطبيعية المسترخية تكون ب = ف،، وعليه فإن الأجسام البعيدة يتم تركيزها على الشبكية. ومن أجل رؤية الأجسام القريبة تضغط عضلات العين العدسة لتصغير قطرها وزيادة تكور سطحها وتصغير بعدها البؤري. وهذه الحالة يوضحها الشكل ١٨ : ٣٦. ومن المفيد، كما في آلة التصوير، إجراء بعض الحسابات العددية. لنجعل ف، = ب = ٣سم عندما تكون ف، = ∞. فما قيمة ب اللازمة لرؤية جسم على بعد ١٥سم (أي تقريباً ٦ بوصات)؟ وبوضع ف، = ١٥سم وف، = ٣سم في المعادلة ١٨ : ٦٣، نحصل على :

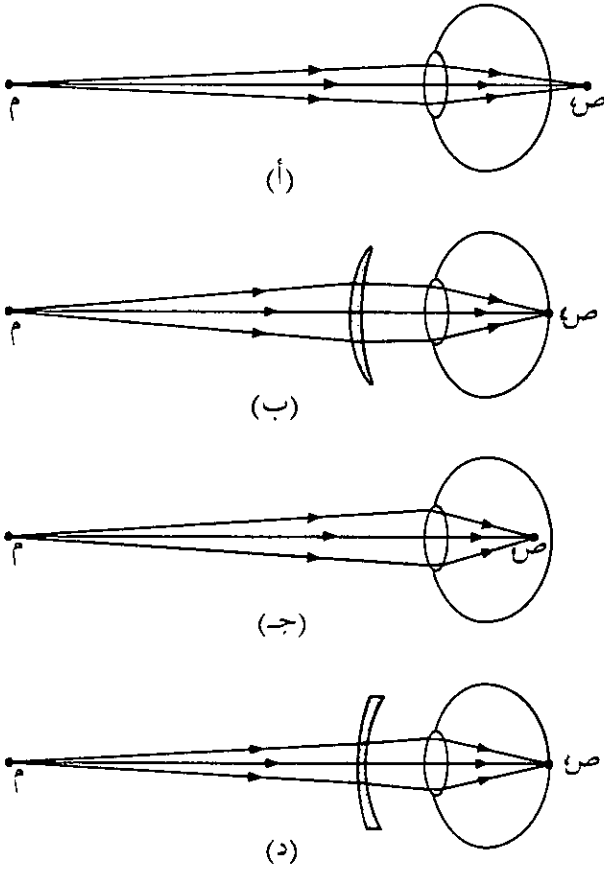
$$\frac{1}{\text{ب}} + \frac{1}{\text{ف،}} = \frac{1}{\text{ف،}}$$

وبحل هذه المعادلة نجد أن ب = ٥, ٢سم. ويعني ذلك أن عدسة العين يجب أن تغير بعدها البؤري بمقدار ٥, ٠سم.

ويقال للعين إنها طويلة النظر (Farsighted) إذا كان لعدستها بعد بؤري أكبر من المسافة بين العدسة والشبكية، أو بوجه أعم إذا لم تستطع عضلات العين تقليص العدسة إلى حد يكفي لتكوين صورة للأجسام القريبة. وفي كلا الحالتين، فإن هنالك حاجة إلى عدسة مجمعة أخرى. ويقصد بقصر النظر Nearsightedness أن عدسة العين يكون لها تقوس كبير للغاية وبعد بؤري أقصر من اللازم. ويصحح قصر النظر بعدسة مفرقة. أما تأثير النظارات في العيون التي تعاني من هذه العيوب البسيطة فيبينه الشكل ١٨ : ٣٧.

ومن الهام في دراسة العلم أن يُمَيَّز المرء عند بحثه كل فكرة، ما أمكنه ذلك، الأساسي من غير الأساسي، والدقيق من التقريبي، والنظري من التطبيقي. وهذا في الأغلب أمر صعب، لأن الأفكار التي لها تأثير مباشر في النوع الانساني قد تكون ذا أهمية ضئيلة لفهمنا الأساسي للطبيعة. والبصريات الهندسية هي من هذا القبيل. ولأنها

عدسات مُصحَّحة



الشكل ١٨ : ٣٧ : (أ) عين مصابة بطول نظر: تقع الصورة خلف الشبكية. (ب) طول نظر مصحح بعدسة مجمعة. (ج) عين مصابة بقصر نظر: تقع الصورة أمام الشبكية. (د) يصحح قصر النظر بعدسة مفرقة. وفي كل رسم من رسوم هذا الشكل، ترمز إلى المصدر وترمز إلى الصورة. هذا وقد بولغ إلى حد ما بحجم عدسة العين بقصد الإيضاح.

تشمل آلات التصوير (الكاميرات) والعارضات والتلسكوبات والمجاهر وعين الإنسان فانها تشكل فرعاً من علم الفيزياء يمس كل شخص. إلا أنها مع ذلك ميدان تطبيقي مدروس يقوم على فكرتين فيزيائيتين بسيطتين، هما أن الأمواج تنعكس وتكسر. ويجب ان لا نخلط بين المعادلات المعروضة في الأجزاء الأخيرة، مع ما لها من أهمية عملية، وبين تلك المعادلات التي تعبر عن قانون كولوم للقوة الكهربائية أو عن قوانين نيوتن في الميكانيك، من حيث الدقة العلمية أو من حيث الأهمية الأساسية.

البصريات الهندسية تطبيق علمي هام الا أنها ليست علماً أساسياً

١٨ : ٩ ظاهرة الحيود : The Phenomenon of Diffraction

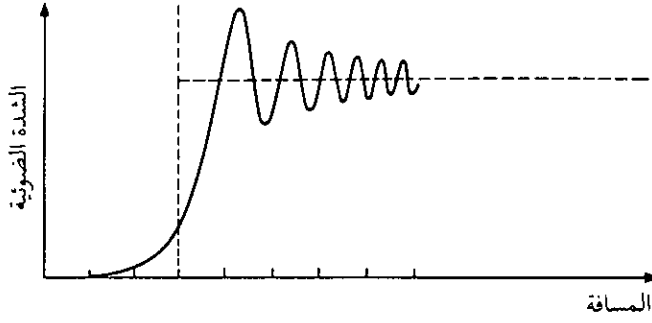
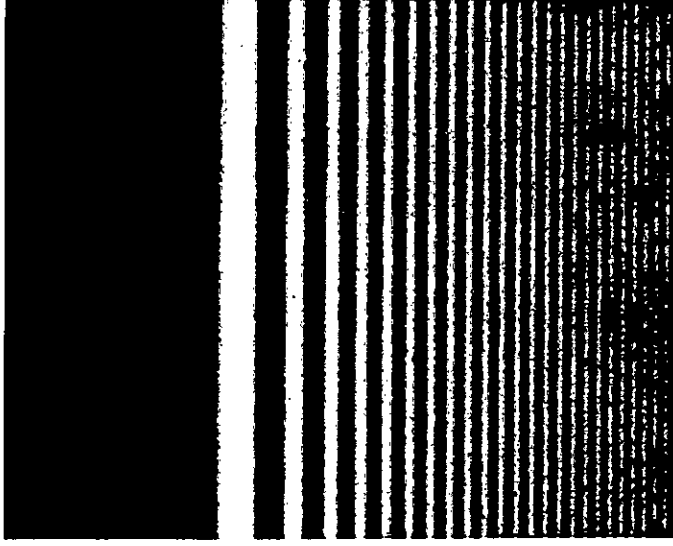
يمكن تعريف الحيود بأنه انحراف الحركة الموجية عن الانتشار في خط مستقيم . ويتجلى الحيود بشكل خاص عندما تمر الموجات عبر ثقب أو تدور حول حواجز . ونتيجة للحيود ، فلا تكون الظلال محددة تماماً ، بل يكون هنالك بدلاً من ذلك انتقال تدريجي للشدة من المنطقة المضاءة الى منطقة الظل . ويعتمد اتساع (عرض) منطقة الانتقال هذه على الطول الموجي (إذ يزيد بزيادته) ، كما يعتمد أيضاً على حجم الحاجز أو الثقب . وكما يبين الشكل ١٨ : ٣٨ ، تحتوي منطقة الظل الانتقالية على أهداب متعاقبة من الشدة الكبيرة والشدة القليلة . هذا ، وسنقدم في الجزء ١٨ : ١٢ معالجة كمية لحالة فيزيائية هامة هي الحيود من شق منفرد .

وكان حيود الضوء الذي اكتشفه فرانسيسكو غريمالدي حول عام ١٦٦٠ معروفاً لدى نيوتن وهيجنز . ومع ذلك ، فلم يكن لهذا الكشف ، وهذا أمر مثير للدهشة نوعاً ما ، إلا تأثير ضئيل في الجدل الذي كان يدور في ذاك الوقت حول طبيعة الضوء . ولم يُدرس الحيود بعناية كافية من أجل توفير دليل حاسم في صالح الطبيعة الموجية للضوء الا بعد مرور مدة على اكتشاف يونغ لأهداب التداخل في عام ١٨٠٣ ، إذ افترض حتى ذلك الوقت أن انحراف جسيمات الضوء عند مرورها بالقرب من المادة يمكن أن يُفسر أيضاً عدم وجود حدود دقيقة تماماً للظلال .

ووفق مبدأ هيجنز تعمل كل نقطة على الجبهة الموجية المتقدمة كمصدر لموجة جديدة تنتشر من تلك النقطة . وهذا المبدأ بالفعل مبدأ للحيود ، بل هو في الحقيقة مبدأ للحيود الأقصى Maximum diffraction . وعند البحث عن تفسير موجي للحيود ، فإن المشكلة التي نواجهها ليست في تفسير حدود الحيود بقدر ما هي في تفسير عدم حدوث الحيود دوماً - وبوضوح - لجميع الأمواج المنتشرة . فلماذا مثلاً لا ينحني ضوء الشمس حول الكرة الأرضية فيجعل جانبها البعيد ساطعاً حتى في منتصف الليل ؟ ولماذا تبدو الحزمة الضوئية من مصباح يدوي كأنها تنتشر في خط مستقيم تماماً في السماء ؟ لقد أثار نيوتن هذه الاسئلة من قبل ، وكانت لديه شكوك حول النظرية الموجية ، لأنه

كيف يمكن التوفيق بين الانتشار في خط مستقيم وبين مبدأ هيجنز

ارتأب في قدرتها على تفسير الحقيقة البسيطة المتعلقة بانتشار الضوء في خط مستقيم.



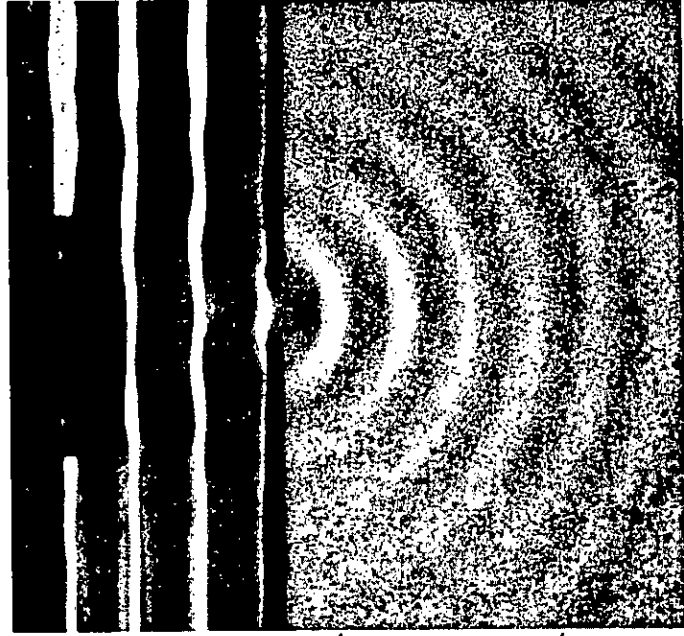
الشكل ١٨ : ٣٨ : الحيود الناتج عن حافة حادة لستارة ما. ثمة تغير محدد تماماً، لكنه غير فجائي، من الظلمة إلى التور عند حدّ الظلّ تعقبه سلسلة من الاهداب التي تتناقص شدتها تدريجاً والتي تمتد إلى المنطقة المضاءة. [الصورة بإذن الاستاذ فرانكون. انظر:

M. Cagnet, M. FranGon, and J.C. Thrierr, *Atlas of optical phenomena* (Berlin: Springer-Verlag, 1962).

ان حلّ التناقض الظاهري بين مبدأ هيجنز وظاهرة انتشار الضوء في خط مستقيم ينبغي العثور عليه في فكرة التراكب. فعندما تكون جبهة موجية ما عريضة بقدر كاف، فإن موجات هيجنز المترابكة على بعضها بعضاً تنتج شدة تقارب الصفر في جميع الاتجاهات عدا الاتجاه الأمامي المباشر العمودي على الجبهة الموجية، وفي هذه الحالة يكون تقريب البصريّ الهندسي صحيحاً. وبخلاف ذلك، فعندما يكون اتساع الجبهة الموجية محصوراً بشكلٍ حادّ فإنه يتضح لنا أن الحيود الشديد للغاية الذي يتنبأ به مبدأ

في حالة الجبهات الموجية
المريضة، يزيل التراكب معظم
آثار الحيود

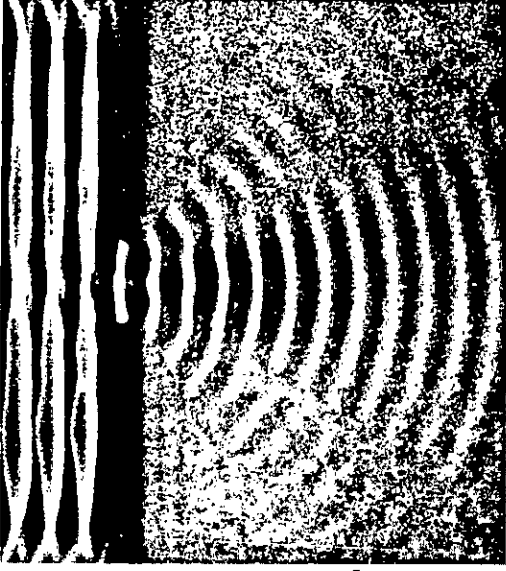
هيجنز هو حقيقة لا وهم . وعندما تحجب ستارة بثقبٍ أو شقٍ صغيرٍ فيها جميع الجبهة الموجية عدا جزءاً صغيراً منها فإن موجة هيجنز ستظهرُ على الجانب البعيد من الشاشة منتشرةً في جميع الاتجاهات من دون أن تعاني أيّ تغيرٍ نتيجةً لتراكبها مع موجاتٍ أخرى . ويبيّن الشكل ١٨ : ٣٩ مثلاً على هذه الموجة المتفرقة الناشئة عن جزء صغير



الشكل ١٨ : ٣٩ : حقيقة موجة هيجنز: عندما يتم إيقاف جميع أجزاء الجبهة الموجية المتقدمة بستارة عدا جزءاً صغيراً منها فقط، فإن موجة دائرية أو كروية تنتشرُ في جميع الاتجاهات من هذا الجزء من الجبهة الموجية . [الصورة مأخوذة بإذن عن : Film Studio, Education Development Center, Inc.]

من جبهة موجية مستقيمة تنتقل في الماء . أما الآثار الناشئة عن تعرض الثقب فيوضها الشكل ١٨ : ٤٠ . وأما الشرط اللازم توفره لحدوث حيود أقصى - أي لحدوث انتشارٍ نقيٍّ لموجة هيجنز - فهو أن يكون عرض الثقب أو الشق أقل من طول موجي واحد . [لاحظ أن هذا الشرط متطلب نسبي، فالشق الذي عرضه ١ مم يُعدّ ضيقاً للأمواج الرادار بينما يُعدّ عريضاً للأمواج الضوء .] وعندما يصير عرض الجبهة الموجية مساوياً تقريباً لطول موجي واحد تظهر تأثيرات التداخل بين الأجزاء المختلفة للجبهة الموجية وتعمل على تقليل زاوية الحيود . ولكن عندما يصبح عرض الثقب أكبر بكثير من الطول الموجي فإن

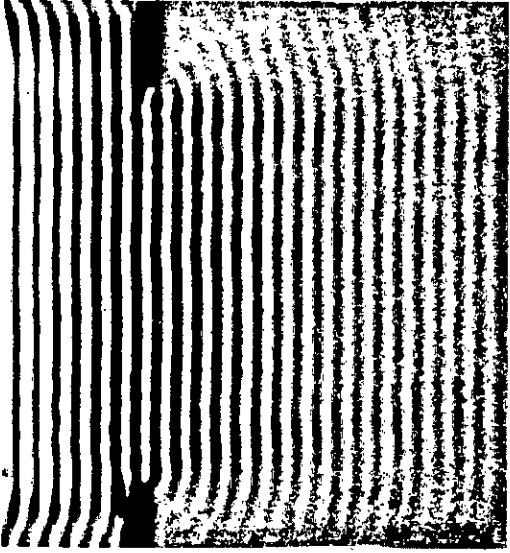
الجبهة الموجية تستعيد تقريباً انتشارها في خطّ مستقيم، بالرغم من أن بعض آثار الحيود المتبقية عند حدود الظل الهندسي تظل على الدوام.



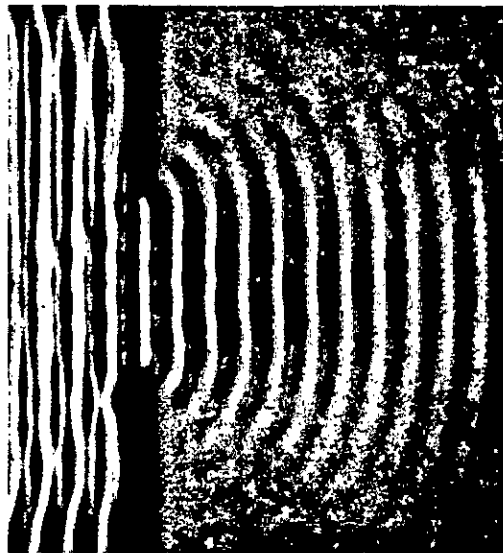
(أ) عرض الفتحة $\lambda = 2$



(ب) عرض الفتحة $\lambda = 5$



(ج) عرض الفتحة $\lambda = 19$

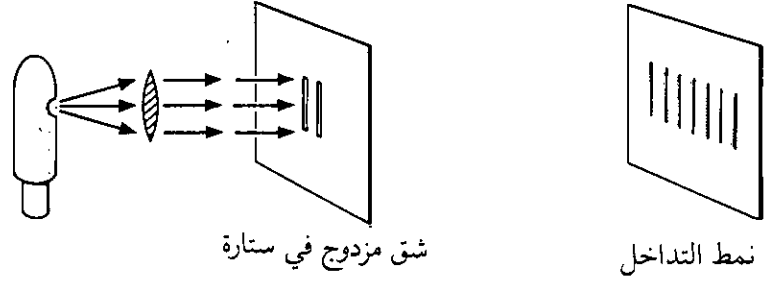


(د) عرض الفتحة $\lambda = 50$

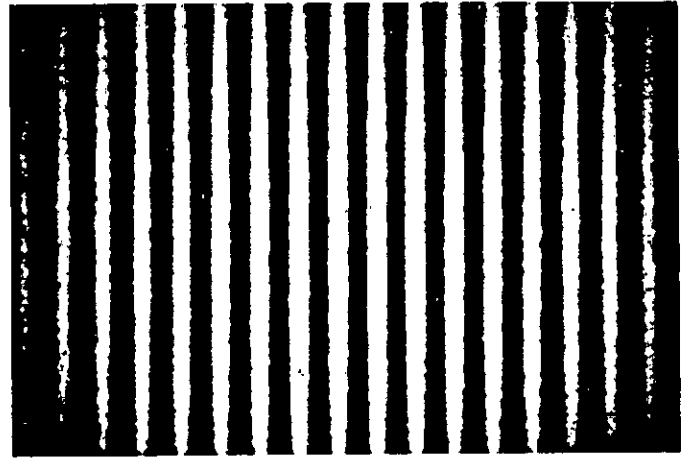
الشكل ١٨ : ٤٠ : أثر عرض الشق على حيود الأمواج المائية : عندما تصبح الفتحة أكثر عرضاً تتداخل الموجات الصادرة عن مختلف أجزاء الشق وينتج عن ذلك موجة أشبه ما تكون بالموجة المستوية الساقطة. [الصور مأخوذة بإذن عن : Film Studio, Education Development Center, Inc]

١٨ : ١٠ : التداخل : Interference

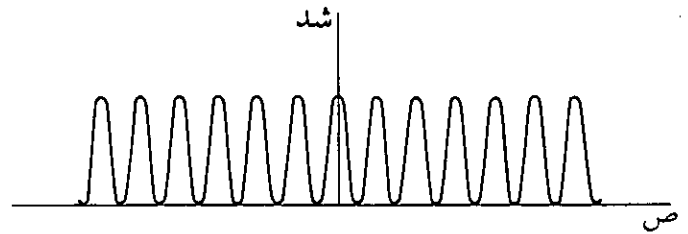
نتابع في هذا الجزء فكرة هامة قدّمناها في الجزء ١٨ : ٣ . فعندما تتراكب الأمواج الصادرة عن مصدرين متحالفين أو أكثر مع بعضها بعضاً فإن هذه الأمواج قد تتداخل . وهذا يعني أن الشدة الكلية لا تساوي المجموع الناتج عن شدة هذه المصادر عند أخذ كل منها على حدة . انظر مثلاً المعادلة ١٨ : ١٤ التي تحتوي على « حدّ للتداخل » .



(أ)



(ب)



(ج)

الشكل ١٨ : ٤١ : (أ) ترتيب ممكن للحصول على نمط تداخل من شقين . (ب) صورة لاهداث التداخل من شقين . (ج) الشدة النظرية للنمط عند استعمال تقريب الزوايا الصغيرة (المعادلة ١٨ : ٧٤) . [الصورة مأخوذة بإذن عن بريان طومبسون ، مركز البصريات ، جامعة روتشستر .]

ونقولُ إنَّ هنالك تداخلاً بناءً constructive interence عندما تكونُ الشدة الكلية الناتجة أكبرَ من مجموعِ الشداتِ المنفردة، وتداخلاً هداماً destructive interference عندما تكونُ الشدة الكلية أقلَّ من مجموعِ الشداتِ المنفردة (انظر المعادلتين ١٨ : ٢٣ و ١٨ : ٢٤). ويعرّفُ نمطُ التداخلِ بأنه عبارةٌ عن نمطٍ ملاحظٍ من النهايات العظمى والصغرى للشدة الناشئة عن تراكبِ الأمواج. ومن المتفقِ عليه أن نشيرَ الى النمطِ الناشئِ عن عددٍ صغيرٍ من المصادرِ التي يمكن اعتبارها مصادرَ نُقْطِيَّةٍ «بنمطِ التداخل» والى النمطِ الناتجِ عن عددٍ كبيرٍ من المصادرِ أو عن توزيعٍ متصلٍ من المصادرِ (مثل موجاتِ هيجنز على طولِ الجبهةِ الموجية) «بنمطِ الحيود». ولا يوجد في الحقيقةِ أي فرقٍ أساسيٍّ بين هذين النمطين : فكلاهما ناتجٌ عن تداخلِ موجاتٍ متحالفةٍ متراكبة. وعلى أية حالٍ، فإننا بداعي السهولةِ سنتناولُ بوجهٍ خاصٍّ في هذا الجزءِ والجزءِ الذي يليه المصادرَ النُقْطِيَّةَ المثاليةَ، أما التوزيعاتُ المتصلةُ من المصادرِ فستتناولُها في الجزءِ ١٨ : ١٢.

لا تختلف أنماط التداخل والحيود في الأساس عن بعضها بعضاً

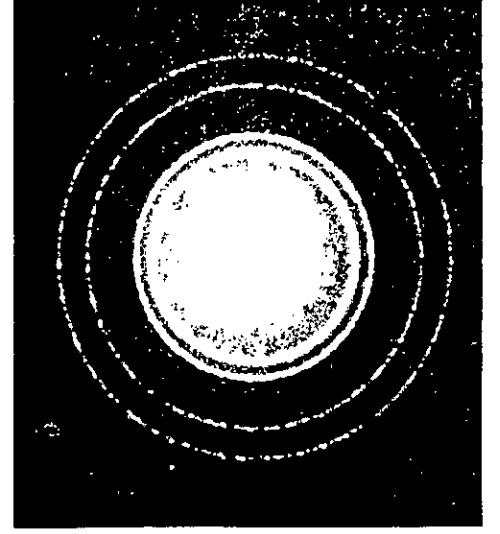
* الشقّ المزدوج : Double Slit

تظلُّ تجربةُ الشقين الكلاسيكيةُ ليونغ أبسطَ التجاربِ وأكثرها إظهاراً وبشكلٍ مباشرٍ للتداخلِ الموجي. وفي تجربتهِ هذه اسقطَ يونغ ضوءاً على أحدِ جانبي صحيفةٍ رقيقةٍ تحتوي على شقين ضيقين متوازيين، وفحصَ نمطَ الشدةِ المُسْقَطَ على ستارةٍ موجودةٍ في الجانبِ الآخر (الشكل ١٨ : ٤١). وقد وفرت الأهدابُ المعتمةُ والمضيئةُ المتعاقبةُ التي ظهرت على الستارةِ أولَ دليلٍ كاملٍ مُقْنَعٍ على الطبيعةِ الموجيةِ للضوء. وكان هذا النمطُ من التداخلِ معروفاً في ذلك الوقتِ للموجاتِ الصَّوتيةِ والمائيةِ. وبعد تجربةِ يونغ تمَّ اثباتُ حدوثِ التداخلِ للأمواجِ في معظمِ أجزاءِ الطيفِ الكهرومغناطيسيِّ الأخرى وكذلك للأمواجِ الالكتروناتِ والنيوترونات. ويقدمُ الشكلُ ١٨ : ٤٢ مقارنةً بين نمطي تداخلٍ أحدهما للأشعةِ السينيةِ والآخرُ للالكترونات.

ويمكنُ تحليلُ تجربةِ الشقّ المزدوجِ في صورتها المثاليةِ بشكلٍ كميٍّ بطريقةٍ بسيطة. ونفترضُ لذلك أنَّ عرضَ كلٍّ من الشقين أقلَّ بكثيرٍ من طولِ موجيٍّ واحد. (ومن



(أ)



(ب)

الشكل ١٨: ٤٢: (أ) حُدَّت الأشعة السينية المارة خلال مسحوق من بلورات الألومنيوم ونشأ عن حيودها نمط التداخل المبيّن على اليسار. (ب) نمط تداخل مماثل جداً للنمط السابق، ناشئ عن إلكترونات مارة في نفس المادة يثبت بوضوح الطبيعة الموجية للجسيمات المادية. [الصورتان مأخوذتان بإذن عن: Film Studio, Education Development Center, Inc.]

السهل تحقيق هذا الشرط عملياً في حالة الأمواج المصغرة (الميكروية)، أما تحقيقه في حالة الضوء فهو أمر أصعب من ذلك). ووفق مبدأ هيجنز، فإنه يمكن لذلك النظر الى الشقين على انهما مصدران نقطيان متحالفان. وتطابق معالجة الشق المزدوج من الناحية الرياضية معالجة المصدر المزدوج الواردة في الجزء ١٨: ٣. فعلى وجه الخصوص، فعند إضاءة الشقين بموجة جيبيّة مستوية، فإنه يمكن عدّهما مكافئين لمصدرين يتساويان في شدتهما، ولهما استقطاب واحد، ويهتزان متحدين في الطور. (فعلى سبيل المثال يمثل الرسمان العلويان في الشكل ١٨: ٩ (ب)، نظامين فيزيائيين متكافئين.)

مماثلة تامة بين الشقوق الضيقة
والمصادر النقطية

ونتوجه الآن الى تناول نمط الشدة على شاشة موضوعة موازية للصحيفة التي تحتوي على الشقين وعمودية على الاتجاه الأصلي للضوء الساقط (الشكل ١٨: ٤٣). لنجعل البعد بين الشقين أ، والمسافة من منتصف المسافة بين الشقين الى شاشة

الملاحظة ل. ان الشدة عند النقطة هـ على الشاشة تعطى بالمعادلة ١٨ : ٢٢ التي نعيد هنا كتابتها على النحو التالي :

$$\text{شـد} = \frac{1}{4} (m_1 + m_2 + 2m_1 \cos \varphi) \quad (18: 66)$$

الشدة من مصدرين متحالفيين
لهما استقطاب واحد

والكميتان m_1 و m_2 هما اتساعا الموجتين (انظر المعادلتين ١٨ : ١٥ ، و ١٨ : ١٦) ، والكمية φ هي فارق الطور بين الموجتين عند النقطة هـ (المعادلة ١٨ : ١٧) . ولنجعل ٥ النقطة الواقعة على الستارة والتي تقابل تماماً نقطة منتصف المسافة بين الشقين ، ص المسافة من ٥ الى هـ ، والمتغيرين s_1 و s_2 يدلان على المسافتين من الشقين s_1 و s_2 الى هـ . وفي التجربة النموذجية يكون ل أكبر بكثير من أ ، مما يجعل المسافتين s_1 و s_2 متساويتين تقريباً . وهذا يعني أن الاتساعين m_1 و m_2 هما أيضاً متساويان تقريباً ، نظراً لأن الموجتين تكونان قد قطعنا نفس المسافة تقريباً بدءاً من الشقين المتماثلين * . لنسم الشدة التي تنتج عن كل من الشقين على حدة شـد :

$$\text{شـد} = \frac{1}{4} m_1^2 = \frac{1}{4} m_2^2 \quad (18: 67)$$

(انظر المعادلتين ١٨ : ١٨ و ١٨ : ١٩) . وباستعمال هذا التقريب ، تأخذ المعادلة ١٨ : ٦٦ الشكل الأبسط التالي :

$$\text{شـد} = 2 \text{ شـد}_0 (1 + \cos \varphi) \quad (18: 68)$$

مقدار الشدة عندما يكون
للموجتين ايضاً نفس الاتساع

وأخيراً ، نلجأ الى التقريب : ص > > ل ، نظراً لأن ذلك يُسهّل علينا حساب فارق الطور φ ، ويمكننا من معاملة شـد كثابت ، نظراً لأن جميع النقط التي تعيننا في نمط التداخل ستكون لذلك على بعد متساو تقريباً من الشقين .

ولأن الموجتين تبدآن بطور واحد عند الشقين s_1 و s_2 ، فإن فارق الطور بينهما عند هـ يتعين بالفارق بين مسافتي الانتشار : $s_2 - s_1$. ووفق المعادلة ١٨ : ٩ ، فإن

* يمكن اعتبار $m_1/m_2 = s_2/s_1$ تقريباً جيداً .

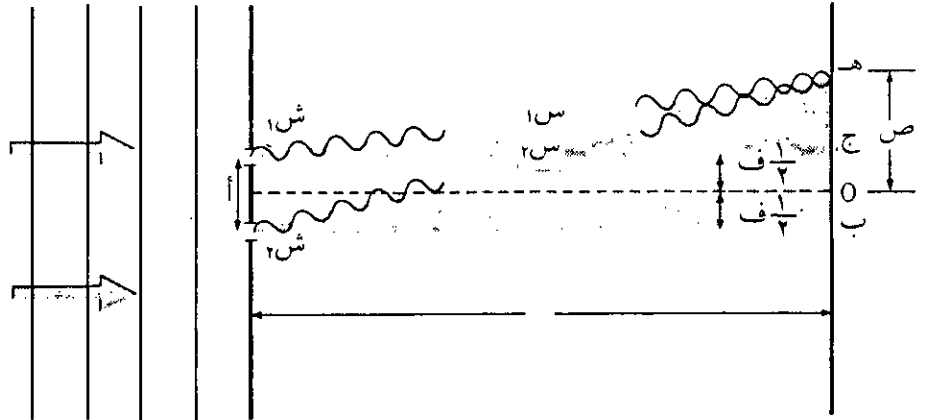
طور إحدى الموجتين يكون: $\alpha + \kappa_1$ بينما يكون طور الموجة الأخرى $\alpha + \kappa_2$ وعليه فإن فرق الطور $\phi = \phi_1 - \phi_2$ يكون كما يلي :

فارق الطور بين موجتين

$$(18: 69) \dots\dots\dots \frac{\kappa_1 - \kappa_2}{\lambda} = (\kappa_1 - \kappa_2) = \phi$$

ويتضمن هذا، كما يجب علينا توقعه، أن فارق المسار الذي مقداره $\frac{1}{4}\lambda$ ينتج عنه فارق طور مقداره π (أي تداخل هدام)، في حين ينتج عن فارق المسار الذي مقداره λ فارق طور مقداره 2π (أي تداخل بناء)، وهلم جرا. ولإيجاد العلاقة بين $\kappa_1 - \kappa_2$ والكمية ϕ ، نأخذ المثلثين القائمي الزاوية $\triangle H_1$ و $\triangle H_2$ ب ه المظللين في الشكل ١٨: ٤٣. وباعتبار المثلث الأول نجد من نظرية فيثاغورس أن:

$$\kappa_1^2 = L^2 + (H_1 - \frac{1}{4}\lambda)^2$$



الشكل ١٨: ٤٣: رسم تخطيطي لتحليل نمط التداخل من شق مزدوج. يتمركز في النقطة O هذب ساطع. وفي هذا الرسم، يقع هذب معتم عند النقطة H لأن S_1 أكبر من S_2 بمقدار نصف طول موجي واحد.

وباعتبار المثلث الثاني نجد من نظرية فيثاغورس أن:

$$\kappa_2^2 = L^2 + (H_2 + \frac{1}{4}\lambda)^2$$

وبالطرح نحصل على:

$$\kappa_1^2 - \kappa_2^2 = (H_2 + \frac{1}{4}\lambda)^2 - (H_1 - \frac{1}{4}\lambda)^2$$

وهذه المعادلة يمكن تبسيطها الى:

$$(س_٢ - س_١) (س_١ + س_٢) = ٢ ص أ \dots\dots\dots (٧٠ : ١٨)$$

وبسبب الشرط الذي فرضناه : $ص > ل$ ، فإن المسافتين $س_١$ و $س_٢$ تختلفان قليلاً عن $ل$ ، ويمكن لذلك تقريب مجموعهما بالمقدار $٢ ل$. ونحصل بذلك من المعادلة ١٨ : ٧٠ على العلاقة التقريبية التالية لفارق الطور:

$$س_٢ - س_١ = \frac{ص أ}{ل} \dots\dots\dots (٧١ : ١٨)$$

وتبعاً لذلك يكون فارق الطور بحسب المعادلة ١٨ : ٦٩ كما يلي :

$$\frac{ك ص أ}{ل} = \frac{ص أ}{ل \lambda} = \phi \dots\dots\dots (٧٢ : ١٨)$$

فارق الطور التقريبي

وبوضع الصيغة الأولى لفارق الطور ϕ في المعادلة ١٨ : ٦٨، نحصل أخيراً على صيغة للشدة في نمط التداخل بوصفها دالة في $ص$:

$$شدر = ٢ شد [١ + جتا \left(\frac{ك أ ص}{ل} \right)] \dots\dots\dots (٧٣ : ١٨)$$

وباستخدام المتطابقة المثلثية : $(١ + جتا س = ٢ جتا^٢ \frac{١}{٢} س)$ ، فانه يمكننا أيضاً كتابة هذه الصيغة كما يلي :

$$شدر = ٤ شد جتا^٢ \left(\frac{ك أ ص}{٢ ل} \right) \dots\dots\dots (٧٤ : ١٨)$$

الشدة في نمط التداخل

وهذه الشدة النظرية يظهر رسمها (منحنائها) في الشكل ١٨ : ٤١ (ج).

ونستطيع أن نستنتج من المعادلة ١٨ : ٧٣ أو المعادلة ١٨ : ٧٤ أن النقاط التي يكون عندها التداخل البناء أكبر ما يمكن حيث $شدر = ٤ شد$ هي النقاط التي تكون عندها الكمية $\frac{ك أ ص}{ل}$ مضاعفاً صحيحاً للكمية $٢ ط$. وهذا يعني أن :

$$ص = \frac{٢ ط ن ل}{أ ك} = \frac{٢ ط ن ل \lambda}{أ}$$

وباستعمال الطول الموجي بدلاً من الطول الموجي المنقّص فانه يمكننا أن نكتب هذا الشرط كما يلي :

$$\text{ص (الاهداب الساطعة)} = \frac{\lambda}{\lambda} \cdot \dots \dots \dots (٧٥ : ١٨)$$

حيث ن هو عدد صحيح موجب أو سالب أو صفر. أما النقاط التي يكون عندها التداخل الهدام أكبر ما يمكن حيث شد = صفر فتكون النقاط التي يساوي عندها المقدار $\frac{\lambda}{\lambda}$ القيمة $\pm \lambda$ أو $\pm 3\lambda$ أو $\pm 5\lambda$... وهلم جرا. ويحدد هذا الشرط موضع الأهداب المعتمة كما يلي :

$$\text{ص (الاهداب المعتمة)} = \left(\frac{1}{4} - n\right) \cdot \frac{\lambda}{\lambda} \dots \dots \dots (٧٦ : ١٨)$$

وخلاصة القول، فإن نمط التداخل الناتج عن شقين رفيعين جداً يتكون من اهداب متساوية في شدتها، تبعد عن بعضها بعضاً مسافات متساوية بشرط أن يتحقق الشرطان :
ل << أول << ص .

مثال : يسقط ضوء أخضر، طوله الموجي ٥٠٠٠ أنجستروم ($\lambda = 10 \times 10^{-7} \text{ م}$) على زوجين من الشقوق : المسافة بينهما ١ ملم ($a = 10^{-3} \text{ م}$). ما نمط التداخل الذي يظهر على ستارة على بعد ٢ م منهما ($L = 2 \text{ م}$)؟ سيظهر في مركز النمط هدب ساطع . ووفق المعادلة ١٨ : ٧٥، فإن الهدب الساطع الأول على كلا جانبي مركز النمط سيقع على بعد يساوي $\frac{\lambda}{\lambda}$ من المركز :

$$\text{ص (الهدب الساطع الأول)} = \frac{\lambda}{\lambda} = \frac{10 \times 10^{-7} \times 2}{10^{-3}} = 2 \times 10^{-4} \text{ م}$$

$$(٧٧ : ١٨) \dots \dots \dots = 10^{-3} \text{ م} = 1 \text{ ملم}$$

وسيقع الهدب الساطع الثاني على بعد ٢ ملم من المركز، والثالث على بعد ٣ ملم، وهلم جرا، أي تنتشر الاهداب الساطعة بمسافات متساوية بينها. ويوجد بين كل هذين ساطعين هدب معتم. أما موضع أقرب هذه الاهداب المعتمة الى مركز النمط فيعطى بالمعادلة :

$$\text{ص (الهدب المعتم الأول)} = \frac{1}{4} \lambda = 0,5 \text{ ملم}$$

وهذه القيمة مثيرة حقاً. ويعني ذلك في هذا المثال انه يوجد عتمة تامة قبالة كل شق تماماً (على بعد نصف مليمتر فوق مركز النمط أو تحته)، اي في الموضع الذي نتوقع ان يكون مضاء وفق مبدأ انتشار الضوء في خطوط مُستقيمة. ولا يوجد هنالك برهان على التداخل أوضح من هذا المثال. ففي حين أن كلاً من الشقين بمفرده يعطي ضوءاً عند هذا الموضع فإن كليهما معاً لا يعطي ضوءاً بل عتمة. ويتحقق في هذا المثال تماماً الشرطان: ل << أ و ل << ص؛ ذلك ان نمط التداخل المكون من عشرين هدبا ساطعاً يشغل حيزاً اتساعه ٢سم فقط أي ١٪ من المسافة ل.

نمط التداخل «كمكبر للطول الموجي»

ويمكن بسهولة رؤية المسافات الفاصلة بين الاهداب والبالغة ١ ملم بالعين المجردة، ويمكن أيضاً تصويرها. ومن الطرق المثيرة للتفكير في نمط التداخل من شق مزدوج النظر اليه بوصفه مكبراً للطول wavelength magnifier. فالطول الموجي ٨ في المعادلة ١٨: ٧٧ يضاعف «بعامل تكبير»: λ ، يساوي في هذا المثال ٢٠٠٠، وتكون المسافة الفاصلة بين أي هذين أكبر من الطول الموجي بألفي مرة، ولذا يمكن القول إن الطول الموجي المجهرى يُجعل بالتداخل مرئياً. ونستطيع، اما بزيادة المسافة ل أو بانقاص المسافة الفاصلة بين الشقين أ زيادة عامل التكبير وزيادة المدى الذي ينتشر فيه نمط التداخل.

قياس الطول الموجي

ويؤدي التداخل غرضاً يتجاوز مجرد اثبات وجود الامواج؛ إذ يُقدم وسيلة قيمة لقياس الطول الموجي. وقد تابع يونغ Young تجاربه الأولى على التداخل باجراء قياسات للأطوال الموجية للضوء. وما تزال ظواهر التداخل توفر الأساس لجميع القياسات الدقيقة للأطوال الموجية. وفي النمط البسيط للتداخل من شقين، تتناسب المسافة الفاصلة بين أي هذين طردياً مع الطول الموجي. وتتضمن المعادلة ١٨: ٧٥ أن المسافة الفاصلة بين هذين ساطعين متوالين تكون:

$$\Delta \text{ ص} = \frac{\lambda}{\lambda_1}$$

ويستعمل هذه المعادلة، يمكن التعبير عن الطول الموجي بدلالة المسافة الفاصلة fringe spacing كما يلي :

$$\Delta \frac{1}{\lambda} = \lambda \quad \text{ص} \dots\dots\dots (٧٨ : ١٨)$$

ويعني ذلك أن المسافة الفاصلة الملاحظة تُصَغَّرُ بمقدار النسبة بين المسافتين المعلومتين $\frac{1}{\lambda}$ للحصول على الطول الموجي المجهول.

وعندما توضع الستارة والشقان في ترتيب معين، تظل المسافتان ل و أ ثابتتين لا تتغيران، وبذلك تُفصح الأطوال الموجية المتباينة عن نفسها من خلال أنماط تداخل تتباين فيها المسافات الفاصلة بين الأهداب. وإذا استعمل نوعان أو أكثر من الأمواج لاضاءة الشقين في نفس الوقت، فإن أنماط التداخل لكل منها تتداخل مع بعضها بعضاً على الشاشة. ويعني ذلك أن الشقين والستارة يكونان معاً نوعاً غير دقيق من مكشاف الطيف spectroscope - وهو عبارة عن جهاز يمكن من تعيين مكونات الطيف الموجود في إشعاع مجهول. ويمكن أساس عمل مكشاف الطيف في تفريق الإشعاع أو تحليله dispersion، أي تجزيته إلى مكوناته من الأطوال الموجية المختلفة. وكما شرح سابقاً في الجزء ١٨ : ٧ فإن تحليل الإشعاع يمكن تحقيقه عن طريق معامل الانكسار المتغير لموشور زجاجي، كما يمكن تحقيقه أيضاً عن طريق ظاهرة التداخل. فالضوء الأبيض white light الذي يمر في زوجين من الشقوق يعطي مسافة فاصلة هدية مختلفة لكل طول موجي، ومن ثم نمطاً يتكوّن من أقواس قزح كثيرة. (ومع ذلك يظل الهدب المركزي أبيض اللون. لماذا؟).

١٨ : ١١ محزوز الحيود : The Diffraction Grating

للشقّ المزدوج، بصفته قلب مكشاف الطيف، عيب خطير، وهو أن الأهداب التي تنتج عنه تكون عريضة (الشكل ١٨ : ٤١). ونتيجة لذلك، فانه يستحيل تحديد مراكز هذه الأهداب بدقة تكفي لإجراء قياسات دقيقة جداً للأطوال الموجية، كما يستحيل تمييز نمطي التداخل الناتجين عن طولين موجيين يختلفان عن بعضهما بعضاً اختلافاً

طفيفاً. وبالإضافة إلى هذا العيب المتعلق بعرض الهدب، فإن الشقّ المزدوج لا يسمح إلا لجزء صغير من الضوء الساقط بالوصول إلى المشاهد (أي الستارة). ويُعالج هذان العيبان بشكلٍ جميلٍ بمحزوز الحيود الذي هو، في أبسط أشكاله، عبارة عن سياجٍ من أشربة معتمةٍ وشفافةٍ متبادلةٍ أو ترتيبٍ من شقوقٍ كثيرةٍ متوازية. وقد أنشأ جوزف فون فرونهورف Joseph Von Fraunhofer حول عام ١٨٢٠ المحزوزات الأولى للدراسة التداخلية ولقياس الطول الموجي بدقة. وتكوّنت تلك المحزوزات من أسلاكٍ رفيعةٍ مُثبتةٍ على إطارٍ كأنّها سدى سجادةٍ قبل بدء نسجها. وكانت أفضل محزوزات السلكية تملك ١٩ سلكاً لكل ١ ملم. واستمر فرونهورف في بناء محزوزاتٍ أكثر دقةً وذلك بحفر خطوطٍ متوازيةٍ على الزجاج، وحصل بذلك على محزوزاتٍ لها ٣٠٠ خط/ملم. وقد تطوّرت طريقته هذه لصنع محزوزات الحيود في جودتها الفنية خلال ما تبقى من القرن التاسع عشر، حتى أنّ هنري رولاند Henry A. Rowland نجح عام ١٨٨٠ في صنع محزوز حيودٍ زجاجيٍّ شبه متقنٍ يصل عددهُ خطوطه إلى ١٠٠٠٠ خط/ملم. (وتبلغ المسافة الفاصلة بين الخطوط في مثل هذا المحزوز ١٠^{-٦} م أو ١٠٠٠٠ Å أي ما يساوي ١,٥ مرة قدر الطول الموجي للضوء الأحمر). وما تزال بعض محزوزات رولاند وبعض النسخ المعمولة عنها تُستعمل حتى يومنا هذا.

محزوز الحيود الحقيقي عبارة عن تركيب (بناء) دوري

ومن غير الضروري أن يكون للمحزوز الزجاجي شرائط معتمّة أو أن يكون لخطوطه المحفورة فيه شكلٌ محدد. وكل ما هو ضروري أن تكون خطوطه المحفورة المتوالية متساوية البعد عن بعضها بعضاً ومتماثلة تماماً تقريباً، بحيث يبدو المحزوز عند النظر إليه ترتيباً متكرراً على نحوٍ منتظم [الشكل ١٨ : ٤٤ (أ)]. وعلى أية حال، فإن تحليل عمل محزوز الحيود يصير أسهل وأبسط بكثير - دون أن نفقد شيئاً من جوهر عمله - إذا تمّ تمثيله كمجموعةٍ من الشقوق الرفيعة المفصولة عن بعضها بعضاً بشرائطٍ عريضة معتمة [الشكل ١٨ : ٤٤ (ب)]. وبذلك، يمكن النظر إلى كل شقٍّ منها كمصدرٍ لموجةٍ أوليةٍ من موجات هيجنز. وفي مطياف محزوز الحيود النموذجي، يُجمّع الضوء المحروف بزواوية θ بعدسة ثم يركّز في بؤرة (الشكل ١٨ : ٤٥). ولذا، فإن التداخل بين الموجات

محزوز حيود مثالي: شقوق مفصولة عن بعضها بعضاً بمسافات متساوية

الصادرة عن الشقوق المختلفة يمكن تناوله عن طريق اعتبار فارق المسار بين المسارات المتوازية المتعاقبة. وثمة ناحية دقيقة وهامة يجب أن ننبه لها هنا. فإذا كانت الموجات التي تصل إلى النقاط أ، ب، ج، د، وه في الشكل ١٨: ٤٥ متحدة الطور، فإنها سوف تظل متحدة الطور عند وصولها إلى البؤرة ب. وبالرغم من قصر المسافة بين جـ وب بالمقارنة مع المسافة من أ إلى ب، فإن «الزمن» من جـ إلى ب هو نفس الزمن من أ إلى ب، لأن الموجة التي تنتقل من جـ إلى ب تقطع مسافة أكبر في الزجاج وتبطأ بقدر يكفي لتلحق بها الموجة المنتقلة من أ إلى ب تماماً عند لحظة وصولهما إلى البؤرة. ويعني هذا التساوي في الزمن لجميع المسارات تساوياً أيضاً في عدد الأطوال الموجية. فالأمواج التي تهتز وهي متحدة الطور عند أ، ب، ج، د، وه تهتز أيضاً متحدة الطور عندما تجتمع عند البؤرة ب. والسؤال الذي يطرح نفسه الآن هو لأية زاوية حيود θ تكون الموجات التي تصل إلى النقاط أ، ب، ج، د، وه متحدة الطور بالفعل حتى ينتج عنها معاً صورة ساطعة عند البؤرة ب؟ إن شرط التقوية (التدعيم) هذا يتطلب أن يكون فارق المسار Δ س بين أي مسارين متعاقبين عدداً صحيحاً من الأطوال الموجية:

$$\Delta \text{ س} = \lambda \quad \dots \dots \dots (١٨: ٧٩)$$

ونظراً لأن Δ س ضلع لمثلث قائم الزاوية وتره يساوي البعد الفاصل أ بين الشقين، فإن فارق المسار يكون:

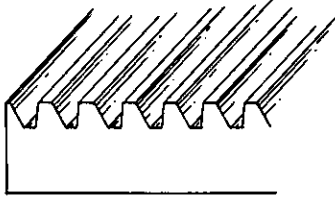
$$\Delta \text{ س} = \text{أ جا } \theta \quad \dots \dots \dots (١٨: ٨٠)$$

ولذا يرتبط الطول الموجي وزاوية الحيود بالعلاقة التالية في حالة التداخل البناء الاعظم*:

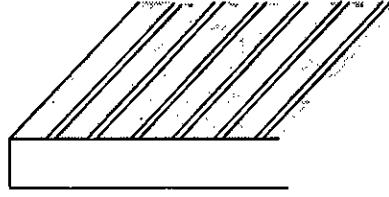
$$\lambda \text{ س} = \text{أ جا } \theta \quad \dots \dots \dots (١٨: ٨١)$$

شرط الحصول على الشدة
العظمى

* أي ذي الشدة الأقصى

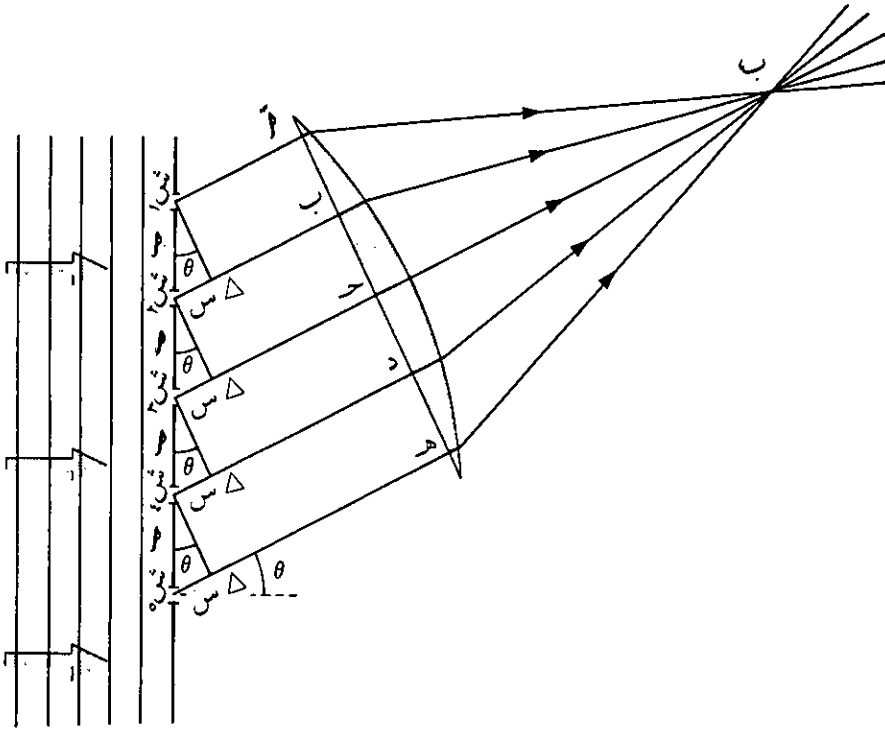


(أ)



(ب)

الشكل ٤٤: ١٨ : محزوز حيود (أ) منظر مُكَبَّرٌ للغاية لمحزوز حيود يتكوّن من صفوفٍ من الخطوط المتماثلة، المتساوية البعد، والمحزوزة في قطعة من زجاج. (ب) صورةٌ مثاليةٌ لمحزوز حيود مناسبٍ للتحليل: ستارةٌ رقيقةٌ بشقوقٍ رفيعةٍ متوازيةٍ مفصولةٍ عن بعضها بعضاً بشرائطٍ عريضةٍ معتمة.



الشكل ٤٥: ١٨ : تمثيلٌ تخطيطيٌ لمطيافٍ محزوزٍ الحيود. يكون عددُ الموجاتِ المتداخلةِ في مطيافٍ فعليٍّ بالآلافٍ بدلاً من الخمسةِ المبينةِ هنا.

وهذه هي المعادلةُ الأساسيةُ لمطيافٍ محزوزٍ الحيود. ولأنَّ θ أو θ يمكنُ قياسُهما بدقة، فإنه يمكنُ تعيينُ الطولِ الموجيِّ بدقة. ويحدّدُ العددُ الصحيحُ n رتبةً «order» ذرّةِ الحيود، فالعددُ $n = 1$ يحدّدُ ذرّةَ الحيودِ من الرتبةِ الأولى، والعددُ $n = 2$ ذرّةَ الحيودِ من الرتبةِ الثانية، وهلمَّ جرّاً.

وتتضح فائدة وجود الكثير من الشقوق (اي ما يبلغ عشرات الآلاف منها في الواقع) بدلاً من اثنين فقط اذا اعتبرنا ما يحدث بالفعل عند تغيير الزاوية θ بحيث تختلف قليلاً عن الزاوية المعطاة بالمعادلة ١٨ : ٨١ التي تعين موضع الهدب الساطع . فعند حدوث تغير طفيف في θ يتغير فارق المسار Δ س بين مسارين متعاقبين مثل المسارين ش_١ أو ش_٢ ب تغيراً طفيفاً ، بحيث ان الموجات التي تصل الى النقطتين أ وب لا تكونان متحدة الطور تماماً . ولو كان هذان الشقان الشقين الوحيدين الموجودين لنقصت الشدة عند البؤرة ب بشكل طفيف فقط ، ذلك لأن الموجتين سوف تظلان بعيدتين عن تحقيق شرط التداخل الهدام . ولكن بسبب وجود عدد كبير من الشقوق المؤثرة تهبط الشدة عند النقطة ب بشكل حاد . وبالرغم من أن الموجة الصادرة عن الشق ش_٢ تختلف في طورها اختلافاً طفيفاً فقط عن الموجة الصادرة عن ش_١ فإن الموجة الصادرة عن ش_٢ تختلف في طورها بشكل أكبر بقليل من ذلك ، والموجة من ش_١ تختلف بدورها عن ذلك بشكل أكبر بقليل ، وهكذا دواليك . وعليه فإنه سيكون هنالك شق : طور الموجة الصادرة عنه يعاكس تماماً طور الموجة الصادرة عن ش_١ . ويجمع الاسهامات من آلاف من الشقوق فسنحصل عند البؤرة ب على تداخل هدام تام تقريباً وعممة بالرغم من أن الزاوية θ قد تغيرت قليلاً عما كانت عليه للهدب المركزي . ونتيجة لذلك ، فإن الاهداب العريضة التي تميز نمط التداخل من الشق المزدوج تطوى (تهدم) في مطياف محزوز الحيود لتصبح خطوطاً رفيعة تنفصل عن بعضها بعضاً بمساحات ممتدة من العتمة . ويبين الشكل ١٨ : ٤٦ بداية هذه الظاهرة عند زيادة عدد الشقوق من ٢ الى ٦ . وبسبب ظهور أهداب التداخل المضيق في مطياف محزوز الحيود ، فإنه غالباً ما يشار الى الضوء ذي الطول الموجي المعين بالخط الطيفي .

تفسير وصفي للنهايات العظمى
الضيقة

تعريف «الخط الطيفي»

★ عرض الخط الطيفي : Width Of A Spectral Line

يمكن الحصول على تقدير جيد للعرض الزاوي Angular Width لخط طيفي عن طريق الاستدلال التالي : لنجعل ϕ فارق الطور بين مسارين من شقين متجاورين . فباستعمال المعادلتين ١٨ : ٦٩ ، و ١٨ : ٨٠ نجد أن ϕ تساوي :

العلاقة بين فارق الطور وبين
فارق المسار والزاوية

$$(٨٢: ١٨) \dots\dots\dots \frac{\Delta \text{ أ ج ا } \theta}{\lambda} = \frac{\Delta \text{ س } \theta}{\lambda} = \Delta \kappa = \varphi$$

وترتبط التغيرات الطفيفة في فارق الطور φ بالتغيرات الصغيرة في الزاوية θ كما يلي :

$$(٨٣: ١٨) \dots\dots\dots \theta \Delta \frac{\theta \text{ أ ج ا } \theta}{\lambda} = \theta \Delta \frac{\varphi \theta}{\theta \lambda} = \varphi \Delta$$

وتُحقَّق θ عند القيمة المركزية العظمى لخط طيفي المعادلة ١٨: ٨١، وتكون $\varphi = ٢ \text{ ط ن}$. ونظراً لأن فارق الطور ٢ ط ن (حيث ن عدد صحيح) يكافئ تماماً فارق الطور الذي مقداره صفر، فإننا نستطيع القول إن جميع الأمواج المتراكبة تكون متحدة الطور تماماً عند هذه الزاوية θ . لنغير الآن الزاوية θ بمقدار صغير $\Delta \theta$. فهذا التغير يؤدي الى فارق في الطور مقداره $\Delta \varphi$ بين الأمواج المتعاقبة. وإذا كان العدد الكلي لخطوط الحيود يساوي $\mathfrak{d}$ ، فإن فارق الطور بين الموجة الأولى والأخيرة يكون يساوي $\mathfrak{d} \Delta \varphi$ (١ -). وتكون الأطوار النسبية relative phases للأمواج المتراكبة التي عددها $\mathfrak{d}$ كما يلي :

$$\text{صفر، } \Delta \varphi، \Delta \varphi ٢، \Delta \varphi ٣، \dots \Delta \varphi (١ - \mathfrak{d}).$$

ونتساءل الآن: ما المطلوب للحصول على تداخل كلي هدام؟ فلو كان مثلاً $\mathfrak{d} \Delta \varphi$ يساوي $\frac{\pi}{٢}$ بالتقدير الدائري، لكان التداخل الهدام جزئياً ولما كان تاماً، ولوقعت جميع الأطوار ما بين صفر و $\frac{\pi}{٢}$. إن أصغر قيمة للمقدار $\mathfrak{d} \Delta \varphi$ تستطيع أن تعطي تداخلاً كلياً هداماً تساوي تقريباً ٢ ط . ولذلك تكون الأطوار موزعة توزيعاً منتظماً بين الصفر و ٢ ط . ويكون هناك آلية موجة موجة أخرى تعاكسها تماماً في الطور (اي يكون فارق الطور بينهما π). وهاتان الموجتان تتداخلان تداخلاً هداماً وتلغي الواحدة منهما الأخرى. ويبيِّن الشكل ١٨: ٤٧ تخطيطاً هذا الوضع، حيث رسمت الأطوار حول محيط دائرة. ويكون الشرط الدقيق لحدوث الغاء تامٍّ للأمواج بعضها لبعض كما يلي :

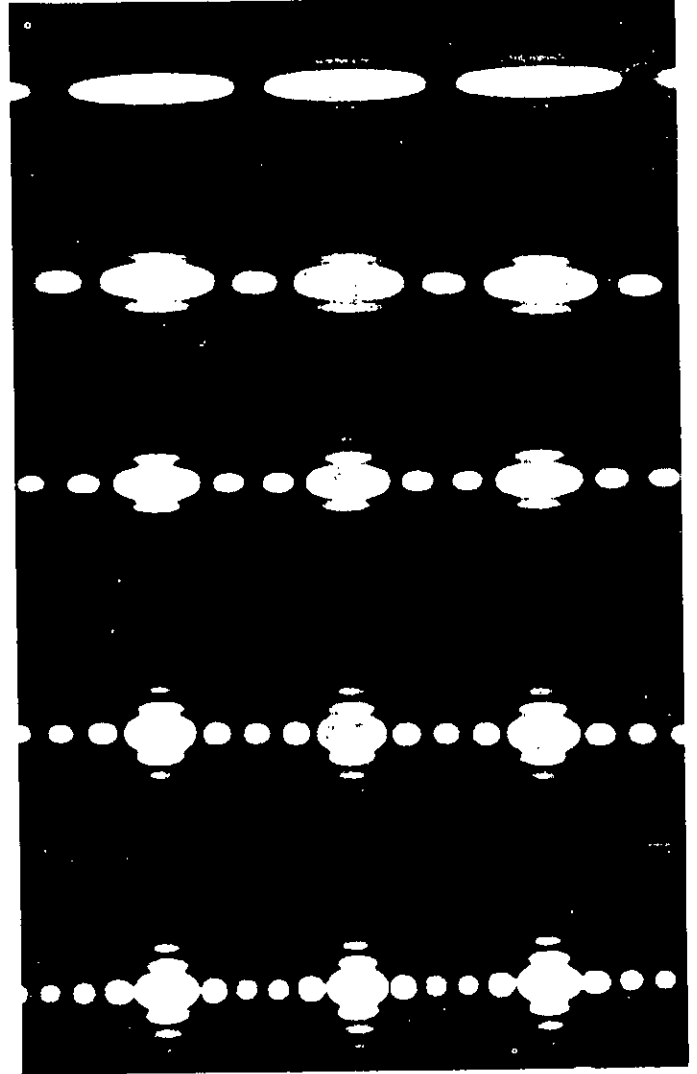
$$\mathfrak{d} \Delta \varphi = ٢ \text{ ط، أو}$$

$$(٨٤: ١٨) \dots\dots\dots \frac{٢ \text{ ط}}{\mathfrak{d}} = \Delta \varphi$$

تفسير كمي للنهايات العظمى
الضيقة

انّ ما يعنيه هذا الشرط من الناحية الفيزيائية هو أنّ الموجة الآتية من أحد جانبي المحزوز تلغي تماماً الموجة القادمة من منتصف المحزوز، وأنّ الموجة الآتية من موضع الربع الأول من المحزوز تلغي الموجة الآتية من موضع الربع الثالث منه، وهلمّ جرّاً. وبضمّ المعادلتين ١٨ : ٨٣ و ١٨ : ٨٤ معاً نحصل على :

$$\Delta \theta = \frac{\lambda}{a \sin \theta} \quad \dots \dots \dots (١٨ : ٨٥)$$

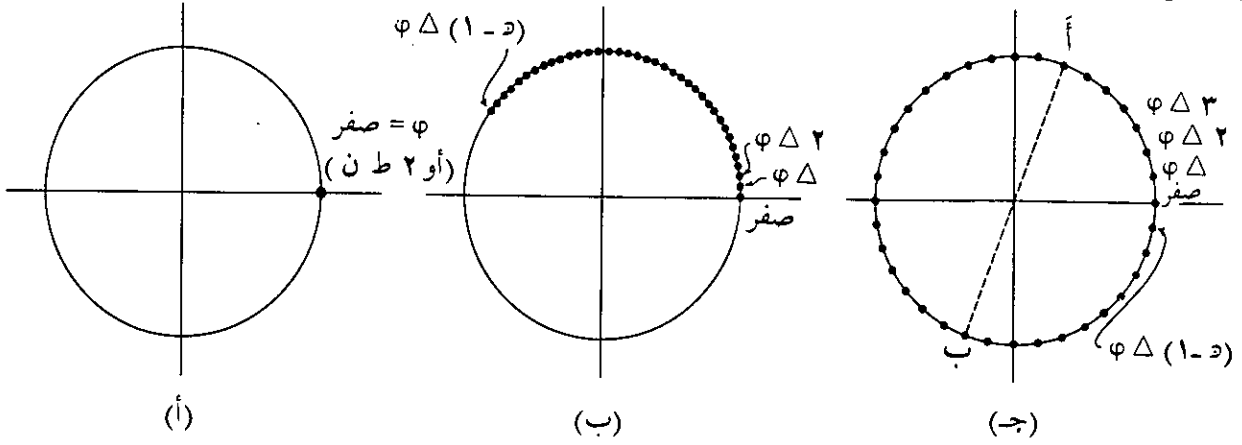


الشكل ١٨ : ٤٦ : أنماط تداخل تنتجها محزوزات حيود لها (من الأعلى إلى الأسفل) ٢، ٣، ٤، ٥ و ٦ شقوق. اخذت هذه الصور باستعمال مصدر نقطي بدلاً من المصدر الخطي. وبزيادة عدد الشقوق فوق ٦، تصبح النهايات العظمى الرئيسة أضيق والنهايات العظمى الثانوية أكثر إعتاماً. [الصورة مأخوذة بإذن عن : Brian Thompson, The Institute of Optics, University of Rochester]

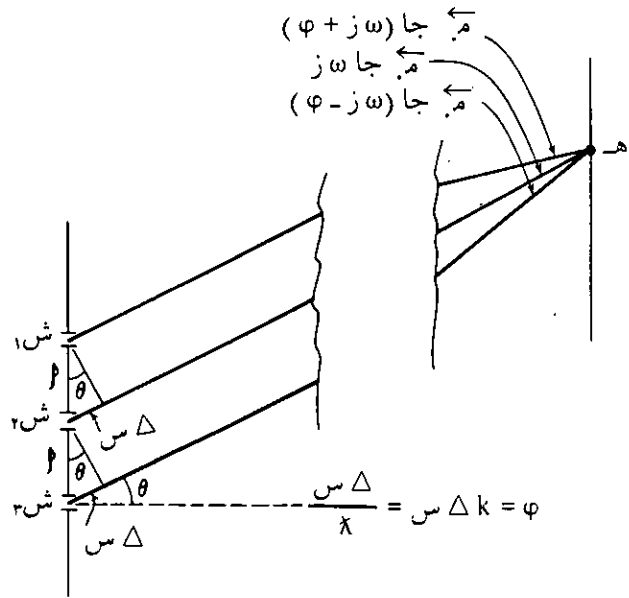
والمقدار $\Delta \theta$ هو «العرض» الزاوي للخط، أي في الحقيقة المسافة الزاوية بين نقطة ذروة الشدة في مركز الخط الطيفي وموضع النهاية الصغرى الأولى للشدة على أحد جانبي الخط الطيفي. وبما أن طول المحزوز ل أي المسافة من الخط الأول في المحزوز إلى الخط الأخير فيه يساوي $\Delta (1 - \varepsilon)$ ، فإن المعادلة ١٨ : ٨٥ يمكن أن تكتب كما يلي :

$$(٨٦ : ١٨) \dots\dots\dots \frac{\lambda}{\theta \text{ جتا } \theta} \equiv \frac{\lambda}{\theta \text{ جتا } (\theta + \Delta \theta)}$$

«عرض» الخط الطيفي (من
الذروة المركزية إلى النهاية
الصغرى الأولى)



الشكل ١٨ : ٤٧ : أطوار الأمواج الصادرة عن شقوق محزوز حيود معروضة للتبسيط على محيط دائرة .
(أ) عند زاوية ملاحظة مناظرة لمركز الخط الطيفي، تكون جميع الأمواج متحدة الطور، ويمكن أن يقال ان أطوارها جميعاً تساوي صفراً ($\varphi = \text{صفر}$). [تختلف أطوار الأمواج المتعاقبة في الواقع عن بعضها بعضاً بمضاعفات φ ط ٢]. (ب) عند زاوية قريبة من زاوية الملاحظة، تختلف أطوار الأمواج المتعاقبة عن بعضها بعضاً بمقدار $\varphi \Delta$. وتختلف الموجة الأولى في طورها عن الموجة الأخيرة بمقدار $\varphi \Delta (1 - \varepsilon)$. وفي التوضيح المبين هنا يوجد ٣٦ شقاً، و $\varphi \Delta = ٤^\circ$. وبسبب التداخل الجزئي فإن الشدة الملاحظة تكون أقل نوعاً ما مما هي عليه في مركز الخط الطيفي . (ج) توجد النهاية الصغرى الأولى للشدة التي تلي الخط الطيفي عندما تنتشر الأطوار بشكل منتظم بين الصفر و φ ط ٢. ولذا يكون كما يبين الخط المتقطع، لكل موجة طورها φ موجة أخرى طورها $\varphi = ٢\varphi + \text{ط}$. ويلغى كل زوجين من هذه الأمواج أحدهما الآخر بسبب التداخل الكلي الهدام. وفي هذا التوضيح الذي يحوي ٣٦ شقاً يلزم أن تختلف الأمواج المتعاقبة عن بعضها بعضاً في طورها بمقدار ١٠ درجات فقط حتى يكون هنالك تداخل هدام كلي .



الشكل ١٨ : ٤٨ : رسمٌ لتحليلِ نمطِ التداخلِ من ثلاثة شقوقٍ.

وفي المحزوزِ العاديّ تكونُ ل أكبر بكثيرٍ من أ، وعليه تُصبحُ العلاقةُ التقريبيةُ بعد علامةِ التساوي الثانيةً صحيحةً. وفي حالةِ الضوءِ يمكنُ جعلُ النسبةِ λ / Δ صغيرةً الى ما يقربُ من 10^{-5} ، ممّا يؤدي الى جعلِ الزاويةِ $\Delta \theta$ صغيرةً للغاية.

★ معالجة حالة الشقوق الثلاثة : Treatment Of Three Slits

يمكننا في حالةِ ثلاثة شقوقٍ (الشكل ١٨ : ٤٨) كتابةُ المجالِ الكهربائيّ الذي تسهمُ به الموجةُ القادمةُ من الشقِّ الأوسطِ عند نقطةٍ ملاحظةٍ هـ بالشكلِ التالي :

$$\vec{M}_1 = \vec{M}_2 \text{ جا } \omega ز$$

ويختارُ صفراً الزمنَ بحيث يكونُ طورُ الموجةِ عند هذه النقطةِ صفراً. ويكونُ للموجتين اللتين تصلان الى هذه النقطةِ من الشقين الآخرين نفسُ الاتساعِ تقريباً، أمّا طوراهما فيختلفان عن طورِ الموجةِ الوسطى بالمقدارين ϕ و $-\phi$ بالترتيب، حيث ϕ تعطى بالمعادلةِ ١٨ : ٨٢. وتكونُ شدتا المجالين لهاتين الموجتين كما يلي :

$$\vec{M}_1 = \vec{M}_2 \text{ جا } (\phi + \omega ز)$$

$$\vec{M}_3 = \vec{M}_2 \text{ جا } (\phi - \omega ز)$$

متجه المجال الناشئ عن ثلاثة شقوق

ويكون المجال الكلي: $\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \vec{M}_3$ ، أي:

$$\vec{M} = \vec{M}_1 [\text{جا } \omega \text{ جتا } \varphi + \text{جتا } \omega \text{ جا } \varphi + \text{جا } \omega \text{ ز } + \text{جتا } \omega \text{ ز جتا } \varphi - \text{جتا } \omega \text{ ز جا } \varphi]$$

$$(87:18) \dots\dots\dots$$

وقد استعملنا هنا العلاقتين المثلثتين للكميتين جا (أ + ب) و جا (أ - ب). وبحذف الحدين المتساويين نحصل على:

$$\vec{M} = \vec{M}_1 \text{ جا } \omega \text{ ز } (1 + 2 \text{ جتا } \varphi) \quad (88:18) \dots\dots\dots$$

إن الشدة هي بالتعريف: شد = $\vec{M}^2$. وبلاستعانة كما في أمثلة سابقة بالعلاقة: $\text{جا}^2 \omega \text{ ز} = \frac{1}{4}$ ، فإن الشدة تكون كما يلي:

$$\text{شد} = \text{شد}_1 (1 + 2 \text{ جتا } \varphi)^2 \quad (89:18) \dots\dots\dots$$

حيث شد = $\frac{1}{4} \vec{M}^2$ ، وهي الشدة التي يسهم بها شق واحد. وللتعبير عن هذه النتيجة بشكل صريح كدالة في زاوية الملاحظة θ ، angle of observation، فإننا نستعمل المعادلة ٨٢: ١٨ للتعبير عن φ ، وبذلك نحصل على:

$$\text{شد} = \text{شد}_1 [1 + 2 \text{ جتا } (k \text{ أ جا } \theta)]^2 \quad (90:18) \dots\dots\dots$$

الشدة في نمط التداخل من ثلاثة شقوق

ويبين الشكل ٤٩: ١٨ رسماً للشدة بوصفها دالة في $k \text{ أ جا } \theta$. وتبلغ الشدة عند النهايات العظمى الرئيسة principal maxima ٩ شد، أما عند النهايات العظمى الثانوية فتبلغ شد. قارن هذا الرسم بالنمط الثاني (من الأعلى) في الشكل ٤٦: ١٨. [لاحظ في تلك الصورة أن مدة تعريض النهايات العظمى الرئيسة للضوء زادت لجعل النهايات العظمى الثانوية واضحة.]

وعندما تكون θ صغيرة، فإن $\text{جا } \theta \approx \theta \approx \text{ص} / \text{ل}$ (حيث ص ول هما كما يعرفان في الشكل ٤٣: ١٨). وباستعمال هذا التقريب، نجد أن الشدة تساوي:

$$\text{شد} = \text{شد}_1 [1 + 2 \text{ جتا } (\frac{k \text{ أ ص}}{\text{ل}})]^2 \quad (91:18) \dots\dots\dots$$

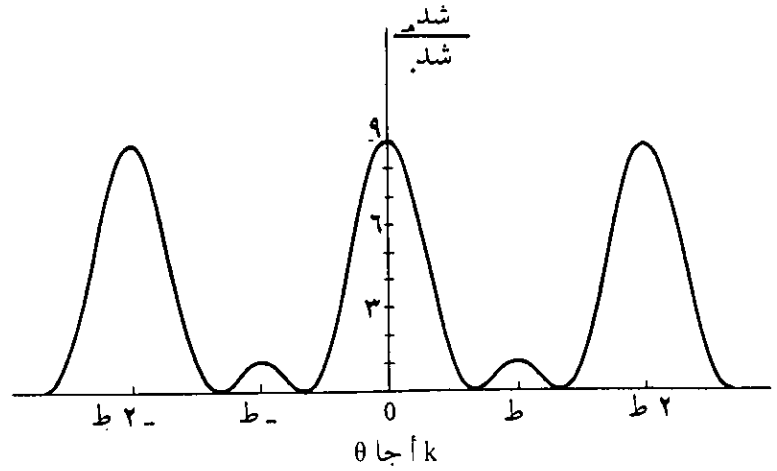
الشدة بحسب تقريب الزوايا الصغيرة

ويجبُ مقارنةً هذه المعادلةِ بالمعادلتين ٧٣ : ١٨ و ٧٤ : ١٨ اللتين تُعْطِيَان نمطَ الشدةِ المتحصّلِ من شِقَّينِ عند استعمالِ تقريبِ الزوايا الصغيرةِ .

★ معالجة د من الشقوق : Treatment Of N Slits

من غيرِ الصعبِ أن نُعمِّمَ النتائجَ المستخلصةَ من ثلاثةِ شقوقٍ على عددٍ كبيرٍ من الشقوقِ . ولتسهيلِ ذلك، لنجعل د عدداً فردياً، ولنكتبه على النحو التالي :

$$د = ٢م + ١ \dots\dots\dots (٩٢ : ١٨)$$



الشكل ٩١ : شدة نمط التداخل من ثلاثة شقوق بوصفه دالة في k جـ θ (المعادلة ٩٠ : ١٨) .

ومن ثم، فإن م يمثل عددَ الشقوقِ فوق الشقِّ المركزيِّ أو تحته . ولنختَرُ ثانيةً صفرَ الزمنِ بحيث يكونُ طورُ الموجةِ الآتيةِ من الشقِّ المركزيِّ يساوي صفرأ عند نقطةِ الملاحظة . وبذلك يكونُ للأمواجِ الآتيةِ من الشقوقِ الأخرى الأطوارُ التالية :

$$\varphi \pm , \varphi \pm ٢ , \varphi \pm ٣ , \dots , \varphi \pm م$$

وعلى نحوٍ يشبهُ معالجتنا لحالةِ الثلاثةِ شقوقِ نكتبُ المجالَ الكليَّ عند هـ كما يلي :

$$\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \dots + \vec{M}_M + \vec{M}_{M+1} = e^{i\varphi} [e^{i\omega z} + e^{i(\omega z + \varphi)} + \dots + e^{i(\omega z + \varphi + ٢\pi)} + e^{i(\omega z + \varphi + ٤\pi)} + \dots + e^{i(\omega z + \varphi + ٢\pi م)}]$$

. وعند فـك التعبيرِ أعلاه بنفسِ الطريقةِ المستعملةِ في المعادلة ٨٧ : ١٨، فإنَّ جميعَ

متجه المجال الناشيء عن د من الشقوق

الحدود التي تحوي جتا ω زيلغي كل اثنين منهما بعضهما بعضاً ونحصلُ بذلك على :

$$\overleftarrow{m} = \overleftarrow{m} [١ + جتا \varphi + ٢ جتا \varphi + \dots + ٢ جتا \varphi] \quad (٩٣ : ١٨)$$

وبالاستعانة بعلاقةٍ مثلثية في الملحق ٦ ، يؤولُ المجموعُ في القوسين الى :

$$١ + \frac{٢ جتا [\frac{١}{٢} (١ + \varphi)] جتا (\frac{١}{٢} \varphi)}{جتا (\frac{١}{٢} \varphi)}$$

الشدة في نمط التداخل من φ من الشقوق

وبأخذ المتوسط الزمني لمربع المجال m على غرار ما تم في المعادلتين ١٨ : ٨٨ و ١٨ : ٨٩ نحصلُ للشدة عند φ على ما يلي :

$$\text{شدر} = \text{شد} \left[١ + \frac{٢ جتا [\frac{١}{٢} (١ + \varphi)] جتا (\frac{١}{٢} \varphi)}{جتا (\frac{١}{٢} \varphi)} \right] \quad (٩٤ : ١٨) \dots$$

ولأن φ دالة في θ كذلك ، المعادلة (١٨ : ٨٢) ، فانه يمكنُ النظرُ الى هذا التعبير على انه صيغةٌ للشدة شدر بوصفها دالة في زاوية الملاحظة θ .

ويكونُ للشدة شدر نهايات عظمى رئيسة حادة يفصلُ بينها وبشكل متبادلٍ نهايات صغرى ونهايات عظمى ثانوية (انظر النمط السفلي في الشكل ١٨ : ٤٦ على سبيل المثال) . ونذكرُ هنا من دون برهانٍ أنَّ النهايات العظمى الرئيسة توجدُ عند زوايا يكونُ عندها الحدُّ جا $(\frac{١}{٢} \varphi)$ الذي يظهرُ في المقام في المعادلة ١٨ : ٩٤ مساوياً للصفر . ويتلاشى هذا الحدُّ عندما $\varphi = ٢ ط$ ن ، ويتضمنُ ذلك أنَّ :

يكونُ هنالك تداخل بناء اعظم عندما : $\varphi = ٢ ن ط$

$$٨ = \lambda أ جا \theta$$

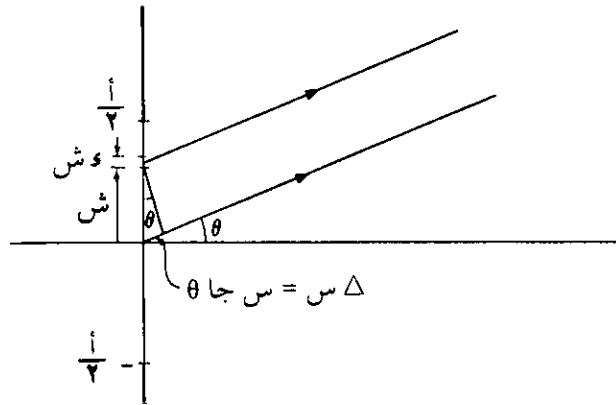
وهذه هي نفسُ المعادلة ١٨ : ٨١ . وكلّما قاربت $\frac{١}{٢} \varphi$ مضاعفاً من مضاعفات ط ، فإنَّ حدَّ جيب التمام في المعادلة ١٨ : ٩٤ يقتربُ من ± ١ ، وتقتربُ النسبة $\frac{جتا (\frac{١}{٢} \varphi)}{جتا (\frac{١}{٢} \varphi)}$ من ± ١ . ولذا فإنَّ الشدة عند النهايات العظمى الرئيسة تكونُ :

$$\text{شدر} = (١ + \varphi) \text{ شد} = ٢ \text{ شد} \dots \dots \dots (٩٥ : ١٨)$$

ويترك كمسألة للطالب إيجاد موقع النهاية الصغرى الأولى التي تلي مباشرة النهاية العظمى المركزية.

★ ١٨ : ١٢ : الحيود من شق منفرد : Diffraction By A Single Slit

يسمى الحيود الملاحظ على مسافة محدودة من ستارة مُحَيَّدة تحوي شقوقاً (كما في الشكل ١٨ : ٤٣) بحيود فرنل Fresnel diffraction . وفي العادة، يكون المصدر الضوئي في حيود فرنل على مسافة محدودة من الستارة أيضاً بحيث تضاء الستارة المحيطة بأمواج كروية وليس بأمواج مستوية . وعند تحريك المصدر الضوئي وستارة الملاحظة حتى تكون المسافة بينهما كبيرة جداً أو عند تحريكهما، بالاستعانة بعدسات، بحيث تكون المسافة بينهما بالفعل مسافة لا نهائية (الشكل ١٨ : ٤٥)، فإن الحيود الناتج يدعى بحيود فرونفوفر Fraunhofer diffraction . وفي هذا الجزء نتناول الشق المنفرد (الشكل ١٨ : ٥٠) مستعملين تقريب حيود فرونفوفر.



الشكل ١٨ : ٥٠ : رسم لتحليل الحيود من شق منفرد. يُعامل كل جزء متناهٍ في الصغر و ش من جبهة موجية مستوية عند الشق كمصدر مستقل.

لنجعل العرض الكلي للشق a ، ولا يشترط فيه أن يكون أقل من الطول الموجي λ أن كل جزء من الشق يجب معاملته بوصفه مصدراً متناهياً في الصغر منفصلاً عن غيره . ولنختَر نقطة أصل عند مركز الشق ولنسم ش احداثي الموضع داخل الشق (انظر الشكل)، بحيث تكون حافتا الشق عند $ش = \frac{a}{2}$ و $ش = -\frac{a}{2}$. ويساوي المجال

الشق المنفرد: صف متصل من المصادر المتناهية في الصغر والمنفصلة عن بعضها بعضاً

الذي يسهم به الجزء ω ش عند نقطة الملاحظة البعيدة ما يلي :

$$\omega \leftarrow \overleftarrow{\frac{\omega}{\lambda}} \text{ جا } (\omega + \varphi) \text{ ش.} \quad (96:18)$$

ويعني اختيار الاتساع $\overleftarrow{\omega}$ ش / أ أن المجال الكلي عند الزاوية $\theta = 0$ صفر، حيث تتداخل جميع الموجات تداخلاً بناءً، يساوي $\overleftarrow{\omega}$. وفي التعبير أعلاه، φ هي فارق الطور بين الموجة الآتية من مركز الشق والموجة الآتية من الموضع ش. ويساوي فارق المسار كما يبين الشكل: ش حا θ . ولذا فإن فارق الطور يكون:

$$\varphi = k \text{ ش جا } \theta = \frac{\theta \text{ جا } \theta}{\lambda} \quad (97:18)$$

وبداعي التبسيط نعرف Φ كما يلي :

$$\Phi = \frac{\theta \text{ جا } \theta}{\lambda} \quad (98:18)$$

وهذا الفارق Φ هو فارق الطور بين الموجة القادمة من مركز الشق والموجة من حافة الشق. وعليه يمكن كتابة فارق الطور φ كما يلي :

$$\varphi = \frac{\Phi \cdot 2}{\lambda} \text{ ش}$$

كما يمكن كتابة المجال ω بوصفه دالة في ω ش على النحو التالي :

$$\omega \leftarrow \overleftarrow{\frac{\omega}{\lambda}} \text{ جا } [\omega + \frac{\Phi \cdot 2}{\lambda} \text{ ش}] \text{ ش.} \quad (99:18)$$

وبجمع إسهامات المصادر المتناهية في الصغر أي بمكاملة التعبير السابق على كل ش من $\frac{1}{\lambda}$ إلى $\frac{1}{\lambda}$ نحصل على :

$$\overleftarrow{\omega} = \overleftarrow{\frac{\omega}{\lambda}} \left[\frac{1}{\lambda} \text{ جا } (\omega + \frac{\Phi \cdot 2}{\lambda} \text{ ش}) \right] \text{ ش.}$$

المجال الكلي عبارة عن تكاملي

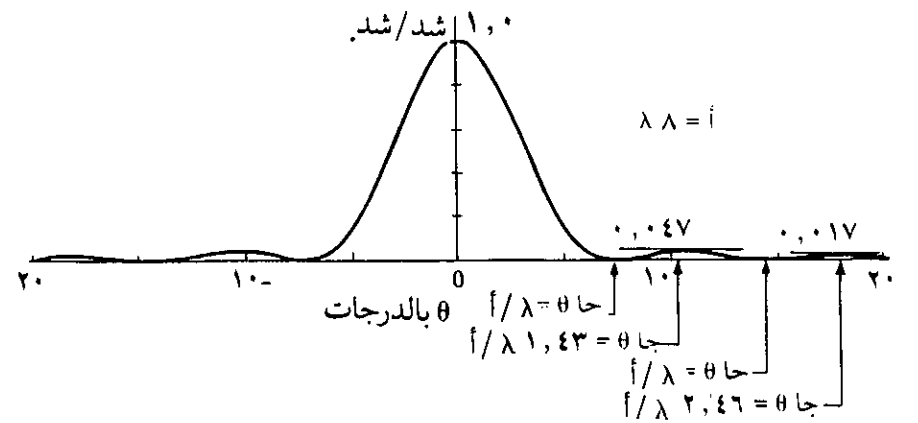
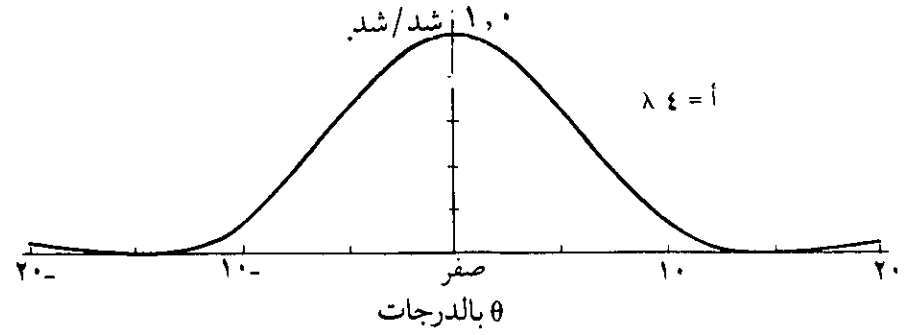
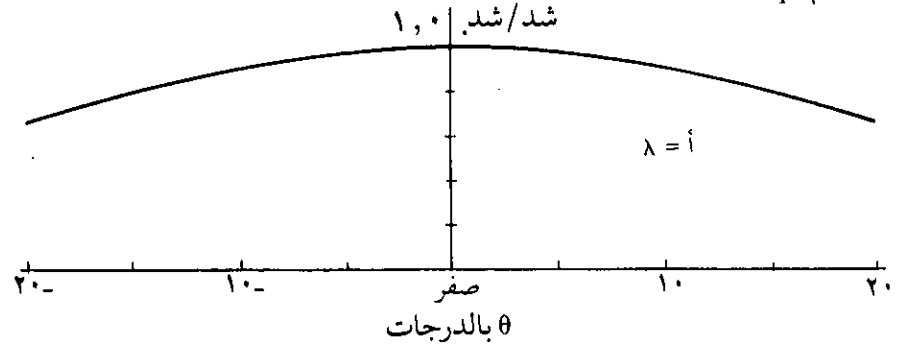
وهذا التكامل هو ببساطة جيب تمام [تذكر أن ش هي المتغير، إذ أن الزمن ز قد جعل

ثابتاً). وبحساب هذا التكامل نحصل على :

$$\vec{m} = -\frac{\vec{m}}{\Phi} \frac{1}{\lambda} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \left[\cos(\Phi + z) + \cos(\Phi - z) \right] dz$$

وعند حساب قيمة جيب التمام عند النهايتين المبيّنتين فإن هذا التعبير للمجال $\vec{m}$ يصبح كما يلي :

$$\vec{m} = \frac{\vec{m}}{\Phi} \left[\sin(\Phi + z) - \sin(\Phi - z) \right]_{-\lambda/2}^{\lambda/2}$$



الشكل ١٨ : الشدة في نمط الحيود من شق منفرد بوصفها دالة في زاوية الملاحظة θ وذلك لثلاثة عروض مختلفة للشق.

وباستعمالِ العلاقاتِ المثلثيةِ المناسبةِ تصبحُ الكميةُ ما بين القوسينِ تساوي ٢ جا ω ز
جا Φ ، وبذلك يكونُ المجالُ مَ كما يلي :

$$\overline{م} = \overline{م} \text{ جا } \omega ز \frac{\text{جا } \Phi}{\Phi} \dots\dots\dots (١٨: ١٠٠)$$

وكما في أمثلةٍ سابقةٍ، نُربِّعُ مَ ونأخذُ متوسطَه الزمنيَّ للحصولِ على الشدة. وبتبني
التعريفين التاليين :

$$\text{شد} = \overline{م}^2 , \text{ شد}^2 = \overline{م}^2 = 1/4 م^2 , \text{ نحصلُ على :}$$

$$\text{شد} = \text{شد} \cdot \left(\frac{\text{جا } \Phi}{\Phi} \right)^2 \dots\dots\dots (١٨: ١٠١)$$

وهذه علاقةٌ بسيطةٌ للشدةِ في نمطِ حيودِ الشقِّ المنفرد. وبوضعِ قيمةِ Φ المعطاةِ
بالمعادلةِ ٩٨: ١٨ في التعبيرِ اعلاه نحصلُ على تعبيرٍ صريحٍ للشدةِ بدلالةِ زاويةِ
الملاحظةِ θ :

$$\text{شد} = \text{شد} \cdot \left[\frac{\left(\frac{\text{جا } \theta}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\theta}{\lambda} \right)} \right]^2 \dots\dots\dots (١٨: ١٠٢)$$

الشدة في نمط حيود الشق المنفرد

وبيِّنُ الشكلُ ٥١: ١٨ رسوماتٍ للشدةِ بدلالةِ θ وذلك لقيمٍ ثلاثٍ للنسبةِ λ/أ.

وبما أنَّ $\frac{\text{جا } \theta}{\lambda} \leftarrow 1$ عندما س ← صفر، تعطي المعادلةُ ١٠٢: ١٨ شد = شد. عند
الذروةِ المركزيةِ لنمطِ الحيود. وتحدثُ النهايةُ الصغرى الأولى على كلا جانبي الذروةِ
المركزيةِ حيثما $\Phi = \frac{\text{جا } \theta}{\lambda} = \pi$ ، أي عندما :

$$\text{جا } \theta \text{ (النهاية الصغرى الأولى)} = \frac{\lambda}{\text{أ}} \dots\dots\dots (١٨: ١٠٣)$$

زاوية النهاية الصغرى الأولى
للشق المنفرد

وكما توضحُ هذه الصيغةُ والشكلُ ٥١: ١٨ فإنَّ الشقَّ الرفيعَ يعطي ذروةً مركزيةً عريضةً،
بينما يعطي الشقَّ العريضُ ذروةً مركزيةً ضيقةً. وتكونُ النهاياتُ العظمى الثانويةُ أقلَّ
سطوعاً بكثيرٍ من النهايةِ العظمى المركزيةِ. وفي حالةِ النهايةِ العظمى الثانويةِ الأولى،
التي تحدثُ عندما :

جا θ (نهاية عظمى ثانوية) = $\frac{\lambda}{1,43}$ (١٨: ١٠٤)

تكون الشدة شد = ٠,٠٤٧ . شد.

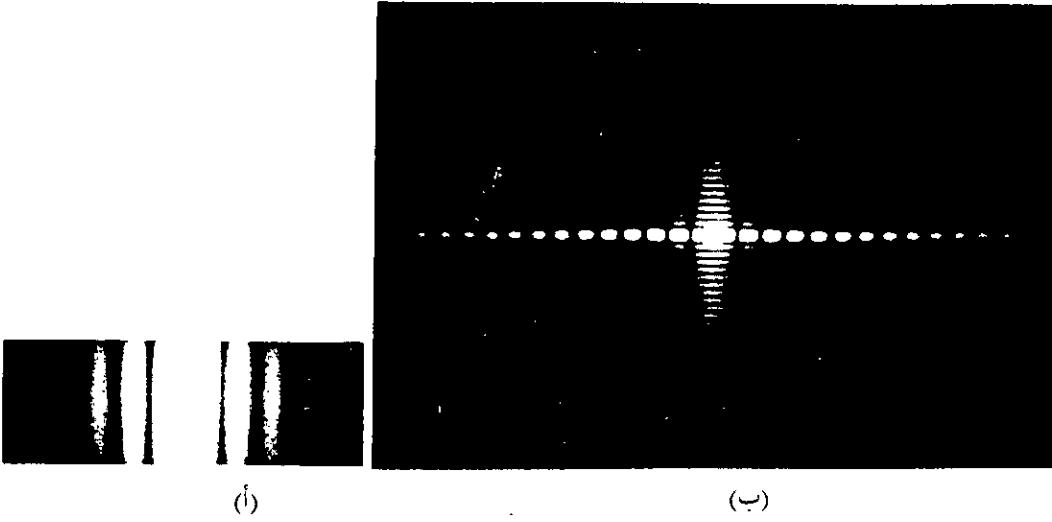
ولا تختلف الطريقة العامة لمعالجة الحيود من الثقوب أو الحواجز أيًا كان شكلها عن تلك المستعملة هنا للشق المنفرد. إذ تقسم المساحة المنفذة للضوء الى مصادر متناهية في الصغر، وتُجمع (أو تكامل) المجالات الناشئة عن هذه المصادر للحصول على المجال الكلي عند نقطة الملاحظة. ان الكثير من أنماط الحيود مبهجة من ناحية جمالية ومثيرة أيضاً من ناحية علمية. ويبين الشكل ١٨: ٥٢ عدة أنماط منها بما في ذلك نمط الشق المنفرد.

※ قوة تبيين الآلات البصرية : The Resolving Power Of Optical Instruments

من أنماط الحيود التي لها أهمية عملية خاصة نمط الحيود من ثقب دائري. والنمط المبين في الشكل ١٨: ٥٢ (ح) مثال على حيود فرنل من ثقب دائري. ويختلف نمط حيود فرونهوفر من ثقب دائري عن نمط فرنل هذا في أن له قمة (ذروة) مركزية محاطة بقمم ثانوية تقل شدتها بشكل كبير عن شدة القمة المركزية. ويشبه هذا النمط من الناحية النوعية نمط الحيود من شق منفرد (فيما عدا أن الأهداب التي يتكون منها تكون بالطبع دوائر، لا خطوطاً متوازية). وتعطى زاوية النهاية الصغرى الأولى المجاورة تماماً للقمة المركزية بالمعادلة التالية :

جا θ (النهاية الصغرى الأولى) = $\frac{\lambda}{1,22}$ (١٨: ١٠٥)
 حيث أ هو قطر الثقب. [قارن هذه الصيغة بالمعادلة ١٨: ١٠٣].

وئمة نتيجة هامة ترتب على الحيود - وبخاصة الحيود من ثقب دائري - وهي أنه يحُد من قوة تبيين الآلات البصرية، أي من قدرتها على التمييز بين مصادر ضوئية قريبة من بعضها بعضاً. ولدراسة قوة التبيين لتلسكوب، يكفي أن نتناول عمل العدسة المُجمعة

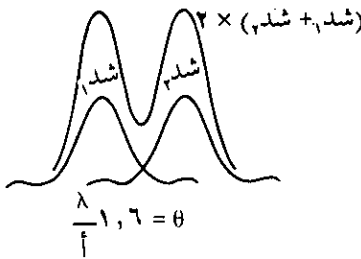
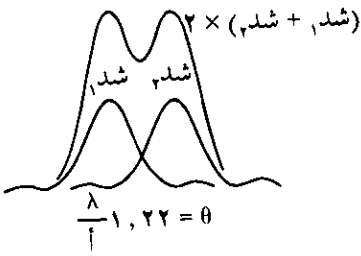
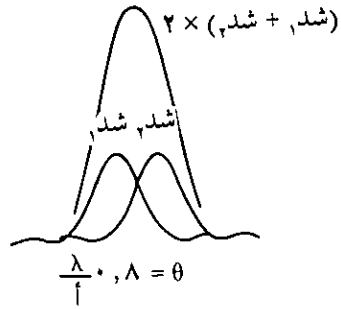


الشكل ١٨: ٥٢: أنماط التداخل الناشئة عن الحيود من ثقب منفردة وحاجز منفرد: (أ) شق منفرد. (ب) ثقب مستطيل الشكل. (ج) ثقب دائري. (د) حاجز سلكي رفيع. [أخذت الصورتان (أ) و(د) بإذن عن بريان طومبسون، معهد البصريات، جامعة روتشستر؛ أما الصورتان (ب) و(ج) فأخذتا بإذن البروفيسور فرانكون عن:]

M. Cagnet, M. Françon, and J. Thrierr, *Atlas of optical phenomena* (Berlin: Springer - Verlag, 1962.]

في تركيز الضوء من مصدر بعيد. ويبين الشكل ١٨: ٥٣ حزمة مستوية من الضوء من مصدر ناء م ساقطة على عدسة قطرها أ وبعدها البؤري ب. وبحسب البصريات الهندسية، فإن الضوء يجمع في صورة نقطية على مسافة ب من العدسة. وفي الحقيقة فمهما كانت درجة الجودة الفنية للعدسة، فلا يتجمع الضوء في نقطة واحدة؛ إذ أن

تحديد العدسة الضوء كأنها ثقب دائري

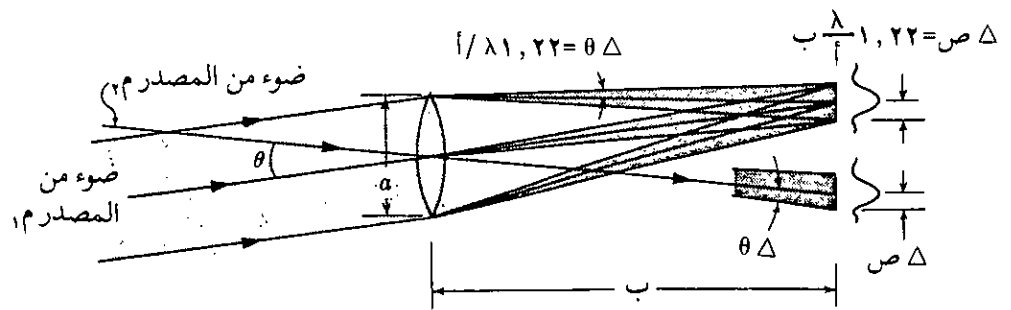


العدسة تعمل أيضاً كثقب دائري، فهي تحيد الضوء الى جانب حرقها له. ويشار إلى ظاهرة الحيود بشكل تخطيطي في الشكل ١٨: ٥٣ بالأشعة التي تتفرق قليلاً على يمين العدسة. وبسبب ذلك، تنتشر الصورة في المستوى البؤري مثل نمط الحيود من ثقب دائري. وتكون الزاوية بين القمة (الذروة) المركزية والنهاية الصغرى الأولى للشدة باستعمال المعادلة ١٨: ١٠٥ (حيث $\frac{\lambda}{f} > \theta$) كما يلي:

$$\Delta \theta = 1,22 \frac{\lambda}{f} \quad (18: 106)$$

ويظهر في الشكل ١٨: ٥٣ أيضاً صورة مصدر ثانٍ م، مسافته الزاوية من م، تساوي θ . (ولتجنب الارتباك، فلم يظهر في الشكل بالنسبة إلى المصدر م، الا الشعاع المار في مركز العدسة). وإذا كانت الزاوية θ أكبر من $\Delta \theta$ ، فإن الصورتين يقال لهما إنهما متبَيَّتان. وإذا كانت θ تساوي $\Delta \theta$ تماماً، فإن النهاية الصغرى لأحد نمطي الحيود تقع عند النهاية العظمى لنمط الحيود الآخر. وهذا الشرط يمثل الحد التقريبي الفاصل بين قدرتنا على تبيين المصدرين وعدم قدرتنا على ذلك. ويسمى هذا الاختيار لأصغر زاوية قابلة للتبيين بمعيار رايلي Rayleigh criterion. وفي هذه الحالة يمكننا ان نكتب ما يلي:

$$\Delta \theta = 1,22 \frac{\lambda}{f} \quad (18: 107)$$



الشكل ١٨: ٥٣: قوة التبيين لتلسكوب. الزاوية θ بين مصدرين نقطيين أكبر من العرض الزاوي $\Delta \theta$ لكل صورة محيدة، ويعني ذلك ان الصورتين متبَيَّتان. وإذا كانت θ أقل من $\Delta \theta$ ، فإن الصورتين تتداخلان ولا يمكن تبيين الواحدة من الأخرى. وتعرف الزاوية الصغرى θ التي يمكن عندها تبيين صورتين مصدرين بأنها قوة التبيين، وهي تقريباً تساوي $\Delta \theta$.

وهذه الزاوية تسمى بقوة التبيين النظرية للتلسكوب. وهي حدٌ أساسيٌّ تفرضه الطبيعة الموجية للضوء. ولا يمكن تقليل الزاوية θ إلا باستعمال ضوء ذي طولٍ موجيٍّ أقصر كالضوء فوق البنفسجي، أو باستعمال تلسكوب ذي ثقبٍ أوسع.

ويمكن تطبيق أسلوب التفكير نفسه على المجهر. أما الفرق الرئيس بينهما فهو أن المسافة بين العدسة والجسم المشاهد تكون في حالة المجهر أكبر بقدرٍ قليلٍ فقط من البعد البؤري ب، بدل أن تكون ما لا نهاية في حالة التلسكوب. ويُستعمل الاصطلاح «قوة التبيين» في حالة المجهر للدلالة على المسافة الصغرى التي يمكن تبيينها (بدلاً من الزاوية) بين النقطتين المراد مشاهدتهما. وبلاستعانة بالشكل ١٨ : ٥٤ يمكننا أن نشق صيغةً لقوة التبيين. ويبدو هذا الشكل معقداً، إلا أن الأفكار التي ينطوي عليها سهلة عند تناولها على حدة. فهناك مصدران نقطيان : م، وم، مفصولان عن بعضهما بعضاً بمسافة مقدارها Δ ف، ويقعان تقريباً عند البعد البؤري ب للعدسة الشيئية objective lens. أما صورتاهما المتمركزتان عند هـ وك فبعيدتان جداً عن العدسة حتى أنه يمكن النظر إليهما تقريباً على أنهما على بعدٍ لا نهائيٍّ من العدسة.

في المجهر، يكون الجسم قريباً، والصورة بعيدة

لنأخذ أولاً صورة م، فهي متمركزة عند هـ على محور العدسة. ولصغر قطر العدسة أفانها تنتشر على هيئة نمط حيود. وتقع النهاية الصغرى الأولى لهذا النمط عند النقطة ك التي يساوي بعدها الزاوي عن هـ: $\Delta \theta = 1,22 \left(\frac{\lambda}{\text{ب}} \right)$ (المعادلة ١٨ : ١٠٦). ويعني ذلك أن طول المسار م، ع ك أطول من طول المسار م، ب ك بمقدار يساوي :

$$\Delta \text{س} = 1,22 \lambda \dots \dots \dots (١٨ : ١٠٨)$$

لاحظ أن م، ع = م، ل = س، ولذا فإن Δ س هي المسافة التي يزيد بها طول ع ك على طول ل ك. وعليه فباستعمال المثلث القائم الزاوية ع ل ج نحصل على :

$$\Delta \theta \cong \text{جا} \Delta = \frac{1,22 \lambda}{\text{ب}}$$

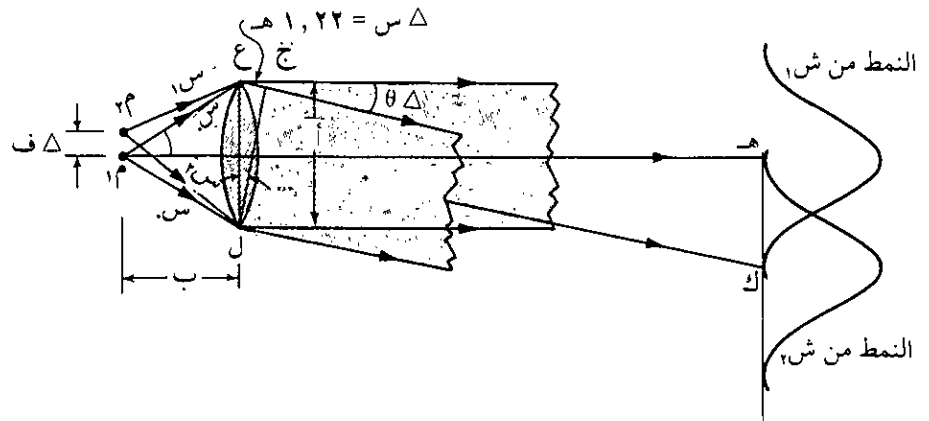
افترض الآن أن Δ م يمكن تبيينه بصعوبة وان صورته تتمركز عند ك (معياري رابلي). وهذا يعني أن المسارين Δ م ع ك و Δ م ل ك المارّين بطرفي العدسة يجب أن يكونا متساويين في طولهما (لحصول فارق طور مقداره صفر) تماماً كما يتساوى المساران Δ م ع ه و Δ م ل ه في الطول. وبما أن ج ك = ل ك، فإن هذا الشرط يمكن صياغته كما يلي:

$$\Delta \text{ م } + \Delta \text{ م } = \Delta \text{ م } \quad (18: 109)$$

شرط التداخل البناء للمسارات
المنطرفة

حيث Δ م و Δ م كما يعرفان في الشكل. لنأخذ بعد ذلك مثلثين قائمي الزاوية: أحدهما ضلعا: ب و أ/2 - Δ ف ووتره Δ م والثاني ضلعا: ب و أ/2 + Δ ف ووتره Δ م. وبإجراء تحليل مشابه تماماً للتحليل المستعمل في حالة الشقّ المزدوج (انظر الشكل 18: 43 والمعادلة 18: 70) نحصل على:

$$(\Delta \text{ م} - \Delta \text{ م}) (\Delta \text{ م} + \Delta \text{ م}) = \Delta \text{ م} \quad (18: 110)$$



الشكل 18: 54: قوة التبيين لمجهر. في هذا الرسم يمكن تبيين المصدرين بصعوبة لأن النهاية العظمى لأحد نمطي الحيود تقع على النهاية الصغرى الأولى للنمط الآخر. وتعرف المسافة الصغرى Δ ف التي يمكن عندها تبيين صورتين المصدرين بأنها قوة التبيين. أما الحقائق الرئيسة المستعملة في اشتقاق صيغة للمسافة Δ ف فهي أن طولي المسارين Δ م ع ك و Δ م ل ك متساويان، وطولي المسارين Δ م ع ك و Δ م ل ك يختلفان بمقدار يساوي $\Delta \text{ م } = \Delta \text{ م } + \Delta \text{ م}$.

وبحسب المعادلة ١٨ : ١٠٩ يمكننا الاستعاضة عن $s_2 - s_1$ بالكمية Δs . ومن ثمَّ تصبح المعادلة ١٨ : ١١٠ كما يلي :

$$\Delta f = \frac{(s_1 + s_2) \Delta s}{\lambda} \quad (111:18)$$

وإذا كانت b أكبر بكثير من a ، فإنه يمكننا تقريب $s_2 + s_1$ بالمقدار $2b$. إلا أنَّ هذا التقريب في حالة المجهر ليس تقريباً جيداً . [وفي الحقيقة، فإنَّ ذلك هو ما يدعو الى هذا التحليل المفصل الى حدِّ ما] . وعلى أية حال، فإنَّ تناول المسافة الفاصلة بين m_1 و m_2 على أنها كمية صغيرة: $\Delta f \gg b$ ، $\Delta f \gg a$ هو تقريب جيد . ويعني ذلك أنَّ s_1 و s_2 لا تختلفان كثيراً عن s ، ولذا يكون :

$$s_1 + s_2 \approx 2s$$

وتبعاً لذلك، يمكن أن نكتب المعادلة ١٨ : ١١١ على النحو التالي :

$$\Delta f = \frac{2s \Delta s}{\lambda}$$

ويمكن وضع ٢٢، ١، ٨ بدلاً من Δs بالاستعانة بالمعادلة ١٨ : ١٠٨، والمقدار 2 جا α بدلاً من $\frac{2s}{\lambda}$ ، حيث الزاوية α ، كما تُعرَّف في الشكل ١٨ : ٥٤، هي الزاوية التي يقابلها عند المصدر نصف قطر العدسة . وبهذه الاستبدالات نحصل على علاقة مفيدة لقوة تبيين المجهر :

$$\Delta f = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \quad (112:18)$$

قوة تبيين المجهر

وبما أنَّ جا $\alpha > 1$ ، فإنه يمكننا التوصل رأساً الى لامتناهية هامة هي :

$$\Delta f < \frac{\lambda}{2} \quad (113:18)$$

يجب ان لا تقل المسافات التي يمكن تبيينها كثيراً عن λ

وتعني هذه اللامتناهية أنَّ الأجسام التي تبعد عن بعضها بعضاً مسافة تقل عن نصف الطول الموجي لا يمكن تمييزها أو تبيينها حتى باستعمال أفضل المجاهر تصميماً

مهما يكن تكبيرها. وهذه النتيجة يجب أن لا تكون مثيرة للدهشة. فالموجة كأداة تحليل هي بالضرورة محدودة في دقتها، وأية محاولة لتعيين موضع الموجة بدقة ضمن مسافة أقل بكثير من طولها الموجي تُخفق بسبب الحيود الكبير الذي ينشأ عن ذلك.

يستطيع الزيت أن يحل محل
الهواء في تقصير الطول الموجي

ومن الأساليب المثيرة لتحسين قوة تبيين المجهر تلك المستعملة في ما يسمى بمجهر الغمر بالزيت oil-immersion microscope. إذ تملأ منطقة من الزيت الحيز الموجود بين العدسة الشيئية والجسم الذي يراد مشاهدته. وبسبب معامل الانكسار للزيت، فإن الطول الموجي للضوء في الزيت أصغر من قيمته في الهواء. ونتيجة لذلك، فإن قوة التبيين Δ ف تنقص الى حد ما. ويمكن الحصول على زيادة أكبر بكثير في قوة التبيين بالاستعاضة عن الموجات الضوئية بموجات الكترونية طولها الموجي يمكن أن يجعل أقصر بكثير من الطول الموجي للضوء المرئي*. وتتكون «العدسات» التي تُجمع الحزم الالكترونية في البؤرة والتي تكون صوراً مكبرة من مجالات كهربائية ومغناطيسية.

يعطي المجهر الالكتروني قوة
تبيين أكبر

* انظر: Albert V. Crewe, "A High-Resolution Scanning Electron Microscope," *Scientific American*, April, 1971.

□ تُعطي الشدة الناشئة عن تراكب موجتين متحالفتين بالمعادلة التالية:
شدة $\frac{1}{2} = (I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi)$.
(٢١: ١٨)

□ مبدأ هيجنز: تعمل النقاط الواقعة على خط ذي طور ثابت كمصادر متحالفة لانتشار الموجة.

□ قانون الانعكاس الموجي هو: $\theta = \theta_r$ (المعادلة ١٨: ٢٥).

□ تكون المراة المستوية صورةً خيالية غير مكبرة.

□ تكون المرايا المحدبة والعدسات المفردة صوراً خيالية غير مكبرة.

□ تستطيع كل من المرايا المقعرة والعدسات المجمعة أن تكون صوراً حقيقية مصغرة ومكبرة وصوراً خيالية مكبرة.

□ يصح لجميع العدسات الرقيقة والمرايا القانونان التاليان:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{q}, \quad \text{ت ك} = \frac{q}{p} \cdot \frac{1}{f} \quad (١٨: ٣١, ١٨: ٦٣, ١٨: ٣٤)$$

$$(١٨: ٦٤)$$

□ الأمواج الكهرومغناطيسية، والصوتية، والسطحية - بالرغم من بعض الاختلافات البارزة بينها - تشترك جميعها في صفات التراكب والانعكاس والحيود والتداخل.

□ يمكن أن يكتب المجال الكهربائي في موجة كهرومغناطيسية مستوية كما يلي:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(kz - \omega t + \alpha)$$

(١٨: ٩)

أما طوره فهو $k - \alpha$ ، وأما اتساعه

$$\text{فهو } \vec{E}_0, \text{ وأما شدته فهي: } \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \omega^2 \frac{E_0^2}{k^2} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \omega^2 \frac{E_0^2}{\omega^2} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2$$

□ تكون الموجة مستقطبة في اتجاه اهتزازها. وللاستقطاب في حالة الأمواج العرضانية خواص اتجاهية.

□ تجمع الشدة من المصادر غير المتحالفة جمعاً حسابياً.

□ ازاحات المصادر المتحالفة ومجالاتها جمعية (أي تجمع مع بعضها بعضاً جمعاً حسابياً).

□ يتطلب التحالف تساويًا في التواتر، واستقطاباً نسبياً ثابتاً، وطوراً نسبياً ثابتاً أيضاً.

ويراعى عند استعمال هذين القانونين نظام الاشارات الآتي :

ف_١ : موجبة دائماً.

ف_٢ : موجبة للصور الحقيقية وسالبة للصور الخيالية.

ب : موجبة للمرايا المقعرة والعدسات المجمعة، وسالبة للمرايا المحدبة والعدسات المفرقة.

□ صيغة قانون سنل للانكسار هي :

ن_١ جا θ_١ = ن_٢ جا θ_٢ (١٨ : ٤٣)

□ عندما ن_١ = ١ ، ون_٢ = ن ، يحدث

انعكاس كلي في الوسط ٢ إذا كان :

جا θ_٢ < $\frac{1}{n}$.

□ تكون زاوية الانحراف δ لموشور رقيق

زاوية رأسه α (α >> ١) واحدة

لجميع الأشعة :

α = δ (ن - ١) (١٨ : ٥٤)

□ للميكروسكوب عدسة شئية تعطي

صورة حقيقية مكبرة، وعدسة عينية

تعطي صورة خيالية أكثر تكبيراً.

□ في الكاميرا، يكون البعد البؤري ب

ثابتاً، ومسافة الصورة ف_٢ متغيرة؛

أما في العين فتكون ف_٢ ثابتة وب متغيراً.

□ تصحح العدسات المجمعة بعد

النظر، بينما تصحح العدسات

المفرقة قصر النظر.

□ يُنتج عدد صغير محدود من المصادر

المتحالة ما يسمى بظاهرة

التداخل، وينتج العدد الكبير من

هذه المصادر أو أي توزيع متصل

منها ما يسمى بظاهرة الحيود. ولا

يوجد بين هاتين الظاهرتين أي

اختلاف هام.

□ يكون نمط الشدة للشق المزدوج

عند استعمال مبدأ تقريب الزوايا

الصغيرة كما يلي :

شدة = ٤ شد. جتا^٢ $\left(\frac{k \Delta \text{ص}}{l} \right)$

..... (١٨ : ٧٤)

وتبعد الأهداب عن بعضها بعضاً مسافة

متساوية وتكون متساوية الشدة.

□ يكون محزوز الحيود خطوطاً رفيعة

من التداخل البناء عند زوايا تعطي

بالمعادلة التالية :

ن λ = أ جا θ (١٨ : ٨١)

ويعطى العرض الزاوي لخط طيفي ناتج
عن محزوز حيود بالعلاقة ١٨ : ٨٦ .

□ يُعطى نمط الشدة من ثلاثة شقوق
بالمعادلة ١٨ : ٩٠ ، واما النمط
الناتج عن ٥ شقاً فيعطى بالمعادلة
١٨ : ٩٤ .

□ يعطى نمط الشدة لحيود فرونفور
من شق مفرد بالمعادلة التالية :
شد = شد. $\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^2$ (١٠١ : ١٨)
حيث $\Phi = \frac{1}{4} k a \sin \theta = \frac{1}{4} \frac{a}{\lambda} \sin \theta$
ولهذا النمط ذورة مركزية قوية
وذروات (قمم) ثانوية ضعيفة .

□ تُعطى المسافة الزاوية الفاصلة بين
الذروة المركزية والنهاية الصغرى

الاولى بالعلاقة :

جا $\theta = \frac{\lambda}{a}$ ، أما للثقب دائري قطره
أ فإن المسافة الزاوية الفاصلة تُعطى
بالعلاقة : جا $\theta = 1,22 \frac{\lambda}{a}$

□ تُعطى قوة التبيين لتلسكوب أي
الزاوية الصغرى للتمييز بين
مصدرين بالمعادلة التقريبية التالية :
 $\theta = 1,22 \frac{\lambda}{a}$. (١٨ : ١٠٧)
□ تُعطى قوة التبيين لمجهر
(ميكروسكوب) - أي مسافة التمييز
الصغرى - بالمعادلة التقريبية التالية :

$\Delta f = \frac{1,22 \lambda}{2a}$. (١٨ - ١٢٢)
وهذه القوة لا يمكن أن تقل كثيراً عن
٨ .

الأسئلة :

- س ١ : ١٨ : (١) ما مدى التواتر المسموع للأذن البشرية؟ كم ثمانية يبلغ هذا المدى؟
كم ثمانية يمكن تغطيتها بصوت غنائي عادي؟
س ٢ : ١٨ : تضرب موجة صوتية سطحاً معدنياً، حيث تنعكس عنه جزئياً وتنفذ جزئياً
الى داخل المعدن . (١) هل الطول الموجي في المعدن أكبر أم أقل من
الطول الموجي في الهواء؟ (٢) هل الموجة في الهواء طولانية أم
عرضانية؟ (٣) هل الموجة في المعدن طولانية أم عرضانية؟

الجزء ١ : ١٨

س ١٨: ٣ : أيُّ الأمواجِ التاليةِ أمواجٌ واقفةٌ وأيّها منتقلة: (١) أمواجُ الراديو المنبعثةُ من هوائيٍّ مرسلٍ، (٢) اهتزازٌ وترٍ بيانو (٣) نمطٌ صعودِ الهواءِ وهبوطه على جانبِ جبلٍ، و(٤) الموجةُ المائيةُ الناتجةُ عن اسقاطِ حجرٍ في بركةٍ ساكنةٍ؟

س ١٨: ٤ : يتكهَّن بعضُ العلماءِ بأنَّ المكانَ والزمانَ قد يكونُ لهما بنيةٌ كوانتيةٌ، أو بنيةٌ حُبيبيةٌ (شبيهةٌ بالحُبيبيَّةِ الذريةِ للمادةِ لكنها أكثرُ منها دقةً). ما الأثرُ الذي يمكنُ أن يكونَ لحبيبيَّةِ الزمكانِ هذه على الطيفِ الكهرومغناطيسيِّ؟

س ١٨: ٥ : يمكنُ وصفُ المجالِ الكهربائيِّ في موجةٍ كهرومغناطيسيةٍ منتشرةٍ في جميعِ الاتجاهاتِ بعيداً عن نقطةِ الأصلِ بالعلاقةِ التالية:

$$\vec{E} = E_0 \cos(kz - \omega t) \hat{z}$$

وَصَحَّحْ لَمْ يَجِبْ أَنْ يَتَنَاسَبَ E_0 مع $\frac{1}{r}$. من أيةِ ناحيةٍ هامةٍ يختلفُ هذا التناسبُ مع المسافةِ النصفقطريةِ عن التناسبِ في حالةِ مجالٍ كهربائيٍّ ساكنٍ؟

الجزء ١٨: ٢

س ١٨: ٦ : يمكنُ النظرُ الى الموجةِ السطحيةِ في الماءِ كمجموعةٍ من الاهتزازاتِ الطولانيةِ والعرضانيةِ. (١) كيف تتحركُ فقاعةٌ على السطحِ عندما تمرُّ بها موجةٌ سطحيةٌ؟ (٢) لم يُسَمَّحْ بوصفِ هذه الموجةِ على أنها مستقطبةٌ في الاتجاهِ الرأسيِّ؟ (٣) سَمَّ موجةٌ أخرى ليست عرضانيةٌ صرفاً أو طولانيةٌ صرفاً.

س ١٨: ٧ : تلاحظُ عندما تضعُ ستارةً موقدِ النارِ بينك وبين النارِ نقصاً ملحوظاً في مقدارِ الطاقةِ المشعةِ التي تصفَعُ وجهك، بينما لا تلاحظُ نقصاً محسوساً إذا وضعتِ نفسَ الستارةِ بينك وبين الشمسِ في يومٍ مشمسٍ. ما الفرقُ الأساسيُّ بين هذين النوعينِ من الاشعاعِ الذي يمكننا به أن نُفسِّرَ هذا التأثيرَ المختلفَ الستارةِ؟

س١٨: ٨ : هل تتوقع ان تحدث ستارة نافذة ما استقطاباً في ضوء الشمس؟ هل تتوقع منها ان تحدث استقطاباً في إشارات الراديو المعدلة التواتر FM (التي يبلغ طولها الموجي ٣م)؟ برّر إجابتك.

س١٨: ٩ : (١) اشرح لم لا تحدث مُستقطبة الأمواج الميكروية (الشكل ١٨: ٥) استقطاباً في الضوء. (٢) صف نظاماً فيزيائياً فرضياً يؤثر في الأمواج الميكروية بنفس الطريقة التي تؤثر بها مستقطبة الأمواج الميكروية في الضوء.

س١٨: ١٠ : يكون ضوء الشمس المشتت عن الجزيئات في الغلاف الغازي مستقطباً. جد باستعمال مستقطبة في العراء: (١) زاوية التشتت التقريبية التي يحدث عندها أكبر استقطاب و (ب) العلاقة بين اتجاه استقطاب الضوء المشتت والمستوى الذي يتحدد باتجاهي الضوء الساقط والمشتت.

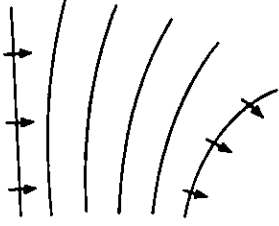
س١٨: ١١ : هل عين الانسان حساسة لاستقطاب الضوء (أي، هل تستجيب العين بطريقة مختلفة لاتجاهات الاستقطاب المختلفة)؟ احصل على جواب بالتجربة، وذلك بإجراء اختبار واحد أو أكثر من الاختبارات البسيطة. [ملاحظة: لأن النحل يستطيع أن «يرى» الاستقطاب فانه يستطيع الاستفادة من أشعة الشمس للاسترشاد بها في رحلاته - انظر السؤال السابق].

الجزء ١٨: ٣

س١٨: ١٢ : إذا كانت النقطة هـ في الشكل ١٨: ٨ تبعد بعداً واحداً عن مصدرين متحالفين م١ وم٢ فإن الشدة عندها تكون أربع مرات أكبر من الشدة الناتجة عن أي من المصدرين بمفرده. لِم لا تتفق هذه الحقيقة مع قانون حفظ الطاقة؟

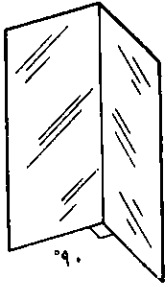
س١٨: ١٣ : افترض انه تم وضع مستقطبات أمام الشقوق في الجزء العلوي من الشكل ١٨: ٩ (ب)، وان محاور هذه المستقطبات تتعامد مع بعضها بعضاً، (وأن المستقطبات لا تتقاطع). (١) فهل تكون الأمواج المنبعثة

من الشقين متخالفة؟ (٢) هل يمكن للأمواج المنبعثة من الشقين أن تتداخل معاً؟



س١٨: ١٤ : يبين الشكل المجاور جبهات موجية متلاحقة (أي خطوطاً ذات طور ثابت) لموجة تنتقل في وسط مادي. ما الاستنتاجات المتعلقة بخواص هذا الوسط التي يمكنك استخلاصها من ذلك؟ (علّل إجابتك بالاستعانة بمبدأ هيجنز).

الجزء ١٨: ٥



س١٨: ١٥ : لماذا يكون اتجاه انتقال الموجة عمودياً على الجبهة الموجية (وهي خط ذو طور ثابت)؟ فسّر ذلك مستعيناً بمبدأ هيجنز.

س١٨: ١٦ : لم تظهر المرأة المستوية صورتك مقلوبة من اليسار الى اليمين، ولا تظهرها مقلوبة من الأعلى الى الأسفل؟

س١٨: ١٧ : صف صورتك في عاكس القرنة ذي البعدين (انظر الشكل المجاور).

س١٨: ١٨ : مصدر ضوئي لاصف موضع على خط بُوري داخل اسطوانة عاكسة قاعدتها قطع ناقص. (١) أين تتكون الصورة؟ (٢) وإذا أزيح المصدر مسافة قليلة عن الخط البُوري، فكيف تتحرك الصورة؟ وضح إجابتك برسوم ملائمة.

س١٨: ١٩ : يستعمل معظم سائقي الشاحنات المرايا المستوية والمحدبة لرؤية ما وراءهم. ما مزية المرأة المستوية بالمقارنة مع المرأة المحدبة؟ ما مزية المرأة المحدبة بالنسبة الى المرأة المستوية؟

س١٨: ٢٠ : عند الابتعاد عن مرآة حلاقة مقعرة، تكبر صورتك، ثم تتكدر ولا يعود من الممكن تمييزها، ثم تظهر ثانية بشكل مقلوب. فإذا قست المسافة بين وجهك والمرآة عندما يكون إكدار الصورة في أشد حالاته، فأأي صفة للمرأة تكون قد قست؟

س١٨: ٢١ : (١) هل يمكن تصوير صورة خيالية بوضع فلم في موضع الصورة الخيالية؟ (٢) هل يمكن تصوير صورة حقيقية بوضع فلم عند موضع

الجزء ١٨ : ٦

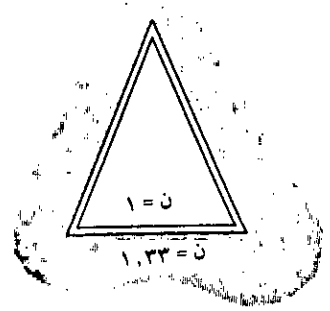
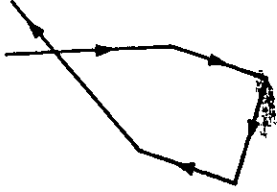
الصورة الحقيقية؟ برّر اجابتك في كلا الحالين .
س١٨ : ٢٢ : (١) هل تنكسر الأمواج الصوتية؟ (٢) هل تنكسر الأمواج السطحية في الماء؟ برّر اجابتك .

س١٨ : ٢٣ : اقترح طريقة يمكن بها تحديد معامل انكسار الأمواج الصوتية .
س١٨ : ٢٤ : لم تبدو بركة سباحة مملوءة بالماء أضحلّ مما هي عليه في الحقيقة؟
س١٨ : ٢٥ : صياد سمك طوله ٦ أقدام يقف على حافة بركة . فهل يبدو طول الصياد بالنسبة الى سمكة تنظر إليه من تحت سطح البركة ، أكبر من ستة أقدام أم مساوية لها أم أقل من ذلك؟

س١٨ : ٢٦ : اذا صدّقت النظرية الجسيمية للضوء ، فكيف تفسّر الانعكاس الداخلي الكلي؟

الجزء ١٨ : ٧

س١٨ : ٢٧ : تناقش المسألة ١٨ : ٢١ وتوضّح عملية تكوين قوس قزح . (١) اشرح بعبارات بسيطة لم يكون قوس قزح ملونا . (٢) يتكوّن قوس قزح الثانوي من الضوء الذي ينعكس مرتين داخل قطرات الماء (انظر الشكل المرافق) . لم يكون ترتيب الألوان في قوس قزح الثانوي عكس ترتيب الألوان في قوس قزح الرئيسي؟



س١٨ : ٢٨ : قضيب شفاف أجوف له مقطع عرضي مثلث الشكل . وعند وضعه في وعاء مملوء ماءً فانه يشكل موشوراً هوائياً موضوعاً في الماء (انظر الشكل المجاور) . اشرح تأثير هذا الموشور الهوائي في الضوء . هل يفرّق هذا الموشور الضوء الأبيض الى طيف من الألوان؟

الجزء ١٨ : ٨

س١٨ : ٢٩ : (١) إذا وضعت العين قريبة من مجهر يدوي مثل ذلك المبين في الشكل ١٨ : ٣٢ ، فانه لا يكون هناك أي تكبير زاوي (إذ أنّ الجسم والصورة

يقابلان عند العين نفس الزاوية). اشرح سبب ذلك. (٢) بالرغم من انعدام التكبير الزاوي إلا أن المجهر اليدوي الموضوع بالقرب من العين يمكن أن يكون فعالاً في الكشف عن تفاصيل الأجسام الصغيرة، لماذا؟

س١٨: ٣٠: على أي بُعد من عدسة لامة يجب وضع جسم بحيث يكون للجسم ولصورته نفس الحجم؟ من أية ناحية تختلف الصورة عن الجسم؟

س١٨: ٣١: يملك مصوّر جويّ عدستين لكاميرته: العدسة الأولى بعدها البؤري يساوي ٤, ٠ م، والعدسة الثانية بعدها البؤري مقداره ٨, ٠ م. (١) أي عدسة يجب عليه ان يستعمل من أجل ان يحصل على أكبر صورة ممكنة لجسم ما على سطح الأرض؟ (٢) أي عدسة عليه ان يستعمل من أجل تصوير أكبر مساحة من الأرض على مساحة معينة من الفلم؟

س١٨: ٣٢: مرآة مقعرة وعدسة زجاجية لامة لهما نفس البعد البؤري في الهواء. هل يكون لهما نفس البعد البؤري عند غمرهما في الماء؟ اذا كان الجواب لا، فأيهما يكون لها البعد البؤري الأكبر؟

س١٨: ٣٣: الاشعة الضوئية في أي جهاز بصري قابلة للعكس، أي أنه إذا أجبر الضوء على الانتقال في الاتجاه المضاد فان الاشعة ستسلك نفس المسار. اشرح لم تعتبر قابلية العكس هذه ظاهرة عامة لا تعتمد على أية تفاصيل خاصة بتركيب هذه الاجهزة البصرية.

س١٨: ٣٤: (١) هل تستطيع عدسة لامة تكوين صورة خيالية مصغرة؟ (٢) هل تستطيع عدسة مفرقة تكوين صورة خيالية مصغرة؟ [في كل حالة، افترض ان الصورة هي صورة لجسم حقيقي، وليست صورة لصورة].

س١٨: ٣٥: تناول الفصل حالات عوملت فيها مسافة الصورة وتكبير العدسة بشكل مناسب ككمية سالبة. ويمكن في ظروف خاصة اعتبار مسافة الجسم

كمية سالبة أيضاً، ويتم هذا عندما تعمل صورة إحدى العدستين «كجسم» لعدسة أخرى. بين برسم توضيحي كيف تصبح الصورة المتكونة بإحدى العدستين عند وجودها بمفردها «جسماً خيالياً» لعدسة ثانية توضع بالقرب من الأولى.

س ١٨: ٣٦: يعرف العدد «f» لعدسة بأنه بعدها البؤري مقسوماً على قطرها الفاعل. لم يجب على المصور في ظروف ضوئية معينة مضاعفة زمن تعريض الفلم للضوء (زمن التصوير) مرتين عندما يزيد العدد «f» الخاص بكاميرته بعامل قدره $\sqrt{2}$ ؟

س ١٨: ٣٧: جميع العدسات والمرايا التي رسمت في هذا الفصل لها سطوح كروية. افترض بدلاً من ذلك أن هذه السطوح اسطوانية. (١) هل تمثل الأشكال التي وردت في الكتاب تمثيلاً صحيحاً لمسارات الأشعة الضوئية في حالة: (أ) مرايا اسطوانية؟ (ب) عدسات اسطوانية؟ (٢) صف عمل العدسة الاسطوانية اللامة في حالة سقوط حزمة ضوئية متوازية عليها.

س ١٨: ٣٨: استعر نظارة مطالعة زجاجية من صديق مصاب بطول النظر، وقس على وجه التقريب البعد البؤري لعدستي نظارته. صف بالاستعانة برسم مناسب كيف أجريت عملية القياس. (إذا لم تتوفر نظارات زجاجية مناسبة، استعمل أية عدسة لامة، أو أي مجهر بسيط).

س ١٨: ٣٩: يضع شخص نظارة زجاجية مزدوجة البؤرة، والجزآن العلوي والسفلي منها عبارة عن عدستين لامتين. أي جزء يملك البعد البؤري الأقصر؟ ولماذا؟

س ١٨: ٤٠: يستعمل ساعاتي نظارات مفرقة للسياقة ولا يستعمل أي نظارات للمطالعة، ويستعمل نظارات لامة في أثناء عمله. فهل هذا الساعاتي مصاب بقصر نظر بسيط أم بطول نظر بسيط؟

س٤١ : ١٨ : يكون استقبال اشارات الراديو المعدلة في تواترها FM واشارات التلفزيون جيداً في حالة بثها في اتجاه خط البصر» (وهذا يعني ان مسار الخط المستقيم الواصل بين هوائي الارسال وهوائي الاستقبال لا يعترضه أية تضاريس طبيعية أو منشآت صناعية). أما استقبال اشارات الراديو المعدلة في اتساعها AM فغير مقيد من هذه الناحية . بين الفرق بين الحالتين باستعمال الحيود . [ملاحظة : يفسر الحيود الفرق في حالة البث لمسافات قصيرة . أما في حالة البث أو الارسال لمسافات بعيدة فيجب الأخذ بالحساب أيضاً مسألة الانعكاس من الطبقة المتأينة في الغلاف الجوي (الايونوسفير)].

س٤٢ : ١٨ : يكون استقبال الراديو ضعيفاً على جسر مصنوع من العوارض الفولاذية . فهل هذا ينشأ عن كون العوارض تكون ظلالاً للأمواج الراديو؟ أم ينشأ عن حيود الأمواج وتداخلها تداخلاً هداماً؟ أم ينشأ عن شيء آخر؟

س٤٣ : ١٨ : يلاحظ رجل يُجري تجربة بقعة مضيئة في مركز الظل المعتم لقرص دائري . اشرح هذا الاكتشاف باستعمال الحيود والتداخل .

س٤٤ : ١٨ : اشرح لماذا يظهر نمط التداخل عند إضاءة شقين : (أ) بضوء احادي الموجة (ب) بضوء مكون من طولين موجيين : 4000° و 6000° ، و(ج) بضوء من مصباح متوهج .

س٤٥ : ١٨ : إذا غذى تسجيل أحادي المسار سماعتي جهاز ستيريو، فإن السماعتين تعملان كمصدرين متحالفين للأمواج الصوتية . (١) اشرح لماذا تستطيع ظواهر التداخل التقليل من دقة الصوت، بمعنى انها تتسبب في جعل الشدتين النسبيتين المدركتين لتواترين متباينين يختلفان عن شدتهما النسبيتين وقت التسجيل . (٢) اين يجب ان تجلس حتى لا تعمل ظواهر التداخل على انقاص دقة الصوت؟

س١٨ : ٤٦ : الجبهة الموجية هي ، بالتعريف ، خطُّ (أو سطح) ثابت الطور. استعمل

هذا التعريف ومبدأ هيجنز لتفسير ما يلي : اذا امكن تجميع موجة مستوية في بؤرة بالاستعانة بمنظومة من المرايا والعدسات فإن الاجزاء المختلفة من هذه الموجة التي تتقاطع عند البؤرة ستتداخل تداخلاً بناءً.

س١٨ : ٤٧ : (١) أيهما يعاني انحرافاً أكبر في المطياف الموشوري : الضوء الأحمر،

أم الضوء البنفسجي ؟ (انظر الشكل ١٨ : ٢٠) . (٢) أي من هذين اللونين

يعاني الانحراف الأكبر في مطياف محزوز الحيود؟

س١٨ : ٤٨ : وضعت بطاقة معتمة (غير شفافة) في جهاز مطياف محزوز الحيود بحيث

تغطي نصف عدد خطوط المحزوز. فهل تزيد كل من الكميات التالية ،

أم تنقص ، أم تبقى دون تغيير : (أ) الزاوية التي يلاحظ عندها خط طيفي

معين ، (ب) عرض الخط الطيفي ، (ج) الشدة القصوى للخط الطيفي ،

و (د) الشدة الكلية الكاملة للخط الطيفي ؟

س١٨ : ٤٩ : من الطرق المستعملة لانتاج حزمة رفيعة من الأمواج الميكروية وضع

هوائي مشع في بؤرة عاكس في شكل قطع مكافئ . ومن الطرق

الأخرى استعمال ترتيب من هوائيات متوازية مفصولة عن بعضها بعضاً

بمسافات متساوية . (١) اشرح لماذا تنجح الطريقة الأخيرة . (٢) اقترح

طريقة يمكن بها تغيير اتجاه الحزمة المشعة باستعمال الترتيب الأخير

بدون إحداث أي دوران فيه .

س١٨ : ٥٠ : قد تظهر عند زاوية ملاحظة معينة في مطياف خطوط طيفية ذات أطوال

موجية مختلفة نتيجة للحيود من رتب مختلفة . اقترح طريقة أو أكثر يمكن

بها تمييز الخطوط من رتب مختلفة بالقرب من الزاوية المعطاة .

س١٨ : ٥١ : ما وجهة الثقب المستطيل الذي انتج نمط الحيود المبين في الشكل

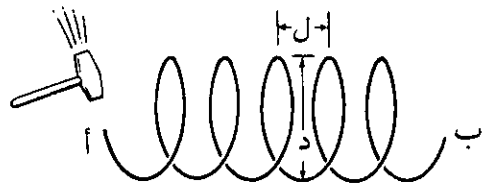
١٨ : ٥٢ (ب) ؟ ما النسبة التقريبية بين طولي جانبي هذا الثقب؟

- س ١٨: ٥٢ : تبيّن التجربة أنه اذا ضوعف عرض الشق المنفرد مرتين فإن الشدة القصوى في نمط الحيود الناتج عنه تتضاعف أربع مرات، مع أن الطاقة المارة عبر الشق في وحدة الزمن الواحدة تتضاعف مرتين فقط. كيف يمكن التوفيق بين عوامل الزيادة المختلفة هذه؟
- س ١٨: ٥٣ : اعط سبين يجعلان تلسكوب هيل ذا المثني بوصة (الشكل ١: ٢) أقوى كأداة بحث من التلسكوب ذي المئة بوصة.

التمارين:

الجزء ١: ١٨

- ت ١٨: ١ : ما طول موجة الصوت التي تواترها: (أ) ٥٠ هز، (ب) ٥٠٠٠ هز في هواء جاف في الظروف المعيارية؟
- ت ١٨: ٢ : انبوبة أرغن طولها ٢ م تصدر صوتاً طول موجته في الهواء ٨ م. فإذا عُرِفت هذه النغمة لمدة ثانية واحدة، فكم عدد الاهتزازات الكاملة المتولدة من هذه الموجة؟
- ت ١٨: ٣ : عندما تضرب مطرقة ما احدى نهايتي ملف حديدي (النقطة أ في الشكل المجاور) تولّد نبضتان صوتيتان: تنتقل احدهما مباشرة في الهواء بينما تنتقل الأخرى في الملف اللولبي. وكلا النبضتين يصل إلى النقطة ب في نفس الزمن. بيّن أن النسبة بين قطر الملف والمسافة بين لفتين متتاليتين تعطى تقريباً بالمعادلة: $\frac{1}{2} \approx 0,5$.



- ت ١٨: ٤ : من أجل تعريف موجة صوتية تعريفاً فيزيائياً، فإن طولها الموجي يجب أن يتسع لعدة ذرات أو جزيئات على الأقل. وكمحك تقريبي لتعريف الموجة نأخذ $\lambda < L$ ، حيث λ هي الطول الموجي المنقّص ($\lambda = \frac{v}{f}$) و L

هو متوسط المسافة بين الجزئيات. فوفق هذا المعيار، ما الطول الموجي الأصغر والتواتر الأعظم لموجة صوتية في الهواء؟ [استعمل الظروف المعيارية التي يكون فيها هنالك 6×10^3 جزئياً في كل 0.0224 م].

ت ١٨: ٥ : (١) بين أن كلاً من المعادلات التالية تصف موجة منتشرة بسرعة سر =

$$\frac{\omega}{k}$$

$$أ = أ.جا (ω - k س + α)$$

$$أ = أ.جتا (ω - k س + α)$$

$$أ = أ.جا (ω + k س + α)$$

(٢) كيف تختلف الموجتان الأولى والثانية من ناحية فيزيائية؟ (٣) كيف تختلف الموجتان: الأولى والثالثة من ناحية فيزيائية؟

ت ١٨: ٦ : موجة كهرومغناطيسية مستوية منتشرة في الخلاء التام، تواترها $\nu = ١$ ميغاهز، ولها مجال كهربائي ذروته $١٠^{-٢}$ ف/م. جد (١) التواتر الزاوي ω ، (٢) الطول الموجي λ ، (٣) العدد الموجي k ، و(٤) ذروة المجال المغناطيسي $\vec{B}$ لهذه الموجة.

ت ١٨: ٧ : يُعطى المجال المغناطيسي في جزء معين من المكان بالمعادلة التالية:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cos(\omega t - k z - \alpha)$$

اعط (١) الطول الموجي، (٢) التواتر، و(٣) اتجاه انتقال الموجة الكهرومغناطيسية المرافقة لهذا المجال.

ت ١٨: ٨ : بين أن المجال الكهربائي التالي يمثل موجة مستقطبة مستوية:

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - k z - \alpha) \hat{i} + E_0 \sin(\omega t - k z - \alpha) \hat{j}$$

حيث E_0 و k هما ثابتان موجيان. ما مقدار شدة هذه الموجة؟ ما اتجاه استقطابها (اجب مستعيناً برسم مناسب)؟

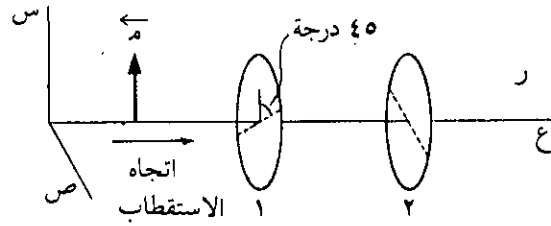
الجزء ١٨: ٢

ت ١٨: ٩ : موجة كهرومغناطيسية منتشرة في الاتجاه ع تتميز بالمجال الكهربائي الآتي :

$$م = (م. وس + م. ص) جا (\omega - kx)$$

(١) عبّر عن شدة الموجة بدلالة م . (٢) ما اتجاه الاستقطاب لهذه الموجة؟ (٣) ما جزء الطاقة المار خلال مستقطبة مثالية محورها (كما هو معرف في الشكل ١٨: ٢): (أ) يوازي المحور س، و(ب) يوازي المحور ص؟

ت ١٨: ١٠ : موجة كهرومغناطيسية شدتها وحدة واحدة، مستقطبة في الاتجاه س، وتنتقل في الاتجاه ع. وكما هو موضح في الشكل المجاور فان الموجة تصادف مستطبتين: الأولى محورها يميل بزاوية ٤٥° عن المحور س، والثانية محورها يوازي المحور ص. (١) ما مقدار الشدة بعد المستقطبة الثانية (في المنطقة المسماة ر في الشكل)؟ (٢) أزيلت المستقطبة ٢، فما الشدة الآن في المنطقة ر؟ (٣) اعيدت المستقطبة ٢ الى موضعها وأزيلت المستقطبة ١، فما الشدة الآن في المنطقة ر؟



الجزء ١٨: ٣

ت ١٨: ١١ : اكتب المعادلة ١٨: ٢٢ بدلالة شدتي المصدرين المنفردين شد وشد بدلاً من مقداري المجالين م١ وم٢ .

ت ١٨: ١٢ : يُصدر المصدران م١، م٢ في الشكل ١٨: ٨ أمواجاً متحالفة، الا انها ليست متماثلة في استقطابها. ويُعطى المجالان م١ وم٢ المترابكان عند

نقطة المراقبة هـ بالمعادلتين ١٨ : ١٥ و ١٨ : ١٦ . (١) أعط علاقة للشدة عند هـ بوصفها دالة في الزاوية θ بين اتجاهي الاستقطاب ، وفارق الطور φ بين الموجتين ، والشدتين شد وشد اللتين يسهم بهما المصدران عندما يعملان كل على انفراد . (٢) اعتبر زاوية استقطاب نسبي θ ، واعط علاقتين للشدة العظمى والصغرى عند النقطة هـ ، ثم حدّد اجابتك للحالة شد = شد .

ت ١٨ : ١٣ : مرسلّة أمواج ميكروية قدرتها المخرجة ١٠ واطات تُشغّل بشكل مستمر ، ومرسلّة أخرى مجاورة للمرسلّة الأولى مخرجها من القدرة ١ واط يمكن تشغيلها وتوقيفها . بين عند تشغيل المرسلّة الثانية أنّ الشدة عند نقطة مراقبة بعيدة قد تزداد بمقدار لا يزيد على ٧٣ بالمئة أو قد تنقص بمقدار لا يتجاوز ٥٣ بالمئة (أي الى ٤٧ بالمئة من قيمتها الأصلية) . ما الشروط المطلوبة لتحقيق هذه التغيرات القصوى في الشدة؟ .

ت ١٨ : ١٤ : يمثل الشكل المجاور جبهة موجية منتشرة بعيداً عن مصدر خطي موضوع في وسط متجانس . طبق مبدأ هيجنز لبيان أنّ الجبهات الموجية على مسافة كبيرة من المصدر تأخذ شكل دوائر (أو شكل كرات في حالة اعتبار الأبعاد الثلاثة) .

ت ١٨ : ١٥ : في الشكل ١٨ : ١١ الذي يبيّن آلية الانعكاس الموجي : $\theta = \alpha$ ، و $\theta_r = \beta$. أعط السبب الهندسي لهاتين المتساويتين .

ت ١٨ : ١٦ : (١) إذا كانت سرعة الموجة المنعكسة أقل من سرعة الموجة الساقطة ، فهل تكون زاوية الانعكاس أكبر أو أقل من زاوية السقوط؟ للإجابة عن هذا السؤال اعتبر صورة معدلة للشكل ١٨ : ١١ . (٢) عندما ترتد كرة ما بشكل مائل عن حائط ببعض الخسارة في طاقتها ، فهل تكون زاوية الانعكاس أكبر من زاوية السقوط أم أقل منها؟ أعط إجابتك مستعيناً بالتجربة عند الضرورة .



الجزء ١٨ : ٤

ت ١٨: ١٧ : سيدة طولها ٦, ١م تقف على بعد ٢, ١م من حائط علقت عليه مرآة مستوية. ما الحد الأدنى لارتفاع المرآة الذي يمكن السيدة من رؤية صورتها كاملة من الرأس وحتى أصابع القدمين؟

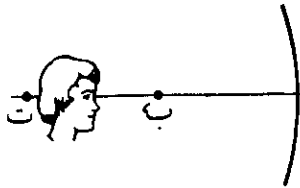
ت ١٨: ١٨ : برهن على أن الشعاع الضوئي المنعكس عن عاكس في شكل زاوية قائمة كالمبين في الشكل ١٨: ١٣ (أ) يصادف في اتجاهه الشعاع الساقط.

ت ١٨: ١٩ : حُسبت خطأ الزاوية المحصورة بين مرأتين مستويتين مهيأتين للعمل كعاكس زاوي، فوجدت $\frac{1}{\alpha} + \alpha$ ، حيث α هي كمية صغيرة موجبة. (١) برهن على أن الشعاع الضوئي الساقط على المرأتين، لمعظم اتجاهات السقوط، يعاني انحرافاً صافياً مقداره $\delta = \alpha - 2$. (٢) بين بالاستعانة برسم مناسب أن الانحراف الصافي لبعض اتجاهات الشعاع الساقط لا يعطى بالضرورة بهذه العلاقة.

ت ١٨: ٢٠ : سطح مرآة مقعرة ما عبارة عن مقطع صغير من كرة نصف قطرها ٥, ٠م. (١) ما البعد البؤري للمرآة؟ (٢) على أي بعد من المرآة يجب وضع جسم حتى يكون بعد صورته عن المرآة كبعده عنها؟ (٣) عند هذا البعد، هل تكون الصورة أكبر من الجسم أم أصغر منه أم مساوية له في الحجم؟

ت ١٨: ٢١ : ارسم لمرآة كروية مقعرة رسماً بيانياً للتكبير تك بوصفه دالة في بعد الجسم ف، (انظر الشكل ١٨: ٣٤). خذ قيم ف، من الصفر وحتى ٤ ب تقريباً. اشرح معنى الرسم عندما $b < f$ ، $b = f$ ، $b > f$.

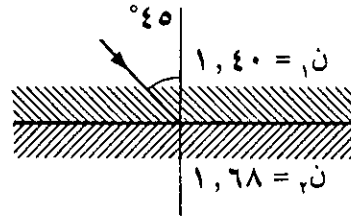
ت ١٨: ٢٢ : في الشكل المجاور، النقطة ت هي مركز التكون لمرآة كروية مقعرة، والنقطة ب هي بؤرة المرآة. (١) فإذا كان رأسك في الوضع المبين في الشكل، فإنه يتكون له صورة حقيقية ومقلوبة على يسار النقطة ت (انظر الشكل ١٨: ١٦). بين أن الصورة التي تراها على أية حال ليست مقلوبة، إذ يجب عليك أن تنظر إلى الأعلى لترى جبينك وإلى الأسفل



من الوسط ٢ حيث زاوية سقوطها θ الى الوسط ١ حيث زاوية انكسارها θ_1 .

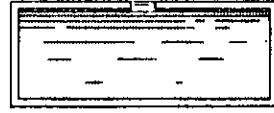
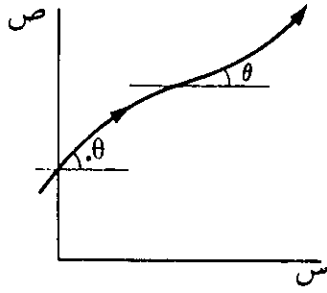
ت ١٨ : ٢٧ : تسقط حزمة ضوئية على سطح صحيفة زجاجية معامل انكسارها ١,٤٠ . (١) فإذا كانت زاوية سقوط الضوء ٣٠ درجة، فما زاوية انكساره داخل الزجاج؟ . (٢) ما متوسط سرعة الضوء داخل الزجاج؟ .

ت ١٨ : ٢٨ : شعاع ضوئي ساقط على الحد الفاصل بين صحتين رقيقتين من الزجاج : معاملا انكسارهما مختلفان كما في الشكل المجاور. (١) هل ينحرف الضوء قريباً من أو بعيداً عن الخط العمودي على السطح؟ (٢) بأية زاوية بالدرجات ينحرف الضوء عن خط انتشاره المستقيم؟ .



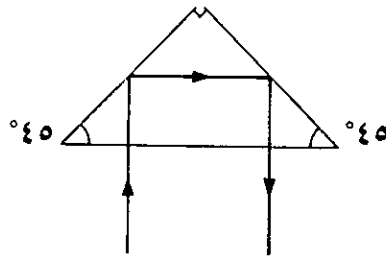
ت ١٨ : ٢٩ : حزمة متوازية من ضوء ابيض تسقط على لوح من الزجاج التاجي العالي في تحليله بزاوية مقدارها ٤٥ درجة . ما مقدار الانتشار الزاوي التقريبي داخل الزجاج بين الضوء البنفسجي الذي طوله الموجي ٤٠٠٠ Å والضوء الأحمر الذي طوله الموجي ٧٠٠٠ Å؟ . (قم بحساب تقريبي يرتكز على البيانات المعروضة بياناً في الشكل ١٨ : ٢٠) .

ت ١٨ : ٣٠ : خزان قطره ٣ م وعمقه ١ م وله ثقب صغير في وسط سطحه العلوي مملوء تماماً بالماء (انظر الشكل المجاور) . بالنظر اليه من الأعلى ، ما الجزء من السطح السفلي الذي يمكنك رؤيته مباشرة (من دون أية انعكاسات متعددة)؟ .



١٨: ٣١: يأخذ قانون سنل في وسطٍ يعتمد معامل انكساره على n (س) $n = \theta$ جا θ ، حيث θ هي الزاوية بين الشعاع الضوئي والمحور s (انظر الشكل المجاور). (١) اشرح لم تُعتبر هذه المعادلة صحيحة. [قد يكون عوناً لك أن تتناول الانكسار من عدد كبير من الطبقات الرقيقة]. (٢) بين وصفاً كيف يعتمد n (س) على s عندما يتبع الشعاع الضوئي المسار المبين في الشكل.

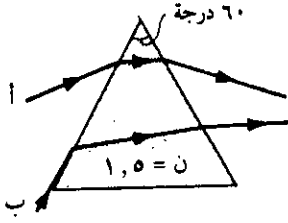
١٨: ٣٢: ما متوسط سرعة الضوء في موشور زجاجي يكاد يعطي انكساراً داخلياً كلياً من النوع المبين في الشكل المجاور؟ (اعتبر معامل انكسار الهواء ١,٠٠ تماماً). (٢) هل يُظهر الموشور الانعكاس الداخلي الكلي عند غمره في الماء؟



١٨: ٣٣: حزمة ضوئية تقترب من سطح قطعة زجاجية من داخل الزجاج. ويفرغ الحيز الموجود خارج السطح من الهواء تماماً. احسب لكل من معاملات الانكسار المترجحة بين ١,٠ و ١,٨ زاوية السقوط العظمى θ_c للحزمة الضوئية في الزجاج التي يمكن عندها للضوء أن ينفذ من السطح. اعرض نتائج هذه الحسابات في رسم بياني.

الجزء ١٨: ٧

ت ١٨: ٣٤: موشور زجاجي معامل انكساره $n = ١,٥$ وزاوية رأسه $\alpha = ٦٠$ درجة. (١) جد زاوية الانحراف الصغرى δ من شعاع ضوئي يمر خلال الموشور (الشعاع أ في الشكل المجاور). (٢) جد زاوية الانحراف δ للشعاع ب الذي تبلغ زاوية سقوطه على أحد أوجه الموشور ٩٠ درجة تقريباً.



ت ١٨: ٣٥: موشور زجاجي معامل انكساره $n = ١,٥$ ، وزاوية رأسه $\alpha = ٢٠$ درجة. (١) جد زاوية الانحراف الصغرى δ من شعاع ضوئي يمر خلال الموشور. (٢) جد زاوية الانحراف δ لشعاع ضوئي يسقط عمودياً على أحد أوجه الموشور ($\theta = ٠$ صفر). قارن بين الجوابين باستخدام العلاقة التقريبية المعطاة بالمعادلة ١٨: ٥٤.

ت ١٨: ٣٦: موشور معامل انكساره n مدفون في وسط معامل انكساره n_1 . (١) بين أنه إذا كانت زاوية رأس الموشور α صغيرة وزاوية السقوط θ صغيرة، فإن زاوية الانحراف لشعاع ضوئي ماراً خلال الموشور تعطى تقريباً بالعلاقة: $\delta \approx \left(1 - \frac{n_1}{n}\right) \alpha$. (٢) جد قيمة δ عددياً: (أ) للموشور الموصوف في التمرين السابق و(ب) «للموشور الهوائي» في الماء الذي زاوية رأسه تساوي ٢٠ درجة، (انظر السؤال ١٨: ٢٨).

الجزء ١٨: ٨

ت ١٨: ٣٧: حزمة متوازية من الضوء الأبيض تسقط على عدسة رقيقة كالعَدسات المبينة في الشكلين ١٨: ٢٨، و١٨: ٢٩. وأحد وجهي العدسة مستو والوجه الآخر نصف قطر تكوره يساوي ٥٠ م. ومعامل انكسار العدسة للضوء الأحمر هو $n = ١,٦$ ، وللضوء البنفسجي $n = ١,٦٤$. (١) ما القيمة التقريبية للبعد البؤري ب لهذه العدسة؟ (٢) بما أن هذه العدسة ليست وحيدة البؤرة، فإن الألوان المختلفة تتجمع في نقط مختلفة. فما المسافة الفاصلة بين نقطة تجمع الضوء الأحمر ونقطة تجمع الضوء البنفسجي؟

ت ١٨ : ٣٨ : كرة من الرخام قطرها ١ سم موضوعة على بعد ٣٠ سم من عدسة لامة بعدد البؤري ٢٠ سم . (١) أين تكون صورة الكرة؟ هل الصورة حقيقية أم خيالية؟ (٢) ما مقدار قطر الصورة؟ .

ت ١٨ : ٣٩ : أجب عن الأسئلة الواردة في التمرين السابق عند وضع الكرة على بعد ١٥ سم من العدسة .

ت ١٨ : ٤٠ : تخيل أن العدسة في الشكل ١٨ : ٢٨ استعوض عنها بعدسة رقيقة محدبة الوجهين . باعتبار تأثير هذه العدسة في شعاع ضوئي مواز لمحور العدسة ، اشتق العلاقة التالية لمقلوب البعد البؤري للعدسة :

$$\frac{1}{b} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

حيث r_1 و r_2 هما نصف قطر التكور لوجهي العدسة . [لاحظ أن المعادلة ١٨ : ٦٠ هي حالة خاصة من هذه النتيجة] .

ت ١٨ : ٤١ : اعمل رسماً هندسياً مماثلاً لما في الشكل ١٨ : ٣١ يبين تكوين صورة خيالية عندما يكون بعد الجسم f أقل من البعد البؤري b لعدسة لامة . بين أن التكبير الذي يحدث للصورة الخيالية يعطي بالعلاقة التالية :

$$|تك| = \frac{1}{1 - (f/b)}$$

[وللسهولة فقد تقرر القيمة السالبة للتكبير تك مع الصورة الخيالية . وبناءً على ذلك فإن المعادلة ١٨ : ٦٤ يمكن استعمالها للصورة الحقيقية والخيالية على حد سواء] .

ت ١٨ : ٤٢ : (١) استعمل الخواص الهندسية للأشعة المبينة في الشكل ١٨ : ٣٣ وبخاصة الشعاعان العلوي والسفلي من الأشعة الأربعة المبينة - من أجل اشتقاق العلاقة التالية لعدسة مفرقة :

$$\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} = \frac{1}{f}$$

حيث f_1 هي المسافة من العدسة الى الجسم، f_2 هي المسافة من العدسة الى الصورة، و b هو البعد البؤري (لاحظ أن جميع هذه الأبعاد الثلاثة موجبة). (٢) ما نظام الاشارات المناسبة من أجل جعل المعادلة ١٨: ٦٣ تنطبق على العدسة المفردة؟.

ت ١٨: ٤٣ : يعتمد هذا التمرين على نتيجة التمرين السابق. (١) بعد جسم عن عدسة مفردة هو $f_1 = 60$ سم. والبعد البؤري b لها = 30 سم. ما بعد الصورة f_2 ؟ (٢) ما عامل التصغير k ؟

ت ١٨: ٤٤ : كاميرا مزودة بثلاث عدسات يمكن استعمال أي منها، وأبعادها البؤرية ٣٥ ملم، ٥٠ ملم، و ١٤٠ ملم. (١) تقف فتاة طولها ١,٥ م على بعد ١٥ م من الكاميرا. ما ارتفاع صورتها المتكونة على الفيلم بكل من العدسات الثلاث؟ (٢) ما عدد الصور التي يجب التقاطها باستعمال العدسة ١٤٠ ملم من أجل تغطية نفس المساحة التي يغطيها منظر بعيد في صورة واحدة التقطت له باستعمال العدسة ٣٥ ملم؟.

ت ١٨: ٤٥ : البعد البؤري لعدسة عارضة الأفلام ١٦ ملم هو ٥ سم. ومقاس الصورة على شريط الفيلم هو ٦,٧ ملم ٥٠,١ ملم. ما حجم الصورة المعروضة على ستارة تبعد ٤ م عن العدسة؟.

ت ١٨: ٤٦ : يبلغ مقاس كل صورة على شريط فلم سينمائي ١٨,٧٥ ملم ٢٥ ملم تقريبا. وفي مسرح ما وضعت ستارة بعدها ٦ م ٨ م على بعد ٣٠ م من آلة العرض. (١) ما البعد البؤري لعدسة آلة العرض؟. (٢) ما بعد شريط الفيلم عن اقرب بؤرة للعدسة؟

ت ١٨: ٤٧ : بين أنه اذا وضعت عدسة رقيقة بعدها البؤري b_1 وعدسة رقيقة أخرى بعدها البؤري b_2 قريبا من بعضهما بعضا فإن البعد البؤري للمجموعة يعطى بالعلاقة:

$$\frac{1}{\frac{1}{b} + \frac{1}{b_1}} = \frac{1}{b}$$

الجزء ١٨: ١٠

ت١٨: ٤٨ : يسقط ضوء برتقالي طوله الموجي ٦٠٠٠° على ستارة تحوي زوجين من

الشقوق الرفيعة مفصولين عن بعضهما بعضاً بمسافة ٢ ملم . (١) احسب وارسم نمط التداخل الناتج على ستارة موضوعة على بعد ٤ م أمام الشقين . هل يكون هذا النمط مرئياً للعين المجردة؟ (٢) في رسم مرافق للرسم الأول بين النمط الذي يمكن رؤيته لو سار الضوء في خطوط مستقيمة دون حيود .

ت١٨: ٤٩ : فتاة تعمل في مختبر تسلط شعاع ليزر على شقين : المسافة الفاصلة

بينهما أ، وتقوم بقياس المسافة الفاصلة بين أهداب التداخل على ستارة بعد ٢,٥ م من الشقين ، ثم تعيد القياس لشقين آخرين . ويظهر الجدول المرفق النتائج التي حصلت عليها . (١) ما الطول الموجي لضوء الليزر؟ . (٢) ما مقدار الخطأ تقريباً في تعيينها للطول الموجي وذلك عند إهمال الخطأ في البعد بين الشقين وبعد الشقين عن الستارة .

المسافة بين الشقين	المسافة الفاصلة بين الاهداب
أ	Δ ص
(ملم)	(ملم)
١,٠٠	٠,٠٢ ± ١,٦٠
٠,٥٠	٠,٠٢ ± ٣,١٥
٠,٢٠	٠,٠٢ ± ٧,٩٠

ت ١٨: ٥٠: افترض انك أعطيت مرسله للأمواج الميكروية مكتوباً عليها «مضمونة» بأن تشع اشعاعاً بطول موجي مقداره ٣سم. صمم تجربة تداخل لاختبار هذا الادعاء، محدداً المقادير العددية لجميع الأبعاد الهامة، وحاسباً المسافة المتوقع قياسها بين نقطتين من نقاط التداخل البناء.

الجزء ١٨: ١١

ت ١٨: ٥١: يوفر ليزر هيليوم - نيون ضوءاً ذا طول موجي معلوم: $\lambda = 6328 \text{ Å}$ ، يُستعمل لمعايرة مطياف محزوز الحيود. ووجد أن زاوية الرتبة الأولى للحيود تساوي ٢٢ درجة. (١) ما المسافة البينية الفاصلة للمحزوز؟ (٢) عند أية زاوية يمكن ملاحظة الحيود من الرتبة الثانية؟

ت ١٨: ٥٢: محزوز حيود عرضه ٣سم وله ٦٠٠٠ خط/سم. أضىء بضوء أخضر طوله الموجي $\lambda = 5000 \text{ Å}$. (١) عند أية زاوية θ يشاهد الخط الطيفي من الرتبة الأولى؟ (٢) ما العرض الزاوي $\Delta\theta$ لهذا الخط؟ أعط أيضاً العرض النسبي $\frac{\Delta\theta}{\theta}$. (٣) ما عدد رتب الحيود التي يمكن مشاهدتها؟

ت ١٨: ٥٣: مزج ضوء احمر من ثلاثة مصادر مختلفة. ويضيء المزيج مطيافاً لمحزوز حيود له ٢٥٠ خط/ملم.

المصدر	طول الموجة
هيدروجين	٦٥٦٣ Å
نيون	٦٤٠٢ Å
أرغون	٦٩٦٥ Å

جد زاوية الحيود من الرتبة الأولى لكل من هذه الخطوط الطيفية الثلاثة. هل تتوقع أن تكون هذه الخطوط الثلاثة واضحة المعالم وسهلة التمييز؟

١٨:٥٤ : لنجعل المدى المرئي من الأطوال الموجية يتحدد ما بين ٤٠٠٠ الى ٧٠٠٠° . (١) بين أن الرتبة الأولى والثانية من الأطياف المرئية لا تتداخل مع بعضها بعضاً في مطياف محزوز الحيود، بينما تتداخل الرتبة الثانية والثالثة من الطيف. (٢) بشكل تقريبي، ما مدى الأطوال الموجية في الرتبة الثانية من الطيف المرئي الذي تغطيه الرتبة الثالثة من الطيف المرئي؟

١٨:٥٥ : محزوز حيود له d من الخطوط ($d \ll \lambda$) ومسافة بينية a ، يُضاء بضوء طولُه الموجي λ . (١) بين أن القيمة التقريبية لزاوية النهاية الصغرى للشدة المجاورة للنهاية العظمى الصغرى (غير المحروفة) هي:

$$\theta \approx \frac{\lambda}{a} \quad (٢) \text{ بين أن زاوية النهاية الصغرى للشدة هذه تصبح زاوية نهاية عظمى للشدة إذا حوّل محزوز الحيود الى شق مزدوج وذلك بتغطية جميع خطوط المحزوز عدا الخطين الأول والأخير.}$$

١٨:٥٦ : المشتقة $\frac{\theta}{\lambda}$ يمكن تسميتها بقوة التحليل لمطياف محزوز الحيود. (١) بين أنها تعطي للطيف من الرتبة n بالعلاقة التالية:

$$\frac{\frac{d}{a}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{a}\right)^2}} = \frac{d}{a \cos \theta} = \frac{\theta}{\lambda}$$

(٢) ما قوة التحليل اللازمة لفصل خطي الصوديوم D الأصفرين ($\lambda = 589.0$ و 589.6 nm) بمقدار 3×10^{-4} زاوية نصف قطرية؟ (٣) ما المسافة البينية a لمحزوز الحيود اللازمة لتحقيق هذا الفصل لخطي D في الرتبة الأولى؟

١٨:٥٧ : يمكن بصعوبة تبيين خطين طيفيين بمطياف محزوز الحيود اذا وقعت ذروة احدهما على النهاية الصغرى الأولى للخط الآخر. ويعني هذا أن عرض أحد الخطين، كما عرّف بالمعادلة ١٨:٨٥، مساوٍ للمسافة الفاصلة

الزاوية بين الخطين . يبين أن الفارق في الطول الموجي لخطين يتم بالكاد تبينهما في الرتبة الأولى هو $\Delta \lambda = \frac{\lambda}{2}$ ، حيث λ هو العدد الكلي للخطوط في محزوز الحيود .

ت ١٨ : ٥٨ : المسافة بين نهاية عظمى ونهاية صغرى مجاورة لها في نمط التداخل من الشقّ المزدوج يمكن استنتاجها من المعادلتين ١٨ : ٧٥ ، و ١٨ : ٧٦ . ويعطى العرض الزاوي لخط طيفي (المسافة بين النهاية العظمى والنهاية الصغرى) بالمعادلة ١٨ : ٨٥ . يبين ان هاتين النتيجةين تتفقان عندما $\theta = 1, 2$.

الجزء ١٨ : ١٢

ت ١٨ : ٥٩ : ارسم على نفس الرسم البياني منحنيات الشدة بوصفها دالة في الزاوية وذلك لأنماط الناتجة عن (أ) شق منفرد عرضه أ ، (ب) شقين رفيعين مفصولين عن بعضهما بالمسافة أ . عاير (س) الذروة المركزية لكلا المنحنيين بحيث تصبح وحدة واحدة ، واجعل المنحنى يشمل المدى الزاوي : $\frac{\lambda}{4} \leq \theta \leq \frac{\lambda}{4}$.

ت ١٨ : ٦٠ : تستعمل الشقوق أحياناً لتحديد أمواج الصوت من أجل نشر الصوت في مدى عريض من الزوايا . فإذا مر الصوت الصادر عن سماعة خلال شق عرضه ٢,٥ سم ، فما التواتر الذي تقع عنده النهاية الصغرى الأولى في نمط الحيود عند الزاوية ٤٥ درجة ؟ هل هذا تواتر مسموع ؟ هل تعتبر الموجات ذات التواتر الأقل أكثر أم أقل حيوداً ؟ .

ت ١٨ : ٦١ : (١) يبين أن النهايات العظمى في نمط الحيود من شق منفرد تحدث حيث : $\Phi = \Phi$ (كما هي معرفة بالمعادلة ١٨ : ٩٨) . (٢) تحقق من أن النهاية العظمى الثانوية الأولى تحدث عندما $\theta = 1, 43$.

(المعادلة ١٨ : ١٠٤)، وأنَّ الشدة عند هذه الزاوية هي شد = ٠,٠٤٧ .
شد.

ت٦٢:١٨ : محزوز حيود مثالي يتكوّن من شقوق عرضها ب والمسافة الفاصلة بين مركزها أ. (١) اشرح بشكلٍ وصفي أثر عرض الشق المحدود على نمط الحيود الذي يعطيه محزوز الحيود. (٢) هل يؤثر عرض الشق في مواضع الخطوط الطيفية؟ هل يؤثر في شدتها النسبية؟ (٣) ما رتب الطيف المفقودة اذا كانت (أ) $أ = ٢ ب$ ، و(ب) $أ = ٣ ب$ ؟.

ت٦٣:١٨ : ما مقدار المسافة الزاوية التقريبية بين اقرب زوجين من النجوم الثنائية التي يمكن تبينها بصرياً باستعمال تلسكوب قطره ٦ بوصة؟ (٢) هل تكون قوة تبين التلسكوب أحسن استعمال ضوء أحمر أم استعمال ضوء أزرق؟

ت٦٤:١٨ : طول حبيبة في مستحلب تصوير ٠,٥ ميكرومتر. (١) كيف يقارن هذا البعد مع الطول الموجي للضوء المرئي؟ (٢) هل من الممكن رؤية الحبيبة بمجهر؟ (٣) هل من الممكن رؤية تفصيلات شكل الحبيبة بمجهر؟

المسائل:

الموجة الواقفة
١: ١٨م : (١) اشرح بالتفصيل خواص الموجة الموصوفة بالمعادلة التالية: أ (س، ز) = أ جا k س جا ω ز. حدّد مواضع العقد (نقط الاهتزاز الأدنى) والبطون (نقط الاهتزاز الأقصى) لهذه الموجة. لم تسمّى هذه الموجة بالموجة الواقفة؟ بين أنّ هذه الموجة الواقفة تكافئ موجة ناشئة عن تراكب موجتين متقلتين. أعط خواص هاتين الموجتين المتقلتين.

٢: ١٨م : يمكن تعريف شدة الموجة الكهرومغناطيسية كما يلي: شد =
الدفق الطاقي في موجة
كهرومغناطيسية

$\overline{m} = \frac{1}{v} m$ ؟ (المعادلة ١٨ : ١٠). وتصلح هذه الكمية لتقدير الشدة النسبية لمختلف الأمواج. ولتعيين الشدة المطلقة لموجة، نستعمل كمية أكثر نفعاً هي الدفع الطاقى : $\mathcal{D}$ ، وهي عبارة عن الطاقة النافذة في وحدة الزمن الواحدة عبر وحدة المساحة العمودية على اتجاه انتشار الموجة. ووحدة النظام العالمي للدفع الطاقى هي فب/م^٢. عبر عن $\mathcal{D}$ بدلالة شد وم وذلك في حالة موجة كهرومغناطيسية مستوية موصوفة بالمعادلة ١٨ : ٩. (اقتراح : جد الكثافة الطاقية أولاً ثم جد الدفع الطاقى. وتذكر أن نصف الطاقة مخزون في المجال المغناطيسي).

السرعة الزمرية

٣ : ١٨م : تتراكب موجتان متساويتان في اتساعهما ومختلفتان قليلاً في طولهما الموجي وفي تواترهما. وتعطى محصلة الازاحة بالمعادلة التالية :

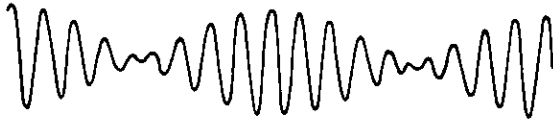
$$A = A_1 [\cos(k_1 x - \omega_1 t) + \cos(k_2 x - \omega_2 t)]$$

فإذا كانت الفروق الكسرية بين ω_1 و ω_2 من جهة و k_1 و k_2 من جهة أخرى صغيرة، (١) فبين أن الازاحة يمكن أن تكتب على النحو التالي :

$$A = 2A_1 \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{k_1 + k_2}{2} x\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{k_1 - k_2}{2} x\right)$$

ما العلاقة بين الكميات ω ، k ، ω و k من جهة والكميات ω_1 ، k_1 ، ω_2 و k_2 من جهة أخرى. (٢) فسر لم تأخذ محصلة الازاحة الصيغة المبينة في الشكل المجاور، أي ان الازاحة بفعل التعديل الحادث في الاتساع تتكون من سلسلة من «الزمر» الموجية أو «المجموعات» الموجية. (٣) بين أن السرعة الزمرية (الجمعية) س_ج التي تنتقل بها المجموعات المعدلة تعطى بالمعادلة التالية :

$$\text{سر} = \frac{\omega}{k} = \frac{v}{\lambda} \quad (4) \quad \text{بين للموجات الكهرومغناطيسية في الخلاء التام أن } \text{سر} = c$$



م ١٨: ٤ : يقال للموجة الكهرومغناطيسية إنها مستقطبة استقطاباً دائرياً إذا كان مجالها

الاستقطاب الدائري

الكهربائي عند نقطة ثابتة ذا مقدار ثابت، ويدور بمعدل ثابت. (١) بين أن المجال الكهربائي التالي يحقق شروط الاستقطاب الدائري:

$$\vec{m} = m \cdot \hat{e} \cos(\omega t - k \cdot \vec{r}) + m \cdot \hat{z} \sin(\omega t - k \cdot \vec{r})$$

في أي اتجاه يدور $\vec{m}$ من وجهة نظر شخص ينظر باتجاه المحور (أي اتجاه انتقال الموجة)؟ بأي سرعة زاوية يدور $\vec{m}$ ؟ (٢) ما شدة هذه الموجة؟ (٣) بين أن المستقطبة تمرر نصف شدة هذه الموجة بغض النظر عن وجهة محور المستقطبة. (٤) اكتب علاقة تعبر عن المجال الكهربائي لموجة ذات استقطاب دائري معاكس أي موجة يدور مجالها الكهربائي باتجاه يعاكس اتجاه دوران المجال $\vec{m}$ المعطى أعلاه.

م ١٨: ٥ : يعاني الضوء عند انعكاسه عن سطح مستوي تغيراً في الطور. وفي معالجة

الانعكاس عن سطح مستوي

ترتكز على مبدأ هيجنز (انظر الشكل ١٨: ١١) يمكن معاملته فارق الطور هذا على أنه إبطاء زمني. برهن على أن قانون الانعكاس: $\theta_r = \theta_i$ صحيح إذا كانت الموجة تعاني إبطاء زمنياً Δt عند السطح العاكس ثابتاً في مقداره.

م ١٨: ٦ : برهن على أن اتجاه الشعاع الضوئي المنعكس عن عاكس زاوي ذي

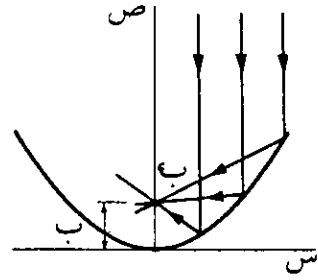
العاكس الزاوي

أبعاد ثلاثة كالمبين في الشكل ١٨: ١٣ (ب) يكون في اتجاه مضاد للشعاع الساقط.

م ١٨: ٧ : المقطع الرأسي المأخوذ من المرآة والمبين في الشكل المجاور هو عبارة

مرآة القطع المكافئ

عن قطع مكافئ يوصف بالمعادلة: $z = \frac{1}{2} r^2$. برهن على أن جميع الأشعة الساقطة في اتجاه يوازي المحور z تنعكس بحيث تمر جميعها في البؤرة B التي تبعد عن قاع المرآة مسافة $B = \frac{1}{4}$.



مرآة كروية مقعرة

م ١٨: ٨ : برهنْ على أنه إذا وُجِّهَ الجسمُ أ ج عمودياً على محورِ مرآةٍ كرويةٍ مقعرة (الشكل ١٨: ١٦)، فإنَّ صورته أ ج تتجهُ أيضاً عمودياً على المحور. (افترض أنَّ المسافتين ف_١ و ف_٢ في الشكل ١٨: ١٦ أكبرُ بكثيرٍ من البعدين ل و ل').

م ١٨: ٩ : يبيِّن الشكل ١٨: ١٦ تكوينَ صورةٍ بمرآةٍ كرويةٍ مقعرةٍ عندما يقعُ الجسمُ خارجَ البؤرة (ف_١ < ب). (١) اعمل رسماً مماثلاً يبيِّنُ تكونَ صورةٍ بمرآةٍ كرويةٍ مقعرةٍ عندما يقعُ الجسمُ داخلَ البؤرة (ف_١ > ب). هل الصورةُ حقيقيةٌ أم خياليةٌ؟ هل هي مكبرةٌ أم مصغرةٌ؟ (٢) بيِّن أنَّ المعادلةَ (٣١: ١٨) صحيحةٌ في هذه الحالةِ بشرطِ أن يُعطى بعدُ الصورةِ ف_٢ قيمةً سالبةً. (٣) بيِّن أنَّ المعادلةَ ١٨: ٣٤ صحيحةٌ في هذه الحالةِ بشرطِ أن يعطى التكبيرُ تك قيمةً سالبةً. (افترض أنَّ جميعَ الأشعةِ الضوئيةِ تصنعُ زوايا صغيرةً مع محورِ المرآة).

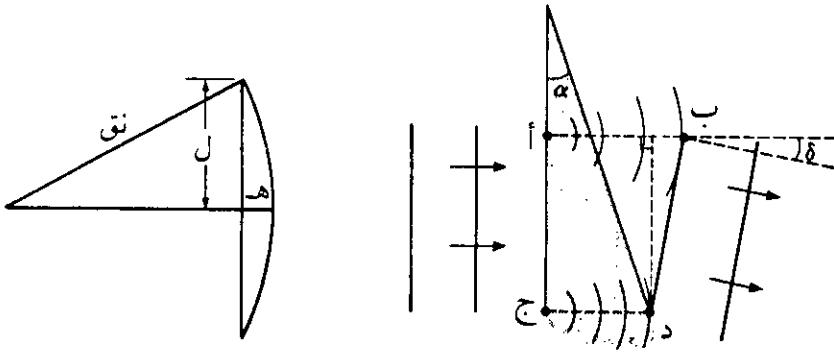
مرآة كروية محدبة

م ١٨: ١٠ : يبيِّن الشكل ١٨: ٧ بعضَ خواصِّ المرآةِ الكرويةِ المحدبة. (١) برهنْ على أنَّ نصفَ قطرِ التكوُّرِ نق والبعْدُ البؤريُّ ب لمرآةٍ من هذا النوع يرتبطان تقريباً مع بعضهما بعضاً بالعلاقة: نق = ٢ ب. (٢) اشتقَّ المعادلتين ١٨: ٣٥، و ١٨: ٣٦. (افترض أنَّ جميعَ الأشعةِ الضوئيةِ تصنعُ زوايا صغيرةً مع محورِ المرآة).

نطبق مبدأ هيجنز على عمل
موشور رقيق

م ١٨: ١١ : كما يبيِّن الشكل المجاور، تسقطُ موجةٌ مستويةٌ على موشورٍ زاويةُ رأسه α

فتنحرف بزاوية δ . استعمل مبدأ هيجنز لتبرهن على انه اذا كانت α صغيرة فان زاوية الانحراف δ تعطى تقريباً بالعلاقة: $\alpha = \delta (n - 1)$ (المعادلة ١٨: ٥٤)، حيث n معامل انكسار الموشور. ومن أجل التبسيط، اجعل اتجاه انتقال الموجة الساقطة عمودياً على السطح الأيسر للموشور. [طريقة: اعتبر المويجتين اللتين تصدران عن النقطتين أ و ج على الجبهة الموجية الساقطة. النقطتان ب، د هما نقطتان تصل اليهما هاتان المويجتان في زمن واحد. وبما أن الزاويتين α و δ صغيرتان فإنه يمكن اعتبار كل من الخطين أ ب و ج د موازياً تقريباً لاتجاه انتقال الموجة الساقطة].



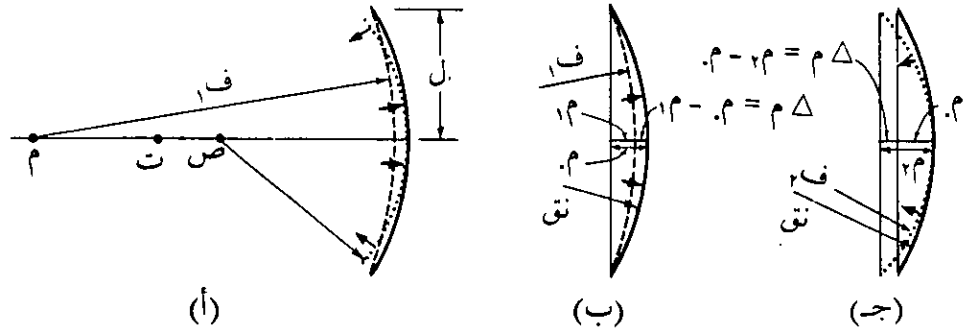
م ١٨: ١٢: حبل طوله $2L$ يصل بين نهايتي قوس نصف قطره L (١) احصل على علاقة تربط بين سهم القوس هـ (انظر الشكل المجاور) من جهة والكميتين L و n من جهة أخرى. (٢) بين أن: $h = L \cdot n / 2$ هو تقريب جيد إذا كانت $L \gg n$. [يُستعمل هذا التقريب في المسألتين التاليتين].

تقريب سهم القوس

م ١٨: ١٣: الخط المتقطع في الشكل المجاور هو جبهة موجة كروية مصاحبة لموجة منتشرة من نقطة المصدر م. ويمثل الخط المنقط في الشكل مقدمة جبهة موجة كروية مرافقة للموجة المنعكسة التي تتجمع عند نقطة الصورة ص.

مبدأ هيجنز وتكوين الصور

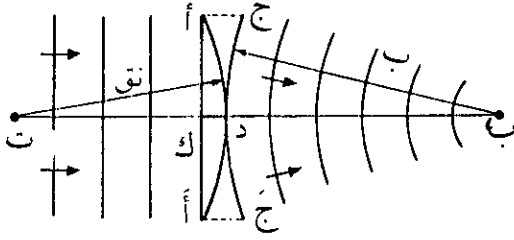
والسطح العاكس المشار اليه بخط سميك متصل هو جزء من كرة نصف قطرها نق وتتمركز عند النقطة ت. ويبين الشكل (ب) الوضع في لحظة من الزمن تكون عندها أطراف الموجة الممتدة قد وصلت لتوها الى المرآة ومركز الموجة الممتدة على بعد Δ م من مركز المرآة. ويبين الشكل (ج) الوضع في لحظة لاحقة يكون عندها مركز الموجة الممتدة قد وصل الى مركز المرآة وتكون الاطراف الخارجة للموجة المنعكسة قد تحركت الى الخلف مسافة Δ م. (١) بالاستعانة بالعلاقة التقريبية المعطاة في المسألة السابقة، وبافتراض أن المسافتين f_1 و f_2 ونصف القطر نق أكبر بكثير من المسافة العرضية ل، اشتق المعادلة ١٨ : ٣١ التي تربط المسافتين f_1 و f_2 بالبعد البؤري ب. (استفد من حقيقة أن $b = \frac{1}{4}$ نق). (٢) اشرح بعناية الدور الذي يمثله مبدأ هيجنز في هذا الاشتقاق.



١٨ : ١٤ : استعمل الطريقة المتبعة في المسألة السابقة لتعيين موضع الجبهة الموجية المنعكسة ولاشتقاق المعادلة ١٨ : ٣١ عندما يكون المصدر موضوعاً بين المرآة الكرية المقعرة وبؤرتها ($f_1 > b$). أن اصطلاح الإشارة اللازم لهذه الحالة هو $f_2 > 0$. [انظر المناقشة التي تعقب المعادلة ١٨ : ٣٦].

١٨ : ١٥ : موجة مستوية قادمة من جهة اليسار وساقطة على الوجه المستوي لعدسة رقيقة. ويمثل الخط أ ك أ في الشكل المجاور جبهة موجة مستوية، بينما

يمثل المنحنى ج د ج جبهة موجة كرية تتمركز عند البؤرة ب. طبق مبدأ هيجنز على انتقال الموجة خلال العدسة من أجل اشتقاق العلاقة ١٨ : ٦٠ الخاصة بالبعد البؤري للعدسة (انظر العلاقة التقريبية الخاصة بسهم القوس المعطاة في المسألة ١٨ : ١٢ ، فقد تكون عوناً لك).



م ١٨ : ١٦ : عمم المناقشة الخاصة بالمسألة السابقة وذلك باعتبار موجة تنطلق من نقطة في مصدر واقعة على محور العدسة وتمر خلال العدسة ، ثم تتجمع في نقطة (صورة) على المحور (انظر الشكل ١٨ : ٣٠) . وبتطبيق مبدأ هيجنز على مسار جبهة الموجة خلال العدسة (مفترضاً أن اتجاهات انتشار الموجة تصنع زوايا صغيرة مع المحور) ، اشتق قانون العدسات الرقيقة :

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{f} + \frac{1}{a}$$

م ١٨ : ١٧ : يعطي التمرين ١٨ : ٣١ قانون سنل في وسط يعتمد معامل انكساره على المسافة س : ن (س) جا $\theta =$ ن. جا θ . (١) أثبت أن هذه المعادلة يمكن أن تكتب أيضاً بالصيغة التالية :

قانون سنل في وسط متغير بشكل متصل

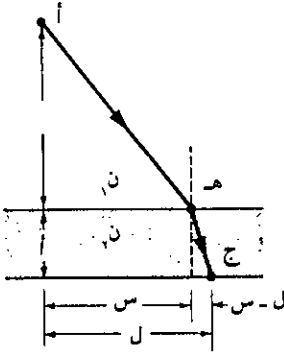
$$\frac{ds}{\sqrt{n^2(s) - \theta^2}} = \frac{dn}{n}$$

حيث $\theta =$ ن. جا θ . (قد يكون من المفيد لك الرجوع الى الشكل المصاحب للتمرين ١٨ : ٣١) . (٢) يعطى معامل الانكسار لوسط ما بالعلاقة : ن (س) = $\sqrt{1 + As}$. بين أن مسار شعاع ضوئي يدخل الى هذا الوسط عند س = ص = صفر بزاوية ابتدائية θ . يصنعها مع المحور

س يمكن أن يوصف بالمعادلة التالية :

$$ص = \frac{2 \text{ جا } \theta}{\sqrt{1 + \text{جتا}^2 \theta}} + \text{أ س} - \text{جتا } \theta .$$

مبدأ فيرما

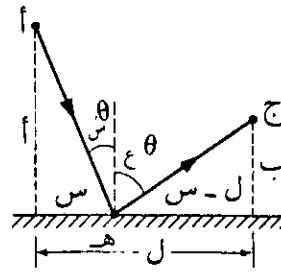


١٨م : ١٨ : يمكن صياغة البصريّات الهندسيّة بدلالة مبدأ اقترحه بيار دو فيرما Pierre

de Fermat كما يلي : يتبع الشعاع الضوئي بين أيّ نقطتين ثابتتين مساراً يكون الزمن اللازم لقطعه نهايةً متطرفة (وهي في العادة نهايةً صغرى) . ومن الواضح أنّ الانتقال في خطّ مستقيم في وسط متجانس يحقق هذا المبدأ . برهن على أنّ تطبيق مبدأ فيرما على الانكسار عند الحدّ الفاصل المستوي يؤدي الى قانون سنل . [طريقة مقترحة : اختر أ و ج في الشكل المجاور لتكونا نقطتين ثابتتين ، واجعل نقطة الانكسار ه نقطة متغيرة . عدّل في موضع النقطة ه حتى تُصغّر زمن الانتقال من أ الى ج الى أقصى حدّ ممكن] .

١٨م : ١٩ : بيّن الشكل المجاور شعاعاً ضوئياً ينتقل من النقطة أ الى النقطة

ج بانعكاس واحد عن سطح مستوٍ . طبق مبدأ فيرما (المذكور في المسألة السابقة) على هذه الظاهرة وبرهن على أنه يؤدي الى قانون الانعكاس : $\theta_r = \theta_e$.



الانعكاس والانكسار بدلالة
متجه الشعاع

١٨م : ٢٠ : بيّن أنّ قانون سنل وقانون الانعكاس يمكن أن يصاغاً معاً على

الشكل التالي : المركبة المماسّة لمتجه الشعاع عند سطح ما تبقى ثابتة . ومتجه الشعاع المرتبط بالشعاع الضوئي هو عبارة عن متجه يعرف بحيث يكون اتجاهه في اتجاه انتشار الضوء ويكون مقداره مساوياً لمعامل انكسار

الوسط الذي ينتقل فيه الشعاع الضوئي .

زاوية قوس قزح

م ١٨ : ٢١ : يتكوّن قوس قزح الرئيس في السماء بفعل ضوء الشمس الذي يتأثر

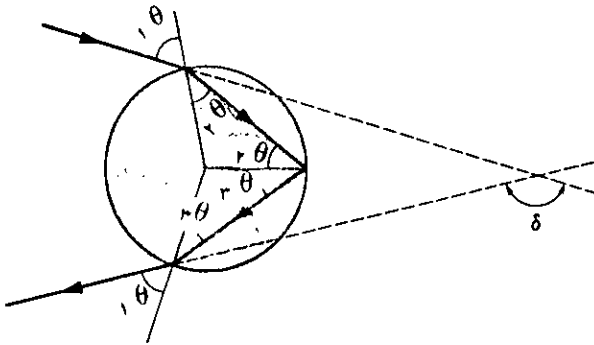
بقطرات الماء على النحو المبين في الشكل المجاور. وينكسر الشعاع الضوئي عند دخوله إلى القطرة، ثم ينعكس مرة واحدة داخل القطرة، ثم ينكسر عند خروجه منها. (١) بين أن زاوية الانحراف الكلية δ التي يعانها الشعاع تعطى بالعلاقة : $\delta = \theta - 2\theta + 4\theta$ (حيث الزاويتان θ و θ

معرفتان في الشكل). (٢) في هذه العلاقة الخاصة بالزاوية δ ، اعتبر θ المتغير المستقل، و θ دالة معلومة في θ . (ويوفر قانون سنل الذي يأخذ في هذه الحالة الصيغة $n \sin \theta = n' \sin \theta'$ العلاقة الرابطة بين θ و θ').

وتعرّف زاوية الانحراف المتطرفة δ بالعلاقة $\frac{\delta}{\theta} = \frac{d\delta}{d\theta}$ صفر. بين أن $\delta = 0$ عندما $\theta = 40.7^\circ$ (٣) وتُسمّى زاوية الانحراف المتطرفة δ في

بزاوية قوس قزح. احسب مقدار زاوية قوس قزح عندما $\theta = 40.7^\circ$ ، وبين أنها تساوي 138° تقريباً. (٤) أيهما يكون له زاوية قوس قزح أكبر:

الضوء الاحمر أم الضوء البنفسجي؟ عبر عن اجابتك بما تراه في السماء: فهل الجزء الخارجي من قوس قزح يكون احمر اللون أم الجزء الداخلي منه؟. اختياري: اشرح لم يُرَ الجزء المرئي من قوس قزح عند الزاوية المتطرفة δ ولا يُرى عند زوايا الانحراف الأخرى δ .

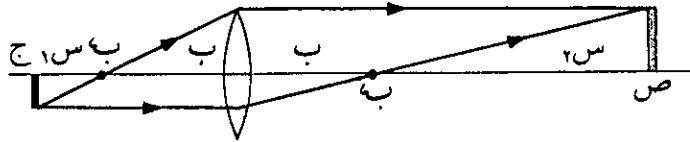


تفريق (تحليل) الضوء بموشور

م ١٨: ٢٢ : موشور زجاجي زاوية رأسه ٦٠ درجة. ويبلغ معامل انكساره لجزء معين من الطيف المرئي ١,٥ ، وتتحدد قوة تحليله (أي قدرته على فصل أو تفريق ضوء ذي أطوال موجية مختلفة) بالعلاقة $\frac{D}{\lambda} = \frac{n}{\lambda} - n_0$ ، حيث λ هو الطول الموجي. جد في مطياف مُجهز للعمل قرب زوايا الانحراف الصغرى لهذا الموشور المسافة الزاوية الحادثة بين اشعاعات تختلف في طولها الموجي بمقدار ٣٠°.

قانون نيوتن للعدسات

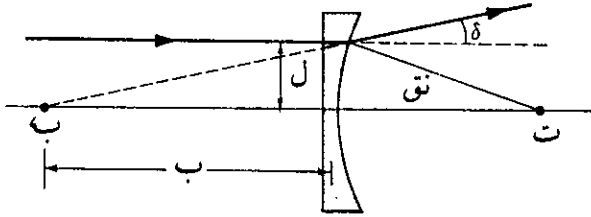
م ١٨: ٢٣ : بين الشكل المجاور عدسة لامة تكون صورة حقيقية ص لجسم ج. وبعده الجسم عن احدى بؤرتي العدسة مسافة s_1 ، وتبعد الصورة عن البؤرة الاخرى مسافة s_2 . (١) بين جبرياً أن القانون التالي: $s_1 s_2 = f^2$ مكافئ لقانون العدسات الرقيقة المعطى بالمعادلة ١٨: ٦٣ . وتعرف هذه الصيغة للعدسات بصيغة نيوتن. (٢) بين أن التكبير يعطى بالمعادلة: $\frac{s_2}{s_1} = \frac{f}{s_1 - f}$. (٣) عيّن كيف يجب أن تُعرف المسافتان s_1 و s_2 بحيث تبقى الصيغة $s_1 s_2 = f^2$ صحيحة في حالة تكوين صورة خيالية بوساطة عدسة لامة.



العدسة المفرقة

م ١٨: ٢٤ : (١) باستعمال طرق شبيهة بتلك المعروضة في الجزء ١٨: ٨، طور نظرية خاصة بالعدسة المفرقة الرقيقة. وبشكل خاص، قم بما يلي: (أ) باعتبار الشعاع المبين في الشكل المجاور، احصل على علاقة بين البعد البؤري f ونصف قطر التكور r لوجه العدسة المحدب. (ب) باعتبار مصدر نقطي على محور العدسة، احصل على علاقة بين بعد الجسم f_1 وبعد الصورة f_2 والبعد البؤري f . (ج) عبّر عن التكبير k بدلالة f_1 و f_2 ، وبين أن k هو دائماً أقل من ١. (٢) بين باستخدام نظام

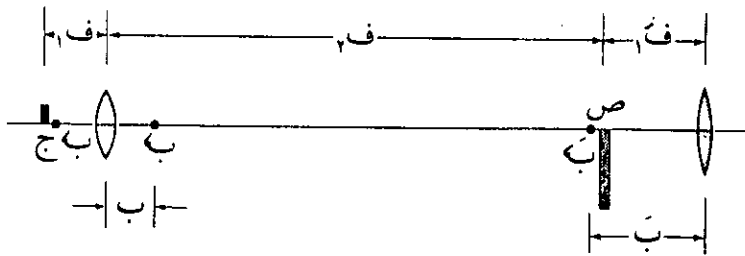
اشاراتٍ مناسبٍ أن النتائج الثلاث السابقة تتفق تماماً مع النتائج المناظرة
 لعدسة لامة (المعادلات ١٨ : ٦٠ ، ١٨ : ٦٣ و ١٨ : ٦٤) . ما الاشارات
 المناسبة للكميات f_1 ، f_2 ، و b ؟



٢٥ : ١٨ م : يبين الشكل المجاور جسمًا ج يقع تقريباً خارج البؤرة ب لشيئية مجهر
 (انظر أيضاً الشكل ١٨ : ٣٤) ، وتقع الصورة الحقيقية ص قرب البؤرة ب
 لعينية المجهر . وتعرف المسافات المختلفة كما في الشكل . بين أنه اذا
 كانت كل من f_1 و f_2 أقل بكثير من f_1 وكانت f_1 تساوي تقريباً b ،
 فإن التكبير الزاوي (المعرف بالمعادلة ١٨ : ٦٥) يعطى تقريباً بالمعادلة :

$$تك = \frac{f_2}{b}$$

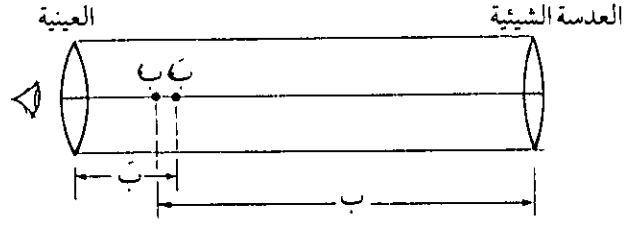
التكبير الزاوي لمجهر



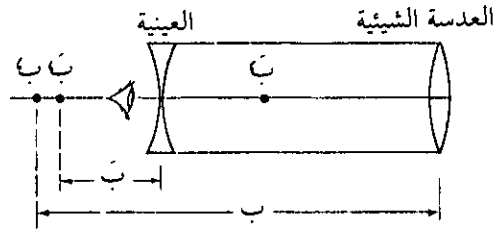
٢٦ : ١٨ م : يحتوي تلسكوب على عدستين لامتين : عدسة شيئية بعدها البؤري ب
 وعدسة عينية بعدها البؤري ب (انظر الشكل المجاور) . والنقطتان
 البؤريتان ب ، ب داخل انبواب التلسكوب متطابقتان تقريباً . (١) ما موضع
 الصورة الحقيقية المتكونة بالعدسة الشيئية (افتراض أن الجسم الذي يُنظر
 اليه بعيد جداً) ؟ (٢) بين أن التكبير الزاوي يعطى تقريباً بالعلاقة :

التلسكوبات

تَكَ $\equiv$ ب/ب' (٣) هل الصورة التي يراها المشاهد معتدلة أم مقلوبة؟



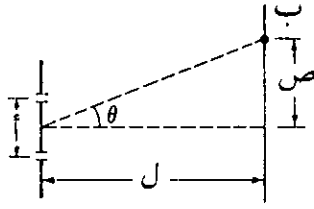
م ١٨: ٢٧ : تتكون نظارة أوبرا التي تُصمَّم على غرار تلسكوب غاليلو من عدسةٍ شَيْثِيَّةٍ لاميةٍ بعُدها البُؤريُّ ب و عدسةٍ عينيةٍ مفرقةٍ بعُدها البُؤريُّ ب' (انظر الشكل ١٨: ٢٨). والبُؤرتان ب و ب' الواقعتان خارجَ العينيةِ متطابقتان تقريباً. (١) أين يجبُ أن تقعَ الصورةُ الحقيقيةُ لجسمٍ بعيدٍ لو لم توجد العينيةُ في مكانِها؟ (تصبحُ هذه الصورةُ «الجسمُ الخيالي» الذي يُشاهدُ بوساطةِ العينيةِ). (٢) يَبَيِّنُ أنَّ التكبيرَ الزاويَّ يعطى تقريباً بالعلاقة: $T_K \equiv B/B'$. (٣) هل الصورةُ التي يراها المشاهدُ معتدلةٌ أم مقلوبةٌ؟



م ١٨: ٢٨ : (١) يَبَيِّنُ أَنَّ الشدَّةَ في نمطِ التداخلِ من شقٍّ مزدوجٍ تعطى بالعلاقة:

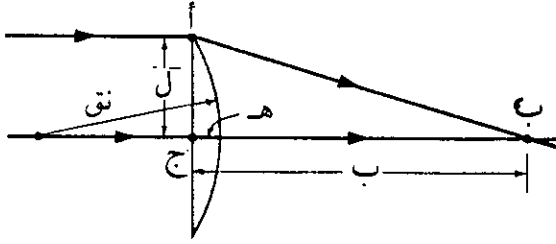
$$\text{شِدْر} = 2 \text{ شِد} [1 + \cos(k \Delta \theta)] \text{ إذا كانت } \Delta \theta > \lambda$$

حيث k هو العدد الموجي، شِد. هي الشدة التي تنتج عن شقٍّ واحد، والرموزُ الأخرى كما هي معرفةٌ في الشكلِ المجاور. (٢) فسِّرْ لِمَ يُعْتَبَرُ الشرطُ $\Delta \theta > \lambda$ لازماً لصحةِ هذه النتيجةِ بينما لا يعتبرُ الشرطُ $\Delta \theta > \lambda$ ضرورياً. (٣) يَبَيِّنُ أَنَّهُ إذا تحقق أيضاً الشرطُ $\Delta \theta > \lambda$ فَانَّ المعادلةَ ١٨: ٧٣ تكونُ تقريباً جيداً لهذه النتيجة.



م ١٨ : ٢٩ : يبين الشكل المجاور عدسة رقيقة معامل انكسارها ن : لها وجه مستوي ووجه آخر نصف قطر تكويره نق، وبعدها البؤري ب $\frac{\text{نق}}{\text{ن} - ١}$. (١) أثبت ان الزمنين اللازمين لانتقال الضوء من أ الى ب ومن ج الى ب متساويان .
(افترض أن ب > نق) . (٢) فسّر لم يعني شرط تساوي الزمن هذا ان الموجتين المتحدتين في الطور عند أ وج تكونان أيضاً متحدتي الطور عندما يتقاربان عند البؤرة ب .

خاصية الزمن المتساوي للاشعة
المُجمعة في بؤرة



م ١٨ : ٣٠ : يبين أن المعادلة ١٨ : ٩٤ التي تعطي الشدة في نمط التداخل من د من الشقوق (د عدد فردي) يمكن أن تُكتب بشكل أكثر إيجازاً كما يلي :

الحيود من د من الشقوق

$$\text{شدة} = \text{شدة} \left(\frac{\text{جا } \frac{1}{4} \Phi}{\text{جا } \frac{1}{4} \Phi} \right)^2$$

حيث $k = \Phi$ أ بجا θ . (٢) وإذا عُلِمَ أن النهايات العظمى الرئيسة تحدث عندما يكون فارق الطور بين شقين متوالين يساوي : $\Phi = 2\pi$ ن (حيث ن هو عدد صحيح) ، فاثبت أن : (أ) الشدة عند نهاية عظمى رئيسة هي شدة 2π = ن (ب) النهاية الصغرى الأولى المجاورة لنهاية عظمى رئيسة تحدث عندما $2\pi = \Phi + \Delta\phi$ ، حيث $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\Phi}$. [لاحظ أن هاتين

النتيجتين تتفقان مع المعادلتين ١٨ : ٩٥ و ١٨ : ٨٤). اختياري : برهن
على أن النهايات العظمى الرئيسة تحدث عندما $\varphi = 2\pi$.

٣١ : ١٨ م : يصح اشتقاق الشدة في نمط التداخل من d من الشقوق الذي يقدمه الجزء
١٨ : ١١ عندما يكون d عدداً فردياً. (١) قم باشتقاق مماثل عندما يكون d
عدداً زوجياً، وبين أن النتيجة يمكن أن تكتب كما يلي : $\text{شدة} = \text{شدة}(\text{جا})$
 $\frac{1}{4} \varphi / \text{جا} \frac{1}{4} \varphi$ حيث $k = \varphi$ أ جا θ . وهذه النتيجة مطابقة
للنتيجة المذكورة في المسألة السابقة عندما يكون d فردياً. (٢)
باعتبار $d = 2$ وباعتبار زوايا صغيرة، بين أن هذه النتيجة تتفق مع
المعادلة ١٨ : ٧٣ أو المعادلة ١٨ : ٧٤.

الملاحق*

Appendices

صفحة

٣ م	١ - وَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ (SI)
٥ م	٢ - أ) الكَمِّيَّاتُ الفيزيائية : رموزها وَوَحَدَاتُهَا الدَّوْلِيَّةُ
١٠ م	ب) تعريبُ رموزِ وَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ ومصطلحاتها
٢٠ م	٣ - مُعْطَبَاتُ عَدَدِيَّة
٣١ م	٤ - عواملُ التَّحْوِيلِ
٣٤ م	٥ - مُعَادَلَاتُ الكهرومغناطيسيَّةِ بِوَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ (م كس ث) وَالْوَحَدَاتِ الغَاوُسيَّةِ (سرغ ث)
٣٨ م	٦ - صِيغُ رِياضِيَّة
٥٠ م	٧ - الدَّوَالُ المثلثِيَّة
٥٤ م	٨ - الدَّالَّةُ الأُسْبِيَّة
٥٦ م	٩ - الدَّالَّةُ اللُّوغَارِثِمِيَّة

* أخذت هذه الملاحق عن مقدمة للفيزياء الكلاسيكية والحديثة، المجلد الأول الذي راجعه الدكتور همام غصيب.

ملحق ١ . وَحَدَاتُ النِّظَامِ الدُّوَلِيِّ (SI)

(هذا الملحقُ مُقتبسٌ من تقريرِ ميكتلي « نظام الوحدَاتِ الدُّوَلِيَّةِ » :

E. A. Mechtly, "The International System of Units," NASA Report SP-7012, 1969,

الذي يمكنُ الحصولُ عليه من العنوانِ التَّالِي :

Superintendent of Documents, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. 20402, U.S.A.)

الوحدَاتُ الأساسِيَّةُ

الطول	الكتلة	الزَّمن	التَّيارُ [الكهربائيُّ]	درجةُ الحرارة
الْمِترُ METER (م م) هو الطُّولُ الذي يُساوي ١ ٦٥٠ ٧٦٣,٧٣ أطوال موجيَّة wavelengths في الفراغ vacuum من الإشعاع radiation المُنَاطِرِ لانتقال transition ذرَّة كريبتون ٨٦ بينَ المستويَّتين 2p₁₀ و 5d₅.	الْكيلوغرام KILOGRAM (كـ غـ kg) هو كتلةُ النَّمُودَجِ الدُّوَلِيِّ للكيلوغرام [الذي هو عبارةٌ عن أسطوانةٍ خاصَّةٍ من أَشَابَةِ (سبيكة) alloy بلاتين وإيريديوم محفوظةٍ بِقَبْوٍ في سيفِرٍ بفرنسا].	الثَّانِيَّةُ SECOND (ث sec) هي الفترةُ الزَّمنيَّةُ التي تُكافئُ ٩ ١٩٢ ٦٣١ ٧٧٠ دَوْرَةً من الإشعاعِ المُنَاطِرِ لانتقال ذرَّة سيزيوم ١٣٣ بينَ المستويَّين المِفْرَطِي الدَّقَّة hyperfine levels لحالةِ الخُمُودِ ground state.	الْأَمْبِير AMPERE (أ A) هو ذلك التَّيارُ الكهربائيُّ الثَّابِتُ الذي ، لو أَبْقِيَ عليه في مُوصِّلَيْن conductors مستقيمين ومتوازيين ذَوِي طَوَلٍ لا متناهٍ ومَقْطَعٍ عَرْضِيٍّ دائِرِيٍّ مُهْمَلٍ وعلى بُعْدٍ ١ م عنَ بعضِهما البعض في الفراغ ، لأَحْدَثَ بينَ هَؤُلَاءِ المُوصِّلَيْن قُوَّةً لكلِ وَحْدَةٍ طولِ تُعَادِلُ ٢ × ١٠^{-٧} ن/م.	الْكَلفِن KELVIN (ك K) هو الكَسْرُ ٢٧٣,١٦/١ من درجةِ الحرارة الدِّيناميَّة thermodynamic temperature لنقطةِ المائِ الثَّلَائيَّةِ triple point.

• كذلك يُستخدَمُ عادةً الرَّمزُ s للثَّانِيَّةِ .

القنديلة CANDELA (قد cd) هي الشدة المنيرة ، في الاتجاه العمودي ، لسطح مساحة (٦٠٠٠٠٠/١) م^٢ من جسم أسود blackbody عند درجة حرارة تجمد freezing البلاتين تحت ضغط ١٠١ ٣٢٥ ن/م^٢.

الشدة المنيرة

Luminous intensity

بعض الوحدات الهامة الأخرى

النيوتن NEWTON (ن N) هو تلك القوة التي تكسب كتلة ١ كـرغ تسارعاً مقداره ١ م/ث^٢.

القوة

Force

الـجول JOULE (ج J) هو الشغل الذي يُبذل عند إزاحة نقطة تأثير قوة مقدارها ١ ن مسافة ١ م باتجاه القوة.

الطاقة

Energy

الواط WATT (و W) هو القدرة التي تؤدي إلى إنتاج طاقة بمعدل ١ ج/ث.

القدرة

Power

الكولوم COULOMB (كل C) هو الشحنة التي ينقلها تيار كهربائي مقداره ١ أ في ١ ث.

الشحنة

Charge

الفولت VOLT (ف V) هو فرق الجهد بين نقطتي سلك موصل ينقل تياراً ثابتاً مقداره ١ أ عندما تساوي القدرة المبذولة بين النقطتين ١ و.

الجهد

Potential

الأوم OHM (مر Ω) هو المقاومة الكهربائية بين نقطتي موصل عندما يحدث فرق جهد ثابت قدره ١ ف ، ويؤثر بين هاتين النقطتين ، تياراً مقداره ١ أ في هذا الموصل ، حيث لا يكون هذا مصدراً لأي قوة دافعة كهربائية electromotive force.

المقاومة

Resistance

الفاراد FARAD (فد F) هو مواسعة مكثف كهربائي ينتج بين لوحيه فرق جهد ١ ف عندما يشحن بشحنة ١ كل.

المواسعة (السعة)

Capacitance

الهنري HENRY (هن H) هو مُحاثَة دارة مغلقة closed circuit تنتج فيها قوة دافعة كهربائية مقدارها ١ ف عندما يتغير التيار في الدارة بانتظام بمعدل ١ أ/ث.

المُحاثَة (المُؤاثرة)

Inductance

الفيبر WEBER (فب Wb) هو التدفق المغناطيسي الذي ، عند وصله دارة مكوّنة من لفّة واحدة ، يحدث فيها قوة دافعة كهربائية مقدارها ١ ف عندما يُخفّض إلى الصفر بمعدل منتظم في ١ ث.

التدفق المغناطيسي

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 (مـ)	radian (rad)
تسارع زاوي	α	مـ / ث ^٢	rad / sec ²
تردد (تواتر) زاوي	ω	مـ / ث	rad / sec
زخم زاوي	L, J	كـ غ م / ث	kg m ² /sec
غزل	S		
سرعة متجهة زاوية	ω	مـ / ث	rad / sec
سرعة زاوية	ω		
مساحة	S, A	م ^٢	m ²
عدد ذري	Z		
مواصلة	C	فاراد (فـ) (= كل / فـ)	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	r	كل / م	C/m

الكمية	الرمز الشائع	الوحدة	الوحدة مُعَيَّرًا عنها بدلالة وَحَدَاتِ النظام الدولي الأساسية
مُوصِّلِيَّةٌ	Conductivity	σ	$\text{A}^2 \text{ sec}^3 / \text{kg m}^3$ أ ^٢ ث ^٣ / كـ غ م ^٣
تِيَّارٌ (كهربائيٌّ)	Current	I	A أمبير
كثَافَةُ التِّيَّارِ	Current density	J	A/m^2 أ / م ^٢
كثَافَةُ	Density	ρ	kg/m^3 كـ غ / م ^٣
ثَابِتُ العَازِلِ	Dielectric constant	ϵ_e	
إِزَاحَةٌ	Displacement	s	m م
مَسَافَةٌ	Distance	d	
طُولٌ	Length	l, L	
عَزْمٌ ثَنَاقُطْبِيٌّ كهربائيٌّ	Electric dipole	p	A sec m أ ث م
مَجَالٌ كهربائيٌّ	Electric field	E	kg m/A sec^3 كـ غ م / أ ث ^٣
دَفْقٌ كهربائيٌّ	Electric flux	Φ_E	$\text{kg m}^3/\text{A sec}^3$ كـ غ م ^٣ / أ ث ^٣
قُوَّةٌ دَافِعَةٌ كهربائيةٌ	Electromotive force	$\mathcal{E}$	$\text{kg m}^2/\text{A sec}^3$ كـ غ م ^٢ / أ ث ^٣
طَاقَةٌ	Energy	E	$\text{kg m}^2/\text{sec}^2$ كـ غ م ^٢ / ث ^٢
طَاقَةٌ دَاخِلِيَّةٌ	Internal energy	U	
طَاقَةٌ حَرَكِيَّةٌ	Kinetic energy	K	
طَاقَةٌ وَضْعٌ	Potential energy	U	
إِنْتَرْوبِيَا	Entropy	S	$\text{kg m}^2/\text{sec}^2 \text{ K}$ كـ غ م ^٢ / ث ^٢ ك
قُوَّةٌ	Force	F	kg m/sec^2 كـ غ م / ث ^٢
تَرَدُّدٌ (تواتر)	Frequency	ν	sec^{-1} ث ^{-١}

(٥) كذلك تُستخدَمُ هذه الألفبام الوحدَةُ سيم / م للموصِّلِيَّةِ ، حيث يُشيرُ الرمزُ سيم (S) إلى سِيْمَنْسِ siemens ، وَحَدَةُ المَوَاصِلَةِ الكهربائيَّةِ conductance التي يُرمَزُ إليها غالباً بالحرفِ G.

(المشرف)

الكمية	الرمز الشائع	الوحدة	الوحدة مُعبراً عنها بدلالة وحدات النظام الدولي الأساسية
حرارة Heat	Q	جول (ج) joule (J) (سُغراً أو كسُغراً) (cal or kcal)	كغ م ^٢ /ث ^٢ kg m ² /sec ²
مُحَاثَة (مُؤَاثَرَة) Inductance	L	هنري (هن) henry (H)	كغ م ^٢ /أ ^٢ ث ^٢ sec ² kg m ² /A ² sec ²
عَزْمُ ثَنَاقُطْبِيٍّ مغناطيسيٍّ Magnetic dipole	μ	ن م / تس N m/T	أ.م ^٢ A m ²
مَجَالٌ مغناطيسيٍّ Magnetic field	B	تسلا (تس) tesla (T) (= Wb/m ² م ^٢ فب / م ^٢)	كغ / أ ث ^٢ kg/A sec ²
دَفْقٌ مغناطيسيٍّ Magnetic flux	Φ_B	فير (فب) weber (Wb)	كغ م ^٢ /أ ث ^٢ sec ² kg m ² /A sec ²
كُتْلَة Mass	m, M	كيلوغرام KILOGRAM	كغ kg
عَدَدٌ كُتْلِيٌّ Mass number	A		
حرارة نوعية موليَّة Molar specific heat	C	ج / كغم مل ك J/kmole K (كغم / كغم مل ك) (kcal/kmole K)	كغ م ^٢ /ث ^٢ كغم مل ك kg m ² /sec ² kmole K
وزن جزيئيٍّ Molecular weight	$M.W.$	كغ / كغم مل kg/kmole (= gm/mole مل غ / مل) (= م / جزيئيٍّ) (= amu/molecule)	كغ / كغم مل kg/kmole
عَزْمُ قُصُورٍ Moment of inertia	I	كغ م ^٢ kg m ²	كغ م ^٢ kg m ²
زخم Momentum	p	كغ م / ث kg m/sec	كغ م / ث kg m/sec
دَوْرَة Period	T	ث	ث sec
نفاذية Permeability	κ_m		
ثابت النفاذية Permeability constant	μ_0	ن / أ ^٢ N/A ² (= H/m م / هن)	كغ م / أ ^٢ ث ^٢ sec ² kg m/A ² sec ²

الوحدة مُعَبَّرًا عنها بدلالة وَحَدَاتِ
النَّظَامِ التَّوَلِّيِّ الْأَسَاسِيَّةِ

الكمية	الرَّمْزُ الشَّالِع	الوحدة	الوحدة مُعَبَّرًا عنها بدلالة وَحَدَاتِ النَّظَامِ التَّوَلِّيِّ الْأَسَاسِيَّةِ
Permittivity of space سَمَاحِيَّةُ الْفَرَاغِ	ϵ_0	كل ^{2} / ن ^{2} م ^{2} (= F/m = ف د / م)	أ ^{2} ث ^{2} / كسرغ م ^{3} $A^2 \text{ sec}^4 / \text{kg m}^3$
قُوَّةُ (شِدَّة) الْقُطْبِ Pole strength	P	ن / تس N/T	أ م A m
جَهْدُ فِلْتِيَّة Voltage	V	فولت (ف) volt (V) (= J/C = ج / كل)	كسرغ م ^{2} / أ ث $^3 \text{ kg m}^2 / A \text{ sec}^3$
قُدْرَةُ Power	P	واط (و) watt (W) (= J/sec = ج / ث)	كسرغ م ^{2} / ث $^3 \text{ kg m}^2 / \text{sec}^3$
ضَغْطُ Pressure	P, p	ن / م ^{2} N / m ^{2}	كسرغ / م ث $^2 \text{ kg/m sec}^2$
مُقَاوَمَةٌ Resistance	R	أوم (م) ohm (Ω) (= V/A = ف / أ)	كسرغ م ^{2} / أ ث $^3 \text{ kg m}^2 / A^2 \text{ sec}^3$
حَرَارَةٌ نَوْعِيَّةُ Specific heat (انظر أيضاً حرارة نوعية مولية)	C	ج / كسرغ ك J/kg K (كسر سُرْ / كسرغ ك) (kcal/kg K)	م ^{2} / ث ^{2} ك $\text{m}^2 / \text{sec}^2 \text{ K}$
درجة حرارة Temperature	T	كلفن KELVIN	ك K
زَمَنُ time	t	ثانية SECOND	ث sec
عَزْمُ دَوَّرَان Torque	T	ن م N m	كسرغ م ^{2} / ث $^3 \text{ kg m}^2 / \text{sec}^3$
سَرَجَهَةٌ Velocity سرعة Speed	v v	م / ث m/sec	م / ث m/sec
حَجْمُ Volume	V	م ^{3} m ^{3}	م ^{3} m ^{3}
دَالَّةٌ مَوْجِيَّةُ Wave function	ψ	عادةً م $^{-3/2}$ (م $^{-1/2}$ في بُغْدٍ وَاحِدٍ)	م $^{-3/2}$ m $^{-3/2}$
عَدَدٌ مَوْجِيٌّ Wave number	k, 1/ λ	م $^{-1}$ m $^{-1}$	م $^{-1}$ m $^{-1}$
طَوْلُ مَوْجِيٍّ Wavelength	λ	م m	م m
شَغْلُ Work	W	جُول (ج) joule (J) (= N m = ن م)	كسرغ م ^{2} / ث $^3 \text{ kg m}^2 / \text{sec}^3$

قائمة أبجدية بالمختصرات المعتمدة للوحدات

الوحدَة	المختصر	الوحدَة	المختصر
hertz	هرتز Hz هز	ampere	أمبير A أ
inch	بوصة in —	angstrom	أنغستروم Å أ
joule	جول J ج	astronomical unit	وحدَة فلكية A.U. م ف
kelvin	كلفين K ك	atomic mass unit	وحدَة كتلة الذرة amu م
kilocalorie	كيلوسنغر kcal كس	atmosphere	جويّ atm —
kilogram	كيلوغرام kg كسغ	coulomb	كولوم C كل
kilomole	كيلومول kmole كم مل	degree Celsius	درجة سيلسيوس °C س
pound	باوند lb —	calorie	سنغر cal —
meter	متر m م	centimeter	سنتيمتر cm سم
minute	دقيقة min د	degree (angle)	درجة (زاوية) deg (°)
newton	نيوتن N ن	electrostatic unit	وحدَة استاتيكة كهربائية esu —
degree Rankine	درجة رانكين °R ز	electron volt	إلكترون فولت eV إف، ء ف
revolutions per minute	دورات في الدقيقة rpm —	faraday	فاراد F فد
second	ثانية sec ث	degree Fahrenheit	درجة فهرنهايت F ف
tesla	تسلا T نس	fermi; femtometer	فيرمي ؛ فيمتومتر fm م
volt	فولت V ف	foot	قدم ft —
watt	واط W و	gauss	غاوس G —
weber	فير Wb فب	gram	غرام gm غ
micrometer, micron	مايكرومتر ؛ مايكرون μm مي م	henry	هنري H هن
ohm	أوم Ω م✓	hour	ساعة hr س

ملحق ٣. مَقْطِياتٌ عَدَدِيَّةٌ

لِلْمَقْطِياتِ (الْبَيِّنَاتِ) الفيزيائية، أنظر - بالإضافة إلى هذا الملحق - الجداول المناسبة في متن الكتاب.

جدول ٣,١ بَعْضُ الجسيماتِ الأُولَيَّةِ الأكثرِ أَهمِّيَّةً

Some of the More Important Elementary Particles

جدول ٩,٢ بَعْضُ خواصِّ المداراتِ الكوكبيَّةِ التي كانت معروفةً لِكِبْلَر

Some Properties of Planetary Orbits Known to Kepler

جدول ١١,١ الخواصُّ الرَّئيسيَّةُ لكواكبِ الشَّمْسِ التَّسعةِ المعروفةِ

Principal Properties of the Sun's Nine Known Planets

جدول ١٣,١ دَرَجَاتُ حرارةِ الإِسالةِ لبعضِ الغازاتِ العاديَّةِ

Liquefaction Temperatures of Some Common Gases

جدول ١٣,٢ الحِراواتُ النَّوعيَّةُ لبعضِ الموادِّ العاديَّةِ في درجة حرارة الغرفة

Specific Heats of Some Common Materials at Room Temperature

جدول ١٣,٣ حِراواتُ الإِنصهارِ والتَّبخِيرِ لبعضِ الموادِّ العاديَّةِ تَحْتَ الضَّغْطِ الجَوِّيِّ

Heats of Fusion and Vaporization of Some Common Materials at Atmospheric Pressure

جدول ١٥,١ مَوْصُلِيَّاتُ بعضِ الموادِّ العاديَّةِ في درجة حرارة الغرفة

Conductivities of Some Common Materials at Room Temperature

جدول ١٥,٢ ثوابتُ العَازِلِ لبعضِ الموادِّ

Dielectric Constants of Some Materials

جدول ١٦,١ نَفَازِيَّاتُ κ_m وتأثِّريَّاتُ χ_m مَخْتارَةٌ

Selected Permeabilities κ_m and Susceptibilities χ_m

جدول ١٨,١ سُرْعَةُ الصَّوْتِ في الموادِّ العاديَّةِ

The Speed of Sound in Common Substances

جدول ٢٣,١ ترددُ عتبةِ (مُبْدِي) الكهروضوئية ودالةُ الشغل لبضعةِ فلزات (مَعَادِن)

Photoelectric Threshold Frequency and Work Function for Several Metals

جدول ٢٤,٣ الجدولُ الدَّوْرِيُّ للعنَاصِرِ

Periodic Table of the Elements

جدول ٢٦,١ خواصُ اضمحلالِ ألفا لبضعِ نُوَى

Alpha-Decay Properties of Several Nuclei

أ - الثَّوابُ الفيزيائيَّة Physical Constants

[هذا الجدولُ مُقتَبَسٌ من كتابِ نيلور وبازكر ولانغنبيرغ ، الثَّوابُ الأساسِيَّة والدِّناميكا الكهربيَّة الكميَّة . :

B. N. Taylor, W. H. Parker, and D. N. Langenberg, *The Fundamental Constants and Quantum Electrodynamics* (New York: Academic Press, 1969).

ويمكنُ إيجادُ مقالةٍ مُبْطَطةٍ جيِّدةٍ عن الثَّوابِ الأساسِيَّة ، لنفسِ هؤلاءِ المؤلِّفين ، في عددٍ نشرين أوَّل (أكتوبر) ، ١٩٧٠ ، من مجلة *Scientific American* . هذا ، وقد اختُصِرَت truncated الأرقامُ المدوَّنةُ هنا بحيثُ يكونُ الشُّكُّ في كلِّ منها ± ١ - على الأكثر - في خانةِ digit الأخيرة .]

القيمة	الرمز	الكمية
$6,67 \times 10^{-11} \text{ ن م}^2 / \text{كسغ}^2$ (أو $\text{م}^3 / \text{كسغ ث}^2$)	G	ثابتُ الجاذبيَّة Gravitational constant
$6,022 \times 10^{23} \text{ جسيم / مول}$ (أو $\text{م}^3 / \text{غ}$)	N_0	عدَدُ أفوغادرو Avogadro's number
$1,3806 \times 10^{-23} \text{ ج / ك}$ $8,617 \times 10^{-5} \text{ ء / ف / ك}$	k	ثابتُ بولتزمان (ثابتُ الغازاتِ المجهرِيّ) Boltzmann's constant (microscopic gas constant)
١١ ٦٠٥ ك / ء ف	$\frac{1}{k}$	

الكمية	الرمز	القيمة
ثابتُ الغازاتِ الجاهريُّ Macroscopic gas constant	$R (= N_0 k)$	٨,٣١٤ ج / مل ك ١,٩٨٧٢ كـ سُغَر / كـ مل ك
وَحْدَةُ الكَمِّ للشُّحْنَةِ Quantum unit of charge	e	1.60219×10^{-19} كل 4.8033×10^{-10} esu
ثابتُ فارادي (١ مُول من الكهرباء) Faraday's constant (1 mole of electricity)	$F (= N_0 e)$	9.6487×10^4 كل / مل 2.8926×10^4 esu / مل
سَمَاحِيَّةُ الْفَرَاغِ Permittivity of space	$\epsilon_0 \left(= \frac{1}{\mu_0 c^2} \right)$ $4\pi\epsilon_0 \left(= \frac{4\pi}{\mu_0 c^2} \right)$ $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(= \frac{\mu_0 c^2}{4\pi} \right)$	8.85419×10^{-12} كل ^٢ / ن ^٢ م ^٢ 1.11265×10^{-10} كل ^٢ / ن ^٢ م ^٢ 8.98755×10^9 ن م ^٢ / كل ^٢
ثابتُ النَّمَاذِيَّةِ Permeability constant	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ ن / أ ^٢ (بِالضَّبَطِ، حَسَبِ التَّعْرِيفِ) أَوْ 1.256637×10^{-6} ن / أ ^٢
سُرْعَةُ الضَّوئِ Speed of light	c	2.997925×10^8 م / ث
ثابتُ بلانك Planck's constant	h	6.6262×10^{-34} ج ث 4.1357×10^{-15} ء ف ث 4.1357×10^{-11} مـغ ء ف ث

القيمة	الرمز	الكمية
1.05459×10^{-34} ج ث 6.5822×10^{-16} هـ ف ث 6.5822×10^{-16} مغ هـ ف ث	$\hbar \left(= \frac{h}{2\pi} \right)$	
1.75880×10^{11} كل / كـرغ 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} كـرغ 5.4859×10^{-4} مـر	m_e	كتلة الإلكترون Mass of electron
1.67261×10^{-27} كـرغ 1.0072766 مـر $m_e (1836.11)$	m_p	كتلة البروتون Mass of proton
1.67492×10^{-27} كـرغ 1.0086652 مـر $m_e (1838.64)$	m_n	كتلة النيوترون Mass of neutron
0.51100 مغ هـ ف	$m_e c^2$	الطاقة الذاتية للإلكترون Intrinsic energy of electron
938.26 مغ هـ ف	$m_p c^2$	الطاقة الذاتية للبروتون Intrinsic energy of proton
939.55 مغ هـ ف	$m_n c^2$	الطاقة الذاتية للنيوترون Intrinsic energy of neutron

القيمة	الرمز	الكمية
$10^{-7} \times 1,0973731$ م	$R_{\infty} \left[= \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m_e e^4}{4\pi\hbar^3 c} \right]$	ثابت ريدبرغ لنواة لامتناهية الكتلة Rydberg constant for infinitely massive nucleus
$10^{-7} \times 1,0967758$ م	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
$10^{-11} \times 5,29177$ م $0,529177$ أنج	$a_0 \left(= \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} \right)$	نصف قطر بور Bohr radius
$10^{-12} \times 2,42631$ م	$\lambda_c \left(= \frac{h}{m_e c} \right)$	طول موجة كومتون للإلكترون Compton wavelength of the electron
$10^{-13} \times 3,86159$ م $386,159$ أنج	$\lambda_c \left(= \frac{h}{m_e c} \right)$	طول موجة كومتون المختزل للإلكترون Reduced Compton wavelength of the electron
$10^{-24} \times 9,2741$ ج/تس	$\mu_B \left(= \frac{e\hbar}{2m_e} \right)$	مغنيطون بور Bohr magneton

توليفات مفيدة من الثوابت

$$10^{-28} \times 2,3071 \text{ ج} \\ 14,400 \text{ أف} \\ 1,4400 \text{ مغ أف} \text{ فـ}$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$$

القيمة	الرمز	الكمية
$3,1616 \times 10^{-26}$ ج م $1,97329 \times 10^{-27}$ هـ ف م ١٩٧,٣٢٩ مغ هـ ف هـ	hc	
$6,1044 \times 10^{-39}$ ج م ^٢ $3,8100$ هـ ف م ^٢ $3,8100 \times 10^{-41}$ مغ هـ ف هـ	$\frac{h^2}{2m_e}$	
$3,3246 \times 10^{-42}$ ج م ^٢ $2,0751 \times 10^{-3}$ هـ ف م ^٢ $20,751$ مغ هـ ف هـ	$\frac{h^2}{2m_p}$	
$8,98755 \times 10^{16}$ ج / كسرغ $9,3148 \times 10^8$ هـ ف / هـ $931,48$ مغ هـ 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 الإسناد المعيارية $9,7804$ م / ث ^٢ عند خط الإستواء $9,8322$ م / ث ^٢ عند القطبين	تسارع الجاذبية عند سطح البحر 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 $6378,2$ كـم عند خط الإستواء $6356,8$ كـم عند القطبين	نصف قطر الأرض Radius of earth (R_E)
$4,008 \times 10^7$ م 24902 ميل	المحيط الإستوائي للأرض Equatorial circumference of earth

الجو

$1,013 \times 10^5$ ن/م ^٢	ضغْطُ الهواءِ المعياريُّ عندَ سطحِ البحرِ (٧٦٠ ملم من الزئبقِ)
$1,293$ كـرغ/م ^٣	Standard air pressure at sea level (760 mm of Hg)
	الكثافةُ المعياريَّةُ للهواءِ الجافِ عندَ سطحِ البحرِ وصفرُ شْ
	Standard dry air density at sea level and 0 °C
$1,20$ كـرغ/م ^٣	الكثافةُ الاعتياديةُ للهواءِ الرطبِ عندَ سطحِ البحرِ و ٢٠ شْ
	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 بالمنة ٢١ ، O ₂ بالمنة ١ ، Ar بالمنة	التركيب التقريبي للجو، مقدراً بعدد الجزيئات Approximate composition of atmosphere, by number of molecules
٢٨,٩٧	متوسط الوزن الجزيئي للهواء الجاف Mean molecular weight of dry air
$C_p = 0.2403$ كـ سغـر/كـرغ كـ $C_v = 0.1715$ كـ سغـر/كـرغ كـ $C_p' = 3.503R$ $C_v' = 2.500R$	الحرارتان النوعيتان للهواء المعياري Specific heats of standard air
١,٤٠١	نسبة الحرارتين 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	
(كغم/م ^٣)	(غ/سم ^٣)		
٠,٠٨٩٩	$10^{-5} \times 8,99$	Hydrogen (H ₂)	هيدروجين
٠,١٧٨٥	$10^{-4} \times 1,785$	Helium (He)	هيليوم
1,250	$10^{-3} \times 1,250$	Nitrogen (N ₂)	نيتروجين
1,429	$10^{-3} \times 1,429$	Oxygen (O ₂)	أكسجين
1,293	$10^{-3} \times 1,293$	Air	هواء
٦٦٠ - ٦٩٠ (٧٠٠ ~)	٠,٧ ~	Gasoline	غازولين
٨٠٦	٠,٨٠٦	كحول (إيثانول ؛ أو كحول أثيلي) Alcohol (ethanol)	
$10^3 \times 1,000$	1,000	Water	ماء
$10^4 \times 1,360$	13,60	Mercury	زئبق
$10^3 \times 2,70$	2,70	Aluminum	ألومنيوم
$10^3 \times 7,86$	7,86	Iron	حديد
$10^3 \times 8,96$	8,96	Copper	نحاس
$10^4 \times 1,14$	11,4	Lead	رصاص

د - مُعطيات فلكية ° Astronomical Data

القيمة	الكمية
$3,844 \times 10^8$ م $2,389 \times 10^5$ 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	دورة القمر Period of moon
$7,35 \times 10^{22}$ كغ $M_E (0,0123)$	كتلة القمر Mass of moon
$1,738 \times 10^6$ م $R_E (0,2728)$	نصف قطر القمر Radius of moon
١,٦٢ م/ث ^٢ $g (0,165)$	تسارع الجاذبية عند سطح القمر Acceleration of gravity at the surface of the moon
$1,496 \times 10^{11}$ م { المتوسط $9,30 \times 10^6$ 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.ف.م) Distance from center of earth to center of sun (1 A.U.)
$1,99 \times 10^{30}$ كغ $M_E (0,01 \times 3,329)$	كتلة الشمس Mass of sun (M_S)

القيمة	الكمية
$1,3272 \times 10^{30}$ ن م ^٢ /كغ (أو م ^٣ /ث ^٢)	كتلة الشمس مضروبة في ثابت الجاذبية Mass of sun times gravitational constant ($M_s G$)
$6,960 \times 10^8$ م $R_E (10^9,2)$	نصف قطر الشمس Radius of sun (R_s)
$365,26$ ي $3,156 \times 10^7$ ث	دورة الأرض Period of earth
$2,98 \times 10^4$ م/ث	متوسط السرعة المدارية للأرض Average orbital speed of earth
$5,93 \times 10^{-3}$ م/ث ^٢ $(6,05 \times 10^{-3}) g$	متوسط التسارع المداري للأرض Average orbital acceleration of earth

المصدر: كتاب ألن ، والكتب الفلكية ، :

C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, second edition (London: The Athlone Press, University of London, 1963).

وثمة مرجعان مفيدان آخريان للمعطيات الفيزيائية هما :

Handbook of Chemistry and Physics (Cleveland, Ohio: The Chemical Rubber Co.),

الذي ينفج 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 سزم / بوصة) بدلاً من إدراجها في معادلات (على غرار ١ بوصة = ٢,٥٤ سزم) ، وذلك توجُّهاً للملاءمة في حساب الرخدات. فيمكن ضرب أية كتبة في ، أو قسّمها على ، عوامل تحويل مناسبة حيث أنّ كل عامل تحويل يُكافئ الواحد الصحيح. وعوامل التحويل المسبوقة بنقطة (•) هي دقيقة وتصلح لتعريف إحدى الرخدات بدلالة أخرى. فالعامل ٠,٣٠٤٨ م / قدم ، مثلاً ، يُعرف القَدَم بأنه ٠,٣٠٤٨ م بالضبط .

١ - الطول

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ٣١٠ \text{ سزم} / \text{لتر} \\ & \bullet \quad ٠,٩٤٦٣٥ \text{ لتر} / \text{كوارت} \\ & \bullet \quad ٣,٧٨٥٤ \times ١٠^{-٣} \text{ م} / \text{غالون} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ٢١٠ \text{ سزم} / \text{م} \\ & \bullet \quad ٣١٠ \text{ م} / \text{كزم} \end{aligned}$$

٣ - الزمن

(اليوم هو متوسط يوم شمسي solar day ؛
أما السنة فهي سنة نجمية sidereal year •)

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ٣٦٠٠ \text{ ث} / \text{س} \\ & \bullet \quad ٨,٦٤ \times ١٠^٩ \text{ ث} / \text{ي} \\ & \bullet \quad ٣٦٥,٢٦ \text{ ي} / \text{سنة} \\ & \bullet \quad ٣,١٥٥٨ \times ١٠^٧ \text{ ث} / \text{سنة} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ٢,٥٤ \text{ سزم} / \text{بوصة} \\ & \bullet \quad ١٢ \text{ بوصة} / \text{قدم} \\ & \bullet \quad ٥٢٨٠ \text{ قدماً} / \text{ميل} \\ & \bullet \quad ٠,٣٠٤٨ \text{ م} / \text{قدم} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ١,٦٠٩٣٤٤ \times ٣١٠ \text{ م} / \text{ميل} \\ & \bullet \quad ١,٦٠٩٣٤٤ \text{ كزم} / \text{ميل} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ١,٤٩٥٩٨ \times ١١٠ \text{ م} / \text{مرفه} \\ & \bullet \quad ٩,٤٦١ \times ١٠^٩ \text{ م} / \text{سنة ضوئية} \\ & \bullet \quad ٣,٠٨٤ \times ١٦١٠ \text{ م} / \text{فخ} \end{aligned}$$

٤ - السرعة

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ١٠^{-٦} \text{ م} / \text{مي م} \text{ (أو م} / \text{مايكرون)} \\ & \bullet \quad ١٠^{-١٠} \text{ م} / \text{ث} \\ & \bullet \quad ١٠^{-١٠} \text{ م} / \text{فر} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bullet \quad ٠,٣٠٤٨ \text{ (م} / \text{ث)} / \text{(قدم} / \text{ث)} \\ & \bullet \quad ١,٦٠٩ \times ٣١٠ \text{ (م} / \text{ث)} / \text{(ميل} / \text{ث)} \\ & \bullet \quad ٠,٤٤٧٠ \text{ (م} / \text{ث)} / \text{(ميل} / \text{س)} \\ & \bullet \quad ١,٦٠٩ \text{ (كزم} / \text{س)} / \text{(ميل} / \text{س)} \end{aligned}$$

٣١٢

٢ - الحجم

$$\bullet \quad ١٠^{-٣} \text{ م}^٣ / \text{لتر}$$

٥ - التسارع

$$\bullet \quad ٠,٣٠٤٨ \text{ (م/ث}^2\text{) / (قدم/ث}^2\text{)}$$

٩ - القوة

$$\bullet \quad ١٠ \text{ داین / ن}$$

$$\bullet \quad ١٠^{-٥} \text{ ن / داین}$$

$$٤,٤٤٨٢ \text{ ن / باوند - قوة}$$

$$(١ \text{ باوند - قوة } 1\text{bf} = \text{وزن } ١ \text{ باوند عند الجاذبية}$$

$$\text{المعيارية } [g = ٩٨٠.٦٦٥ \text{ م/ث}^2])$$

٦ - الزاوية

$$\bullet \quad ٦٠ \text{ ثانية قوسية (") / دقيقة قوسية (')}^{\circ}$$

$$\bullet \quad ٦٠ \text{ دقيقة قوسية (') / درجة (}^{\circ}\text{)}$$

$$\bullet \quad ١٨٠/\pi (\cong ٥٧,٣٠) \text{ درجة (}^{\circ}\text{) / دائرية (مسر)}$$

$$\bullet \quad 2\pi (\cong ٦,٢٨٣) \text{ دائرية / دورة}$$

١٠ - الضغط

$$\bullet \quad ٠,١ \text{ (ن/م}^2\text{) / (داین/سم}^2\text{)}$$

$$\bullet \quad ١٠ \text{ (ن/م}^2\text{) / بر}$$

٧ - الكتلة

$$\bullet \quad ١٠^3 \text{ غ / كغ}$$

$$\bullet \quad ١,٠١٣٢٥ \times ١٠ \text{ (ن/م}^2\text{) / جوي}$$

$$\bullet \quad ١,٠١٣٢٥ \times ١٠ \text{ (داین/سم}^2\text{) / جوي}$$

$$\bullet \quad ١,٠١٣٢٥ \text{ بر / جوي}$$

$$٤٥٣,٥٩ \text{ غ / باوند}$$

$$٠,٤٥٣٥٩ \text{ كغ / باوند}$$

$$٢,٢٠٤٦ \text{ باوند / كغ}$$

$$١٣٣,٣٢ \text{ (ن/م}^2\text{) / مسر من الزئبق (صفر ش)}$$

$$٣,٣٨٦ \times ١٠^3 \text{ (ن/م}^2\text{) / بوصة من الزئبق}$$

$$(صفر ش)$$

$$١,٦٦٠٥٣ \times ١٠^{-٢٧} \text{ كغ / م}$$

$$٦,٠٢٢٢ \times ١٠^{-٢٦} \text{ م / كغ}$$

$$٦,٠٢٢٢ \times ١٠^{-٢٣} \text{ م / غ}$$

٨ - الكثافة

$$\bullet \quad ١٠^3 \text{ (كغ/م}^3\text{) / (غ/سم}^3\text{)}$$

$$١٦,٠١٨ \text{ (كغ/م}^3\text{) / (باوند/قدم}^3\text{)}$$

$$١,٦٠١٨ \times ١٠^{-٢} \text{ (غ/سم}^3\text{) / (باوند/قدم}^3\text{)}$$

١١ - الطاقة

(للتحويل من كتلة إلى طاقة ، أنظر

قيم م 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
- $T (ك) = T (ش) + ٢٧٣,١٥$
- $T (ش) = [T (ف) - ٣٢] / ١,٨٠$
- $T (ك) = T (ز) / ١,٨٠$
- ٤,١٨٤ ج / سُر
- ٤١٨٤ ج / كه سُر
- ٣١٠ سُر / كه سُر

(يُعرَفُ الكيلوسُر [كسُر] أيضاً
بالسُرِ الغذائي، أو السُرِ الكبير.)

١٤ - الكميات الكهربائية

(لاحظ أن ٢,٩٩٧٩ تُقَرَّبُ جَيِّدًا بِالرَّقْمِ ٣,٠٠.)

- الشحنة : $٢,٩٩٧٩ \times ١٠^٩ \text{esu} / \text{كل}$
- التيار : $٢,٩٩٧٩ \times ١٠^٩ \text{esu} / \text{ث} / \text{أ}$
- الجهد : $٢٩٩,٧٩ \text{ف} / \text{فولت ساكن} (\text{statvolt})$
- المجال الكهربائي : $٢,٩٩٧٩ \times ١٠^٩$
- (ف / م) / (فولت ساكن / سُر)

- المجال المغناطيسي : $١٠^٩ \text{غاوس} / \text{نس}$
- التدفق المغناطيسي : $١٠^٩ \text{غاوس سُر} / \text{ف}$
- قوة القطب : $١٠ \text{وَحْدَة سُر غ} / \text{ميشيل}$
- (وَحْدَة سُر غ $= \text{cgs unit} = \text{إرغ سُر} / \text{م}$)
- ميشيل $= \text{michell} = \text{أ م}$

- $١,٦٠٢١٩ \times ١٠^{-١٩} \text{ج} / \text{ع} / \text{ف}$
- $١,٦٠٢١٩ \times ١٠^{-١٣} \text{ج} / \text{مع} / \text{ع} / \text{ف}$
- $١٠^{-١٠} \text{ع} / \text{مع} / \text{ع} / \text{ف}$

- $٣,٦٠ \times ١٠^{-٦} \text{ج} / \text{كروس} (\text{kW hr})$
- $٤,٢٠ \times ١٠^{-١٢} \text{ج} / \text{كه طن} (\text{kiloton})$
- $٤,٢٠ \times ١٠^{-١٥} \text{ج} / \text{مع طن} (\text{megaton})$
- $٠,٠٤٣٣٦ \text{ع} / \text{ف} / \text{جزئي} / \text{كه سُر} / \text{مل}$
- $٢٣,٠٦ \text{كه سُر} / \text{مل} / \text{ع} / \text{ف} / \text{جزئي}$

١٢ - القُدرة

- ٧٤٦ و / قُدرة حصان (horsepower)

١٣ - درَجَةُ الحرارة

- ١,٠٠ ف / ز



ملحق هـ. معادلات الكهرومغناطيسية بوحدة النظام الدولي (مكث)
والوحدات الغاوسية (سرغ ث)

لا تُؤخذ الأقطاب المغناطيسية بعين الاعتبار في المعادلات التالية. كما تُناظر أرقام المعادلات تلك المبينة في متن الكتاب.

أ- المعادلات التي تكون واحدة لكلتا الهيئتين من الوحدات

المعادلة	وصف فحوى المعادلة
$I = \frac{dq}{dt}$	(١٥,٥) علاقة التيار بالشحنة
$F_E = q'E$	(١٥,١٨) علاقة المجال الكهربائي بالقوة الكهربائية
$\Phi_E = \int E \cdot dS$	(١٥,٣٠) تعريف التدفق الكهربائي
$\Phi_B = \int B \cdot dS$	(١٦,١٩) تعريف التدفق المغناطيسي
$\oint B \cdot dS = 0$	(١٦,٢٣) الصفة الحزونية للمجال المغناطيسي
$V = \frac{U}{q}$	(١٥,٥٥) تعريف الجهد
$V_2 - V_1 = - \int_{r_1}^{r_2} E \cdot ds$	(١٥,٤٨) علاقة الجهد بالمجال الكهربائي الساكن
$E = -\nabla V$	(١٥,٦٧)
$J = \sigma E$	(١٥,٨٤) قانون أوم
$V = IR$	(١٥,٨٨)
$P = IV$	(١٥,٥٧) القدرة المُقترنة بالتيار وفرق الجهد
$P = I^2 R$	(١٥,١٠٧)
$P = \frac{V^2}{R}$	(١٥,١٠٨) القدرة في الدارة الخطية

وصف فحوى المعادلة	المعادلة
تعريف عزم الشَّاقْطِيَّ الكهربيّ	$p = q\lambda$ (١٥,٧١)
طاقة الشَّاقْطِيَّ الكهربيّ	$U = -p \cdot E$ (١٥,٧٣)
طاقة الشَّاقْطِيَّ المغناطيسيّ	$U = -\mu \cdot B$ (١٦,١٦)
تعريف المُوَاسَّعة (السعة)	$C = \frac{q}{V}$ (١٥,١٠٩)
الطاقة المخزونة في مكثف	$U = \frac{1}{2} CV^2$ (١٥,١١٩)
تعريف المُحَاثَة (المُؤَاثَرَة)	$L = - \frac{\mathcal{V}}{\left(\frac{dI}{dt}\right)}$ (١٧,٤٤)
الطاقة المخزونة في مِحَثّ inductor	$U = \frac{1}{2} LI^2$ (١٧,٧١)

ب - المعادلات التي تكون مختلفة لفتي الوَحَدَات

وصف فحوى المعادلة	المعادلة لَوَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوْلِيِّ	المعادلة لَوَحَدَاتِ الغَاوْسِيَّةِ
قانون كولوم	$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$ (١٥,١٥)	$F_{12} = \frac{q_1 q_2}{r^2}$
المجال الكهربائي لشحنة نقطية	$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qi_r}{r^2}$ (١٥,٢٠)	$E = \frac{qi_r}{r^2}$
الجهد لشحنة نقطية	$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$ (١٥,٦٠)	$V = \frac{q}{r}$
قانون غاوس	$\oint E \cdot dS = \frac{q}{\epsilon_0}$ (١٥,٣٦)	$\oint E \cdot dS = 4\pi q$
المجال الكهربائي قُربَ مُوَصل	$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ (١٥,٤٤)	$E = 4\pi\sigma$
مُوَاسَّعة (سعة) مكثف ذي لوحين متوازيين	$C = \frac{\epsilon_0 A}{d}$ (١٥,١١٢)	$C = \frac{A}{4\pi d}$
كثافة الطاقة لمجال كهرومغناطيسيّ	$u = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2$ (١٦,٢٥)	$u = \frac{1}{8\pi} (E^2 + B^2)$
القوة المغناطيسية على شحنة متحركة	$F_M = q'v \times B$ (١٦,٢٧)	$F_M = \frac{q'}{c} v \times B$
القوة المغناطيسية على عُنْصُرٍ تَبَارٍ	$dF = I' ds \times B$ (١٦,٤٣)	$dF = \frac{I'}{c} ds \times B$

وصفُ لقوى المعادلة	المعادلة لَوَحَدَاتِ النِّظَامِ الدَّوَلِيِّ	المعادلة لِلوَحَدَاتِ الْغَاوِسيَّةِ
المجالُ المغناطيسيُّ الَّذِي تُحْدِثُهُ شِخْنَةٌ مُنْحَرَكَةٌ	$B = \frac{\mu_0 q v \times i_r}{4\pi r^2}$ (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 قُطْرِ الانحناءِ لِشِخْنَةٍ تَدُورُ فِي مَجَالٍ مَغْنَطِيسِيٍّ	$r = \frac{p_{\perp}}{q'B}$ (١٦,٣٠)	$r = \frac{p_{\perp} c}{q'B}$
العزمُ المغناطيسيُّ لِحَسِيمٍ دَائِرٍ	$\mu = \frac{q}{2mc} L$ (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 تَبَارِيزٍ مُتَوَازِيَيْنِ	$\frac{dF}{ds} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}$ (١٦,٧٤)	$\frac{dF}{ds} = \frac{2I_1 I_2}{c^2 d}$
المجالُ المغناطيسيُّ لِإِلِكٍ مُسْتَقِيمٍ	$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}$ (١٦,٦١)	$B = \frac{2I}{cx}$
طَوِيلُ الْمَجَالِ الْمَغْنَطِيسِيِّ دَاخِلَ مِلَفٍّ حَلَزُونِيٍّ طَوِيلٍ	$B = \mu_0 n I$ (١٦,٦٩)	$B = \frac{4\pi n I}{c}$
قانونُ الْحَثِّ الْكَهْرُومَغْنَطِيسِيِّ 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 أَمْبِرٍ وَقانونُ الْحَثِّ الْمَغْنَطِيسِيِّ الْكَهْرِبَائِيِّ 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 نظير لهذه المعادلة ؛ إِذْ تَظْهَرُ c عَلَى نَحْوِ صَرِيحٍ فِي الْمَعَادِلَاتِ الْغَاوِسيَّةِ

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 . صيغ رياضية

بعض الصيغ الرياضية أدناه تتجاوز الاحتياجات المباشرة لهذا الكتاب ، وذلك بنية توفير مرجع للقررات أخرى أو لشغل إضافي اختياري قد يرغب المدرس في تعينه . أما إذا توخيت خلاصة compendium من الصيغ أشمل بكثير ، فانظر الطبعة الرابعة من كتاب دوايت ، جداوله لتكاملات ومفطبات رياضية أخرى : Herbert Dwight, *Tables of Integrals and Other Mathematical Data*, 4th edition (New York : The Macmillan Company, 1961).

فهذا المرجع المتنازع ، المعتدل حجماً وسفراً ، هو استئاز جيد . وسيثبت فائدته طيلة سيرة المرء الدراسية والمهنية .

أ - الإشارات الرياضية Mathematical Signs

= يساوي

≠ لا يساوي

≈ يساوي تقريباً

≡ متطابق مع ؛ يعرف بأنه

> أكبر من

≥ أكبر من أو يساوي

» أكبر بكثير من

< أصغر من

≤ أصغر من أو يساوي

« أصغر بكثير من

~ متناسب مع

[لاحظ أن الانعراج ، في الإشارات ه - ١٠ أعلاه يعني أن يكون صوب الطرف الأكبر في متباينة (لامتساوية) inequality معينة ، بينما يجب أن يكون رأس الزاوية ، باتجاه الطرف الأصغر . وعلى ذلك ، فدلّول هذه الإشارات التّ ينطبق فقط على المتباينات المكتوبة بالحروف اللاتينية (من اليسار إلى اليمين) .]

(المشرف)

٣٨ م

ب — الحساب : قوى ١٠ Arithmetic: Powers of 10

$$10^a 10^b = 10^{a+b}$$

$$10^a / 10^b = 10^{a-b}$$

$$(10^a)^b = 10^{ab}$$

ج — الجبر Algebra

□ الكسور Fractions

$$a \left(\frac{b}{c} \right) = \frac{ab}{c} \qquad \frac{\left(\frac{b}{c} \right)}{d} = \frac{b}{cd}$$

$$\left(\frac{a}{b} \right) \left(\frac{c}{d} \right) = \frac{ac}{bd} \qquad \frac{\left(\frac{a}{b} \right)}{\left(\frac{c}{d} \right)} = \frac{ad}{bc}$$

$$\frac{a}{b} + \frac{c}{d} = \frac{ad + bc}{bd}$$

□ جذرًا معادلةً تربيعيةً ROOTS OF A QUADRATIC EQUATION

إذا كانت $ax^2 + bx + c = 0$ ، فإن $x = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$

وإذا كانت $x^2 + 2\beta x + \gamma = 0$ ، فإن $x = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \gamma}$.

□ مَفكُوكَاتُ ذَاتِ الحَدَيْنِ BINOMIAL EXPANSIONS

عَامِلِيٌّ factorial عَدَدٌ صحيحٌ (integer) n : $n! = n(n-1)(n-2) \cdots 2 \cdot 1$

مُعَامِلُ ذَاتِ الحَدَيْنِ للعددين الصَّحِيحَيْنِ q و n : $\left(\frac{q}{n} \right) = \frac{q!}{n!(q-n)!}$

$$(a \pm b)^2 = a^2 \pm 2ab + b^2$$

$$(a \pm b)^3 = a^3 \pm 3a^2b + 3ab^2 \pm b^3$$

كَيْ نَحْسَبَ الكَمِيَّةَ $(a+b)^n$ ، اكتبها على الصُّورَةِ :

$$a^p(1+x)^p \quad , \quad \text{حيث} \quad x = b/a \quad ; \quad \text{أو على الصورة :} \\ b^p(1+x)^p \quad , \quad \text{حيث} \quad x = a/b$$

$$(1 \pm x)^p = 1 \pm px + \frac{p(p-1)}{2!} x^2 \pm \frac{p(p-1)(p-2)}{3!} x^3 + \dots$$

نكون هذه متسلسلة متناهية إذا كان p عدداً صحيحاً موجباً. أما لقيم p الأخرى، فنكون متسلسلة لامتناهية تتقارب converges للقيم $|x| < 1$.

حالات خاصة :

$$p = -1: \frac{1}{1 \pm x} = 1 \mp x + x^2 \mp x^3 + x^4 \mp \dots$$

$$p = -2: \frac{1}{(1 \pm x)^2} = 1 \mp 2x + 3x^2 \mp 4x^3 + 5x^4 \mp \dots$$

$$p = \frac{1}{2}: \sqrt{1 \pm x} = 1 \pm \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 \pm \frac{1}{16}x^3 - \dots$$

$$p = -\frac{1}{2}: \frac{1}{\sqrt{1 \pm x}} = 1 \mp \frac{1}{2}x + \frac{3}{8}x^2 \mp \frac{5}{16}x^3 + \dots$$

COMPLEX NUMBERS □ الأعداد المركبة

$$(a + ib) + (c + id) = (a + c) + i(b + d)$$

$$(a + ib)(c + id) = (ac - bd) + i(bc + ad)$$

$$\frac{a + ib}{c + id} = \frac{(a + ib)(c - id)}{c^2 + d^2}$$

$$|a + ib|^2 = (a + ib)^*(a + ib) = (a - ib)(a + ib) = a^2 + b^2$$

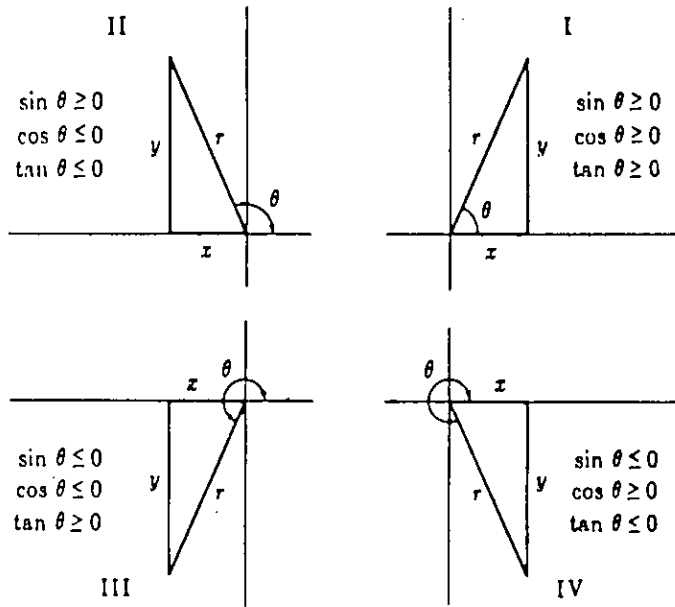
$$\theta = \arctan(b/a) \text{ و } r = \sqrt{a^2 + b^2}, \text{ حيث } a + ib = re^{i\theta}$$

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$$

د — المثلثات Trigonometry

DEFINITIONS OF TRIGONOMETRIC FUNCTIONS □ تعاريف الدوال المثلثية

الدوال العكسية inverse functions: إذا كانت $(\theta \text{ جا } \theta) = u = \sin \theta$ ، فإن $(\text{قو جا } u) = \theta = \arcsin u$ ، ونكتب أحياناً $\theta = \sin^{-1} u$ (جا⁻¹ u). ويؤمّر بالمثل إلى الدوال العكسية الأخرى: $\arctan u$ ، $\arccos u$ ، وهلم جرا.



$$\sin \theta = \frac{y}{r}$$

$$\cos \theta = \frac{x}{r}$$

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta}{\cos \theta} = \frac{y}{x}$$

$$\csc \theta = \frac{1}{\sin \theta} = \frac{r}{y}$$

$$\sec \theta = \frac{1}{\cos \theta} = \frac{r}{x}$$

$$\cot \theta = \frac{1}{\tan \theta} = \frac{x}{y}$$

خواص بسيطة SIMPLE PROPERTIES □

$$\sin(-\theta) = -\sin \theta$$

$$\sin\left(\theta \pm \frac{\pi}{2}\right) = \pm \cos \theta$$

$$\sin(\theta \pm \pi) = -\sin \theta$$

$$\cos(-\theta) = \cos \theta$$

$$\cos\left(\theta \pm \frac{\pi}{2}\right) = \mp \sin \theta$$

$$\cos(\theta \pm \pi) = -\cos \theta$$

$$\tan(-\theta) = -\tan \theta$$

$$\tan\left(\theta \pm \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{\tan \theta} = -\cot \theta$$

$$\tan(\theta \pm \pi) = \tan \theta$$

□ قِيمُ زَوَايَا خَاصَّةٍ VALUES FOR SPECIAL ANGLES

الزَاوِيَة					الدَّالَّة
٠°	١٥°	٣٠°	٤٥°	(صفر)	
١	$0,8660 = \frac{\sqrt{3}}{2}$	$0,7071 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$0,5774 = \frac{1}{\sqrt{3}}$	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

بالتسوية لقيم أخرى وللجداول، انظر ملحق ٧.

□ صِيغُ مُتَلَبِّةٍ 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

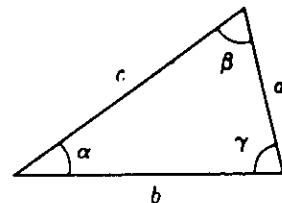
$$\alpha + \beta + \gamma = \pi$$

$$a^2 = b^2 + c^2 - 2bc \cos \alpha$$

$$b^2 = c^2 + a^2 - 2ca \cos \beta$$

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma$$

$$\frac{a}{\sin \alpha} = \frac{b}{\sin \beta} = \frac{c}{\sin \gamma}$$



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 .

$$e = 2.71828$$

$$e^x e^y = e^{x+y}$$

$$(e^x)^n = e^{nx}$$

$$e^{\ln x} = x$$

$$e^{-t/\tau} = 0.5 \quad \text{for} \quad t = \tau \ln 2 = 0.6931\tau$$

$$e^{t/\tau} = 2 \quad \text{for} \quad t = \tau \ln 2 = 0.6931\tau$$

$$e^{\pm x} = 1 \pm x + \frac{x^2}{2!} \pm \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} \pm \dots$$

$$e^0 = 1$$

$$e^x/e^y = e^{x-y}$$

$$a^x = e^{x \ln a}$$

$$e^{-\ln x} = 1/x$$

تتقارب هذه المتسلسلة لجميع قيم x .

$$\ln e = 1$$

$$\ln (xy) = \ln x + \ln y$$

$$\ln (1/x) = -\ln x$$

$$\ln (e^x) = x$$

$$\ln a = 2.3026 \log_{10} a$$

$$\ln 1 = 0$$

$$\ln (x/y) = \ln x - \ln y$$

$$\ln (x^n) = n \ln x$$

$$\ln (a^x) = x \ln a$$

$$\log_{10} a = 0.43429 \ln a$$

$$\ln (1 \pm x) = \pm x - \frac{x^2}{2} \pm \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} \pm \dots$$

$$\ln \left(\frac{1+x}{1-x} \right) = 2 \left(x + \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} + \frac{x^7}{7} + \dots \right)$$

تتقارب هاتان التسلسلتان للقيم $|x| < 1$.

و - حساب التفاضل والتكامل Calculus

في الآتي r ، 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 antiderivative $f(x) = dI(x)/dx$.

□ التكامل بالأجزاء INTEGRATION BY PARTS

$$\int_a^b f(x) \frac{dg}{dx} dx = f(x)g(x) \Big|_a^b - \int_a^b \frac{df}{dx} g(x) dx$$

□ مُتَسَلِّسَةٌ تيلور TAYLOR SERIES

إذا وُجِدَتْ كُلُّ مُشْتَقَّاتِ دَالَّةٍ مَا عِنْدَ نَقْطَةٍ مُعَيَّنَةٍ ، أَمَكْنَ كِتَابَةُ الدَّالَّةِ كَمُتَسَلِّسَةٍ قُوَى حَوْلَ تِلْكَ النِّقْطَةِ . كَذَلِكَ يَمَكَنُ تَقْرِيبُ الدَّوَالِ التَّجْرِبِيَّةِ empirical عَلَى نَفْسِ الْمُنَوَالِ .

$$f(x) = f(x_0) + (x - x_0) \left(\frac{df}{dx} \right)_{x_0} + \frac{(x - x_0)^2}{2!} \left(\frac{d^2f}{dx^2} \right)_{x_0} + \frac{(x - x_0)^3}{3!} \left(\frac{d^3f}{dx^3} \right)_{x_0} + \dots$$

حيث نَحْسَبُ جَمِيعَ الْمُشْتَقَّاتِ عِنْدَ $x = x_0$.

□ بَعْضُ الْمُشْتَقَّاتِ 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 الزنبيين الأول والرابع)
(الإشارة - في الزنبيين الثاني والثالث)

$$\frac{d}{dx} \left(\arccos \frac{x}{a} \right) = \frac{\mp 1}{\sqrt{a^2 - x^2}} \quad \left(\begin{array}{l} \text{الإشارة - في الزنبرين الأول والثاني} \\ \text{الإشارة + في الزنبرين الثالث والرابع} \end{array} \right)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\arctan \frac{x}{a} \right) = \frac{a}{a^2 + x^2}$$

$$\frac{d}{dx} (e^{ax}) = ae^{ax}$$

$$\frac{d}{dx} (\ln ax) = \frac{1}{x}$$

□ بعض التكاملات غير المحدودة SOME INDEFINITE INTEGRALS

(أنظر أيضاً جدول ٥,٧)

يجب إضافة ثابت اعتباطي إلى كل من التكاملات التالية.

$$\int x^n dx = \frac{x^{n+1}}{n+1}, \quad n \neq -1$$

$$\int \frac{1}{x} dx = \ln |x|$$

$$\int (a + bx)^n dx = \frac{(a + bx)^{n+1}}{b(n+1)}, \quad n \neq -1$$

$$\int \frac{dx}{a + bx} = \frac{1}{b} \ln |a + bx|$$

$$\int \frac{dx}{a^2 + x^2} = \frac{1}{a} \arctan \frac{x}{a}$$

$$\int \frac{dx}{a^2 - x^2} = \frac{1}{2a} \ln \left| \frac{a+x}{a-x} \right|$$

$$\int \sqrt{a + bx} dx = \frac{2}{3b} (a + bx)^{3/2}$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{a + bx}} = \frac{2}{b} \sqrt{a + bx}$$

$$\int \sqrt{x^2 + a^2} dx = \frac{1}{2} x \sqrt{x^2 + a^2} + \frac{1}{2} a^2 \ln (x + \sqrt{x^2 + a^2})$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{x^2 + a^2}} = \ln (x + \sqrt{x^2 + a^2})$$

$$\int \sqrt{x^2 - a^2} dx = \frac{1}{2} x \sqrt{x^2 - a^2} - \frac{1}{2} a^2 \ln |x + \sqrt{x^2 - a^2}|$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{x^2 - a^2}} = \ln |x + \sqrt{x^2 - a^2}|$$

$$\int \sqrt{a^2 - x^2} dx = \frac{1}{2} x \sqrt{a^2 - x^2} + \frac{1}{2} a^2 \arcsin \frac{x}{a}$$

$$\int \frac{dx}{\sqrt{a^2 - x^2}} = \arcsin \frac{x}{a}$$

$$\int \sin ax dx = -\frac{1}{a} \cos ax$$

$$\int \cos ax dx = \frac{1}{a} \sin ax$$

$$\int \tan ax dx = -\frac{1}{a} \ln |\cos ax|$$

$$\int \csc ax dx = \frac{1}{a} \ln |\tan \frac{1}{2} ax|$$

$$\int \sec ax dx = \frac{1}{2a} \ln \left(\frac{1 + \sin ax}{1 - \sin ax} \right)$$

$$\int \cot ax dx = \frac{1}{a} \ln |\sin ax|$$

$$\int \arcsin \frac{x}{a} dx = x \arcsin \frac{x}{a} + \sqrt{a^2 - x^2}$$

$$\int \arccos \frac{x}{a} dx = x \arccos \frac{x}{a} - \sqrt{a^2 - x^2}$$

$$\int \arctan \frac{x}{a} dx = x \arctan \frac{x}{a} - \frac{1}{2} a \ln (a^2 + x^2)$$

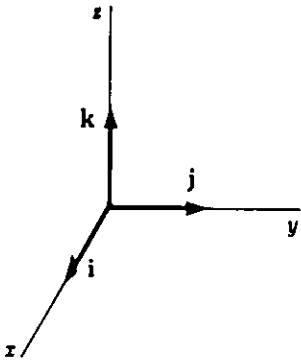
$$\int e^{ax} dx = \frac{1}{a} e^{ax}$$

$$\int x e^{ax} dx = \frac{1}{a} \left(x - \frac{1}{a} \right) e^{ax}$$

$$\int \ln ax dx = x \ln ax - x$$

$$\int x \ln ax dx = \frac{1}{2} x^2 \ln ax - \frac{1}{2} x^2$$

ز - المتجهات Vectors



تكون متجهات الوحدة i ، j ، و k

موازية للمحاور x ، y ، و z على الترتيب .

المتجه بدلالة المركبات الديكارتية : $a = a_x i + a_y j + a_z k$

متجه الموضع : $r = xi + yj + zk$

مقدار متجه : $|a| = a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}$

□ حاصل الضرب المقداري SCALAR PRODUCT

$a \cdot b = ab \cos \theta$ ؛ حيث θ هي الزاوية الصغرى بين a و b .

$$a \cdot b = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$$

$$a \cdot b = b \cdot a$$

□ حاصل الضرب 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

$$a \times b = -b \times a$$

□ خواص 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 - تفاضل وتكامل المتجهات Vector Calculus

F و G هنا دالتان اتجاهيتان ؛ f دالة قياسية ؛ و a و b ثابتان عدديان .

□ المشتقات DERIVATIVES

$$\frac{dF}{dt} = \frac{dF_x}{dt} i + \frac{dF_y}{dt} j + \frac{dF_z}{dt} k$$

$$\frac{d}{dt}(fF) = \frac{df}{dt} F + f \frac{dF}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}(aF + bG) = a \frac{dF}{dt} + b \frac{dG}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}(F \cdot G) = \frac{dF}{dt} \cdot G + F \cdot \frac{dG}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}(F \times G) = \frac{dF}{dt} \times G + F \times \frac{dG}{dt}$$

□ 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 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 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 :

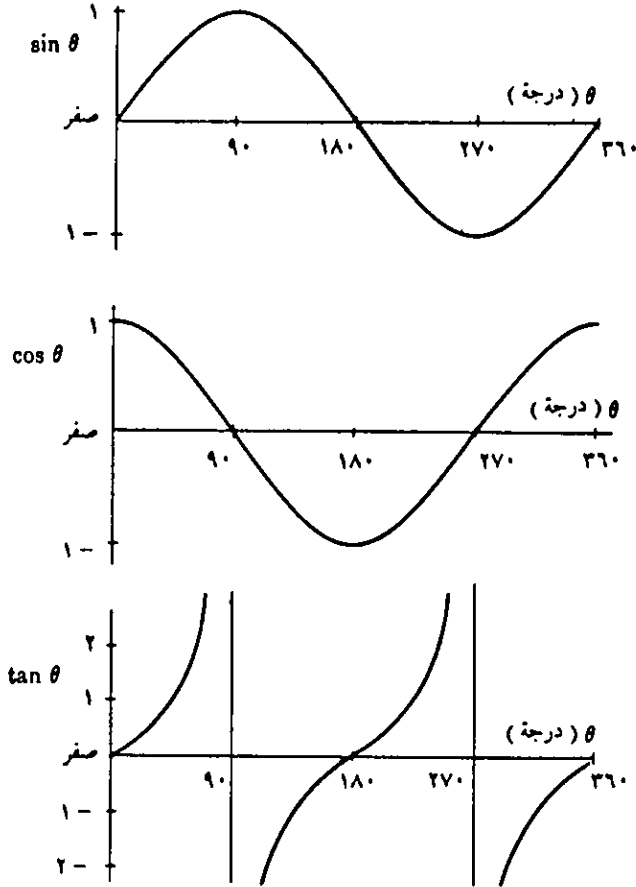
$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

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 . الدوال المثلثية



يُعطي الجدولُ على الصَّفحةِ التاليةِ جا θ ($\sin \theta$) ، وجتا θ ($\cos \theta$) ، وظا θ ($\tan \theta$) في الرُّبْعِ الأولِ
 • ($0 \leq \theta \leq 90 \text{ deg}$)

أما للرُّبْعِ الثاني ، فَاجْرِ القياسَ إلى الخَلْفِ ابتداءً من 180° ، ثُمَّ استخدمِ العلاقاتِ

$$\begin{aligned}\sin(\pi - \theta) &= \sin \theta \\ \cos(\pi - \theta) &= -\cos \theta \\ \tan(\pi - \theta) &= -\tan \theta\end{aligned}$$

كذلك للرُّبْعِ الثالث ، أَجْرِ القياسَ إلى الأمامِ ابتداءً من 180° ، واستخدمِ

٥٠٢

$$\sin(\pi + \theta) = -\sin \theta$$

$$\cos(\pi + \theta) = -\cos \theta$$

$$\tan(\pi + \theta) = \tan \theta$$

وأخيراً للرُّنح الرابع ، أجزِ القياس إلى الخلف ابتداءً من صفر (أو ٣٦٠) ، ثم استخدم

$$\sin(-\theta) = -\sin \theta$$

$$\cos(-\theta) = \cos \theta$$

$$\tan(-\theta) = -\tan \theta$$

هذا ، وتُعرف دوالٌ مثلثيةٌ أخرى بالعلاقات

$$\csc \theta = \frac{1}{\sin \theta} \quad \sec \theta = \frac{1}{\cos \theta} \quad \csc \theta = \frac{1}{\tan \theta}$$

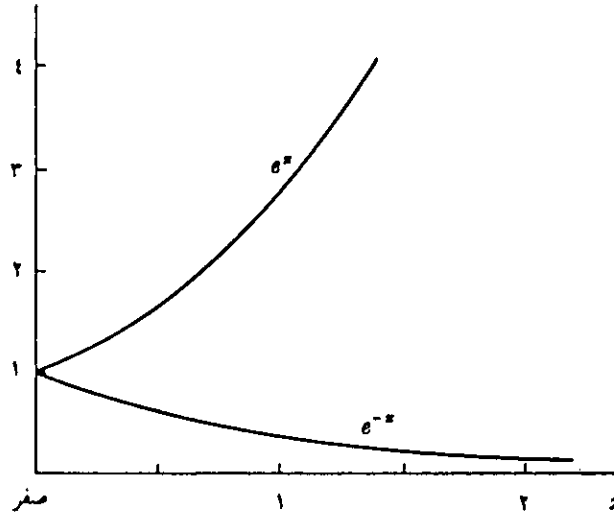
زاوية θ	جنا θ	جا θ	الزاوية θ		زاوية θ	جنا θ	جا θ	الزاوية θ	
			دائرية	درجة				دائرية	درجة
					٠,٠٠٠٠	١,٠٠٠٠	٠,٠٠٠٠	٠,٠٠٠٠	صفر
٠,٢٨٦٧	٠,٩٦١٣	٠,٢٧٥٦	٠,٢٧٩٣	١٦	٠,٠١٧٥	٠,٩٩٩٨	٠,٠١٧٥	٠,٠١٧٥	١
٠,٣٠٥٧	٠,٩٥٦٣	٠,٢٩٢٤	٠,٢٩٦٧	١٧	٠,٠٣٤٩	٠,٩٩٩٤	٠,٠٣٤٩	٠,٠٣٤٩	٢
٠,٣٢٤٩	٠,٩٥١١	٠,٣٠٩٠	٠,٣١٤٢	١٨	٠,٠٥٢٤	٠,٩٩٨٦	٠,٠٥٢٣	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	جنا θ	جا θ	الزاوية θ		ظا θ	جنا 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

زاوية θ	جنا θ	جا θ	الزاوية θ		زاوية 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

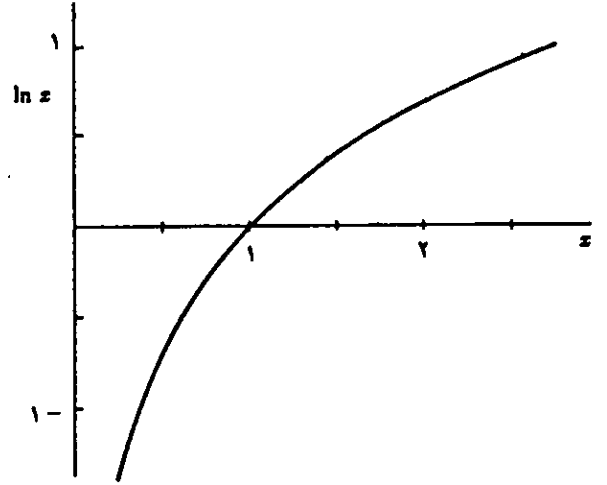
٥٤٢

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
٢,٩٤٤٠	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	٢١٠	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



Absolute temperature	درجة الحرارة المطلقة
Absolute zero	الصفر المطلق
Absorption	امتصاص
Accerelation	التسارع ، العجلة
Accerelation of gravity	تسارع الجاذبية
Accelerators	المسرّعات ، المسارعات
Action and Reaction	الفعل ورد الفعل
Action at a distance	التأثير عن بعد
Adiabatic change	التغير الاديابتيكي ، تغير حافظ لكمية الحرارة
Air drag	انجرار الهواء
Air track	أثر في الهواء ، مسار هوائي
Airspeed meter	عداد سرعة الهواء
Ampere (A)	الأمبير (أ)
Ampere's Law	قانون أمبير
Amplifier	المكبر
Amplitude of waves	اتساع الامواج ، سعة الامواج
Angle of repose	زاوية الرّقود
Angular Acceleration	تسارع زاوي
Angular frequency	تواتر زاوي ، تردد زاوي
Angular magnification	تكبير زاوي
Angular momentum	زخم زاوي
Angular momentum conservation	حفظ (انحفاظ) الزخم الزاوي
Angular speed	سرعة زاوية
Antennas	الهوائيات

Anti - baryons	ضديدات الباريونات
Anti - lambda partice	جسيم ضديد لامدا
Anti - neutron	ضديد النيوترون
Antiparticles	ضديدات الجسيمات
Anti proton	ضديد البروتون
Apriori probability	الاحتمال القبلي ، الاحتمال المنطقي
Arrow of time	سهم الزمان
Astronomical unit (A.U.)	الوحدة الفلكية (و.ف.)
Atomic mass	الكتلة الذرية
Atomic mass unit (a m u)	وحدة الكتلة الذرية (وك ذ)
Atomic radiation	اشعاع ذري
Atomic weight	الوزن الذري
Available Energy	طاقة متاحة
Avogadro's number.	عدد أفوجادو
Axial vectors	متجهات محورية
Baryon family	عائلة الباريون
Battery	بطارية
Beta decay	انحلال (اضمحلال) بيتا
Betatron	البيتاترون
Bevatron	البيفاترون
Binoculars	منظار ثنائي العينيتين
Binomial coefficients	معاملات ذات الحدين
Biot - savart law	قانون بيوت وسافارت

Black - body radiation	اشعاع الجسم الاسود
Boiling	الغليان
Boltzmann's constant	ثابت بولتزمان
Bound charge	شحنة مقيدة
Boundary conditions	شروط حدية
Boyle's law	قانون بويل
Bremsstrahlung	اشعاع التباطؤ
Brownian motion	الحركة البراونية
Bubble chamber	غرفة الفقاعات
Bulk energy	طاقة جسمية ، طاقة جسمية
Caloric	السيال الحراري
Calorie	السعر ، الكالوري
Calorimetry	قياس كمية الحرارة ، المسعرية
Camera	الكاميرا
Candella (cd)	الكانديلاً (كد)
Capacitance	المواسعة (السعة)
Capacitor	المواسع ، المكثف
Carnot Cycle	دورة كارنو
Carnot Engine	آلة كارنو
Cart and horse paradox	نقيضة العربة والحصان
Cathode rays	أشعة المهبط
Cathode - ray tube	انبوب أشعة المهبط
Celsius scale	مقياس (سَلْم) سِلْسِيوس

Cgs system of units	نظام الوحدات السغثي
Chance	المصادفة، العشوائية
Chaos and order	الفوضى والنظامية
Charge	الشحنة
Charge quantization	تكميم (تكمية) الشحنة
Charge conservation	حفظ (انحفاظ) الشحنة
Charge density	كثافة الشحنة
Charge multiplets	جسيمات متشابهة مختلفة الشحنة، متعددة شحنة
Charge - to - mass ratio	نسبة الشحنة الى الكتلة
Charle's law	قانون شارل
Circuits	دارات
Circular motion	حركة دائرية
Coefficient of thermal expansion	معامل التمدد الحراري
Coherence	التماسك ، التحالف
Coins and probabibty	القطع النقدية والاحتمال
Collisions	التصادمات
Compass	البوصلة
Compton wave length	طول كومتون الموجي
Concave mirrors	مرايا مقعرة
Conductivity	الموصلية
Conductors	الموصلات
Confined gas	غاز محصور
Conservation laws	قوانين الحفظ (الانحفاظ)
Conservative field	مجال حافظ

Coverging lens	عدسة مجمعة ، عدسة لامة
Conversion factors	معاملات التحويل
Convex mirror	مرآة محدبة
Corner reflectors	العاكسات القرنية (الزاوية)
Cosmic radiation	اشعاع كوني
Coulomb (c)	الكولوم (كل)
Coulomb's law	قانون كولوم
Critical angle	زاوية حرجة
Curl	لفّ ، لافّة
Current	تيار
Current unit	وحدة التيار
Current balance	ميزان التيار
Current density	كثافة التيار
Current loop	عروة تيار
Cyclical processes	عمليات دورية
Cyclotron	السيكلوترون
Cyclotron fequency	تواتر (تردد) - سيكلوتروني
Degrees of freedom	درجات حرية
Detectors	كاشفات
Diamagnetism	ديامغناطيسية
Diatomic gas	غاز ثنائي الذرة
Dielectric constant	ثابت الكهربية الثنائية ، ثابت الكهرومنفذية

Dielectrics	مواد كهربية ثنائية ، مواد كهرومنفذة
Difference of specific heats	فارق الحرارتين النوعيتين
Diffraction	الحيود
Diffraction by apertures	حيود الثقوب
Diffraction by a circular aperture	حيود ثقب دائري
Diffraction by a crystalline material	حيود مادة بلورية
Diffraction by a single slit	حيود شق منفرد
Diffraction by a double slit	حيود شق مزدوج
Diffraction by a straight edge	حيود الحافة المستقيمة
Diffraction grating	محزوز حيود
Diffraction pattern	نمط حيود
Diffusion	انتشار
Dimensional analysis	تحليل بعدي
Dimensional consistency	توافق بعدي
Dimensionless quantities	كميات لا بعدية
Dimensions	ابعاد
Diode	صمام ثنائي
Dipole	ثنائطي ، ثنائي قطبي
Dipole moment	عزم الثنائطي
Disorder	لانظامية
Disordersd energy	طاقة لانظامية ، طاقة غير مرتبة
Dispersion	تحليل ، تفريق ، فصل
Dispersive power	قدرة التحليل ، قدرة الفصل

Displacement current	تيار ازاحة
Dissipation of energy	تبديد الطاقة ، تبدد الطاقة
Divergence	تباعد
Divergent lens	عدسة مباعدة ، عدسة مفرقة
Double refraction	انكسار مزدوج
Double slit	شق مزدوج
Drag	انجرار
Drift velocity	سرعة الانسياب المتجهة
Earth magnetism	المغناطيسية الارضية
Efficiency	فعالية ، كفاءة
Electric charge	شحنة كهربائية
Electric dipole	ثنائطي كهربائي
Electric dipole moment	عزم ثنائي قطبي كهربائي
Electric Energy	طاقة كهربائية
Electric field	مجال كهربائي
Electric fluid	سائل كهربائي
Electric flux	دفق كهربائي ، فيض كهربائي
Electric force	قوة كهربائية
Electricity	الكهرباء
Electromagnet	مغناطيس كهربائي
Electromagnetic radiation	اشعاع كهرومغناطيسي
Electromagnetic spectrum	طيف كهرومغناطيسي

Electromagnetism	الكهرومغناطيسية
Electron microscope	الميكروسكوب الالكتروني ، المجهر الالكتروني
Electron spin	غزل الالكترون
Electron volt (ev)	الالكترون فولت (إف)
Electrostatic unit (e s u)	الوحدة الكهروستاتيكية (وك س)
Electromotive force (e m f)	القوة الدافعة الكهربائية (ق د ك)
Emission of radiation	انبعاث الاشعاع ، انبعاث الاشعاع
Energy conservation	حفظ (انحفاظ) الطاقة
Energy density	كثافة الطاقة
Energy flux	دفق الطاقة ، الدفع الطاقى ، الفيض الطاقى
Energy transfer	نقل الطاقة
Entropy	الانتروبيا
Entropy change	التغير فى الانتروبيا
Equipartition theorem	نظرية التقسيم المتساوي
Equipotential surface	سطح متساوي الجهد
Ether	الاثير
Expectation value	قيمة توقع
Experimental error	الخطأ التجريبي
Exponential decay	الاضمحلال الأسى ، الانحلال الأسى
Exponential decay of LR circuit	الاضمحلال الأسى لدائرة المحاثية - المقاومة
Exponential decay of RC circuit	الاضمحلال الأسى لدائرة المقاومة - المواسعة
Exponential function	دالة أسية ، اقتران أسى
Extensive variable	متغير ممتد
Eyeglasses	نظارة

f number	العدد ف
Fahrenheit scale	مقياس فهرنهايت
Farad (F)	الفاراد (ف)
Faraday's law of induction	قانون التحريض (الحث) لفارادي
Farsightedness	بعد نظر
Fermat's principle	مبدأ فرما، مبدأ فرمات
Ferromagnetism	الفرومغناطيسية
Fiber optics	بصريات الالياف
First law of thermodynamics	القانون الاول للديناميك الحراري
Flux	دفع
Focal distance	بعد بؤري
Force	قوة
Force of molecular collisions	قوة التصادم الجزيئي
Fraunhofer diffraction	حيود فرونهوفر
Free expansion	تمدد حر
Frequency	تواتر، تردد
Frequency of electromagnetic radiation	تواتر (تردد) الاشعاع الكهرومغناطيسي
Frequency of LC circuit	تواتر (دائرة) المحاثية - المواسعة
Fresnel diffraction	حيود فرنل
Friction	احتكاك
Fringes	أهداب
Frozen degrees of freedom	درجات حرية مجمدة
g-factor	العامل g

Galvanic cell	خلية غلفانية
Gas constant	ثابت الغاز
Gas thermometer	مقياس الحرارة الغازي
Gasoline engine	آلة الجازولين
Gauss (G)	الغاوس (غـ)
Gaussian surface	سطح غاوسي
Gauss's Law	قانون غاوس
Generator	مولد
Geometrical optics	البصريات الهندسية
Gradient of potential	تدرج الجهد، انحدار الجهد
Grating	محزوز
Gravitational field	مجال جاذبي
Gravitational flux	دفق جاذبي
Group velocity	سرعة زمرية، سرعة جمعية
Gyromagnetic ratio	النسبة الجيرومغناطيسية
Heat	الحرارة
Heat unit	وحدة الحرارة
Heat death	الموت الحراري
Heat engines	آلات حرارية
Heat flow	تدفق حراري
Heat of fusion	حرارة الانصهار
Heat of vaporization	حرارة التصعيد

Helical motion	حركة لولبية
Helmholtz coil	ملف هلمهولتز
Henry (H)	الهنري (هن)
Huygen's principle	مبدأ هيجنز
Ideal diatomic gas	غاز مثالي ثنائي الذرة
Ideal - gas law	قانون الغاز المثالي
Ideal gases	الغازات المثالية
Images	الصور ، الخيالات
Incoherence	اللاتماسك ، اللاتماسك
Index of refraction	معامل الانكسار
Induced charge	شحنة تحريضية ، شحنة تأثيرية ، شحنة محتثة
Inductance	المحاثية
Induction	الحث ، التحريض
Inductor	المحث ، الحاث
Insulators	مواد عازلة
Intensity of wave	شدة الموجة
Intensive variable	متغير مكثف
Interference	التداخل
Interference term	حد تداخل
Internal Energy	طاقة داخلية
Isolated systems	منظومات (نظم) منعزلة
Isothermal change	تغير متساوٍ في درجة الحرارة

Kilomole	الكيلومول
Kinetic Energy	طاقة حركة ، طاقة حركية
Kinetic theory	النظرية الحركية
Kirchhoff's rules	قواعد كيرتشفوف (كيركوف)
Klystron	الكلايسترون
LC circuit	دائرة المحاثية - المواسعة
LR circuit	دائرة المحاثية - المقاومة
Latent Heats	حرارات كامنة
Lenses	عدسات
Light spectrum	الطيف الضوئي ، الطيف المرئي
Light waves	امواج الضوء
Light pipes	أنابيب ضوئية
Line integrals	تكاملات خطية
lines of field	خطوط المجال
lines of field - sources & sinks	منايع ومصاب خطوط المجال
lines of force	خطوط القوة
liquefaction temperature	درجة حرارة التسييل
local action	فعل (تأثير) موضعي
longitudinal waves	امواج طولانية (طولية)
Lorentz force law	قانون قوة لورنتز
Magnetic bottle	الفاوورة المغناطيسية
Magnetic deflection	الحرف المغناطيسي

Magnetic dipole	الثنائقي المغناطيسي
Magnetic field	مجال مغناطيسي
Magnetic flux	دفق (فيض) مغناطيسي
Magnetic force	قوة مغناطيسية
Magnetic mirror	مرآة مغناطيسية
Magnetic moment	عزم مغناطيسي
Magnetic rigidity	قساوة مغناطيسية
magnetism	المغناطيسية
Magnetomotive force	القوة الدافعة المغناطيسية
Magnetron	المغنيطرون
Magnets	المغناطيسات (المغانط)
Magnification	تكبير
Maxwell - Boltzmann distribution	توزيع ماكسويل - بولتزمان
Maxwell's equations	معادلات ماكسويل
Maxwell's equation - differential form	الصيغة التفاضلية لمعادلات ماكسويل
Mechanical equivalent of heat	المكافئ الميكانيكي للحرارة
Melting	الانصهار
Melting temperature	درجة حرارة الانصهار
Michell	الميكيل
Microscope	مجهر، ميكروسكوب
Mirrors	المرايا
- concave	مرايا مقعرة
- convex	» محدبة
- parabolic	» القطع المكافئ

- plane	» مستوية
- spherical	» كروية
Mixing	مزج
Molar latent heat	حرارة كامنة مولية
Mole	المول
Molecular radiation	اشعاع جزيئي
Molecular speed	سرعة جزيئية
Molecular speed - average	متوسط السرعة الجزيئية
Molecular speed - mean square	متوسط مربع السرعة الجزيئية
Molecular speed - root mean square	جذر متوسط مربع السرعة الجزيئية (ج م م)
Molecular weight	الوزن الجزيئي
Monatomic gas	غاز أحادي الذرة
Monopole	قطب منفرد
Motor	محرك
Mutual inductance	المحاثية المتبادلة (التبادلية)
Mutual induction	الحث (التحريض) المتبادل
Newton's third law	قانون نيوتن الثالث
- for electric forces	قانون نيوتن الثالث للقوى الكهربائية
- for magnetic force	قانون نيوتن الثالث للقوى المغناطيسية
Nonequilibrium process	عملية لا توازنية
Nonpolar molecules	جزيئات لا قطبية
Nuclear radiation	اشعاع نووي

Ohm (Ω)	الأوم (Ω)
Ohm's law	قانون أوم
One - fluid theory	نظرية السيلال الواحد
Order of diffraction	رتبة الحيود
Ordered energy	طاقة مرتبة - طاقة نظامية
Oscillation in LC circuit	اهتزاز دائرة المحاثية - الموسعة
Oscilloscope	مرسمة الاهتزاز، راسمة الاهتزاز
PV diagram	مخطط الضغط - الحجم
Parallel circuit	دائرة توازي
Paramagnetism	البارامغناطيسية
Partial pressures	ضغوط جزئية
Particle theory of light	النظرية الجسيمية للضوء
Permeability	النفاذية، المنفذية
Permeability constant	ثابت النفاذية (المنفذية)
Permittivity	السماحية
Permittivity of free space	سماحية الخلاء التام
Perpetual motion	الحركة الدائبة
Perturbations	ترجافات
Phase change	تغير في الطور
Phase difference	فارق الطور
Phase difference of coherent waves	فارق الطول للامواج المتحالفة
Phase velocity	السرعة الطورية

Photon	الفوتون
Planck's constant	ثابت بلانك
Plane wave	موجة مستوية
Plasma	البلازما
Polar molecules	جزيئات قطبية
Polarization	استقطاب ، تقطب
Polarization - electrostatic	استقطاب كهروستاتيكي
Polarization of waves	استقطاب الامواج
Polarization - circular	استقطاب دائري
Polarizers	المستقطبات
Polarizers - microwave	مستقطبات الامواج المصغرة (الامواج الميكروية)
Pole strength	شدة القطب
Poles	الاقطاب
Potential	الجهد
Potential of charged sphere	جهد كرة مشحونة
Potential of point charge	جهد شحنة نقطية
Potential of uniform field	جهد مجال منتظم
Potential unit	وحدة جهد
Potential energy	طاقة وضع
Potential energy - electric	طاقة وضع كهربائية
Power	القدرة
Power for linear resistors	قدرة المقاومات الخطية
Power Plants	محطات القدرة (الطاقة)
Pressure of gas	ضغط الغاز

Pressure - volume relationship	علاقة الضغط والحجم
Pressure - volume relationship - adiabatic	علاقة الضغط والحجم الاديابتيكية
Prisms	الموشورات
Probability	الاحتمال
Probability of position	احتمال الموضع
Probability of energy	احتمال الطاقة
Probability - molecular	الاحتمال الجزيئي
Probability - relative	الاحتمال النسبي
Probability of speed	احتمال السرعة
Pyrometer	البايروميتر، المقياس الاشعاعي لدرجة الحرارة
q - E - B triangle	مثلث الشحنة - المجال الكهربائي - المجال المغناطيسي
Quantum energys	طاقات كم ، طاقات كوانتية
RC circuit	دائرة المقاومة - المواسعة
RC time constant	الثابت الزمني لدائرة المقاومة - المواسعة
RLC circuit	دائرة المقاومة - المحاثية - المواسعة
Radiation	اشعاع
Radio receiver	مستقبل راديوي
Radio waves	امواج راديوية
Radiometer	الراديوميتر، مقياس الاشعاع
Radius of curvature	نصف قطر التكور، نصف قطر التقوس
Radius of curvature in magncetic field	نصف قطر التقوس في المجال المغناطيسي
Rainbows	اقواس قزح

Randonmess	العشوائية
Rankine scale	مقياس رانكين
Ratio of specific heats	نسبة الحرارتين النوعيتين
Ray optics	بصريات شعاعية
Ray vector	متجه شعاعي
Real image	صورة حقيقية ، خيال حقيقي
Rectification	تقويم
Reflection	انعكاس
Refraction	انكسار
Refrigerators	ثلاجات
Relativistic momentum	زخم نسبي
Relativity of time	نسبية الزمن
Relay	ترحيل
Resistance	مقاومة
Resistance of parallel resistors	مقاومة مقاومات على التوازي
Resistance of series resistors	مقاومة مقاومات على التوالي
Resistors	مقاومات
Resistors - Nonlinear	مقاومات غير خطية
Resolving power	قدرة التبيين ، قدرة الفصل
Resolving power of microscope	قدرة تبيين المجهر
Resonance	رنين
Right-hand rule	قاعدة اليد اليمنى
Rocket exhaust	عادم الصاروخ
Rotation	دوران

Rotational Energy	طاقة دورانية
Rotational motion	حركة دورانية
Second Law of thermodynamics	قانون الديناميك الحراري الثاني
Self - induction	الحث (التحريض) الذاتي
Semiconductors	اشباه الموصلات ، انصاف الموصلات
Series circuit	دائرة توالٍ
Single - slit diffraction	حيود الشق الواحد
Snell's Law	قانون سنل
Solenoid	ملف لولبي
Sound	الصوت
Space	المكان، الفضاء
Space isotropy	تجانس المكان
Specific heat	حرارة نوعية
Specific heat at constamt pressure	الحرارة النوعية عند ضغط ثابت
Specific heat at constamt volume	الحرارة النوعية عند حجم ثابت
Spectral line	خط طيفي
Spectroscope grating	محزوز مكشاف الطيف
Spectroscope prism	موشور مكشاف الطيف
Spectrum	طيف
speed of light	سرعة الضوء
Speed of sound	سرعة الصوت
Spherical shell	قشرة كروية (غلاف كروي)
Spherical wave	موجة كروية

Square - wave generator	مولد الامواج المربعة
State of a system	حالة منظومة (نظام)
Statistical fluctuations	تأرجحات احصائية ، تذبذبات احصائية
Statistical mechanics	الميكانيك الاحصائي ، الميكانيكا الاحصائية
Stat volt	الفولت الساكن
Submicroscopic definition	تعريف دون المجهرى
Superposition	تراكب، تحميل
Superposition of magnetic fields	تراكب المجالات المغناطيسية
Superposition of waves	تراكب الامواج
Surface integral	تكاملى سطحي
Susceptibility	التأثرية ، التأثيرية
Telegraphy	التلغرافية
Television radiation	اشعاع تليفزيونى
Temperature	درجة الحرارة
Temperature - absolute	درجة الحرارة المطلقة
Temperature scales	مقاييس (موازين) درجة الحرارة
Tesla (T)	التسلا (تسم)
Thermal energy	طاقة حرارية
Thermal equilibrium	توازن حراري
Thermal pollution	تلوث حراري
Thermistor	مقاومة حرارية
Thermodynamic temperature scale	مقياس درجة الحرارة الديناميكي الحراري
Thermodynamics	الديناميك الحراري ، الديناميكا الحرارية ، الترموديناميكا

Thermometer	مقياس (ميزان) حراري
Thermometer - calibration	معايرة (تدريج) ميزان حراري
Time	الزمن ، الزمان
Time - reversal invariance	لا متغيرة عكس الزمان
Torque	عزم التدوير
Torsion balance	ميزان لي
Total internal reflection	الانعكاس الداخلي الكلي
Transversality	عرضانية
Triode	صمام ثلاثي
Triple point of water	النقطة الثلاثية للماء
Two - fluid theory	نظرية السائلين
Two - slit interference	تداخل الشقين
UHF radiation	اشعاع التواتر فوق العالي
Unavailable energy	طاقة غير متاحة
VHF radiation	اشعاع التواتر العالي جداً
Vacuum Tubes	انابيب الخلاء
Virtual image	صورة وهمية ، خيال وهمي
Volt (V)	الفولت (ف)
Voltage	الفولطية
Water hammer	مطرقة مائية
Wave equation	معادلة الموجة

Wave theory of light

النظرية الموجية للضوء

Weber (wb)

القيبر (قَب)

Wheatstone bridge

قنطرة ويٲسون

Width of probability curve

عرض المنحنى الاحتمالي

Width of spectral line

عرض الخط الطيفي

Work

الشغل

X rays

الاشعة السينية

Zeroth law of thermodynamics

القانون الصفري للديناميكا الحرارية