



جامعة الشهيد الشيخ العربي التبسي - تبسة

كلية العلوم الدقيقة وعلوم الطبيعة والحياة

قسم علوم المادة

مطبوعة دروس في مادة



الديناميكا الحرارية

مخصص لطلبة سنة ثانية ليسانس فيزياء



الأستاذ: د. محمد أمين طق

2023-2024

في هذه السلسلة العلمية، يسرني أن أقدم لطلابي الأعداء مادة ترموديناميكا، والتي تعتبر من أهم فروع الفيزياء وأكثرها تطبيقاً في الحياة العملية. تأتي دراسة الترموديناميكا لتفسير سلوك الأنظمة وتحويلات الطاقة فيها، وتلعب دوراً حيوياً في فهم العمليات الحرارية وتطبيقاتها المتعددة.

تهدف هذه السلسلة إلى تزويد الطلاب بالمفاهيم الأساسية في الترموديناميكا، وتقديم الأدوات اللازمة لفهم وتحليل الظواهر الحرارية المعقدة. يتمحور المحتوى حول القوانين والمفاهيم الرئيسية، مع التركيز على التطبيقات العملية والمشكلات الحقيقية التي تواجهنا في الحياة اليومية وفي مختلف المجالات الهندسية والعلمية.

هذه المطبوعة مخصصة لطلبة السنة الثانية ليسانس فيزياء، كما انه يمكن للطلبة المهتمين بالترموديناميك الاطلاع عليها.

أتمنى أن تكون هذه السلسلة مفيدة ومثمرة للطلاب، وأن تساهم في توسيع أفقهم العلمي وتطوير مهاراتهم في فهم وتطبيق مبادئ الترموديناميكا.

الفهرس

الفصل الأول: مراجعة في اساسيات الترموديناميك

الأنظمة المجهرية (microscopique) و الجهرية أو العيانية (macroscopique)

أساسيات الترموديناميك

العمل

كمية الحرارة

الطاقة الداخلية

التوازن الترموديناميكي

العمليات التلقائية

الأنتروبيا

قوانين الترموديناميك

القانون الصفري في الترموديناميك

القانون الأول في الترموديناميك (قانون انحفاظ الطاقة)

القانون الثاني في الترموديناميك

القانون الثالث في الترموديناميك

العمليات الترموديناميكية

التحول متساوي الحجم **isochore**

التحول متساوي الضغط **isobare**

التحول متساوي الحرارة **isotherme**

التحول الكظوم **adiabatique**

الفصل الثاني النقل الحراري

الطرق الثلاثة للنقل الحراري

التوصيل الحراري (Conduction thermique)

النقل الحراري بواسطة الحمل (Convection)

النقل الحراري بواسطة الاشعاع (Rayonnement)

الفصل الثالث النظرية الحركية للغازات

الحركة العشوائية للغازات

دالة التوزيع

متوسط المشي الحر

التوصيل الحراري

وسائل النقل الأخرى

الفصل الأول: مراجعة في أساسيات الترموديناميك

الترموديناميك أو الديناميكا الحرارية (Thermodynamique) هو أحد فروع الفيزياء الذي يدرس خواص انتقال الشكل الحراري للطاقة وتحولاته إلى أوجه أخرى منها، مثل تحول الطاقة الحرارية إلى طاقة ميكانيكية مثلما في محرك احتراق داخلي والآلة البخارية، أو تحول الطاقة الحرارية إلى طاقة كهربائية مثلما في محطات القوى، وتحول الطاقة الحركية إلى طاقة كهربائية كما في توليد الكهرباء من السدود والأنهار. وقد تطورت أساسيات علم الترموديناميك بدراسة تغيرات الحجم والضغط ودرجة الحرارة في الآلة البخارية.

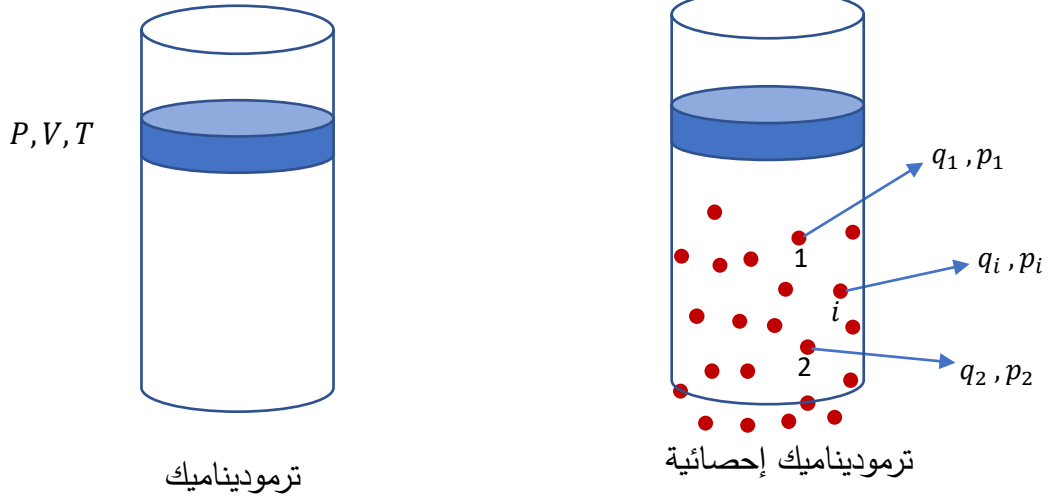
1. الأنظمة المجهرية (microscopique) و الجهرية أو العيانية (macroscopique)

من المفيد التمييز بين الأحجام المختلفة للأنظمة التي سنقوم بدراستها.

نقول أن النظام مجهري إذا كان تقريبًا ذا أبعاد جزيئية أو ذرية أو أصغر، بينما النظام الجهري عندما يكون كبيرًا بما يكفي ليكون مرئيًا بالمعنى العادي.

فعند دراسة غاز موجود في أسطوانة مغلقة بمكبس (شكل 1) مثلًا فإننا يمكننا بالعين المجردة (دون تدخل المجهز) ملاحظة موضع المكبس ويمكن من هنا قياس حجم هذا الغاز V وكذلك حساب حرارته T والضغط المسلط عليه P وهذا ما يسمى نظام جهري ويمكن تطبيق الميكانيك أو الترموديناميك الكلاسيكية لدراستها، بينما عندما نقوم النظر إليها بواسطة المجهز فإننا نلاحظ آلاف ملايين الجزيئات التي تتحرك وتتفاعل فيما بينها، فعندما ندرس كل الكتلون i مثلًا على حدة فإننا نصفه في الميكانيك التحليلية بموضعه q_i وبكمية حركته p_i ، إذن نحتاج هنا إلى حل آلاف الملايين من معادلات لاغرانج وهذا مستحيل. لذلك فدراسة هذه الأنظمة الميكروسكوبية سوف نستخدم طرق إحصائية مثل السرعة المتوسطة والتوزيعات الإحصائية، لذلك يوجد فرع خاص في الفيزياء يسمى الترموديناميك الإحصائية أو الفيزياء الإحصائية مخصص لدراسة هذه الأنظمة المجهرية الميكروسكوبية.

كخلاصة لما سبق فإن الأنظمة الجهرية مخصصة لدراسة الظواهر العينية مثل الحجم والضغط والحرارة التيار الكهربائي... أما الأنظمة الميكروسكوبية فهي مخصصة لدراسة خواص المادة



لذلك نهتم في دراستنا على الأنظمة الجهرية فقط أو ما يعرف بالترموديناميك الكلاسيكية

2. أساسيات الترموديناميك

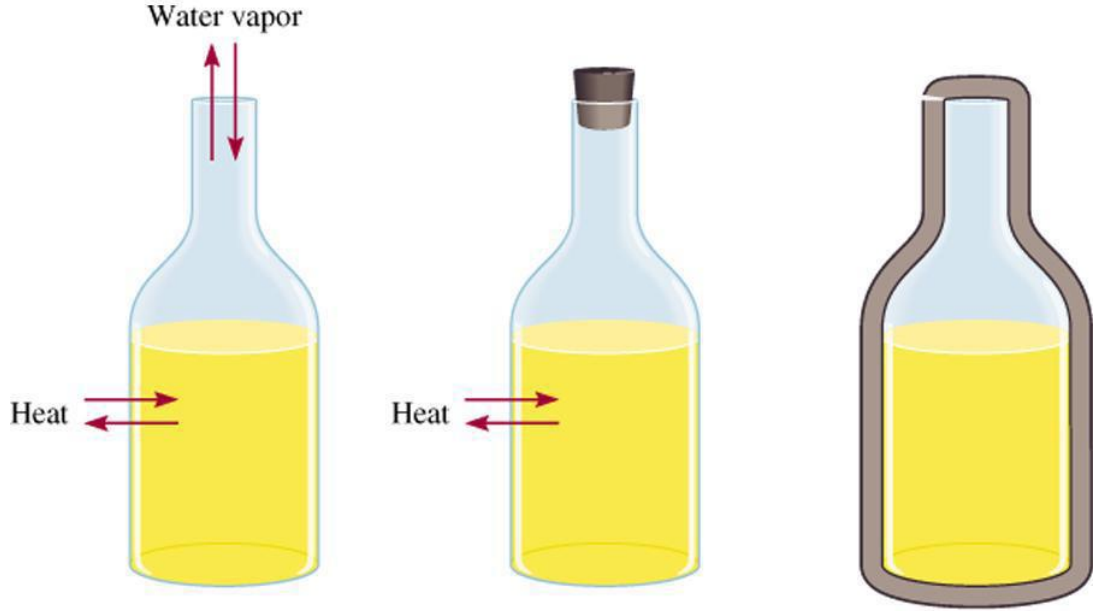
1.2. أنواع الأنظمة في الترموديناميك

قسمت الأنظمة إلى عدة أنواع:

أ/ النظام المفتوح (Système ouvert): هو النظام الذي يسمح بتبادل كل من المادة والطاقة بين النظام والوسط المحيط.

ب/ النظام المغلق (Système fermé): هو الذي يسمح بتبادل الطاقة فقط بين النظام والوسط المحيط على صورة حرارة أو عمل.

ج/ النظام المعزول (Système isolé): هو الذي لا يسمح بانتقال أي من الطاقة والمادة بين النظام والوسط المحيط.



د/النظام المكظوم: هو الذي لا يمكنه تبادل المادة والحرارة مع الوسط المحيط بأي شكل من الأشكال أو بتعبير آخر فإنه يمكن تبادل أنواع أخرى من الطاقة عدا الحرارة.

2.2. العمل

عند تطبيق قوة F على جسم فإن الطاقة اللازمة لانتقاله مسافة dx تسمى العمل، وتعرف بالعلاقة:

$$\delta W = -F \cdot dx$$

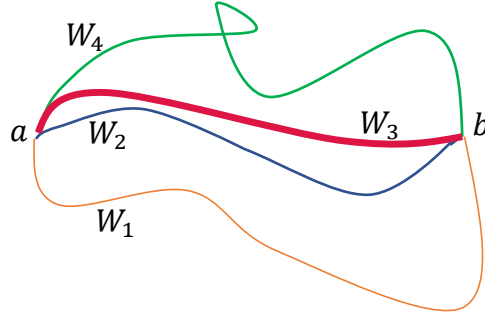
هنا يجب الانتباه الى أننا وضعنا الاشتقاق العنصري δW بدلاً من الاشتقاق الكلي dW وهذا لأن العمل

ليس دالة حالة أي أنه غير مرتبط ببداية الحالة ونهاية الحالة فقط لكن مرتبط بالمسار المتبع dx .

لأن الجسم عند انتقاله من موضع a الى موضع b فإنه ممكن أن يتبع عدت مسارات ولكل مسار عمل

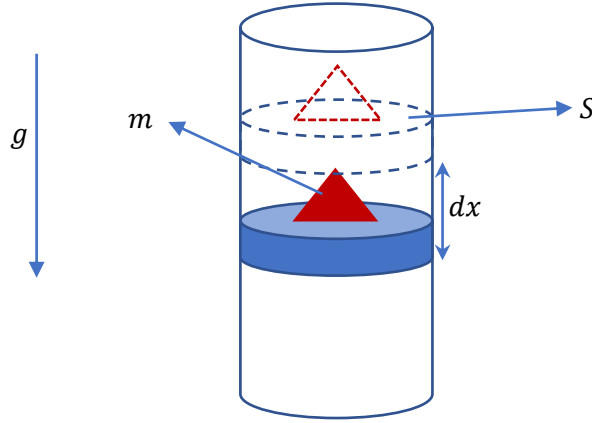
مبدول معين (أو طاقة معينة)، وعندما يكون النظام في حالة تلقائية فإن المسار الذي يجب أن يتبعه هو

المسار الذي لا يخسر فيه طاقة كبيرة (وهذا ما يعرف بمبدأ الفعل الأدنى).



أي أن $W_{a \rightarrow b} \neq \Delta W$ او $W_{a \rightarrow b} \neq W_b - W_a$

فعند وضع كتلة معينة على المكبس (شكل 2) فإن ذلك يؤدي الى انضغاط الغاز تحت تأثير قوة الثقل.



حيث أن قوة الثقل $F = mg$ تكون موزعة بانتظام على سطح المكبس S ، حيث نسمي المقدار:

$$P = \frac{F}{S}$$

بالضغط المسلط على المادة، لذلك فإن مما سبق

$$\delta W = -P \cdot S \cdot dx$$

المقدار $dV = S \cdot dx$ هو حجم الغاز المضغوط، إذن:

$$\delta W = -P \cdot dV$$

وهي تمثل العلاقة بين الضغط والحجم وهي المقادير العينية للنظام الترموديناميكي، فعندما يكون انضغاط $dV < 0$ فإنه يكون هناك ربح في العمل $\delta W > 0$ وبذلك فإن النظام يتلقى طاقة خارجية. وعندما يكون تمدد في الغاز $dV > 0$ فيكون هناك خسارة في العمل $\delta W < 0$ وبذلك فالنظام يخسر طاقة من أجل تمديد الغاز.

3.2. كمية الحرارة

الحرارة هي كمية الطاقة التي تتدفق تلقائيًا من جسم إلى آخر بسبب اختلاف درجات الحرارة وهي شكل من أشكال الطاقة، لكنها طاقة عابرة ليست من خصائص النظام. وتقاس بالجول.

ممكن أن تنتج كمية الحرارة هذه من تسخين الجسم من درجة حرارة T_1 إلى T_2 . أو تنتج نتيجة احتكاك جسم أو أثناء مرور تيار كهربائي في وشيعة أو تنتج عن عمل مبذول. كمية الحرارة مرتبطة بالتغير في درجة حرارة الجسم دائما. نرمز لها δQ .

4.2. الطاقة الداخلية

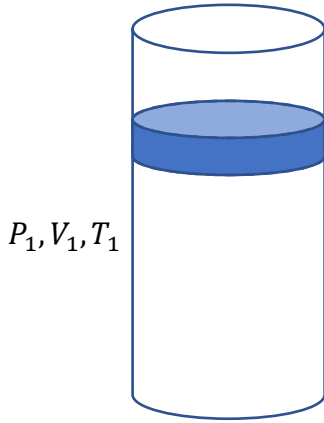
في الديناميكا الحرارية (L'énergie interne) الطاقة الداخلية هي الطاقة الحركية الناتجة عن حركة الجزيئات في المادة سواء كانت حركة انتقالية أو دورانية أو اهتزازية، وكذلك طاقة الوضع الناتجة عن الحركة الاهتزازية، والطاقة الكهربائية للذرات المكونة للجزيئات أو البلورات. وتشمل الطاقة الداخلية أيضا على الطاقة المخزونة في الترابط الكيميائي، وطاقة الإلكترونات الحرة في الموصلات والمعادن. كما يمكن حساب الطاقة الداخلية للإشعاع الكهرومغناطيسي الصادر من الجسم فهو طاقة خارجة من داخله، وكذلك إشعاع الجسم الأسود.

يرمز لهذه الطاقة بالرمز U .

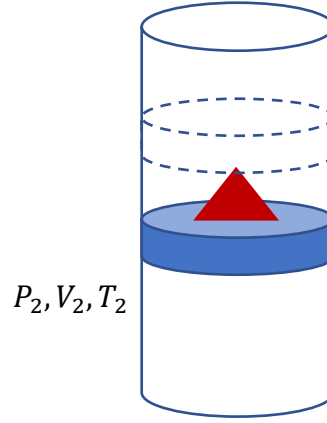
5.2. التوازن الترموديناميكي

التوازن الترموديناميكي هو الحالة التي يكون فيها النظام متوازن كلي، أي عندما يكون في حالة توازن حراري وتوازن ميكانيكي (حركي) فلا يحدث فيه انتقال للمادة أو انتقال للطاقة ولا يحدث فيه تطور للمادة ولا تحدث فيه قوى دافعة. فالنظام الذي في حالة توازن ترموديناميكي لا يؤثر فيه أي تغير عندما يكون معزولا عن الوسط المحيط به.

يمكن للنظام الانتقال من حالة توازن ترموديناميكي إلى حالة توازن ترموديناميكي أخرى، فمثلا عندما يكون غاز موجود في أسطوانة مغلقة بمكبس (شكل) فهو في وضع توازن ترموديناميكي حيث تكون متغيرات الحالة هي P_1, V_1, T_1 ، وعند وضع كتلة على المكبس فهذا يؤدي إلى انضغاط الغاز وبعد مدة زمنية قصيرة نلاحظ أن المكبس لا يتحرك ويصبح النظام في هذه الحالة في حالة توازن ترموديناميكي ثانية وتتغير متغيرات الحالة إلى P_2, V_2, T_2 .



توازن ترموديناميكي 1



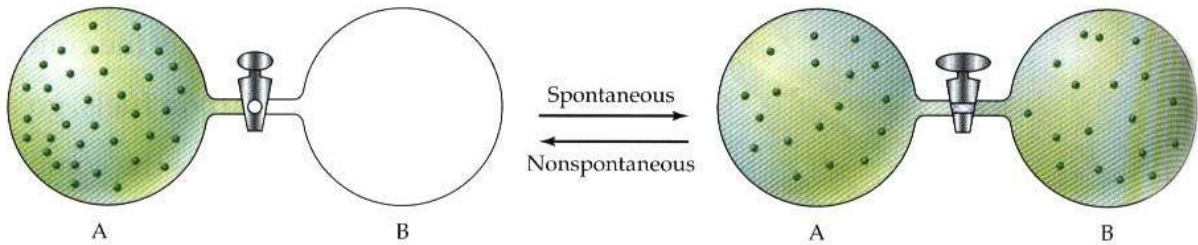
توازن ترموديناميكي 2

في الحقيقة التغير من حالة توازن ترموديناميكي الى حالة توازن أخرى يكون بعد مدة زمنية وأثناء هذه المدة نقول ان النظام في حالة غير متوازنة ترموديناميكاً.

6.2. العمليات التلقائية

هي العملية الفيزيائية أو الكيميائية التي يمكن أن تحدث من تلقاء نفسها عند ظروف معينة دون تأثير من أي عامل خارجي، كأمثلة للعمليات التلقائية نجد:

- انتقال الحرارة من جسم حار الى جسم بارد، ولكن عكس ذلك لا يحدث تلقائياً أبداً؛
- تتدرج الأجسام من المواقع المرتفعة الى المنخفضة ولكنها لا يمكن أن تصعد الى المواقع المرتفعة تلقائياً؛
- ذوبان السكر في القهوة تلقائياً ولكن السكر المذاب لا يتجمع تلقائياً في شكله الابتدائي؛
- مرور التيار الكهربائي من الجهد العالي الى الجهد المنخفض؛
- تتمدد الغازات من الضغط العالي الى الضغط المنخفض. كذلك يتمدد الغاز تلقائياً في الإناء المفرغ من الهواء، والعملية العكسية لهذه العملية لا تحدث تلقائياً.



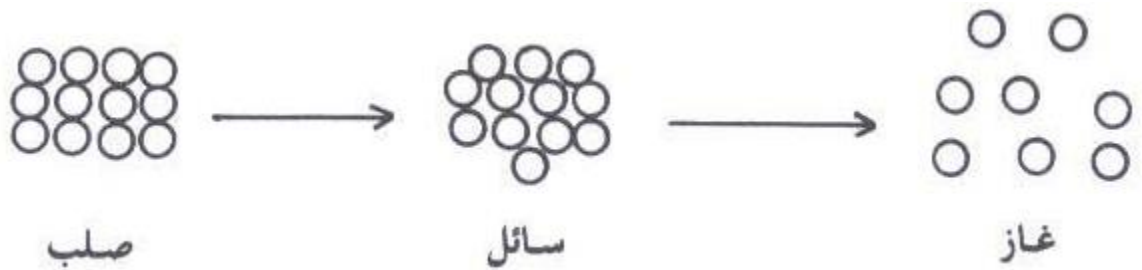
وللإجابة عن السبب الذي يجعل العمليات تحدث تلقائياً هو افتراض أن العمليات التلقائية هي تلك العمليات التي يرافقها انخفاض في طاقة النظام للوصول إلى وضع أقل في الطاقة (أكثر استقراراً) أي أن طاقة النواتج أقل من طاقة المتفاعلات.

7.2. الأنتروبيا

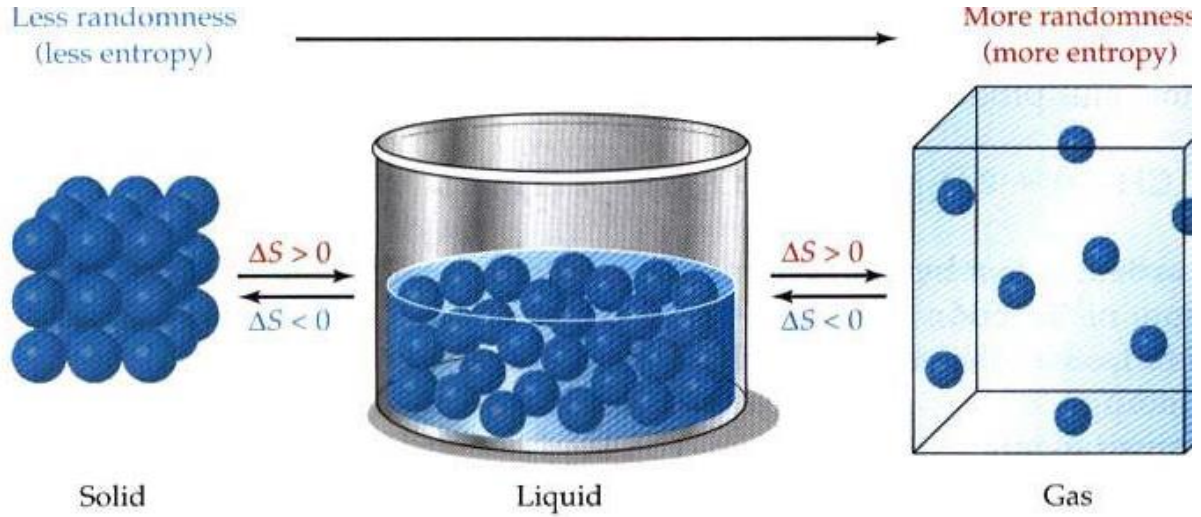
الأنتروبيا S هو مقياس مباشر لخاصية عدم الانتظام أو درجة الفوضى (العشوائية) بين الجسيمات (أيونات، ذرات أو جزيئات) المكونة للنظام أو باختصار الأنتروبيا هو: مقياس للعشوائية (مقياس لعدم الانتظام).

فالأنتروبيا تصف الى أي مدى تصل درجة الفوضى وعدم انتظام جسيمات وتشتت الطاقة المصاحبة لهذه الجسيمات، وكلما كان الانتظام قليلاً في النظام (العشوائية أكبر) كلما كانت قيمة الأنتروبيا كبيرة، وكلما كان النظام أكثر انتظاماً (أقل عشوائية) كلما كانت قيمة الأنتروبيا صغيرة.

فمثلاً فحالة الجسم الصلب تكون الأنتروبيا أقل ما يمكن ولكن عند تسخين الجسم الصلب فإن الأنتروبيا تزداد لأن الفوضى ازدادت ويتحول الجسم الصلب الى سائل، وهكذا عندما يتحول السائل الى غاز فإنه يؤدي الى زيادة الفوضى وتحول السائل الى غاز (شكل)



$$S_S < S_L < S_g$$



كذلك الأنتروبيا هي دالة للحالة (أي أنها تعتمد على الحالة الابتدائية والحالة النهائية للنظام ولا يعتمد على المسار الذي يسلكه النظام)، $\Delta S = S_f - S_i$.

3. قوانين الترموديناميك

1.3 القانون الصفري في الترموديناميك

ينص على أنه إذا تواجد نظامان في حالة اتزان مع نظام ثالث فإن النظامين يكونان في حالة اتزان مع بعضيهما.

2.3 القانون الأول في الترموديناميك (قانون انحفاظ الطاقة)

مبدأ انحفاظ الطاقة: ينص مبدأ انحفاظ الطاقة على أن الطاقة لا تفنى ولا تستحدث وإنما تتحول من شكل إلى آخر. فمثلاً نأخذ مثال السقوط الحر للجسم من ارتفاع h ، فإن طاقته الميكانيكية في اللحظة الابتدائية تساوي إلى الطاقة الكامنة أي $E_1 = E_p = mgh$ وعند وصول الجسم إلى الأرض فإن طاقته الميكانيكية تساوي إلى الطاقة الحركية العظمى أي $E_2 = E_c = \frac{1}{2}mv^2$ وإذا كانت الجملة معزولة فإن الطاقة تبقى محفوظة $E_1 = E_2$ ، إذن من هنا نستنتج أن الطاقة تبقى محفوظة في الجملة المعزولة ولكن فقط تحولت من طاقة كامنة إلى طاقة حركية.

ويمكن صياغة القانون الأول في الديناميكا الحرارية على أن التغير في الطاقة الداخلية ΔU هو مجموع

الحرارة Q التي يكتسبها النظام والشغل W الذي يؤديه النظام

نعبر عنها بالصيغة

$$\Delta U = Q + W$$

وهذا هو التعبير الرياضي للقانون الأول في الترموديناميك كما أنها صيغة قانون حفظ الطاقة. هذه العلاقة

صحيحة بالنسبة لجميع التغيرات في الحالة التي تتضمن حرارة وشغل كما يجب الحرص على الإشارات

أثناء التعامل بهذه العلاقة

$$dU = \delta Q + \delta W$$

مثلا في حالة غاز محصور في مكبس، فعندما نمده بحرارة من الخارج $\delta Q > 0$ (ربح في الطاقة على

شكل كمية حرارة) فإن هذا الغاز يتمدد، ويدفع المكبس ويؤدي الى عمل $\delta W < 0$ (خسارة في الطاقة

على شكل عمل)، والعكس صحيح فعندما نقوم بالضغط على صمام الغاز بقوة خارجية فإنه يؤدي الى

انضغاط في الغاز وهنا نكتسب عمل ناتج من ضغط خارجي $\delta W > 0$ (ربح في الطاقة على شكل عمل)

وهذا يؤدي تدفق كمية من الحرارة خارجة من النظام $\delta Q < 0$ (خسارة في الطاقة على شكل حرارة).

3.3 القانون الثاني في الترموديناميك

وينص القانون الثاني وفقا للأنتروبيا على:

كل تغير تلقائي لا بد وأن ترافقه زيادة في الأنتروبيا وتبقى ثابتة في حالة التوازن، أو تمر بحالة انعكاسية.

أو بعبارة أخرى: عندما يتم أي تغير تلقائي في نظام معين تكون هناك زيادة في أنتروبيا الكون.

أي أن العملية الطبيعية تسير في اتجاه واحد وليست انعكاسية

4.3. القانون الثالث في الترموديناميك

"من المستحيل تبريد نظام إلى درجة الصفر المطلق $T = 0 K$.

هذا القانون يحدد درجة الصفر المطلق كحد طبيعي لا يمكن تعديها إلى أقل منها. حقيقة أنه يمكن بأداء عمل كبير الاقتراب من درجة الصفر المطلقة، مثلما يحدث عند دراسة الميوعة الفائقة للهيليوم-3 حيث تصل درجته الحرجة للميوعة الفائقة عند 0.0026 كلفن ، إلا أنه من المستحيل التبريد حتى درجة الصفر.

4. العمليات الترموديناميكية

هي العمليات المصحوبة بتغيير في قيمة مقدار أو أكثر ترموديناميكي مثل الضغط، التركيز، درجة الحرارة، الطاقة الداخلية، الانتروبيا يحدث التغير في حالة النظام عند ظروف مختلفة، نلخصها في الآتي:

1.4. التحول متساوي الحجم isochore

أي العملية التي تحدث عند حجم ثابت ، أي أن $dV = 0$ إذن عمل القوى الضغط الخارجي معدوم $W = 0$ ، وهذا معناه أن $dU = \delta Q$ ، بفرض أن وصف الحالة من خلال المتغيرات V, P, T وأن هذه المتغيرات مرتبطة فيما بينها أي $f(P, V, T) = 0$ ، عندها يكفي متحولان فقط لكتابة عبارة الطاقة الداخلية، لنختار T, V ومنه

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT$$

نسمي المقدار $C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$ بالسعة الحرارية للجذلة عند حجم ثابت. أي أن:

$$dU = \delta Q = C_v dT$$

2.4. التحول متساوي الضغط isobare

هي العملية التي تحدث عند ضغط ثابت، أي أن $P = P_{ext} = Cst$ ، ومنه العمل يكتب من الشكل:

$$\delta W = -PdV \Rightarrow W = -P(V_f - V_i)$$

لدينا أن

$$dU = -PdV + \delta Q \Rightarrow dU + PdV + VdP - VdP = \delta Q$$

أي أن

$$dU + d(VP) = \delta Q \Rightarrow d(U + VP) = \delta Q$$

يسمى مقدار الحالة $H = U + VP$ بالانتالبي

أي أن

$$dH = \delta Q$$

وبفرض أن متغيرات الحالة مرتبطة فيما بينها أي $f(P, V, T) = 0$ ، عندها يكفي متحولان فقط لكتابة

عبارة الطاقة الداخلية، لنختار T, P أي أن

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T dP + \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P dT = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P dT$$

نعرف المقدار $C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P$ بالسعة الحرارية عند ضغط ثابت ومنه

$$dH = \delta Q = C_p dT$$

3.4. التحول متساوي الحرارة isotherme

هي العملية التي تحدث عند ثبات الحرارة، بناء على ذلك يحدث ثبات الطاقة الداخلية

$$dU = 0 \Rightarrow \delta Q + \delta W = 0$$

4.4. التحول الكظوم adiabatique

هي التي لا يفقد النظام أو يكتسب خلالها طاقة حرارية من الوسط أي

$$\delta Q = 0$$

5.4. التحولات الترموديناميكية في حالة الغاز المثالي

تعرف حالة الغاز المثالي بالعلاقة

$$PV = nRT$$

في هذه الحالة تكون الطاقة الداخلية والانتالبي متعلقة فقط بدرجة الحرارة، أي أن:

$$dU = C_v dT$$

$$H = U + PV = U(T) + nRT$$

علاقة ماير

$$H = U + nRT \Rightarrow \frac{dH}{dT} = \frac{dU}{dT} + nR$$

$$C_p - C_v = nR$$

في حالة تحول كظوم فإن

$$C_v dT = -PdV \Rightarrow PV^{\frac{C_p}{C_v}} = Cst$$

عمليات الديناميكية الحرارية

1-8-1 تعريفات

تتغير خصائص نظام معزول مع الزمن. إذا كان هناك فروق في درجة الحرارة بين أجزاء النظام، فإن درجة الحرارة تصبح متساوية في جميع نقاط النظام بعد فترة من الزمن، ونقول إن النظام وصل إلى حالة الاتزان الحراري.

النظام المعزول

النظام المعزول هو نظام لا يُسمح له بتبادل الطاقة مع بيئته، سواء كانت طاقة حرارية أو ميكانيكية. تعتبر الأنظمة المعزولة مفيدة لدراسة العمليات التي تحدث بعيداً عن التأثيرات الخارجية، حيث لا يمكن للنظام أن يكتسب أو يفقد حرارة من أو إلى بيئته.

عندما تحدث التغيرات في النظام المعزول، يميل النظام إلى الوصول إلى حالة من الاتزان الحراري. في هذه الحالة، تصبح الخصائص مثل درجة الحرارة ثابتة في جميع أجزاء النظام. أي تدرج حراري في النظام يتم القضاء عليه مع مرور الوقت، مما يجعله في حالة من الاتزان الحراري.

العمليات شبه الساكنة (Quasistatic Process)

لعمليات شبه الساكنة هي تلك التي يبتعد فيها النظام عن حالة الاتزان الحراري بشكل تدريجي وبتغيرات صغيرة. تُعتبر هذه العمليات سلسلة من حالات الاتزان الحراري التدريجية حيث يتم تحقيق التوازن في كل خطوة صغيرة من التغيير. فبسبب بطء المعدل الذي تتحقق به التغيرات، يتم تقليل تأثيرات عدم التوازن، مما يتيح للنظام أن يتفاعل مع البيئة ويصل إلى حالة جديدة من الاتزان.

أحد الأمثلة على العمليات شبه الساكنة هو حركة المكابس في المحركات، حيث يتم دفع المكبس ببطء شديد بما يكفي للسماح بنقل الحرارة والتوصيل الحراري لضمان تحقيق الاتزان المحلي في كل مرحلة.

- هي العمليات التي يبتعد فيها النظام بمقادير لا متناهية في الصغر عن وضع الاتزان.
- يمكن اعتبار العملية شبه الساكنة كسلسلة من حالات الاتزان الحراري.

العمليات غير الساكنة (Nonelastic Process)

في المقابل، العمليات غير الساكنة تحدث عندما يبتعد النظام بشكل ملحوظ عن حالة الاتزان الحراري بسبب التغيرات السريعة. في هذه الحالات، غالبًا ما تكون التغيرات أسرع من أن يسمح النظام بحدوث التفاعل الحراري الكافي أو الانتشار الكافي للحرارة لتحقيق الاتزان.

أحد الأمثلة الشائعة على العمليات غير الساكنة هو حركة المكبس في محركات الاحتراق الداخلي، حيث يتم ضغط المكبس بشكل مفاجئ مما يؤدي إلى تغييرات ملحوظة في الضغط ودرجة الحرارة والكثافة. في هذه الحالات، يكون التوازن الحراري غير متوفر، مما يعني أن النظام يبتعد عن حالة الاتزان.

مثال:

إذا كان لدينا غاز محصور في أسطوانة مزودة بمكبس متحرك (مثل محركات الاحتراق الداخلي). عندما يتم ضغط المكبس فجأة، تتغير الخصائص الثلاث (درجة الحرارة، الضغط، الكثافة) بكمية ملحوظة، مما يجعل العملية غير ساكنة.

في المقابل، إذا تم ضغط المكبس ببطء، فإن تأثير انتشار الموجة والتوصيل الحراري يجعل النظام في حالة اتزان حراري أو ميكانيكي، وبالتالي تكون العملية شبه ساكنة.

مثال آخر

- إذا تم تسخين نظام من درجة حرارة T_1 إلى درجة حرارة T_2 بواسطة محيط غير عازل للحرارة:

- النقاط الخارجية للنظام ستسخن بسرعة أكبر من النقاط الداخلية.
- في هذه الحالة، لا يمكن القول إن النظام خضع لعملية تمر عبر سلسلة من حالات الاتزان الديناميكي الحراري، لذا تكون العملية غير ساكنة.

- إذا تم تسخين المحيط ببطء بحيث تكون زيادة درجة الحرارة صغيرة جدًا، تصبح العملية شبه ساكنة

أنواع العمليات الديناميكية الحرارية

1. العملية عند حجم ثابت (Isochoric) أو (Isovolumic):

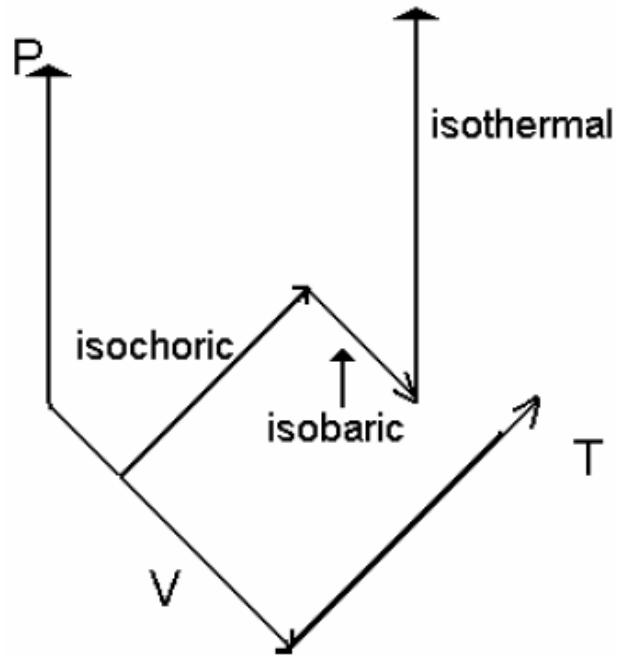
العملية التي يتم فيها الحفاظ على الحجم ثابتًا.

2. العملية عند ضغط ثابت: (Isobaric)

العملية التي يتم فيها الحفاظ على الضغط ثابتًا.

3. العملية عند درجة حرارة ثابتة: (Isothermal)

العملية التي يتم فيها الحفاظ على درجة الحرارة ثابتة.



الشكل 1-9:

يمثل الرسم البياني في نظام إحداثيات ثلاثي الأبعاد عملية أيزوجمية متبوعة بعملية أيزوبارية، ثم عملية أيزوحرارية.

1-8-2 العمليات الأديباتية (Adiabatic Processes)

العملية الأديباتية هي العملية التي لا يحدث فيها انتقال للحرارة بين النظام وبيئته. بمعنى آخر، لا تدخل أو تخرج الحرارة من النظام. يمكن اعتبار معظم العمليات، مثل المكابس في محركات الاحتراق الداخلي، شبه أديباتية لأنها تحدث خلال فترة زمنية قصيرة جداً، بحيث يمكن إهمال انتقال الحرارة مقارنة بالعمل الذي يتم تنفيذه.

تُفرض العمليات الأديباتية من خلال التحكم في البيئة الخارجية بحيث تظل درجة الحرارة ثابتة، مما يمنع انتقال الحرارة بين النظام وبيئته. تُستخدم العمليات الأديباتية لدراسة الموجات الصوتية وسلوك الغازات في الظروف المختلفة.

- تُعرف العملية التي يخضع لها نظام أديباتي بـ"العملية الأديباتية".
- معظم العمليات، مثل حركة المكبس في آلة الاحتراق الداخلي، تعتبر شبه أديباتية لأنها تحدث خلال فترة قصيرة جدًا بحيث لا يحدث انتقال للحرارة بين النظام ومحيطه.
- يمكن إجبار العملية على أن تكون أديباتية عبر التحكم في حرارة المحيط بحيث تظل درجة حرارته ثابتة.

1-8-3 العمليات القابلة للعكس وغير القابلة للعكس

العمليات القابلة للعكس هي تلك التي يمكن عكس اتجاهها دون فقدان الطاقة أو زيادة الانتروبيا. تحدث هذه العمليات فقط تحت ظروف معينة، مثل عندما يتم تنفيذ العملية ببطء يسمح بتفاعل النظام مع البيئة والعودة إلى حالته الأصلية دون تغييرات دائمة.

العمليات غير القابلة للعكس، في المقابل، تحدث عندما تبتعد عملية النظام بشكل دائم عن حالة الاتزان. إحدى الحالات التي تكون فيها العملية غير قابلة للعكس هي عندما تنتقل الحرارة من منطقة ذات درجة حرارة أعلى إلى منطقة ذات درجة حرارة أقل، مما يزيد من الانتروبيا بشكل دائم.

جميع العمليات المنعكسة تكون شبه ساكنة، ولكن العكس ليس صحيحًا دائمًا، حيث يمكن للعمليات غير القابلة للعكس أن تكون سريعة بشكل يؤدي إلى فقدان الطاقة. قانون الانتروبيا الثاني ينص على أن العمليات الطبيعية تحدث في اتجاه زيادة الانتروبيا، مما يجعل معظم العمليات غير قابلة للعكس.

تفهم هذه الفروق بين الأنواع المختلفة من العمليات الديناميكية الحرارية يساعد في دراسة سلوك الأنظمة الحرارية وتوقع سلوكها في الظروف المختلفة.

العمليات القابلة للعكس: (Reversible Process)

- العملية التي يمكن عكس اتجاهها وتُسمى بالعملية المنعكسة. تحدث في الحالات التالية:
 1. إذا أُجريت العملية ببطء بحيث يكون النظام متزنًا حراريًا في كل لحظة.
 2. إذا كان تسرب الحرارة مقتصرًا على أجسام لها نفس درجة الحرارة.
 3. إذا لم يكن هناك أي شغل مبدد (مثل شغل الاحتكاك).

العمليات غير القابلة للعكس: (Irreversible Process)

- العملية التي لا يمكن عكس اتجاهها.
- مثال: إذا انساب الحرارة من نظام درجة حرارته T_1 إلى محيط درجة حرارته T_2 ،
:
 - إذا كان $T_1 > T_2$ ، تكون العملية منعكسة.
 - إذا كان الفرق في درجة الحرارة كبيرًا، تكون العملية غير منعكسة وغير مستقرة.

أهمية العمليات القابلة وغير القابلة للعكس

- جميع العمليات المنعكسة شبه ساكنة، ولكن العكس ليس صحيحًا دائمًا.
- أهمية العمليات المنعكسة وغير المنعكسة تظهر عند دراسة القانون الثاني في الديناميكا الحرارية.

سلسلة تمارين 1

تمرين 1

أسطوانة تحوي غاز حجمه 1 L قابل للانضغاط مغلقة من فوقها بواسطة مكبس قابل للانزلاق دون احتكاك على جدران الأسطوانة، عند وضع كتلة قدرها 20 Kg على سطح هذا المكبس فإن الغاز ينضغط الى حجم جديد قدره 0.5 L.

إذا علمت أن سطح المكبس قدره 20 cm فأوجد العمل الذي يستفيد منه النظام.

تمرين 2

غاز مثالي كميته 1 مول يتمدد بتحول ثابت الحرارة من الحالة 1 ($P_1 = 5atm; T_1 = 298K$) الى الحالة ($P_2 = 2atm; T_2$).

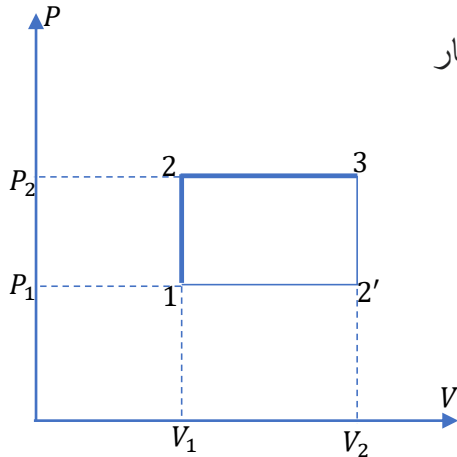
1. أوجد قيمة T_2 واحسب العمل المبذول W ، ماذا تستنتج من إشارة W .

2. استنتج التغير في الطاقة الداخلية ΔU واحسب قيمة Q ، ماذا تستنتج من إشارة Q .

$$R = 8.314 J K^{-1} mol^{-1} \text{ تعطى}$$

تمرين 3

يعطى مخطط الضغط بدلالة الحجم لغاز مثالي في الشكل الموالي حيث $P_2 = 2P_1$ و $V_2 = 2V_1$



1. أوجد العمل الكلي المبذول W_a خلال الانتقال على المسار

1 الى 2 ثم من 2 الى 3.

2. أوجد العمل الكلي المبذول W_b خلال الانتقال على

المسار من 1 الى 2' ومن 2' الى 3.

3. هل $W_a = W_b$ وماذا تستنتج.

الفصل الثاني النقل الحراري

يعتبر النقل الحراري أحد أنماط تبادل الطاقة الداخلية بين نظامين حيث يحدث خارج التوازن الديناميكي

الحراري. هناك ثلاثة أنواع من نقل الحرارة يمكن أن تتعايش:

التوصيل: بسبب الانتشار التدريجي للتحريض الحراري في المادة؛

الحمل الحراري: انتقال الحرارة الذي يصاحب عمليات الإزاحة العيانية للمادة؛

الإشعاع الحراري: الذي يتوافق مع انتشار الفوتونات.

الطرق الثلاثة للنقل الحراري

التوصيل الحراري (Conduction thermique)

التوصيل الحراري (أو الانتشار) هو وسيلة نقل حراري بدون حركة جهرية للمادة. يتم هذا النقل خطوة بخطوة من الأجزاء الساخنة إلى الأجزاء الباردة، وذلك بفضل التحريض الحراري. هذا النقل يتم فقط بوجود المادة.

فيما يلي بعض الأمثلة التي نواجهها يوميًا:

- ينقل الحديد الحرارة إلى الأقمشة المكوية عن طريق التوصيل؛
- يمكن للوحة الكهربائية تسخين وعاء من الماء عن طريق التوصيل؛
- ينتج الشعور بالبرودة الذي يشعر به المرء عند ملامسته لقاعدة معدنية عن طريق التوصيل

الحراري.

لوصف النقل الحراري، نحدد مقدارين مهمين في الفيزياء: التدفق الحراري وكثافة التيار الحراري.

التدفق الحراري: ويرمز له رياضياً بـ Φ_{th} وهو يمثل الاستطاعة الحرارية التي تمر عبر سطح مادة أثناء نقل الحرارة، أي أنه يمثل كمية الحرارة δQ المنقولة عبر سطح لكل وحدة زمنية δt .

$$\Phi_{th} = \frac{\delta Q}{\delta t} = \dot{Q}$$

يقاس التدفق الحراري بالواط W .

كثافة التيار الحراري: يرمز لها رياضياً بـ \vec{J}_{th} وهي تمثل توزيع التدفق الحراري المارة عبر سطح المادة. أو بعبارة أخرى هي تمثل كمية الطاقة الحرارية المتدفقة في نقطة من سطح المادة. يكون اتجاه كثافة التيار الحراري في اتجاه نقل الحرارة. تقاس بوحدة الواط لكل متر مربع $W \cdot m^{-2}$.

$$\Phi_{th} = \iint \vec{J}_{th} d\vec{S}$$

بشكل عام، يتم التعبير عنها بالعلاقة:

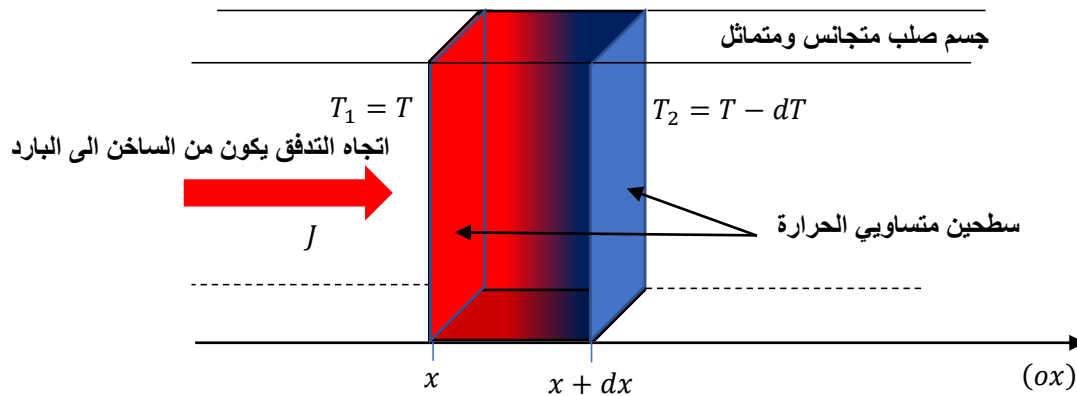
قانون فوري:

في حالة جسم صلب متجانس ومتماثل يمر من خلاله تيار حراري في اتجاه واحد وليكن المحور (ox) .

لتكن طبقة رقيقة من هذا الجسم سمكها dx متعامدة على اتجاه الانتشار (ox) كما في الشكل:

سطحي هذه الطبقة يكونا متساويي الحرارة، سطح الأول ساخن حرارته $T_1 = T$ والسطح ثاني بارد

حرارته $T_2 = T - dT$.



في هذه الحالة تكون كثافة التدفق الحراري (التيار الحراري) المارة عبر الطبقة الرقيقة متناسبة طرديا مع الفرق في الحرارة بين سطحي هذه الطبقة، أي أن:

$$J(x + dx) - J(x) \propto (T_2 - T_1)$$

حيث أن

$$J(x + dx) - J(x) = J(x)dx$$

إذن

$$J(x)dx = \lambda(T - dT - T) = -\lambda dT$$

حيث λ يمثل ثابت التناسب وهو يمثل الناقلية الحرارية، إذن:

$$J(x) = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

في حالة بعدين أو أكثر يمكننا صياغة قانون فوري في العامة كما يلي:

$$\vec{J} = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{k} \right) = -\lambda \overrightarrow{grad}(T)$$

إذن التيار الحراري المار عبر سطح طبقة رقيقة في جسم صلب يتناسب مع التدرج في الحرارة.

ثابت الناقلية الحرارية λ يعتمد على خصائص الجسم الصلب المدروس ووحدته هي الواط على وحدة

السطح (المتر) على وحدة درجة الحرارة (كلفن) $W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$.

المقاومة الحرارية

المقاومة الحرارية هي خاصية حرارية تمثل مقاومة الجسم الصلب للتدفق الحراري أثناء عبوره من السطح الساخن T_1 للسطح البارد T_2 ، وهي تمثل الحالة العكسية للتوصيل الحراري.

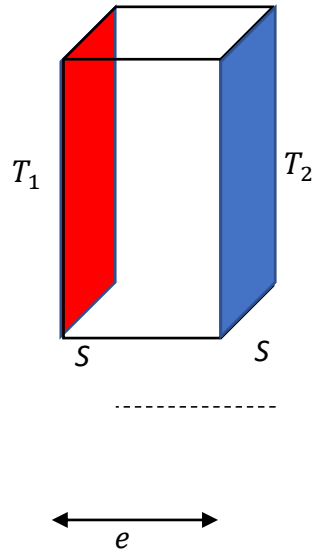
يرمز لها بالرمز R_{th} ، يعبر عنها رياضياً بالعلاقة:

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{\Phi} = \frac{T_1 - T_2}{\Phi}$$

حيث Φ يمثل التدفق الحراري.

وحدة المقاومة الحرارية هي كلفن على الواط $K.W^{-1}$.

مثال: في حالة جسم صلب متجانس مستوي سمكه e ومساحة سطحه S ، حيث تكون درجة حرارة سطحه الساخن هي T_1 بينما سطحه البارد T_2 (الشكل).



إن حسب التعريف فإن مقاومة الجسم تعرف بـ:

$$R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{\Phi}$$

حسب قانون فوريي فإن التيار الحراري J يساوي الى

$$J = -\lambda \frac{dT}{dx} = -\lambda \left(\frac{\Delta T}{e} \right) = -\lambda \left(\frac{T_2 - T_1}{e} \right)$$

وحيث أن الجسم متجانس وسطحه ثابت، إذن فإن التدفق يكون حسب العلاقة السابقة:

$$\Phi = J S = -\lambda \left(\frac{T_2 - T_1}{e} \right) S = \lambda \left(\frac{T_1 - T_2}{e} \right) S$$

ومنه فإن المقاومة الحرارية في هذه الحالة يمكن ان نعبر عليها بالثوابت التالية:

$$R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{\Phi} = \frac{e}{\lambda S}$$

مثال على هذه المقاومة نجد جدار من الاسمنت سمكه e ومساحة سطحه S .

ربط المقاومات الحرارية مثله مثل الربط في المقاومات الكهربائية، حيث:

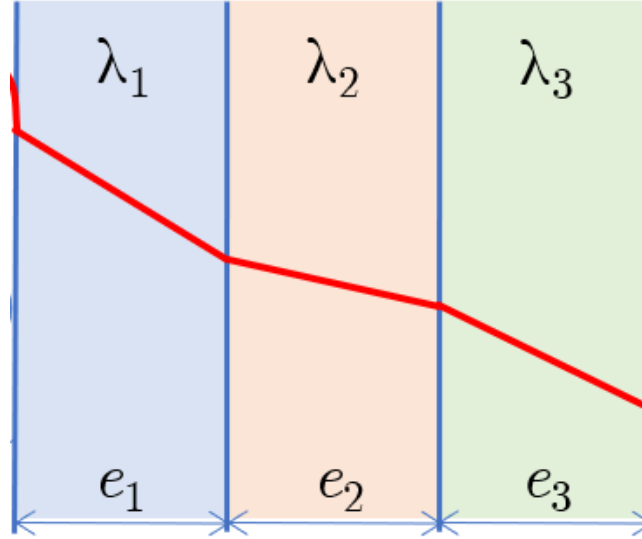
في حالة الربط على التسلسل بين المقاومات R_1, R_2, \dots, R_n فإن المقاومة الحرارية المكافئة $R_{th,eq}$

تكون:

$$R_{th,eq} = R_1 + R_2 + \dots + R_n$$

مثال على هذا الربط نجد جدار مكون من طبقات مختلفة من المواد، حيث كل مادة لها مقاومة حرارية

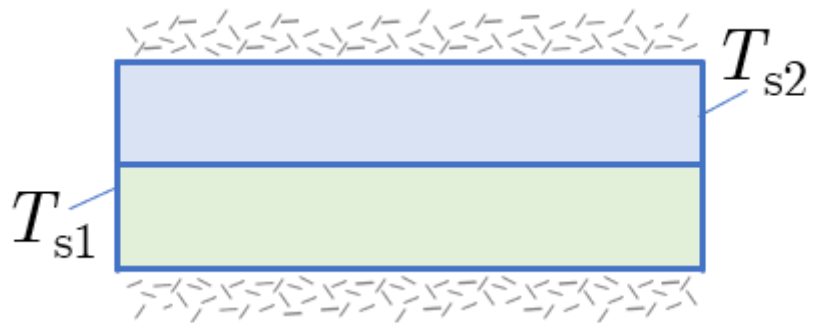
خاصة بها.



في حالة الربط على التفرع (التوازي) بين المقاومات R_1, R_2, \dots, R_n فإن المقاومة الحرارية المكافئة $R_{th,eq}$ تكون:

$$\frac{1}{R_{th,eq}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

مثال على هذا الربط نجد جدار وزجاج نافذة، حيث الجدار له مقاومة خاصة به ونافذة لها مقاومة خاصة بها:



معادلة الانتشار الحراري

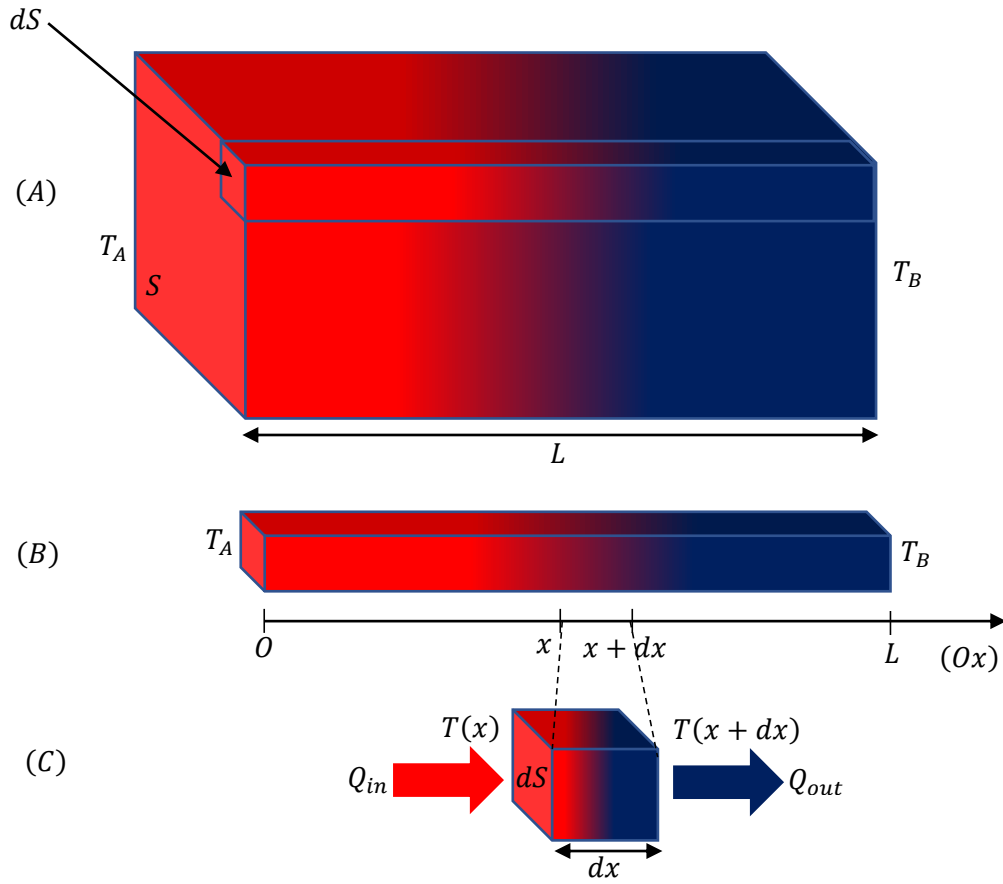
الانتشار هو ظاهرة فيزيائية موجودة في الطبيعة وهي تدرس التغير الزمني لمتغير فيزيائي معين، مثال على ذلك عند وضع حبر أزرق في ماء فإن تغير لون الماء لا يحدث فجأة وإنما يستغرق زمن معين

حتى يتحول الى اللون الأزرق ويستقر اللون بعد مدة معينة، اذن انتشار اللون الأزرق في الماء يعتبر ظاهرة انتشار وهو متعلق بالزمن. كذلك عند انتقال الحرارة في وسط معين فإنه لا يحدث فجأة وإنما يستغرق زمن معين حتى يصل الوسط الى حرارة معينة ويستقر عندها. إذن من المهم دراسة انتشار هذه الحرارة أثناء هذا الزمن.

ندرس في هذا الجزء المعادلة التي تتحكم في الانتشار الحراري أي تغير درجة الحرارة T بدلالة الموضع \vec{r} والزمن t وللتبسيط سنأخذ بعد واحد.

عند دراسة الانتشار في جسم صلب غير متجانس فإننا نقوم بتقسيم الجسم الى أجزاء صغيرة وندرس كل جزء على حدا ثم نقوم بالتعميم على كامل الجسم.

نريد إيجاد انتشار الحرارة من الساخن الى البارد اثناء زمن معين في جسم صلب سطحه S وطوله L كما في الشكل المقابل (A)، حيث اللون الأحمر يمثل الجزء الساخن و اللون الأزرق اللون البارد، نأخذ منه عينة سطحها dS و طولها L كما موضح في الشكل (B).



نقوم بتجزئة القضيب الموضح في الشكل (B) الى أجزاء صغيرة طولها dx كما موضح في الشكل (C)، تكون كمية الحرارة الداخلة لهذا الجزء هي Q_{in} في الموضع x والخارجة منه هي Q_{out} في الموضع $x + dx$ ، حيث تمر عبر السطح العنصري المتساوي الحرارة dS . في هذه الحالة يكون هذا السطح عمودي على الطول dx ، اذن من تعريف التدفق الحراري وكثافة التيار الحراري لدينا:

$$\delta Q = \Phi dt = J_{th}(x, t) dS dt$$

المقدار δQ يمثل كمية الحرارة العنصرية المارة عبر السطح العنصري dS أثناء الفترة الزمنية dt ، حيث

تكون كثافة التيار الحراري متغيرة بالنسبة للموضع والزمن $J_{th}(x, t)$.

هذه الكمية تمثل الفرق في كمية الحرارة الداخلة والخارجة $\delta Q_{in} - \delta Q_{out}$ ، حيث من التعريف السابق

فإن:

$$\delta Q_{int} = J_{th}(x, t)dSdt$$

$$\delta Q_{out} = J_{th}(x + dx, t)dSdt$$

إذن

$$\delta Q = \delta Q_{in} - \delta Q_{out} = (J_{th}(x, t) - J_{th}(x + dx, t))dSdt$$

باستخدام النشر للمقدار $J_{th}(x + dx, t)$ حول الطول العنصري dx (يهمل النشر من الدرجة الثانية

واكثر لأن dx صغير جدا) نجد:

$$J_{th}(x + dx, t) = J_{th}(x, t) + \frac{dJ_{th}(x, t)}{dx}dx$$

بالتعويض في العلاقة السابقة نجد:

$$\begin{aligned} \delta Q &= \left(J_{th}(x, t) - \left(J_{th}(x + dx, t) + \frac{dJ_{th}(x, t)}{dx}dx \right) \right) dSdt \\ &= -\frac{dJ_{th}(x, t)}{dx}dx dSdt \end{aligned}$$

باستخدام قانون فوري في بعد واحد $J_{th}(x, t) = -\lambda \frac{dT}{dx}$ نجد:

$$\delta Q = -\frac{d}{dx} \left(-\lambda \frac{dT}{dx} \right) dx dSdt = \lambda \frac{dT^2}{dx^2} dx dSdt$$

باستخدام الآن المبدأ الأول للترموديناميكا:

$$dU = \delta Q + \delta W$$

وبما أن الحجم ثابت (لأن الجسم صلب) فإن العمل ينعدم $\delta W = 0$. وحيث أن التغير العنصري في

الطاقة الداخلية $dU = C_v dT$ فإن كمية الحرارة تكون من الشكل:

$$\delta Q = dU = C_v dT$$

الحرارية النوعية في حجم ثابت C_v يمكن التعبير عنها بالشكل:

$$C_v = c_m dm$$

حيث يمثل الثابت c_m الحرارة النوعية الكتلية والكتلة dm هي كتلة الجزء العنصري الممثل في الشكل

(C)، حيث يمكن التعبير عنها بدلالة الكتلة الحجمية والحجم العنصري $dV = dSdx$ لهذا الجزء

بالشكل:

$$dm = \rho dV = \rho dSdx$$

إذن مما سبق نجد

$$\delta Q = c_m dm dT = c_m \rho dV dT = c_m \rho dS dx dT$$

بالمساوات بين النتيجتين لكمية الحرارة نجد

$$c_m \rho dS dx dT = \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} dS dx dt$$

إذن في الأخير نجد المعادلة التي تتحكم في انتشار الحرارة في بعد واحد من الشكل:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\lambda}{\rho c_m} \frac{d^2 T}{dx^2}$$

نسمي المقدار $D = \frac{\lambda}{\rho c_m}$ ثابت الانتشارية الحرارية وهو مرتبط بخصائص الوسط الذي تنتشر فيه الحرارة

من حيث الناقلية النوعية λ والكثافة الحجمية والحرارة النوعية الكتلية c_m ووحدته هي المتر مربع على

وحدة الثانية $m^2 \cdot s^{-1}$

في حالة ثلاثة ابعاد فإنه يمكننا تعميم المعادلة السابقة على الشكل:

$$\frac{dT}{dt} = D \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = D \Delta T$$

النقل الحراري بواسطة الحمل (Convection)

تعريف النقل الحراري بالحمل

النقل الحراري بالحمل هو عملية نقل الطاقة الحرارية من منطقة إلى أخرى داخل سائل (السوائل والغازات) أو عبر حدود المادة، بسبب حركة السائل أو الغاز.

أنواع الحمل الحراري

1. الحمل الطبيعي

- يحدث دون تدخل خارجي، مثل المراوح أو المضخات.
- يعتمد على التغيرات في الكثافة نتيجة التغير في درجة الحرارة.
- عند تسخين السائل أو الغاز، تنخفض كثافة المناطق الساخنة، مما يؤدي إلى صعودها.
- المناطق الباردة تنخفض إلى الأسفل، مما يؤدي إلى تشكيل تيارات الحمل.
- مثال: الحمل في الغلاف الجوي حيث ترتفع الهواء الساخن ويحل محله هواء بارد.

2. الحمل القسري

- يعتمد على حركة السائل أو الغاز نتيجة تدخل خارجي، مثل المراوح أو المضخات.
- يتم تسريع النقل الحراري من خلال دفع السائل أو الغاز بشكل مباشر.
- مثالي لتحسين نقل الحرارة في الأنظمة الصناعية والمعدات الميكانيكية.
- مثال: المبردات، المداخن، أو أنظمة التبريد الصناعية.

آلية النقل الحراري بالحمل

- عند تسخين السائل أو الغاز، ترتفع المناطق الساخنة بسبب انخفاض كثافتها.
- المناطق الباردة تغرق نحو الأسفل بسبب كثافتها الأكبر.
- يتم توزيع الطاقة الحرارية عبر السائل أو الغاز بواسطة الحركات الناتجة عن هذه العمليات.

المعادلة المستخدمة في النقل الحراري بالحمل

معدل انتقال الحرارة بالحمل يُحسب باستخدام المعادلة:

$$q'' = h \cdot A \cdot \Delta T$$

- q'' هو معدل انتقال الحرارة (وحدة: واط/م²).
- h هو معامل انتقال الحرارة بالحمل.
- A هو مساحة انتقال الحرارة.
- ΔT هو فرق درجة الحرارة.

أهمية النقل الحراري بالحمل

1. الحياة اليومية والصناعة

- في أنظمة التبريد والتدفئة.
- في المفاعلات النووية والمحطات الحرارية.
- في المصانع وأنظمة التدفئة المركزية.
- في التحكم في درجة الحرارة في المنازل والمباني.

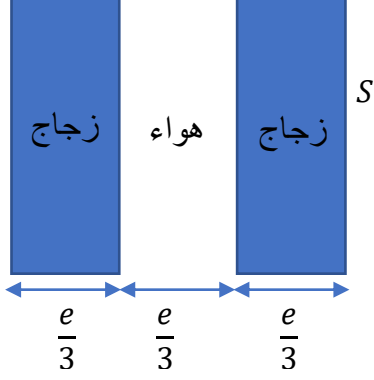
2. الدور الحاسم

- يلعب النقل الحراري بالحمل دورًا حاسمًا في نقل الحرارة، التهوية، وتوزيع الطاقة في الأنظمة المختلفة.

سلسلة تمارين 2

تمرين 1

نافذة سطحها S مكونة سطحين زجاجيين بينهما هواء، حيث يكون سمك كل زجاجة هو ثلث السمك الكلي



لنافذة، تكون الناقلية الحرارية للزجاج والهواء تساوي إلى $\lambda_{verre} = 0.8 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ وباعتبار

$$\lambda_{air} = 0.02 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$$

أن سمك النافذة هو $e = 1 \text{ cm}$ وسطحها هو $S = 1 \text{ m}^2$.

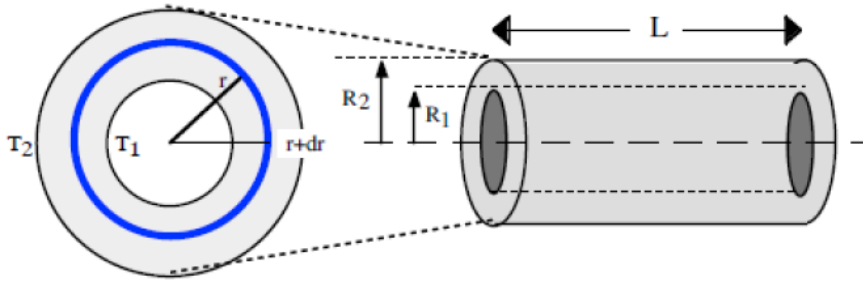
1. أوجد المقاومة الحرارية المكافئة.

2. أوجد المقاومة الحرارية في حالة ما كانت هذه النافذة مكونة من زجاج فقط.

3. قارن بين النتيجتين وماذا تستنتج.

تمرين 2

أوجد المقاومة الحرارية لأسطوانة نصف قطرها الداخلي R_1 والخارجي R_2 وطولها L ، حيث يفصل بين



قطريها مادة عازلة حرارياً

ناقليتها الحرارية λ ،

بفرض أن حرارة سطحها

الداخلي هو T_1 وسطحها

الخارجي هو T_2 فأوجد المقاومة الحرارية لهذه المادة العازلة.

تمرين 3

باستخدام نتيجة التمرين السابق أوجد المقاومة الحرارية المكافئة في الحالة التي تكون فيه المادة العازلة مكونة من طبقتين عازلتين، ناقلية الطبقة الأولى هي λ_1 ونصف قطرها هو R_3 وناقلية الطبقة الثانية هي λ_2 ونصف قطرها هو R_2 ، حيث $R_1 < R_3 < R_2$.

تمرين 4

نفس التمرين رقم 3 ولكن في حالة كرتين متراكبتين لهما نفس المركز، حيث يكون نصف قطر الكرة الداخلية هو R_1 ونصف قطر الكرة الخارجية هو R_2 وتصل بينهما مادة عازلة ناقليتها الحرارية λ .

سلسلة تمارين 3

تمرين 1

يتكون الجدار المسطح للفرن من ثلاث طبقات متتالية من الآجر (أنظر الجدول)

الطبقة	المادة	السك cm	الناقلية $\lambda \left(\frac{Wat}{m.C^{\circ}} \right)$
الداخلية	آجر حراري	20	1.01
الوسطى	آجر عازل	10	0.22
الخارجية	آجر بناء	15	0.595

درجة الوجه الداخلي للفرن هي $871^{\circ}C$ ودرجة الوجه الخارجي هي $52^{\circ}C$.

1. أحسب التدفق الحراري الضائع في وحدة السطح للفرن.

2. استنتج درجة حرارة العبور بين الطبقة الداخلية والوسطى وكذلك درجة حرارة العبور بين الطبقة

الوسطى والداخلية.

3. ارسم تمثيل بياني لتغير درجة الحرارة من الطبقة الداخلية الى الخارجية بدلالة السمك

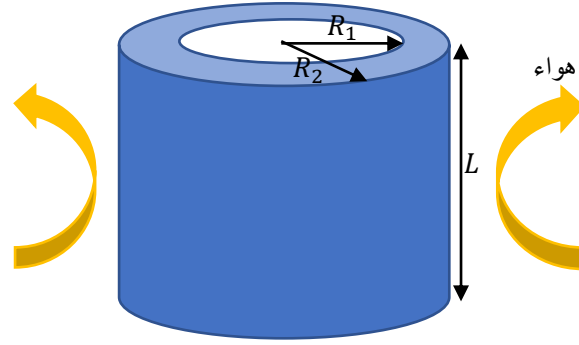
تمرين 2

أوجد المقاومة الحرارية الكلية، المقاومة الحرارية الناقلية R_{cond}

والمقاومة الحرارية الحاملة R_{conv} ، لأسطوانة مجوفة نصف قطرها

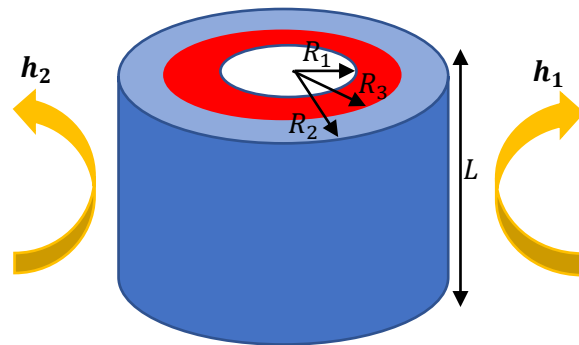
الداخلي R_1 ونصف قطرها الخارجي R_2 وناقليتها الحرارية λ وثابت

الحمل الحراري للهواء h_{air} .



تمرين 3

أوجد المقاومة الحرارية المكافئة للتركيب الممثل في الشكل التالي حيث تكون فيه المادة العازلة الموجودة في الأسطوانة مكونة من طبقتين عازلتين، ناقلية الطبقة الأولى هي λ_1 ونصف قطرها هو R_3 وناقلية الطبقة الثانية هي λ_2 ونصف قطرها هو R_2 ، حيث $R_1 < R_3 < R_2$ وموجودة في مائعين ثابت حملهم الحراري h_1 و h_2 .



الانتروبيا

زيادة إنتروبي الكون: مثالان إضافيان

إحدى الأفكار الأساسية في الديناميكا الحرارية هي أن إنتروبي الكون يزداد في كل عملية غير قابلة للعكس. في المثالين التاليين، نوضح كيف تؤدي العمليات المختلفة إلى زيادة إنتروبي الكون.

1- العجلة الدائرية والمقاومة المغمورة في خزان حراري

لقد ناقشنا في المثال السابق العجلة الدائرية والمقاومة المغمورة في خزان حراري، حيث ظلت درجة حرارة المقاومة ثابتة. إذا نظرنا إلى المقاومة باعتبارها نظامًا ثيرموديناميكيًا، نجد أن خصائص هذا النظام تظل دون تغيير في العملية غير المنعكسة.

لكن، عند وجود فرق صغير في درجة الحرارة بين المقاومة والخزان الحراري، يصبح سريان الحرارة من المقاومة إلى الخزان الحراري. وفقًا للقانون الأول للديناميكا الحرارية، الطاقة التي تسري من المقاومة تؤدي إلى زيادة في إنتروبي الخزان الحراري.

وبالمقابل، لماذا لا يحدث نفس الشيء لإنتروبي المقاومة؟ الجواب هنا هو أن العمل المبذول على المقاومة (الحرارة المتولدة من المقاومة) يساهم في زيادة إنتروبي المقاومة نفسها.

وبالتالي، زيادة إنتروبي الخزان الحراري تحدث بسبب سريان الحرارة إليه، بينما يتم تعويض عدم زيادة إنتروبي المقاومة من خلال عمل الحرارة المبذولة، الذي يؤدي إلى زيادة إنتروبي المقاومة أيضًا.

مثال يوضح العلاقة بين السريان الحراري والطاقة المبذولة:

- إذا كان لدينا مقاومة تسير منها سريان حراري للخزان، فإن إنتروبي الخزان يزداد.
- ولكن، لا يحدث انخفاض مكافئ في إنتروبي المقاومة بسبب الطاقة المبذولة التي تؤدي إلى زيادة إنتروبي المقاومة.
- في النهاية، مجموع إنتروبي النظام المركب (المقاومة + الخزان) يزيد، وبالتالي إنتروبي الكون يزداد.

-2 التمدد الحراري غير المنعكس

نعود إلى مثال التمدد الحراري غير المنعكس، حيث رأينا أنه لا يوجد شغل مبذول ولا سريان حراري من النظام أو إليه.

في هذه الحالة، يمكننا استخدام العمل التيرموديناميكي المعكوس للانتقال من الحالة الابتدائية إلى النهائية. إذا اعتبرنا أن السريان الحراري إلى النظام يساوي صفرًا، فإننا نحتاج إلى بذل شغل خارجي لتحريك النظام من حالته الابتدائية إلى النهائية.

يؤدي هذا الشغل إلى زيادة في إنتروبي الغاز وفقًا للقانون الثاني للديناميكا الحرارية. في هذا النوع من العمليات، تزداد إنتروبي الكون لأننا قد أضفنا شغلًا خارجيًا من أجل تحقيق التغير في النظام.

وبالتالي، كما رأينا في المثال الأول، فإن إنتروبي الكون تزداد نتيجة للعمليات التي لا يكون فيها السريان الحراري كافيًا لاستعادة النظام إلى حالته الابتدائية.

باختصار، زيادة إنتروبي الكون تأتي من العمليات غير القابلة للعكس، حيث يؤثر الشغل المبذول والحرارة السائبة بشكل لا يمكن الرجوع فيه.

مبدأ زيادة الإنتروبي

عودة إلى نص القانون الثاني في التيرموديناميكا

رأينا أن إنتروبي الكون تزداد في العمليات غير المنعكسة الثلاث التي اعتبرناها في بداية هذا الفصل وقد ثبت أن هذا هو الوضع في أية عملية غير منعكسة يمكن تحليلها وهنا نقول أن إنتروبي الكون تزداد في كل عملية غير منعكسة تعرف هذه النتيجة بـ "مبدأ زيادة الإنتروبي" والذي يعتبر جزءاً من القانون الثاني في التيرموديناميكا لو أن جميع الأنظمة التي تتفاعل في عملية قد أحيطت بغلاف صلب عازل الحدود فإنها تشكل نظاماً معزولاً عزلاً تاماً وتشكل كُواً الخاص ولذا فإننا نستطيع القول بأن إنتروبي النظام المعزول عزلاً تاماً تزداد في كل عملية غير منعكسة في النظام تبقى الإنتروبي ثابتة في كل عملية منعكسة في نظام معزول فإننا نكون قد بررنا نص القانون الثاني في الفقرة 5 والذي يقول بأنه "في كل عملية تحدث في نظام معزول فإن الإنتروبي إما أن تزداد أو أن تبقى ثابتة"

عودة إلى مفهوم العمليات المنعكسة وغير المنعكسة

نستطيع الآن الحصول على نظرة أعمق في مفهوم العمليات المنعكسة وغير المنعكسة لنأخذ مرة أخرى المثال الذي في النهاية إلى وضع اتران حراري مع خزان حراري T_1 والذي يصل فيه جسم درجة حرارته T_1 هذه عملية غير منعكسة بالمفهوم الذي عرف أصلاً وهو أن اتجاه السريان الحراري بين الجسم والخزان الحراري لا يمكن عكسه بتغير متناه في الصغر لدرجة حرارة أي منهما هذا لا يدعونا بالضرورة إلى القول بأنه لا يمكن العودة إلى الحالة الأصلية للنظام المركب إننا نستطيع مثلاً أن باستخدام سلسلة من الخزانات الحرارية المساعدة درجات حرارتها T_2 T_1 T_2 تعيد الجسم إلى درجة حرارته الأصلية وإعادة الخزان الحراري إلى حالته الأصلية بواسطة سريان حراري منعكس إليه أو منه T_2 T_1 محصورة بين T_1 و T_2 إن النقصان

في الإنتروبي في هذه العمليات المنعكسة للنظام المركب الأصلي يساوي بالمقدار ويعاكس بالإشارة الزيادة في العملية غير المنعكسة الأصلية أي أنه لا يوجد تغير في الإنتروبي في النتيجة لكن الزيادة في الإنتروبي في الخزانات المساعدة هي نفس الزيادة التي حصلت للنظام في العملية الأولى أي أن الزيادة الأصلية في الإنتروبي قد انتقلت إلى الخزانات المساعدة ولو استعيدت حالة النظام المركب بواسطة عملية غير منعكسة فإن الزيادة في إنتروبي الخزانات المساعدة تكون حتى أكبر من الزيادة في الإنتروبي في العملية الأصلية ولذلك فإنه على الرغم من أنه يمكن إعادة النظام إلى حالته الأصلية بعد عملية غير منعكسة فإنه لا يمكن إلغاء الزيادة في الإنتروبي الناتجة عن العملية وبعبارة أخرى أن كل ما يمكن أن يحدث هو أن هذه الزيادة يمكن أن تنتقل من نظام إلى نظام آخر وهنا يكمن معنى العبارة "غير منعكس" فحالة الكون لا يمكن استعادتها كليًا

ملاحظات إضافية:

- عند حدوث عملية غير منعكسة، يتم نقل الإنتروبي من النظام إلى البيئة المحيطة، مما يؤدي إلى زيادة إنتروبي الكون.
- في بعض الأحيان، يُعتبر العمل الخارجي اللازم لإحداث عملية عكسية عبئًا إضافيًا، مما يجعل التنفيذ العملي للعمليات العكسية غير ممكن بدون مصادر طاقة خارجية.
- مفاهيم مثل "الحرية الحرارية" تشير إلى الكفاءة الطبيعية للأنظمة في استخدامها لإنتاج شغل دون إحداث تغيرات في إنتروبي الكون.
- تؤدي العمليات العكسية إلى استعادة النظام إلى حالته الأصلية دون تغيير في إنتروبي الكون إذا تم تنفيذها بدقة، لكنها تتطلب عادة مصادر طاقة إضافية، مما يجعلها غير ممكنة عمليًا في ظل الظروف الطبيعية.

الإنتروبي لا تفنى، ولكن تُستحدث!

في ميكانيكا نيوتن، تمتلك مفاهيم الطاقة والزخم والزخم الزاوي خاصية الحفظ، بمعنى أنها لا تفنى. أما الإنتروبي، فإنها ليست محفوظة (باستثناء حالة العمليات العكسية) وهي خاصية غير مألوفة. بكلمات أخرى، "النقص في الخاصية" لدالة الإنتروبي هو أحد أسباب "هالة الغموض" التي تحيط بها عادة. عندما نخلط ماءً ساخنًا مع ماء بارد، تسري الحرارة من الماء الساخن إلى الماء البارد بمقدار متساوٍ، وتظل الطاقة محفوظة. لكن ازدياد الإنتروبي في الماء البارد يكون أكبر من نقصان الإنتروبي في الماء الساخن، ويكون مجموع الإنتروبي للنظام في نهاية العملية أكبر مما كان عليه في البداية. من أين أتت هذه الإنتروبي الإضافية؟ والجواب هو أنها وُجدت في عملية المزج. زيادة على ذلك، هذه الإنتروبي لا تُبدد، فعلى الكون إذاً أن يتحمل إلى الأبد عبء هذه الإنتروبي الإضافية.

الإنتروبي تعبر عن الفوضى وعدم الترتيب في النظام، وهي تعكس تشتت الطاقة. وفقًا للقانون الثاني في التيرموديناميكا، فإن الإنتروبي تزيد أو تظل ثابتة، ولا تنخفض، في أي نظام معزول. حيث يعبر القانون عن الاتجاه الطبيعي لزيادة الإنتروبي، مما يؤدي إلى تناقص قابلية النظام للقيام بأعمال مفيدة.

يقوم القانون الأول في التيرموديناميكا بأن الطاقة لا تُخلق ولا تُفنى، وإنما تتحول من شكل إلى آخر. أما القانون الثاني فيقول: "لا يمكن إفناء الإنتروبي، ولكن يمكن إيجادها"، مما يعكس الطبيعة الحتمية لتزايد الفوضى في الكون. ناقشنا في هذه الفقرة تعريف الديناميكا الحرارية للإنتروبي وتعطي الفيزياء الإحصائية نظرة أعمق في مفهوم الإنتروبي، حيث ترتبط بإحصاءات توزيع الحالات الدقيقة في النظام وترتفع مع زيادة التغيرات في الطاقة والمعلومات.

الإنتروبي والعمليات الأدياباتية

لقد عُرِفَ الفرق في الطاقة الداخلية لنظام بين حالتين في الفصل الثالث بالعلاقة:

$$du = d'q - d'w \quad du = d'q - d'w$$

حيث قلنا آنذاك أن الوصول من حالة a إلى حالة b ليس ممكنًا باستخدام عملية أدياباتية إلا إذا كانت الحالة النهائية مرتبطة بالحالة الابتدائية بعملية أدياباتية عكسية، حيث تبقى الإنتروبي ثابتة. نستطيع الآن تأكيد ذلك.

فقط الحالات التي لها نفس إنتروبي الحالة الابتدائية أو أكبر منها يمكن الوصول إليها بواسطة عملية أدياباتية عكسية. للوصول إلى حالة اعتباطية، لا بد من استخدام عمليات غير أدياباتية. ومع ذلك، في العمليات الأدياباتية غير العكسية، مثل التمدد الحر أو الحركة، تزداد الإنتروبي دائمًا ولا تنقص أبدًا. لذا، فإن الحالات الوحيدة التي يمكن الوصول إليها بعمليات أدياباتية من حالة ابتدائية هي تلك التي تكون فيها الإنتروبي مساوية أو أكبر من الإنتروبي الأولية للحالة.

هذا يعني أن النظام لا يمكن أن يعود إلى حالته الابتدائية إذا زادت الإنتروبي عبر العملية، لأن الإنتروبي لا تقنى أبدًا بل تُستحدث. إذا وضعنا جسمين على درجتي حرارة مختلفتين واتصلتا حتى اتفقا على درجة حرارة واحدة، فإن طاقة النظام الكلية تظل كما هي، لكن السريان الحراري من أحد الجسمين إلى الآخر يكون متساويًا. هنا، ليس لدينا فقدان للطاقة، وإنما فقدان لفرصة تحويل جزء من الطاقة إلى شغل ميكانيكي. في الآلات الحرارية، التي تعتمد على سريان حراري من خزان حراري إلى آخر وتحويل جزء من الحرارة إلى شغل ميكانيكي، تقل كفاءة الآلة بسبب الزيادة في الإنتروبي. فعندما تصل درجات الحرارة إلى نفس المستوى، تفقد الآلة الحرارية قدرتها على تحقيق نفس الفائدة بسبب تشتت الطاقة وزيادة الإنتروبي.

الكلمة "إنتروبي" نفسها تعني في الأصل من اليونانية "إهدار الفرصة" أو "عدم الترتيب". تعبر الإنتروبي عن فقدان الكفاءة في النظام التيرموديناميكي، حيث تعكس الهدر في الطاقة بسبب فقدان القدرة على استخدامها بكفاءة. وهكذا، تعتبر الإنتروبي مقياسًا لفقدان فرصة الحفاظ على الطاقة.

مبدأ زيادة الإنتروبي في الكيمياء الفيزيائية

يهتم الكيميائي عند دراسة التفاعلات الكيميائية بفهم كيفية تأثير الإنتروبي على إمكانية حدوث التفاعل. وفقًا لمبدأ زيادة الإنتروبي، لا يمكن للتفاعل أن يحدث إذا لم تزد الإنتروبي في النظام. فإذا كانت الإنتروبي في تفاعل معين تظل ثابتة أو تتناقص، فإنه يصبح مستحيلًا من الناحية التيرموديناميكية في ظروف معينة. ومع ذلك، في ظروف تيرموديناميكية محددة، مثل قيم معينة للضغط P ودرجة الحرارة T ، قد تتناقص الإنتروبي، مما يجعل التفاعل مستحيلًا تحت هذه الظروف. لكن، بمجرد تغير قيم P و T ، يمكن أن تصبح هذه التفاعلات ممكنة إذا أدت إلى زيادة في الإنتروبي.

لذلك، من المهم جدًا معرفة كيفية تأثير الضغط ودرجة الحرارة على الإنتروبي لتحديد ما إذا كان التفاعل الكيميائي ممكنًا. الإنتروبي، كما يعرفها الكيميائيون، تمثل مقياسًا لدرجة العشوائية أو الفوضى في النظام التيرموديناميكي. فكلما زادت الإنتروبي، زاد الفوضى وزادت احتمالية حدوث التفاعل، ما يعكس تفضيل النظام للانتقال إلى حالة أكثر عشوائية.

تغير الإنتروبي بمرور الوقت مرتبط ارتباطًا وثيقًا بثلاثة عوامل: الضغط، درجة الحرارة، وحالة النظام (صلب، سائل، غازي). فعلى سبيل المثال، زيادة الإنتروبي تحدث عادةً خلال التغيرات الطورية مثل تحول المواد من صلبة إلى سائلة أو غازية، حيث يزيد مقدار الفوضى في النظام.

وبالتالي، في التفاعلات الكيميائية، إذا زادت الإنتروبي، فإن التفاعل يصبح ممكنًا وتفضيلًا، حيث يبحث النظام عن التوازن بين الطاقة والعشوائية. لذا، فإن مبدأ زيادة الإنتروبي يُستخدم كأداة لفهم سلوك النظام في ظل ظروف مختلفة من الضغط ودرجة الحرارة، مما يساعد الكيميائيين في التنبؤ بمدى إمكانية حدوث التفاعلات.

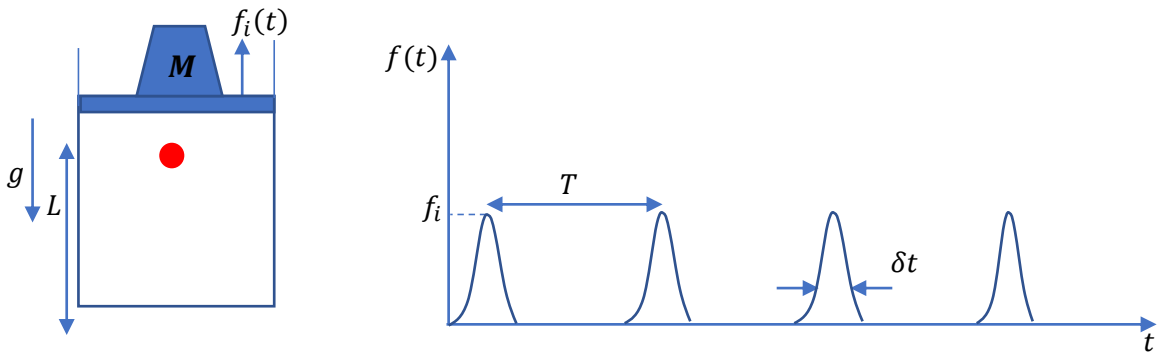
النظرية الحركية للغازات

الغاز يتكون من جسيمات حيث تتحرك بحركة دائمة حيث تصطدم بجدار الصمام وهذا ما يؤدي الى وجود ضغط على الصمام ناتج من اصطدام هذه الجسيمات به.

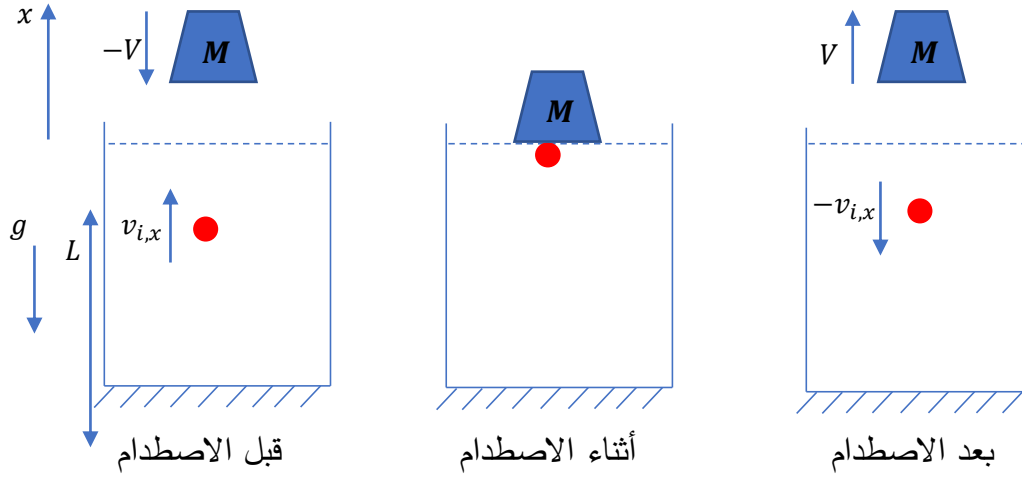
لتبسيط المفاهيم نأخذ مثال جسيم واحد يتحرك عموديا صعودا ونزولا. عند اصطدام هذا الجسيم بالصمام فإنه يؤثر عليه بقوة $f_i(t)$ ، هذه القوة دورية متغيرة مع الزمن بحيث تكون قيمتها أعظمية عند لحظة الاصطدام δt (انظر الشكل)، الدور T يمثل الزمن المستغرق بين اصطدامين متتاليين.

نضع كتلة مقدارها M فوق الصمام، هذه الكتلة تتأثر بحقل الجاذبية الأرضية g . إذن فإن هذه الكتلة تكون في حركة دائمة (غير مرئية) حول وضع توازنها بسبب تأثير قوى الاصطدام الجسيمات بالصمام $f_i(t)$. إذن عند هذا التوازن فإن متوسط قوى الاصطدام يكون مساوي لقوة الثقل Mg . أي أنه في حالة جسيم واحد فإن:

$$f_i = Mg$$



بما أن القوة f_i عبارة عن اصطدام دوري فإنه من المهم إيجاد سرعة الاصطدام، لذلك نبحث عن المعادلة الزمنية للحركة



قبل الاصطدام يكون الجسم i يتحرك بسرعة منتظمة $v_{i,x}$ الى الأعلى في اتجاه المحور Ox . هنا $v_{i,x}$ تمثل المركبة x لسرعة الجسم i . بينما الكتلة M تتحرك بسرعة ابتدائية V في الاتجاه العكسي لهذا المحور، اذن كمية الحركة قبل الاصطدام P_{av} هي مجموع كمية الحركة للكتلة والجسيم:

$$P_{av} = mv_{i,x} - MV$$

بعد الاصطدام يكون الجسم i يتحرك بسرعة منتظمة $v_{i,x}$ الى الأسفل في الاتجاه العكسي المحور Ox حيث يكون الاصطدام مرناً، بينما الكتلة M تتحرك نحو الأعلى بسرعة ابتدائية V ناتجة عن تصادم الجسم بهذه الكتلة في اتجاه المحور Ox . ومنه كمية الحركة بعد الاصطدام P_{ap} هي تصبح:

$$P_{ap} = -mv_{i,x} + MV$$

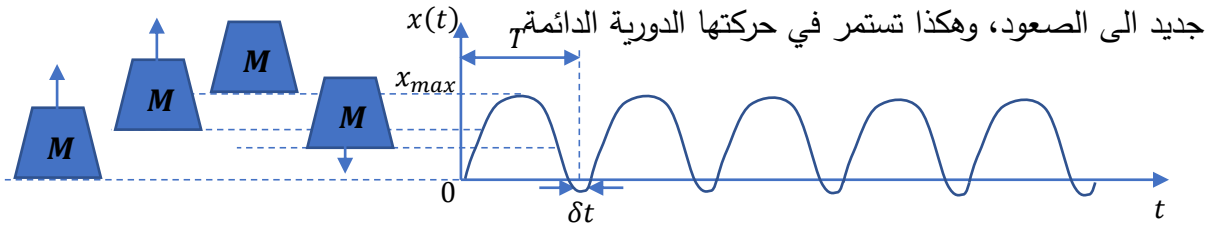
باستخدام قانون انحفاظ كمية الحركة في حالة الاصطدام مرناً فإن $P_{av} = P_{ap}$ أي أن:

$$-mv_{i,x} + MV = mv_{i,x} - MV$$

إذن

$$mv_{i,x} = MV$$

اذن الكتلة M تتحرك صعودا ونزولا بحركة دورية $x(t)$ (أنظر الشكل المرافق) دورها T ، هذه الكتلة تتحرك من وضع توازنها $x = 0$ اثناء الاصطدام إلى أن تصل الى القيمة الأعظمية x_{max} ثم تعود من جديد الى وضع توازنها وهنا تصطدم من جديد بالجسيم i في فترة زمنية قصيرة جداً $\delta t \rightarrow 0$ لتعود من



عند الاصطدام فإن الكتلة M تصعد على شكل قذيفة نحو الأعلى بسرعة ابتدائية V وبسبب تأثير الجاذبية فإنها تصل الى قيمة عظمى ثم تنزل من جديد، اذن معادلة حركتها هي المعادلة العادية لحركة قذيفة:

$$x(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + Vt$$

الدور T يمكن حسابه من خلال المعادلة الحركية السابقة

$$-\frac{1}{2}gT^2 + VT = 0 \Rightarrow T = \frac{2V}{g}$$

هذا الدور T يمثل كذلك الزمن المستغرق لذهاب الجسيم اثناء الاصطدام وعودته مرة أخرى للاصطدام،

أي أنه يساوي الى

$$T = 2 \frac{L}{v_{i,x}}$$

العلاقة السابقة ناتجة باعتبار سرعة الجسم ثابتة وتساوي الى المسافة على الزمن.

ومنه بمساواة طرفي العلاقات

$$\frac{2V}{g} = 2 \frac{L}{v_{i,x}} \Rightarrow V = g \frac{L}{v_{i,x}}$$

باستخدام العلاقة السابقة نجد

$$mv_i = MV \Rightarrow mv_{i,x} = Mg \frac{L}{v_{i,x}}$$

ومنه فإن النقل P يساوي الى

$$P = Mg = \frac{mv_{i,x}^2}{L}$$

ومن علاقة التوازن السابقة فإن

$$f_i = Mg \Rightarrow f_i = \frac{mv_{i,x}^2}{L}$$

هذه القوة $f_i = \frac{mv_{i,x}^2}{L}$ في الحالة العامة تمثل تأثير اصطدام الجسم i على الصمام وهي كما نلاحظ

غير مرتبطة بالكتلة M .

إذن محصلة كل القوى المؤثرة على الصمام هي مجموع كل قوى اصطدام الجسيمات:

$$F = \sum_{i=1}^N f_i = \sum_{i=1}^N \frac{mv_{i,x}^2}{L} = \frac{Nm}{L} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{i,x}^2 \right) = \frac{Nm}{L} \langle v_x^2 \rangle$$

حيث N هو مجموع الجسيمات و $\langle v_x^2 \rangle$ هو متوسط مربع سرعة المركبة x .

حيث أنه في الحالة المتجانسة تكون متوسطة المركبات متساوية:

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$$

إذن متوسط السرعة يكون

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle$$

باستخدام العلاقة السابقة نجد:

$$\langle v^2 \rangle = 3\langle v_x^2 \rangle \Rightarrow \langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{3}\langle v^2 \rangle$$

ومنه القوة F تصبح:

$$F = \frac{1}{3} \frac{Nm}{L} \langle v^2 \rangle$$

كما نعلم أن الضغط يساوي القوة على السطح، إذن

$$P = \frac{F}{S} = \frac{1}{3} \frac{Nm}{SL} \langle v^2 \rangle$$

وحيث أن الحجم يساوي الى جداء السطح S مع الطول L ، $V = S.L$ إذن

$$P = \frac{1}{3} Nm \frac{\langle v^2 \rangle}{V} \Rightarrow PV = \frac{1}{3} Nm \langle v^2 \rangle$$

حيث من التعريف فان الطاقة الحركية كما هو معروف هي :

$$m \langle v^2 \rangle = m \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2 \right) = 2 \left(\frac{1}{N} \left(\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m v_i^2 \right) \right) = 2 \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_{c,i} \right) = 2 \langle E_c \rangle$$

حيث $\langle E_c \rangle$ تمثل متوسط الطاقة الحركية

إذن بمطابقة الطرفين فإن

$$PV = \frac{2}{3} N \langle E_c \rangle$$

بالمقارنة مع قانون الغاز المثالي

$$PV = Nk_B T$$

نجد أن

$$k_B T = \frac{2}{3} E_c$$

او بعبارة أخرى

$$T = \frac{2}{3k_B} \langle E_c \rangle$$

هذا القانون يمثل التوافق بين الحرارة ومتوسط الطاقة الحركية، وهو يمثل التعريف الفيزيائي للحرارة. أي أن الحرارة هي مقدار فيزيائي يمثل متوسط الطاقة الحركية للجسيمات المتحركة في الغاز. وكما نلاحظ فإنها مقدار موجب لان E_c موجبة كما هو معروف. وكذلك عند درجة الحرارة 0 كلفن أو الصفر المطلق فإن ذلك يعني $E_c = 0$ أي أن الجسيمات لا تتحرك في هذه الحالة.

دالة التوزيع

احتمال السرعة \vec{v} التي مركباتها موجودة بين v_x و $v_x + dv_x$ ، v_y و $v_y + dv_y$ و v_z و $v_z + dv_z$ هو:

dv_z هو:

$$f(v_x)f(v_y)f(v_z)dv_xdv_ydv_z$$

أو

$$F(v) = f(v_x)f(v_y)f(v_z)$$

وبذلك اشتقاق بالنسبة ل v_x فإن

$$\frac{dF(v)}{dv} \frac{dv}{dv_x} = f(v_y)f(v_z) \frac{df(v_x)}{dv_x}$$

وحيث أن

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \Rightarrow v dv = v_x dv_x \Rightarrow \frac{dv}{dv_x} = \frac{v_x}{v}$$

وحيث أن

$$f(v_y)f(v_z) = \frac{F(v)}{f(v_x)}$$

اذن نجد ان

$$\frac{dF(v)}{dv} \frac{v_x}{v} = \frac{F(v)}{f(v_x)} \frac{df(v_x)}{dv_x} \Rightarrow \frac{dF(v)}{F(v)v dv} = \frac{df(v_x)}{f(v_x)v_x dv_x}$$

وكذلك نفس الشيء، نقوم بالاشتقاق بالنسبة للسرعات v_y و v_z نجد ان:

$$\frac{dF(v)}{F(v)v dv} = \frac{df(v_y)}{f(v_y)v_y dv_y}$$

$$\frac{dF(v)}{F(v)v dv} = \frac{df(v_z)}{f(v_z)v_z dv_z}$$

او بعبارة أخرى:

$$\frac{dF(v)}{F(v)v dv} = \frac{df(v_x)}{f(v_x)v_x dv_x} = \frac{df(v_y)}{f(v_y)v_y dv_y} = \frac{df(v_z)}{f(v_z)v_z dv_z} = Cst$$

أي انه كما نلاحظ فإن النسبة $\frac{dF(v)}{F(v)v dv}$ تبقى ثابتة مهما غيرنا المركبة

ومنه نجد ان

$$\frac{dF(v)}{F(v)} = C v dv$$

أي أن

$$F(v) = F_0 e^{\frac{C}{2}v^2}$$

وبما ان الدالة F هي دالة توزيع فهذا معناه ان قيمتها العظمى لا تكون اكبر من F_0 ، أي ان الثابت C يجب ان يكون قيمة سالبة.

لذلك نضع

$$C = -\gamma$$

حيث γ ثابت موجب

أي ان عبارة توزيع السرعات تكون من الشكل:

$$F(v) = F_0 e^{-\frac{\gamma}{2}v^2}$$

بما ان الدالة F هي دالة توزيع اذن التكامل على كل السرعات لهذه الدالة يساوي الوحدة، ومنه:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(v) dv_x dv_y dv_z = 1$$

باستخدام تحويل المتغيرات الى الاحداثيات الكروية نجد:

$$\int_0^{\infty} F(v) 4\pi v^2 dv = 1$$

بتعويض بعلاقة دالة التوزيع نجد

$$4\pi F_0 \int_0^{\infty} e^{-\frac{\gamma}{2}v^2} v^2 dv = 1$$

بعد حساب التكامل نجد:

$$4\pi F_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\gamma^{3/2}} = 1$$

أي ان:

$$F_0 = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^{3/2}$$

ومنه العبارة المؤقته لدالة التوزيع تكون من الشكل

$$F(v) = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-\frac{\gamma}{2}v^2}$$

يمكننا الان إيجاد عبارة الثابت γ عن طريق حساب القيمة المتوسطة لمربع للسرعات كما يلي:

$$\begin{aligned} \langle v^2 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v^2 F(v) dv_x dv_y dv_z \\ &= 4\pi \int_0^{\infty} v^4 F(v) dv \\ &= 4\pi \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} v^4 e^{-\frac{\gamma}{2}v^2} dv \end{aligned}$$

أي أن:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3}{\gamma}$$

مما سبق لدينا ان

$$k_B T = \frac{2}{3} E_c = \frac{m}{3} \langle v^2 \rangle$$

أي ان:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3k_B T}{m}$$

اذن:

$$\gamma = \frac{3}{\langle v^2 \rangle} = \frac{m}{k_B T}$$

ومنه فالعبارة النهائية لدالة التوزيع تكون من الشكل:

$$F(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}$$

يمكننا الان التعبير عن دالة التوزيع باستخدام الطاقات:

حيث ان الطاقة الحركية معرفة ب $E = \frac{1}{2}mv^2$ اذن:

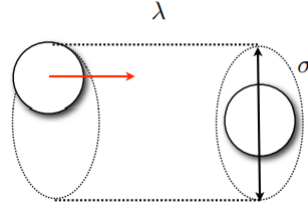
$$F(E) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{k_B T}}$$

تمثل دالة التوزيع السابقة كمدخل للفيزياء الإحصائية، حيث تعطي لنا نظرة عامة حول كثافة توزيع

الطاقة والتي تكون عبارة عن دالة اسية في الطاقة.

متوسط المشي الحر

في نموذجنا الغازي، نعتبر غازًا مخففًا نادرًا ما تلتقي جزيئاته. لقد أهملنا حتى الآن كل هذه الصدمات، لكن في الواقع تحدث تصادمات بين الجزيئات. المنطقة $\sigma = \pi D^2$ تسمى "المقطع الفعال"، ولا يمكن أن يحدث الاصطدام بين جسيمين إلا إذا اقتربا من هذه المسافة. الآن دعونا نحدد متوسط المسار الحر، وهو متوسط المسافة التي يقطعها الجسيم قبل أن يصطدم بجسيم آخر.



باستخدام متوسط المسار الحر λ ومساحة السطح σ ، يمكننا إنشاء حجم يحتوي على جسيم واحد فقط.

افترض أن v_r هو متوسط السرعة النسبية بين جسيمين قبل الاصطدام، و τ هو متوسط الوقت بين

اصطدامين. لدينا بعد ذلك $\lambda = v_r \tau$:

$$\lambda \sigma \frac{N}{V} = 1$$

$$v_r \tau \sigma \frac{N}{V} = 1$$

حيث ان السرعة النسبية: $\vec{v}_r = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$ ، نلاحظ ان

$$v_r^2 = v_2^2 + v_1^2 - 2\vec{v}_1 \vec{v}_2$$

أي ان متوسط مربع السرعة النسبية هو:

$$v_r^2 = 2v^2$$

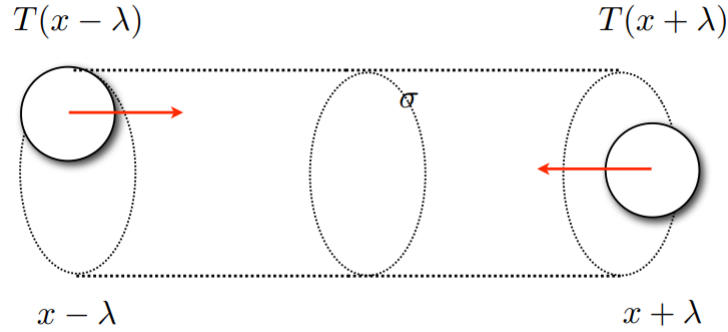
أي أن:

$$\lambda = \frac{V}{\sqrt{2}N\sigma}$$

وهو يمثل متوسط المشي الحر

التوصيل الحراري

لنفترض الآن أننا أنشأنا عدم توازن في درجة حرارة الغاز. سنبين أنه بفضل الصدمات بين الجزيئات تتساوى درجة الحرارة. للقيام بذلك، سوف نقوم بإجراء تقييمات على شرائح سمك dx .



متوسط الطاقة المنقولة لكل وحدة زمنية ولكل وحدة مساحة عبر المستوى x من اليسار إلى اليمين هو:

$$\frac{1}{6} n v k_B T(x - \lambda)$$

ويأتي العامل $1/3$ من حقيقة أن ثلث الجزيئات يتحرك نحو x (وثلث باتجاه كل من الاتجاهين

الآخرين)، والقسمة على 2 تأتي من حقيقة أن فقط نصف تحريك الرؤوس إلى اليمين.

وبالمثل، فإن متوسط الطاقة المنقولة لكل وحدة زمنية ولكل وحدة مساحة عبر المستوى x من اليمين إلى

اليسار هو:

$$\frac{1}{6} n v k_B T(x + \lambda)$$

وبالتالي فإن تدفق الطاقة الكامل هو:

$$\frac{1}{6}nvk_B T(x - \lambda) - \frac{1}{6}nvk_B T(x + \lambda)$$

والتي يمكن تبسيطها إلى:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{6}nvk_B T(x) - \lambda \frac{1}{6}nvk_B \frac{\partial T(x)}{\partial x} + \dots - \frac{1}{6}nvk_B T(x) - \lambda \frac{1}{6}nvk_B \frac{\partial T(x)}{\partial x} + \dots \\ & = -\frac{\lambda}{3}nvk_B \frac{\partial T(x)}{\partial x} \end{aligned}$$

نشير إلى هذا التدفق $q = -k \frac{\partial T(x)}{\partial x}$ مع k كعامل فورييه:

$$k = \frac{\lambda nvk_B}{3}$$

ملاحظة: $k \approx \frac{k_B v}{\sigma}$ مع العلم أن $v \propto \sqrt{T}$ ، يتغير معامل فورييه مع جذر درجة حرارة الغاز.

وسائل النقل الأخرى

ينطبق المنطق المذكور أعلاه أيضًا على كميات أخرى غير درجة الحرارة، بما في ذلك السرعة والتركيز.

وفي حالة السرعة، فإن ذلك يجعل من الممكن حساب تقدير لمعامل اللزوجة.

وفي حالة التركيز، فإن ذلك يجعل من الممكن حساب تقدير لمعامل الانتشار. يتم إعطاء تدفق المواد

بواسطة:

$$j = -D \frac{\partial n(x)}{\partial x}$$

مع

$$D = \frac{\lambda v}{3}$$

دعونا نحتفظ بالنتيجة الأساسية التي بموجبها تتناسب معاملات النقل في الغاز مع سرعة التحريض

ومتوسط المسار الحر.

الجهد الكيميائي

1. العلاقات الأساسية

الجهد الكيميائي هو كمية ديناميكية حرارية أساسية تلعب دورًا رئيسيًا في التوازنات الكيميائية، تبادل المادة، ووصف الأنظمة الديناميكية الحرارية. فيما يلي أهم العلاقات الأساسية المتعلقة بالجهد الكيميائي (μ):

1. تعريف الجهد الكيميائي

بالنسبة لنوع كيميائي (i) في نظام ما، يُعرف الجهد الكيميائي (μ_i) على أنه التغير في الطاقة الحرة للنظام بالنسبة إلى كمية هذه المادة، عند درجة حرارة (T)، ضغط (P)، وكميات الأنواع الأخرى ثابتة:

$$\mu_a = \left(\frac{\partial G}{\partial n_a} \right)_{T,P,n_{j \neq i}}$$

حيث:

G- الطاقة الحرة لجيبس.

n_a - كمية المادة للنوع (a).

2. التعبير في خليط مثالي

في خليط مثالي، يُعطى الجهد الكيميائي لنوع (i) بالعلاقة:

$$\mu_a = \mu_a^0 + RT \ln x_a$$

حيث:

μ_a^0 - الجهد الكيميائي القياسي.

x_a - الكسر المولي للنوع (a).

R - ثابت الغازات المثالية.

T - درجة الحرارة المطلقة.

بالنسبة لغاز مثالي:

$$\mu_a = \mu_a^0 + RT \ln (P_a/P^0)$$

حيث P_a هو الضغط الجزئي و P^0 هو الضغط القياسي.

3. العلاقة مع الطاقة الحرة الكلية لجيبس

ترتبط الطاقة الحرة لجيبس للنظام بالجهود الكيميائية لأنواع المختلفة عبر العلاقة:

$$G = \sum_a n_a \mu_a$$

4. معيار التوازن الكيميائي

عند التوازن الكيميائي، يكون الجهد الكيميائي لكل نوع متساويًا في جميع الأطوار التي يتواجد فيها:

$$\mu_a^{(1)} = \mu_a^{(2)}$$

بالنسبة لتفاعل كيميائي:

$$\sum_a \nu_a \mu_a = 0$$

حيث ν_a هي معاملات التوازن الكيميائي (الستوكيومترية).

5. العلاقات في نظام متعدد الأطوار

في نظام يحتوي على عدة أطوار، عند التوازن يكون:

$$\mu_a^{(1)} = \mu_a^{(2)} = \dots = \mu_a^{(n)}$$

6. العلاقة مع الدوال الديناميكية الحرارية الأخرى

في الطاقة الداخلية: (U)

$$dU = TdS - PdV + \sum_a \mu_a dn_a$$

في الإنثالبية: (H)

$$dH = TdS + VdP + \sum_a \mu_a dn_a$$

في الطاقة الحرة لجيبس: (G)

$$dG = VdP - SdT + \sum_a \mu_a dn_a$$

في الطاقة الحرة: (F)

$$dF = -PdV - SdT + \sum_a \mu_a dn_a$$

7. الجهد الكيميائي في الأنظمة غير المثالية

بالنسبة للأنظمة الحقيقية (غير المثالية)، يتم استخدام النشاط: (a_a)

$$\mu_a = \mu_a^0 + RT \ln a_a$$

حيث يأخذ النشاط (a_a) في الاعتبار التفاعلات بين الجسيمات.

II. تعايش الأطوار

يشير تعايش الأطوار في الديناميكا الحرارية إلى الحالة التي تتواجد فيها أطوار متعددة (مثل

الصلب، السائل، والغاز) لنفس المادة أو لمواد مختلفة في حالة توازن حراري عند نفس

الشروط من الضغط ودرجة الحرارة. هذا المفهوم يُعدّ أساسيًا لفهم العديد من الظواهر

الطبيعية والتطبيقات العملية، مثل عمليات التبخر، الذوبان، والغليان.

1. الشروط الأساسية لتعايش الأطوار

1. التوازن الديناميكي الحراري:

يحدث التوازن بين الأطوار عندما تكون الطاقة الكيميائية (أو الجهد الكيميائي) لكل

مكوّن متساوية في جميع الأطوار.

يعبر عن ذلك بالمعادلة:

$$\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = \dots = \mu_n$$

حيث μ_i يمثل الجهد الكيميائي للمكوّن iii.

2. المساواة في الضغط ودرجة الحرارة:

لكي تتعايش الأطوار، يجب أن يكون الضغط ودرجة الحرارة متساويين عبر جميع الأطوار.

3. قاعدة الطور لجيبس: (Gibbs Phase Rule)

تحدد قاعدة جيبس عدد درجات الحرية (أي المتغيرات المستقلة التي يمكن التحكم فيها) لنظام يحتوي على C مكونات و P أطوار، كما يلي:

$$F = C - P + 2$$

◦ عندما $F = 0$ ، يكون النظام عند نقطة حرجة أو ثلاثية (Triple Point)

حيث تتواجد جميع الأطوار معًا.

◦ عندما $F = 1$ ، يمكن للنظام تغيير درجة الحرارة أو الضغط مع

الحفاظ على التوازن بين الطورين.

2. أمثلة على تعايش الأطوار

1. التعايش بين الجليد والماء:

عند درجة حرارة 0°C وضغط 1 atm ، يمكن

للماء أن يتواجد في حالتين، الصلبة (الجليد) والسائلة، في توازن.

2. التعايش بين السائل والبخار:

عند درجة الغليان، مثل الماء عند 100°C وضغط

1 atm ، يتواجد الطور السائل والبخار معًا.

3. النقطة الثلاثية: (Triple Point)

في النقطة الثلاثية لمادة مثل CO_2 ، يمكن للأطوار الثلاثة (صلب،

سائل، غاز) أن تتواجد معًا في توازن عند درجة حرارة وضغط معينين.

4. تعايش أطوار في سبائك معدنية:

في السبائك المعدنية، قد تتعايش أطوار صلبة متعددة معًا عند درجات حرارة

وضغوط محددة.

3. المعادلات المرتبطة بتعایش الأطوار

1. الجهد الكيميائي:

العلاقة بين الجهد الكيميائي μ_i والضغط ودرجة الحرارة في حالة التوازن

تعطى بـ:

$$d\mu = VdP - SdT$$

حيث:

○ V هو الحجم المولي،

○ S هو الإنتروبيا المولية.

2. الطاقة الحرة لجيبس:

يمكن التعبير عن الطاقة الحرة لجيبس للنظام المتوازن بالأطوار المختلفة كالتالي:

$$G = \sum_i n_i \mu_i$$

حيث:

○ G هي الطاقة الحرة لجيبس،

○ n_i كمية المادة للمكون iii.

• المواد المبردة: يتم التحكم في توازن الأطوار لتطبيقات التبريد.

- **السبائك:** تُدرس حالة التعايش لفهم صلابة وخصائص المواد.
- **الصناعات البتروكيميائية:** فهم تعايش الأطوار ضروري في عمليات التقطير واستخلاص المكونات.

III. شروط التوازن عند ضغط ثابت

في الديناميكا الحرارية، يمكن وصف التوازن عند ضغط ثابت باستخدام بعض العلاقات الأساسية المتعلقة بالجهد الكيميائي والطاقة الحرة.

1. تعريف الجهد الكيميائي عند ضغط ثابت

عند ضغط ثابت، يكون الجهد الكيميائي لكل مكون في النظام هو نفسه في جميع الأطوار المختلفة.

علاقة الجهد الكيميائي في هذه الحالة هي كالتالي:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T, P, n_j \neq i} = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T, P, n_j \neq i} = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T, P, n_j \neq i}$$

حيث:

- μ_i هو الجهد الكيميائي للمكون iii.
- G هي الطاقة الحرة لجيبس.

iii. كمية المادة للمكوّن n_{in_ini} .

2. الطاقة الحرة عند ضغط ثابت

عند التوازن عند ضغط ثابت، تعبر الطاقة الحرة لجيبس (G) كالتالي:

$$dG = V dP - S dT + \sum_i \mu_i dn_i$$

$$dn_i dG = V dP - S dT + \sum_i \mu_i dn_i$$

حيث:

• V هو الحجم.

• S هو الإنتروبيا.

• dn_i هو التغير في كمية المادة للمكوّن iii.

3. قاعدة الطور لجيبس (Gibbs Phase Rule)

تحدد هذه القاعدة شروط التوازن في نظام يحتوي على عدة أطوار:

$$F = C - P + 2$$

حيث:

• FFF هو عدد درجات الحرية.

• CCC هو عدد المكونات.

• PPP هو عدد الأطوار.

4. التوازن عند ضغط ثابت في التفاعلات الكيميائية

في التفاعلات الكيميائية عند ضغط ثابت، يكون الجهد الكيميائي للمركبات المتفاعلة هو نفسه للمنتجات.

معادلة التفاعل الكيميائي عند ضغط ثابت:

$$\sum_i \nu_i \mu_i = 0 \quad \text{و} \quad \sum_i \nu_i \mu_i = 0$$

حيث:

• ν_i هي المعاملات الكيميائية.

IV. لتوازن والاستقرار عند جهد كيميائي ثابت

1. تعريف الجهد الكيميائي عند جهد كيميائي ثابت:

في التفاعلات الكيميائية، الجهد الكيميائي لمادة ما هو الخاصية التي تحدد مدى استجابة المادة لتغيرات الضغط ودرجة الحرارة.

عند التوازن الكيميائي، يتم تحديد الجهد الكيميائي كالتالي:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T, P} = (\partial n_i \partial G)_{T, P}$$

حيث:

- μ_i هو الجهد الكيميائي للمركب iii.
- G هي الطاقة الحرة لجيبس.
- n_i هو كمية المادة للمركب iii.

2. التوازن الكيميائي عند جهد كيميائي ثابت

في حالة التوازن الكيميائي عند جهد كيميائي ثابت، يكون الجهد الكيميائي لجميع المكونات المتفاعلة في النظام هو نفسه.

المعادلة التي تعبر عن هذا التوازن هي:

$$\sum_i \nu_i \mu_i = 0 \quad \sum_i \nu_i \mu_i = 0$$

حيث:

- ν_i هي المعاملات الكيميائية للتفاعل.
- μ_i هو الجهد الكيميائي لكل مكون.

3. استقرار النظام عند جهد كيميائي ثابت

عند التوازن، عندما يكون الجهد الكيميائي ثابتاً، يمكن التحقق من استقرار النظام باستخدام قاعدة هابل-غلونستيدت.

القاعدة تنص على أن:

$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial n_i^2} \right)_{T, P} \geq 0 \quad \geq 0 \left(\frac{\partial^2 G}{\partial n_i^2} \right)_{T, P} \geq 0$$

- إذا كانت الدرجة الثانية موجبة، فهذا يعني أن النظام مستقر عند الجهد الكيميائي المحدد.

- إذا كانت سالبة، فإن النظام غير مستقر.

4. حالات التوازن الكيميائي تحت الجهد الكيميائي الثابت

- تفاعلات التوازن الكيميائي:

عند جهد كيميائي ثابت، تكون التفاعلات الكيميائية في حالة توازن إذا كان الجهد الكيميائي للمادة المتفاعلة يساوي الجهد الكيميائي للمنتج .

$$\mu_{\text{reactants}} = \mu_{\text{products}} \quad \mu_i^{\{\text{reactants}\}} = \mu_i^{\{\text{products}\}}$$

- النظام في حالة مستقرة:

عندما يكون الجهد الكيميائي لمكون معين أقل أو يساوي القيم الأخرى، يميل النظام نحو التوازن والاستقرار .

5. التطبيقات العملية:

- النقطة الثلاثية:

في الأنظمة متعددة الأطوار، يتعايش الأطوار المختلفة عند الجهد الكيميائي نفسه.

- التحولات الطورية:

فهم توازن الجهد الكيميائي يساعد في دراسة التحولات الطورية، مثل التبخر، الغليان، أو الذوبان

صيغتا كلاوسيوس وكلفن-بلانك للقانون الثاني في التيرموديناميكا

5-8-1 صيغة كلاوسيوس

كنا قد وضعنا صيغة للقانون الثاني في التيرموديناميكا تتعلق بتغير الإنتروبي في عملية ما، وعرفنا الإنتروبي باستخدام السريان الحراري من وإلى نظام تيرموديناميكي في دورة كارنو. هناك صيغتان أخريان تؤديان نفس الغرض، وُضعت إحداهما بواسطة كلاوسيوس، الذي اقترح فكرة الإنتروبي - التي لا تفنى ويمكن استحداثها، والأخرى وضعها كلفن وبلانك.

تقول صيغة كلاوسيوس:

"العملية التي نتيجتها الوحيدة هي سريان حراري من نظام ما عند درجة حرارة معينة إلى نظام آخر عند درجة حرارة أقل غير ممكنة."

على الرغم من أن هذه العبارة قد تبدو بديهية، إذ أن الحرارة تسري من درجة حرارة أعلى إلى درجة أقل، فإن التوصيل الحراري يُستخدم لفهم هذه الفكرة، حيث توضع درجات الحرارة كقيم عددية تعكس اتجاه سريان الحرارة.

ميزة صيغة كلاوسيوس أنها تعبر بوضوح عن استحالة أي عملية مناقضة للمفهوم السابق، أو بعبارة أخرى، استحالة السريان الحراري من درجة حرارة أقل إلى درجة حرارة أعلى.

صيغة كلاوسيوس نتيجة مباشرة لمبدأ الزيادة في الإنتروبي

افتراض أنّ السريان الحراري من النظام Q عند درجة حرارة T_1 إلى النظام Q عند درجة حرارة T_2 هو

الوسيلة الوحيدة لحدوث العملية. لا تتناقض هذه العملية مع القانون الأول في التيرموديناميكا، حيث أنّ

الشغل في هذه العملية يكون صفرًا، والزيادة في الطاقة الداخلية للنظامين A و B على التوالي تساوي صفرًا.

تُعطى العلاقة لتغير الإنتروبي كما يلي:

$$\Delta S_A = -\frac{Q_A}{T_1}, \Delta S_B = \frac{Q_B}{T_2}$$

حيث Q هو السريان الحراري، و T_1 و T_2 هما درجات الحرارة المقابلة للنظامين.

كفاءة مولد الحرارة، معامل الفاعلية للتلاجة وصيغتا كلاوسيوس وكلفن-بلانك

6-أ: المخطط لدورة كارنو

في المخطط لدورة كارنو، سبق وأن رأيناه، حيث يمثل الشكل دائرة نظامًا خاضعًا لدورة كارنو. في هذا النظام:

- يتم تمثيل الجزء الأول من الخزان ذي درجة الحرارة T_2 كمصدر للحرارة الذي يقوم بإدخال حرارة Q_2 .
- يؤدي النظام شغلًا W عند انتقاله إلى الخزان ذي درجة الحرارة T_1 ، الذي يتخلص من حرارة Q_1 .

الكفاءة الحرارية في دورة كارنو هي:

$$\eta = \frac{W}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} \quad \eta = \frac{W}{Q_2} = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2}$$

حيث الكفاءة تصل إلى 50%، بسبب السريان الحراري من درجة حرارة أعلى إلى درجة حرارة أقل.

6- أ: الكفاءة الأعلى للمولد الحراري

إذا افترضنا وجود مولد آخر يعمل بآلية مشابهة لدورة كارنو، ولكن بكفاءة أعلى تصل إلى 75%، فهذا

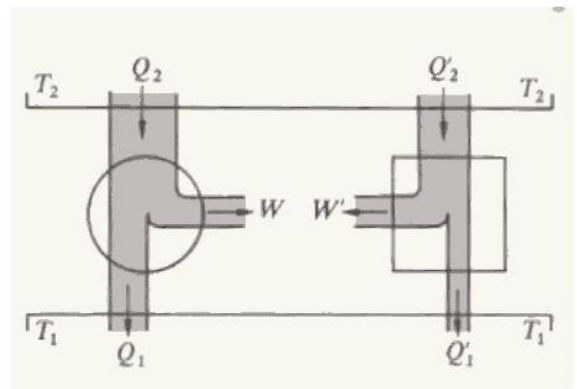
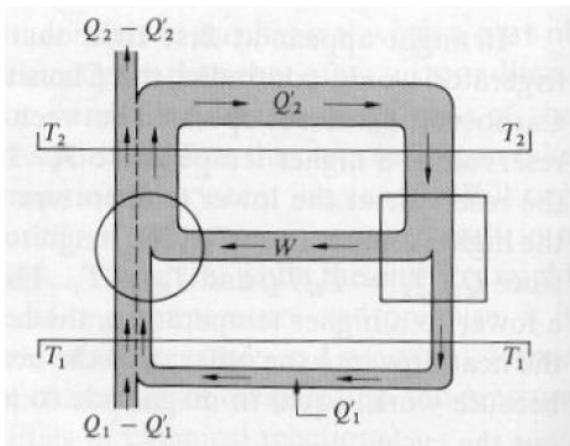
يعني أن الشغل المنتج هو نفسه، ولكن السريان الحراري Q_2' أقل من السريان Q_2 لدورة كارنو.

الفرضية أن كفاءة المولد الجديد أعلى من دورة كارنو تعني أن المولد يقلل السريان الحراري، مما يؤدي

إلى أداء الشغل بنفس المستوى بكمية أقل من الحرارة الداخلة.

6- ب: المولد كمولد وكتلاجة

إذا طبقنا هذه الفرضية على المولد الجديد، الذي يعمل بنفس الدورة ولكنه يقوم بدور التلاجة، نجد أن:



- يتم "شفط" المولد (المستطيل) حرارة من الخزان الأعلى عند درجة الحرارة T_2 .
- وفي نفس الوقت، يتم "تلفظ" التلاجة (الدائرة) حرارة من الخزان الأدنى عند درجة الحرارة T_1 .

النتيجة هي انتقال الحرارة من الخزان الأدنى إلى الأعلى، ما يتعارض مع صيغة كلاوسيوس للقانون الثاني الذي ينص على أن انتقال الحرارة من خزان بارد إلى خزان ساخن دون بذل شغل غير ممكن.

-6ب: استنتاجات قانون كلفن-بلانك

نستطيع استخدام قانون كلفن-بلانك ليؤكد أن أي جهاز يعمل بشكل مستمر لتحويل الحرارة من خزان بارد إلى خزان ساخن لا يمكن أن يكون له كفاءة أعلى من مولد كارنو المماثل.

بالنسبة للثلاجات، فإن هذا التحليل ينطبق أيضًا، حيث لا يمكن لجهاز ثلاجة العمل بين نفس الخزائين الحراريين بفاعلية أعلى من ثلاجة كارنو.

خلاصة استخدام قوانين كلاوسيوس وكلفن-بلانك

باستخدام صيغة كلفن-بلانك، نستنتج أن كفاءة مولد الحرارة أو الثلاجة تعتمد فقط على درجات حرارة الخزائين المعنيين في الدورة، وتؤدي هذه العلاقات إلى فهم محدودية العملية الحرارية وفقًا للقانون الثاني في التيرموديناميكا.

وبالتالي، فإن التغير الكلي في إنتروبي الكون يساوي:

$$\Delta S_{total} = \Delta S_A + \Delta S_B = 0$$

وهذا يعني أن الإنتروبي لا يمكن أن تنخفض، إذ أن أي انخفاض في الإنتروبي في نظام معين يتطلب زيادة مساوية في نظام آخر، وهو ما يتعارض مع مبدأ زيادة الإنتروبي.

5-8-3 صيغة كلفن-بلانك

تتص صيغة كلفن-بلانك على:

"العملية التي نتيجتها الوحيدة هي سريان حراري من خزان عند درجة حرارة معينة يؤدي إلى أداء شغل دون أي تغيير في الإنتروبي للخزان أو نظام آخر."

مثل هذه العملية قد تتوافق مع القانون الأول في التيرموديناميكا، ولكنها تخالف مبدأ زيادة الإنتروبي، حيث يُفترض أن الإنتروبي للخزان أو للنظام الآخر تتناقص، وهو ما لا يُسمح به وفقاً للقانون الثاني.

العمل الذي يؤدي في هذه العملية يكون مساوياً:

$$|Q|T \frac{|Q|}{T}$$

حيث Q هو السريان الحراري و T هو درجة الحرارة المقابلة للخزان، مما يعني أن الإنتروبي للخزان تتخفف بمقدار $|Q|/T$ ، وهذا غير ممكن.

وبالتالي، فإن صيغة كلفن-بلانك تؤكد عدم وجود مثل هذه العملية وفقاً للقانون الثاني.