

مفردات منهج الحرارة والثرموداينميك للصف الثاني

(فرع فيزياء الليزر وعلم المواد)

الفصل الأول: الحرارة

١- تسخين المواد الصلبة ٢- التمدد ٣- السعة الحرارية ٤- معدلات تجهيز الطاقة ٥- السعة الحرارية النوعية ٦- طرق قياس السعة الحرارية النوعية ٧- الحرارة الكامنة للانصهار والحرارة الكامنة للتبخير ٨- المحارير ٩- درجات الحرارة للغاز المثالي ١٠- بعض أنواع المحارير ١١- النظرية الحركية للغازات ١٢- نتائج النظرية الحركية.

الثرموداينميك

١ - الفصل الأول

١- النظام ٢- النظام الحقيقي والمثالي ٣- حدود النظام ٤- المحيط ٥- النظام المفتوح ٦- النظام المطلق ٧- النظام المعزول ٨- الجدار وأنواعه ٩- الكون ١٠- التوازن الحراري ١١- خواص النظام ١٢- الخواص المركزة والشاملة ١٣- الخواص المستقلة والتابعة ١٤- حالة النظام ١٥- العملية الثرموديناميكية وأنواعها ١٦- الطاقة ١٧- الحرارة والشغل ١٨- الطاقة الداخلية.

الفصل الثاني: نظريات رياضية مقيدة

١- المشتقات الجزئية ٢- متطابقات مقيدة ٣- خواص ومجالات النظام ٤- شروط دالة الحالة ٥- التمددية والانضغاطية ٦- دالة المسار (تفاضل غير تام) ٧- الشغل المنجز خلال عمليات مختلفة.

الفصل الثالث: معادلات الحالة

١- المقدمة ٢- معادلة الحالة العامة للغازات ٣- معادلة الحالة للغاز المثالي ٤- الطريقة التجريبية لاشتقاق معادلة الغاز المثالي ٥- الغازات الحقيقية ٦- معادلات الحالة للغازات الحقيقية ٧- معادلة اونس ٨- معادلة فان دير فالز ٩- تصحيح الضغط لغاز فان دير فالز ١٠- تصحيح الحجم لغاز فان دير فالز ١١- معادلة بيتي برجمان ١٢- معادلة كلاسيوس ١٣- الثوابت الحرجة لغاز فان دير فالز ١٤- المعامل الحرج.

الفصل الرابع: القانون الأول للثرموداينميك

١ - المقدمة ٢ - تجارب جول ٣ - القانون الأول ٤ - تطبيقات القانون الأول ٥ - نتائج القانون الأول ٦ - الانتالبي ٧ - معنى الانتالبي ٨ - التمدد الحر للغازات ٩ - الشغل الذي ينجزه الغاز عند تمدده الحر ١٠ - العلاقة بين الطاقة الداخلية والانتالبي لغاز مثالي ١١ - السعة الحرارية C_v ، C_p والفرق بينهما ١٢ - الفرق بين C_v ، C_p لغاز مثالي ١٣ - العمليات العكسية الادياباتيكية (الغازات مثالية) ١٤ - ميل المنحنيات الأيزوثيرميد والادياباتيكية ١٥ - الشغل المبذول خلال العملية الأيزوثيرميد ١٦ - الشغل المبذول خلال العملية الادياباتيكية ١٧ - النسبة بين C_v ، C_p ١٨ - تعيين قيمة γ بطرق مختلفة.

الفصل الخامس: القانون الثاني

١ - مقدمة ٢ - الماكنة الحرارية والثلاجات ٣ - القانون الثاني للثرموداينميك ٤ - نص القانون الثاني ٥ - المقياس الثرموديناميكي المطلق لدرجة الحرارة ومقياس كلفن ٦ - دورة كارنو ٧ - الصفر المطلق.

الفصل السادس: الانثروبي

١ - مقدمة ٢ - عدم مساواة كلاسيوس ٣ - الانثروبي ٤ - حساب التغير في الانثروبي ٥ - التغير في الانثروبي خلال عملية غير عكسية ٦ - مبدأ زيادة الانثروبي ٧ - تغير الانثروبي لغاز مثالي ٨ - منحنى درجة الحرارة - الانثروبي ٩ - دالة هيلهوتز ودالة جيبس ١٠ - علاقة ماكسويل ١١ - معادلة كلاسيوس كلابرون ١٢ - تأثير جول وجول-كلفن.

الفصل السابع: انتقال الحرارة

١ - المقدمة ٢ - المفاهيم الأساسية لانتقال الحرارة ٣ - الاشكال المختلفة لانتقال الحرارة

المصادر

الدينامية الحرارية.

د. محمد احمد سعد الله نويل يوسف قمبر

الثرموداينميك

د. سامي مظلوم صالح

د. أمجد عبد الرزاق

د. عبد المطلب ابراهيم

Thermodynamics

Francis Weston Sears

Physics

Akrill, Bennet and Millar

تسخين المواد الصلبة والسائلة

درجة الحرارة والطاقة الداخلية: ان درجة الحرارة للجسم هي قياس (كم أن الجسم يعتبر ساخناً) والجسم الذي يكون بدرجة حرارة أعلى. معناه أن جزيئاته تمتلك طاقة أكبر. وإن الأجهزة التي تستخدم لقياس درجة الحرارة هي الترمومترات، والمحرار (الترموميتر) الأكثر شيوعاً هو المحرار الزئبقي ومعايرته بالنسبة لدرجات الحرارة السليسية ($^{\circ}\text{C}$) هي نقطة انجماد الماء النقي وهي 0°C ونقطة غليانه والتي هي 100°C . على شرط حصولهما تحت ظروف فيزيائية معروفة. إن درجة حرارة الجسم يمكن رفعها بإضافة الطاقة اليه، وتخفض درجة الحرارة بسحب الطاقة من الجسم. لكن ليس من الممكن سحب كل الطاقة من جزيئات الجسم، وإن أصغر درجة حرارة هي الدرجة التي تسحب عندها معظم طاقة الجسم والتي قيمتها (-273.1°C) والطاقة المتبقية تسمى طاقة نقطة الصفر (zero-point energy).

* ومن خلال رسم منحنيات للعلاقة بين طاقة الجهد ومسافة الفصل بين الجزيئات يمكن تحديد مسافة الفصل والتي تكون فيها الجزيئات مستقرة، كما يمكن تحديد قيمة اعظم طاقة جهد مقابل أقل طاقة حركية وبالعكس.

التمدد: ايضاح فكرة التمدد في المواد وخاصة الصلبة، والاستشهاد ببعض الظواهر وبعض القياسات المختبرية، ثم وضع فكرة قياس التمدد في علاقة رياضية. فيما يخص التمدد الطولي

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta \theta \dots (1) \text{ حيث ان } l_0 \text{ الطول الاصلي بالمت}$$

و Δl التغير بالطول

$\Delta \theta$ التغير بدرجات الحرارة

* ثم التطرق الى تغير قيمة التمددية مع نقطة الانصهار حيث لوحظ أن التمددية تزداد بإنخفاض نقطة الانصهار بينما هي تتخفض بزيادة نقطة الانصهار حيث أقل قيم للتمددية يمتلكها التتستن والمولبدينيوم. كذلك التطرق الى تغير التمددية مع درجة الحرارة، حيث لوحظ انها تزداد بزيادة درجة الحرارة لكنها تستقر عند درجة معينة وكمثال على ذلك كما يلاحظ في تمددية فلز النحاس.

وتتم الإجابة عن سبب التمدد في الأجسام وتغير ابعادها بالتسخين عن طريق استخدام منحنيات طاقة الجهد مع مسافة الفصل، والمواد ذات نقطة انصهار عالية وأخرى ذات نقطة انصهار واطئة، مع ملاحظة سلوك هذه المنحنيات وكيفية تغيرها تبعاً للقوى الرابطة بين الجزيئات، وعلى ضوء قيمة نقطة انصهار المادة.

مثال: لوح مستطيل من النحاس أبعاده $100 \times 80 \times 60 \text{ mm}$ ارتفعت درجة حرارته من 300 الى 500 K . أحصل على معدل قيمة معامل التمدد الطولي للنحاس لهذا المدى من درجات الحرارة. من الشكل، ثم احسب الحجم الجديد للنحاس، ثم احسب الزيادة في الحجم واحسب معامل التمدد الحجمي من العلاقة $\Delta v = \gamma v_0 \Delta \theta$.

$$\text{متوسط التمددية الخطية} \quad \simeq \frac{1}{2} (16.7 + 18.3) 10^{-6} \text{ K}$$

باستعمال العلاقة

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta \theta \quad \text{وبالنسبة للجانب } 100 \text{ mm}$$

$$\Delta l = (1.75 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}) (100 \text{ mm}) (200 \text{ K}) \\ = 0.35 \text{ mm.}$$

$$\Delta l = 0.28 \text{ mm} \quad \text{للجانب } 80 \text{ mm}$$

$$\Delta l = 0.21 \text{ mm} \quad \text{للجانب } 60 \text{ mm}$$

$$v_1 = (100.35) (80.28 \text{ mm}) (60.21 \text{ mm}) \quad \text{والحجم الجديد} \\ = 485058 \text{ mm}^3$$

$$v_0 = 480000 \text{ mm}^3 \quad \text{الحجم الاصلي}$$

$$\Delta V = 5058 \text{ mm}^3$$

$$\gamma = \frac{\Delta V}{v_0 \Delta \theta} = \frac{5058 \text{ mm}^3}{(480000 \text{ mm}^3) (200 \text{ K})} = 5.27 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$$

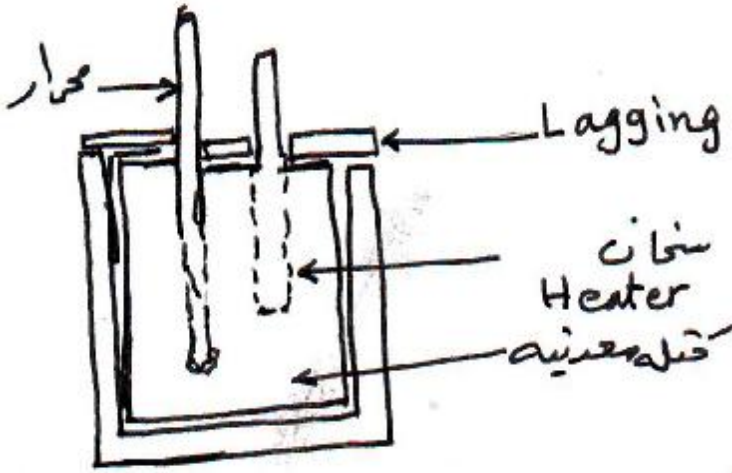
وهذا يساوي تقريباً (3α) حيث أن $3\alpha = 5.25 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$ وهذا يعتبر تقريب، وإن معامل التمدد الحجمي يستعمل عند التعامل مع السوائل والغازات.

إن معامل التمدد الحجمي للسوائل عند درجة 300K في المدى $6.2 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ إلى $2 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ ونموذجياً يعتبر بحدود (10) مرات معامل التمدد الصلب وانها تزداد بزيادة درجة الحرارة.

وإن لكل الغازات نفس معامل التمدد الحجمي عند درجة 300K بحدود $3.66 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ وهو أعلى من ذلك للسوائل الشائعة. ومع ذلك فإنه لا يستعمل كثيراً وذلك لأن حجم الغاز يتأثر كثيراً بتغيرات الضغط إضافة لدرجة الحرارة.

السعة الحرارية Heat Capacity

في الشكل الآتي قطعة فلزية فيها مسخن، فإذا شغل المسخن وسجلت درجة الحرارة لفترات زمنية سوف نحصل على رسم كما في الشكل الذي يليه.



نلاحظ ان القطع الثلاث تختلف في

سعاتها الحرارية. ويلاحظ أن الكتلة ١.٢ كغم من الألمنيوم تمتص طاقة دون ارتفاع عال بدرجة الحرارة وبعدها تأتي الكتلة ٠.٦ كغم المنيوم ثم ١.٢ كغم نحاس حيث ترتفع درجة حرارتها كثيراً. من هذا يتم استخدام مصطلح السعة الحرارية (h.c) ويرمز لها الرمز (c) وتعرف

$$c = \frac{\Delta Q}{\Delta \theta}$$

حيث $\Delta \theta$ هو مقدار الارتفاع بدرجة الحرارة

ΔQ كمية الحرارة المنتقلة بالتسخين.

مثال: إذا كانت قدرة المسخن

48w والذي استخدم لمدة 200s.

فإنه سوف ينقل حرارة بمقدار
 $9600J = 48Js^{-1} \times 200s$

من الرسم سوف نلاحظ لكتلة 1.2kg من
 الالمنيوم. إن درجة الحرارة ارتفعت بمقدار
 9k لذلك فإن (c) سوف تساوي

$$c = \frac{9600J}{9k} = 1.06 \times 10^3 Jk^{-1}$$

أما الـ 0.6kg المنيوم فتساوي $c = 5.3 \times 10^2 Jk^{-1}$

ولكتلة النحاس 1.2 kg

$$\frac{9600 J}{21 k} = 4.6 \times 10^2 Jk^{-1}$$

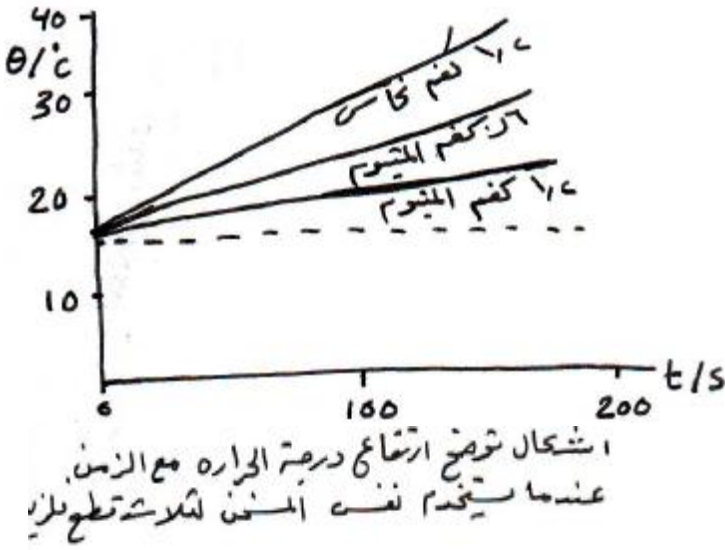
السعة الحرارية النوعية Specific heat capacity

ان مصطلح السعة الحرارية النوعية يخص المادة ويعرف $c = \frac{\Delta Q}{m\Delta\theta}$

حيث m هي كتلة الجسم و ΔQ كمية الطاقة المنتقلة بالتسخين و $\Delta\theta$ مقدار التغير
 بدرجات الحرارة، فلو طبق التعريف على كتلة الالمنيوم (1.2) كغم

$$c = \frac{9600J}{(9k)(1.2kg)} = 8.9 \times 10^2 Jk^{-1}kg^{-1}$$

فقدان الطاقة الى المحيط Energy losses to the surrounding



في الكلام السابق، تم اعتبار أن كل الطاقة من المسخن تذهب الى الكتل الفلزية، لكن عندما ترتفع درجة الحرارة اعلى من درجة حرارة المحيط فإنها سوف تنتقل الى المحيط. لذلك فإن قيمة C و c سوف تكون اكبر من الحقيقية بسبب اهمال الطاقة المتسربة الى المحيط.

مثال: غلاية كهربائية فيها عنصر تسخين قدرته 2750w وسعة حرارية $h.c(530Jk)^{-1}$ فإذا وضع فيها 1.7kg ماء والسعة الحرارية النوعية للماء $4200Jk^{-1}kg^{-1}$ ، كم من الوقت يلزم لكي ترتفع درجة حرارة الغلاية والماء من $20^{\circ}C$ الى $100^{\circ}C$ ؟

$$\Delta Q = (C + cm) \Delta \theta$$

$$\Delta Q = \overset{\substack{\uparrow \\ \text{الماء}}}{(530Jk^{-1} + 4200Jk^{-1}kg^{-1} \times 1.7kg)} \overset{\substack{\uparrow \\ \text{الغلاية}}}{80k} = 6.14 \times 10^5 J$$

وإن معدل التجهيز حسب قيمة قدرة عنصر التسخين هو $2750Js^{-1}$

$$t = \frac{6.14 \times 10^5 J}{2750Js^{-1}} = 223s$$

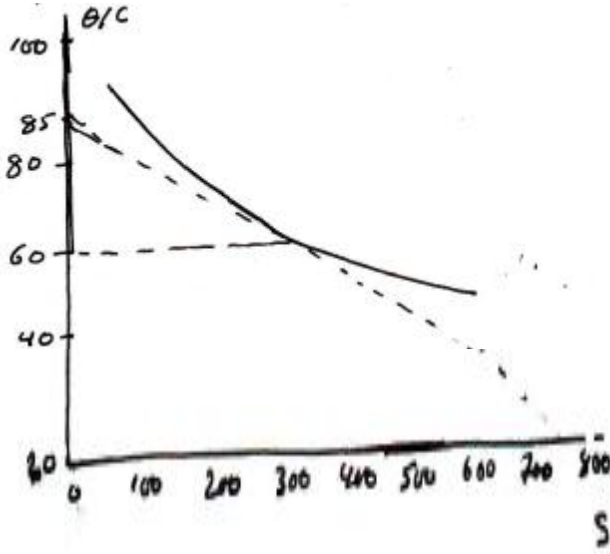
إن الغلاية سوف تفقد الى المحيط لذلك فإن هذا الزمن هو أكثر من الحقيقي. ينصح استعمال غلاية ذات كثافة واطئة و s.h.c واطئة ويفضل استخدام كمية مناسبة من الماء لأن الماء يستهلك كمية كبيرة من الطاقة لكي يسخن.

معدلات تجهيز الطاقة: إذا تم تجهيز طاقة بمقدار ΔQ والتغير المقابل بدرجة الحرارة $\Delta \theta$ لزمن قدره Δt لذلك يعاد كتابة العلاقة لتجهيز الحرارة $\Delta Q = mc\Delta \theta$ كما في الشكل ادناه

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = cm \frac{\Delta \theta}{\Delta t}$$

$\frac{\Delta Q}{\Delta t}$ معدل ارتفاع الطاقة و $\frac{\Delta \theta}{\Delta t}$ معدل ارتفاع درجة الحرارة، وربما في بعض الحالات انخفاض درجة الحرارة.

وللتغير اللحظي $\frac{dQ}{dt} = cm \frac{d\theta}{dt}$. هذه العلاقة، بواسطتها يمكن ايجاد القيمة اللحظية لتغير درجة الحرارة وتجهيز الطاقة، فمثلاً لو سخن جسم معروف السعة الحرارية النوعية ثم برد يمكن رسم منحنى التبريد كما في الشكل حيث يوضح منحنى التبريد



نفرض ان السعة الحرارية للجسم هي 1400 Jk^{-1} ولمعدل فقدان الطاقة عند درجة حرارة 60°C . نرسم خط من 60 ونرسم المماس للمنحنى وميل المماس

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{-65}{7805} = -8.33 \times 10^{-2} \text{ ks}^{-1}$$

ولحساب $\frac{dQ}{dt}$

$$\frac{dQ}{dt} = (1400 \text{ Jk}^{-1}) (-8.3 \times 10^{-2} \text{ ks}^{-1})$$

$$= -117 \text{ Js}^{-1}$$

الاشارة السالبة تدل على أن الجسم يفقد حرارة

مثال: نعود الى مثال الغلاية، فإذا استعملت لخلي كمية من الماء وبعدها قطع عنها التيار الكهربائي بعد أن وصل الى درجة (99°C) وسمح له بأن يبرد ووجد أن درجة الحرارة تنخفض بمعدل 4 k لكل 5 دقائق. ما معدل فقدان الطاقة؟

مجموع السعة الحرارية (h.c) والتي هي C للغلاية والمحتويات

مجموع السعة الحرارية (C) للغلاية والمحتويات هي :-

$$C = 530 \text{ Jk}^{-1} + (1.7 \text{ kg} \times 4200 \text{ Jk}^{-1} \text{ kg})$$
$$= 7670 \text{ Jk}^{-1}$$

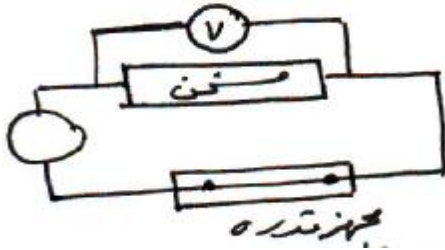
$$\frac{dQ}{dt} = \frac{mc}{C} \frac{d\theta}{dt} = \left(7670 \text{ Jk}^{-1} \right) \left(\frac{4 \text{ k}}{300 \text{ s}} \right)$$

$$= 102 \text{ w}$$

إن أغلب المواد الصلبة لها سعة حرارية نوعية بالمدى 100 الى $1000 \text{ Jk}^{-1} \text{ kg}^{-1}$. ولكن لأغلب السوائل الشائعة تكون بحدود $200 \text{ Jk}^{-1} \text{ kg}^{-1}$. ولكن بالنسبة للماء ($4200 \text{ Jk}^{-1} \text{ kg}^{-1}$) وتعتبر عالية، اما بالنسبة للغازات فإن السعة الحرارية النوعية تتغير بشدة حسب نوع الغاز. فمثلاً للهواء قيمتها $1000 \text{ Jk}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

إن القيمة العالية للسعة الحرارية النوعية لمادة شائعة مثل الماء له تأثيرات مهمة يومياً. وبمنظرة عامة فإن المسطحات المائية مثل الأنهار والبحار والبحيرات ترتفع درجة حرارتها وتنخفض ببطئ كبير مقارنة بالتراب، لذلك فإن درجات الحرارة على الارض تعتمد بشكل جزئي على ما يحيطها هل هو يابسة أم ماء؟

قياس السعة الحرارية النوعية:



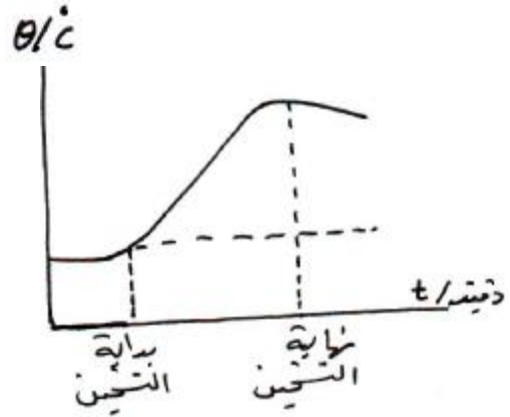
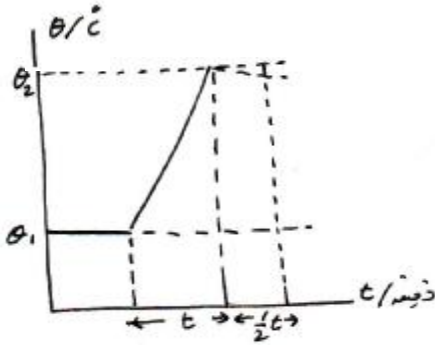
نعود الى الشكل الذي يحوي الكتلة المعدنية والمسخن، وبالنظر الى الدائرة الكهربائية المجاورة فإذا كان الاميتر بسجل I والفولتميتر بسجل (V) وهو فرق الجهد حول المسخن. فإذا سمح للتيار بالمرور لفترة زمنية قدرها (t) فتكون الطاقة المجهزة $VI t$. وإذا كانت السعة الحرارية للمنظومة (المسخن والمحرار والغطاء للمسر C) والسعة الحرارية النوعية وكتلة المادة m والتغير بدرجة الحرارة فإن

$$VI t = (C + cm) \Delta\theta$$

ومن هذه العلاقة يمكن حساب (C).

إن السعة الحرارية للأجهزة يمكن حسابها أو قياسها بتجربة منفصلة، مع الأخذ بنظر الاعتبار التسرب الحراري للمحيط. وأفضل طريقة للتصحيح، هي بأن تسجل درجة حرارة الجسم خلال التسخين وبعد إيقاف مرور التيار الكهربائي أي عند التبريد سوف يتم الحصول على المنحنيات كما في أ و ب.

إن معدل فقدان الحرارة إلى المحيط من الأجهزة يعتمد على كم أن أكثر سخونة من المحيط. خلال التسخين معدل الزيادة في درجة الحرارة هو $\frac{1}{2}(\theta_2 - \theta_1)$. وخلال التبريد فرق درجات الحرارة $(\theta_2 - \theta_1)$ تقريباً، لذلك فإن الجسم يفقد حرارة عند التبريد بمعدل يساوي ضعف معدل ما يسخن به، فإذا كان زمن التسخين (t) وما يستغرقه زمن التبريد يساوي $\frac{1}{2}t$. لذلك عند إيجاد مقدار الانخفاض بدرجة الحرارة بزمن قدره $\frac{1}{2}t$ فإن هذا يعتمد التصحيح الذي يدخل لتسجيل القراءة النهائية.



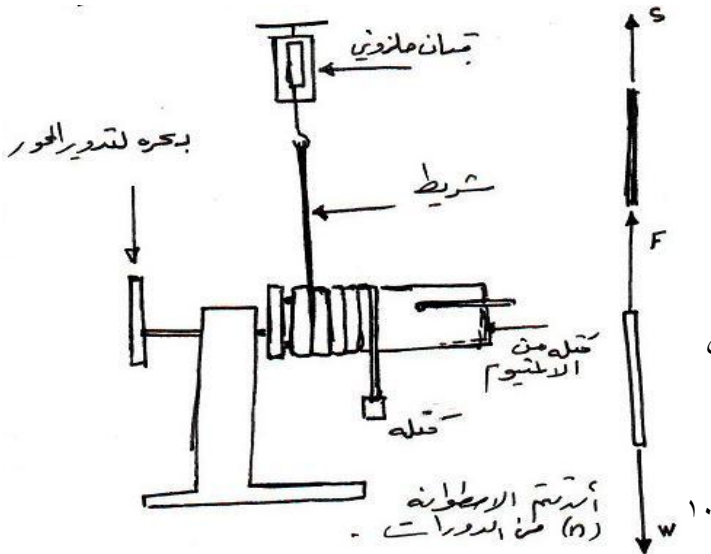
أسهل طريقة لعمل التصحيح هو البداية بالتجربة بدرجة حرارة أقل من المحيط بعدد من الدرجات والتسخين إلى درجة أعلى من المحيط بعدد من الدرجات، والسبب أن الحرارة من المنظومة إلى المحيط في النصف الثاني.

طريقة التسخين الميكانيكية

القوة الظاهرة هي S قوة سحب القبان

F قوة دفع الاحتكاك من الكتلة على الشريط

وهي تساوي وتعاكس F من الشريط على الكتلة



w السحب من قبل الثقل

لذلك فإن

$$F = w - s$$

الشغل المنجز من قبل قوة الاحتكاك عندما تدور اسطوانة الالمنيوم عدد من الدورات

قدره (n) فإذا كان محيطها l فإن الشغل $w = (w - s)n l$

وعند معرفة كتلة الاسطوانة (m) والارتفاع بدرجة الحرارة ($\Delta\theta$) فإن كمية الحرارة

$$\Delta\phi = mc\Delta\theta$$
 المجهزة لها

وحسب معادلة الطاقة والشغل

$$mc\Delta\theta = (w - s)n l$$

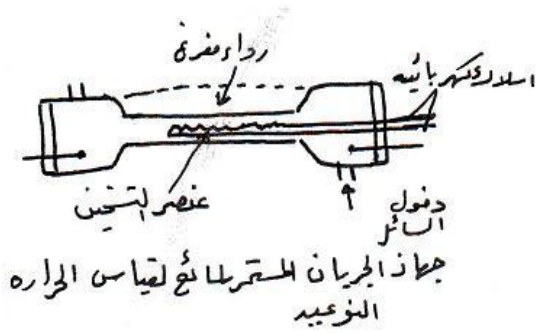
والتصحيح الذي يعمل في هذه التجربة بسبب فقدان الطاقة الى المحيط خلال التجربة

حيث يجب ان يرفع الثقل بعد

$$\therefore c = \frac{(w - s)n l}{m\Delta\theta}$$

ويتم الاستمرار بالتدوير بقدر نصف زمن انجاز الشغل، وتحت هذه الظروف فإن

الاسطوانة تفقد الطاقة، ستكون نفسها خلال اجراء التجربة.



الجريان المستمر: التيار المار في المسخن

هو I و V فرق الجهد الكهربائي حول طرفي المسخن.

يسمح للمائع بالمرور ببطئ وبمعدل ثابت

خلال الجهاز ويجري ترتيب معدل التسخين، ومعدل

الجريان حتى يتم الحصول على ($\Delta\theta$) كبيرة يمكن قياسها. بعدها يتم تجميع كتلة (m) من

السائل بزمن قدره (t)، عندئذ تكون علاقة تبادل الطاقة:

$$VIt = cm\Delta\theta$$

حيث ان c هي الحرارة النوعية للمائع.

ان قيمة c تتغير تبعاً لدرجة الحرارة وكذلك تعتمد على الضغط المسلط عند القياس

ولكنها للمواد الصلبة والسائلة لا تتغير كثيراً بسبب عدم تغير الضغط بشكل كبير فتسمى c_p و

c_r الحرارة النوعية عند ثبوت الحجم. وهناك قيم للحرارة النوعية تختلف حسب الظروف. ولكن بالنسبة للغازات فإن الفرق الذي يظهر كبيراً ودائماً c_p أكبر من c_r .

مثال: اسطوانة مقطوعها العرضي مساحته 0.2m^2 يحوي 0.16 kg من غاز النيون عند درجة حرارة 300K . فإذا كانت الحرارة النوعية للنيون $c_r = 628\text{Jk}^{-1}\text{kg}^{-1}$ ما مقدار الطاقة المجهزة لرفع درجة الحرارة الى 500K . وإذا أعيدت العملية بحيث ان المكبس يسمح له بالحركة، وجد أنه يتحرك مسافة 0.6m . احسب الطاقة اللازمة لرفع درجة الحرارة تحت هذه الظروف، ثم احسب قيمة $s.h.c$ تحت ضغط ثابت، اعتبر أن الضغط الجوي 100kPa .

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= mc_r \Delta\theta \\ &= 0.16\text{kg} * 628\text{Jk}^{-1}\text{kg}^{-1} * 200\text{k} \\ &= 2 \times 10^4 \text{ J}\end{aligned}$$

عندما يسمح للمكبس بالحركة، فإن الغاز ينجز شغلاً ضد الضغط الجوي.

ان القوة $F = PA$ حيث P الضغط الجوي و A المقطع العرضي

$$F = 1 \times 10^5 \text{ Pa} * 0.2 \text{ m}^2 = 2 \times 10^4 \text{ N}$$

الشغل المنجز (Δw) من قبل المكبس يحسب من العلاقة $\Delta w = F.\Delta x$

$$\Delta w = (2 \times 10^4 \text{ N}) (0.6 \text{ m}) = 1.2 \times 10^4 \text{ J}$$

ان الطاقة المجهزة ليس الغرض منها رفع درجة الحرارة فقط وانما تستخدم لرفع درجة الحرارة ولإنجاز شغل من حساب الطاقة فجد قيمته $2 \times 10^4 \text{ J}$

$$\therefore \Delta\phi = 2 \times 10^4 + 1.2 \times 10^4 = 3.2 \times 10^4 \text{ J}$$

ان شروط تجهيز الطاقة في المرة الثانية تحققها العلاقة $\Delta\phi = mc_p \Delta\theta$

$$c_p = \frac{\Delta\phi}{m\Delta\theta} = \frac{3.2 \times 10^4 \text{ J}}{0.16\text{kg} * 200\text{k}} = 1000\text{Jk}^{-1}\text{kg}^{-1}$$

السعة الحرارية المولارية Molar heat capacity

من الجدول. العمود الاول هو Cp والعمود الثاني هو كتلة المول والعمود الثالث هو حاصل ضربهما ويعبر عندها بالسعة الحرارية النوعية المولارية M.h.c ويلاحظ من حاصل الضرب انه متساوي تقريباً، هذا مالم تكن درجة الحرارة عالية. مع ان عنصر السليكون لا تتغير سعته الحرارية كثيراً الا بعد الوصول الى 1000k. ومن الكلام اعلاه يلاحظ ان الطاقة اللازمة لرفع درجة حرارة مول واحد من هذه العناصر هو بحدود 25J. وهذا يعني نفس الطاقة اللازمة للجزيئة الواحدة، معنى ذلك ان عدد الجزيئات هو المهم.

العنصر	Cp Jkg ⁻¹ k ⁻¹	Mm Kgmol ⁻¹	Cpx Mm Jk ⁻¹ mol ⁻¹
صوديوم	1184	0.023	27.2
المنيوم	877	0.027	23.7
حديد	437	0.0558	24.4
نحاس	380	0.0635	24.2
رصاص	126	0.2072	26.2

ولأجل ذلك، فمن معرفة عدد افوكادرو والذي هو 6×10^{23} (عدد الذرات في المول) لعنصر يمكن حساب ما يأتي:-

$$\frac{25 \text{ Jk}^{-1} \text{ mol}^{-1}}{6 \times 10^{23} \text{ atom mol}^{-1}}$$

$$\simeq 4 \times 10^{-23} \text{ Jk}^{-1} \text{ atom}^{-1}$$

فإذا أردنا معرفة الطاقة اللازمة لتسخين مادة فيها 10^{26} ذرة بمقدار 50k فتكون قيمتها

$$\Delta\phi = (4 \times 10^{-23} \text{ Jk}^{-1} \text{ atom}^{-1})(10^{26} \text{ atoms})(50\text{k})$$

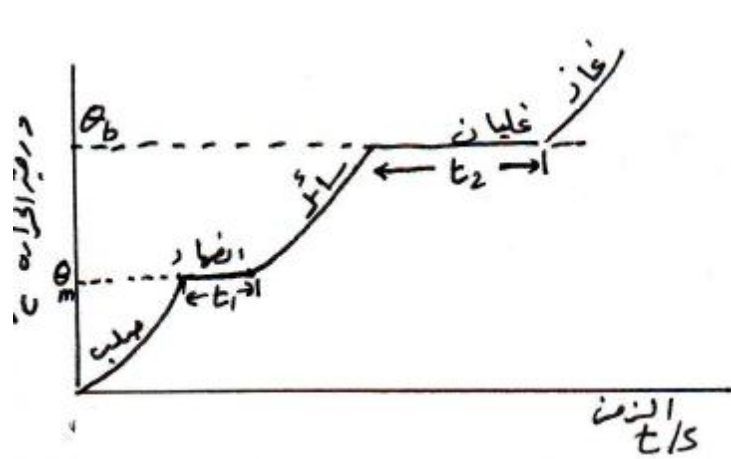
$$= 2 \times 10^5 \text{ J}$$

الحرارة الكامنة للانصهار Latent heat:

لو تصورنا أن لدينا كتلة من الجليد حرارتها دون درجة الصفر المئوي 0°C وتم وضع مسخن ومحرار في الكتلة، بعد مرور التيار وتجهيز الطاقة يلاحظ ارتفاع درجة الحرارة الى

الصففر . بعد ثبوت قراءة المحرار يبدأ الجليد بالتحول وتبقى قراءة المحرار ثابتة حتى اكتمال تحول كل الجليد، تبدأ قراءة المحرار بالارتفاع حتى يبدأ الماء بالغليان ولفترة طويلة. وحتى يتحول كل الماء الى بخار يبدأ بعدها ارتفاع درجة الحرارة من جديد.

ان الطاقة المجهزة لتحويل الجليد الى ماء تسمى الحرارة الكامنة للانصهار Latent heat. وهي طاقة مخفية لأنها لم تظهر بقراءة المحرار حيث لم تتغير القراءة اثناء التحويل.



الحرارة
النوعية للانصهار

$$l = \frac{\Delta\phi}{m} \text{ Jkg}^{-1}$$

ونفس الكلام يصح للتحويل من سائل الى بخار أو في بعض المرات من صلب الى بخار يسمى بالتسامي Jkg^{-1}

ان الطاقة اللازمة للتحويل دائماً اعلى من الطاقة اللازمة لرفع درجة الحرارة. كمثال لو لدينا 10g من النحاس يراد رفع درجة حرارتها بمقدار 100k فإن كمية الطاقة اللازمة هي:

$$\Delta\phi = mc\Delta\theta = 10 \times 10^{-3} \times 400 \text{ Jkg}^{-1} \times 100 \text{ k}$$

اما الطاقة اللازمة لصهر 10g من النحاس، فمقدارها 2000J ولتبخير نفس الكتلة 48000J.

مثال: ما مقدار الطاقة اللازمة لتحويل ماء الغلاية (1.7kg) من ماء مغلي الى بخار في نفس الدرجة؟ اذا علمت أن $l = 2.3 \times 10^6 \text{ Jkg}^{-1}$ وما مقدار الفترة الزمنية لذلك؟

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= ml = (1.7 \text{ kg})(2.3 \times 10^6 \text{ Jkg}^{-1}) \\ &= 3.9 \times 10^6 \text{ J} \end{aligned}$$

فإذا كانت قدرة التجهيز 2750JS^{-1} فإن الزمن اللازم هو:

$$t = \frac{3.9 \times 10^6 \text{J}}{2750\text{JS}^{-1}} = 14225$$

وهو زمن أطول بكثير من الزمن اللازم للوصول الى الغليان.

التوضيح على الأساس الجزيئي: عند التحول الطوري، الطاقة المجهزة تخدم غرضين، الأول لانصهار المادة والثاني هو لدفع الجزيئات المتجاورة عن بعضها، وهذا يعني ان المادة تفقد صلابتها (ثبوت الشكل). ولأجل ابعاد الجزيئات، يجب انجاز شغل وهذا يعني كسر الروابط الجزيئية (وهي العلاقات الكهربائية التي تربط الجزيئات مع بعضها). في حالة السيولة، توجد مجاميع من الجزيئات. في اي مجموعة تتجمع الجزيئات معاً ولكن هذه المجاميع ليست ثابتة في موقعها بالنسبة للمجاميع الاخرى، لذلك لا يكون هناك شكل ثابت للسائل.

وعند حالة التبخر سوف يتم كسر كل الروابط المتبقية، لذلك عند الانصهار تم كسر بعض الاواصر، بينما في التبخر يجب كسر كل الاواصر، عليه من المتوقع ان الطاقة الكامنة للتبخر اعلى من الطاقة اللازمة للانصهار والجدول التالي يوضح قيماً لـ I_m و I_v لبعض المواد ومنه يمكن المقارنة

المادة	$I_m \text{kJkg}^{-1}$	$I_v \text{kJkg}^{-1}$
الاركون	30	163
ثاني اوكسيد الكربون	189	932
النحاس	205	4790
الزئبق	11	296
الكبريت	44	300
التكستن	192	4350
الماء	333	2260

مثال:

غرام واحد من الماء بدرجة 373k (كثافته 958kg.m^3) موضوع في اسطوانة تحوي مكبس مقطوعا العرضي 50cm^2 . فإذا كان المكبس حر الحركة والضغط الجوي (ا جو)، وتم

تجهيز الطاقة حتى تم تبخير كل الماء. ما مقدار الطاقة اللازمة لرفع المكبس ضد الضغط الجوي.

$I_v = 2.3 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ والضغط الجوي $101 \times 10^3 \text{ N.m}^{-2}$ وكثافة بخار الماء عند هذه الظروف 0.0588 kg.m^{-3} 373 K

$$V = \frac{m}{\rho} = \frac{1 \times 10^{-3} \text{ kg}}{0.0588 \text{ kg.m}^{-3}} = 1.04 \times 10^{-6} \text{ m}^3$$

$$l = \frac{V}{A} = \frac{1.04 \times 10^{-6} \text{ m}^3}{50 \times 10^{-4} \text{ m}^2} = 2.09 \times 10^{-4} \text{ m}$$

وهذه المسافة تعتبر صغيرة جداً يمكن إهمالها

$$V = \frac{m}{\rho} = \frac{1 \times 10^{-3} \text{ g}}{0.0588 \text{ kg.m}^{-3}} \text{ حجم بخار الماء}$$

$$= 1.7 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$l = \frac{V}{A} = \frac{1.7 \times 10^{-3} \text{ m}^3}{50 \times 10^{-4} \text{ m}^2} = 0.34 \text{ m}$$

$$F = PA = (101 \times 10^3 \text{ N.m}^{-2}) (50 \times 10^{-4} \text{ m}^2) \text{ القوة التي يقاومها البخار}$$

$$= 5.05 \times 10^2 \text{ N}$$

المسافة التي يتحركها المكبس بعد التبخر

$$= 0.34 - 2.09 \times 10^{-4} \text{ m} = 0.34 \text{ m}$$

الشغل المنجز w

$$w = (5.05 \times 10^2 \text{ N}) (0.34 \text{ m}) = 172 \text{ J}$$

مجموع الطاقة المجهزة

$$I_m = (2.3 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}) (10^{-3} \text{ kg}) = 2300 \text{ J}$$

نسبة الطاقة المستخدمة لدفع المكبس الى الطاقة الكلية

$$\frac{172}{2300} \times 100\% = 7.5\%$$

طاقة التآصر: ان الجزيئات تترايط فيما بينها بالآصرة والطاقة اللازمة لجعل الجزيئة حرة قيمتها E_0 والتي مثلت في الشكل ١١. حيث لو جهزت هذه الكمية الى الجزيئة فإن طاقة الجهد ترتفع من السالب الى الصفر وتصبح الجزيئة حرة.

نفرض أن الجزيئة محاطة بعدد (n) من الجزيئات عندما تكون المادة في الحالة السائلة. ولتبخير مول واحد من السائل (يحتوي L من الجزيئات)

∴ يجب كسر $nL \frac{1}{2}$ من أواصر الجزيئات. والمعامل $\frac{1}{2}$ استخدم على اعتبار أن كل آصرة هي زوج.

فإذا كانت E_0 هي الطاقة اللازمة لكسر آصرة واحدة، سيكون مجموع الطاقة $nLE_0 \frac{1}{2}$.

إن المول الواحد من الماء كتلته 0.018kg ويلزم $2.3 \times 10^6 J$ لتبخير 1 kg منه عند درجة 373 k لذلك توجد حاجة لمقدار

$$(2.3 \times 10^6 J kg^{-1}) (0.018 kg \cdot mol^{-1}) = 4.14 \times 10^4 J mol^{-1}$$

$$4.14 \times 10^4 J mol^{-1} = \frac{1}{2} nLE_0 \quad \text{ويمكن القول أن}$$

$$L = 6.02 \times 10^{23} mol^{-1} \quad \text{و } n \text{ تقريباً عشرة في الحالة السائلة}$$

$$\therefore E_0 = \frac{2 \times 4.14 \times 10^4 J mol^{-1}}{10 \times 6.02 \times 10^{23} mol^{-1}}$$

$$= 1.4 \times 10^{-20} J \quad \text{للماء}$$

وفي الحقيقة إن النتيجة النهائية هي تخمين، وتختلف من مادة لمادة ثانية، فمثلاً لو تم اجراء نفس الحساب على الأركون $E_0 = 2.2 \times 10^{-21} J$

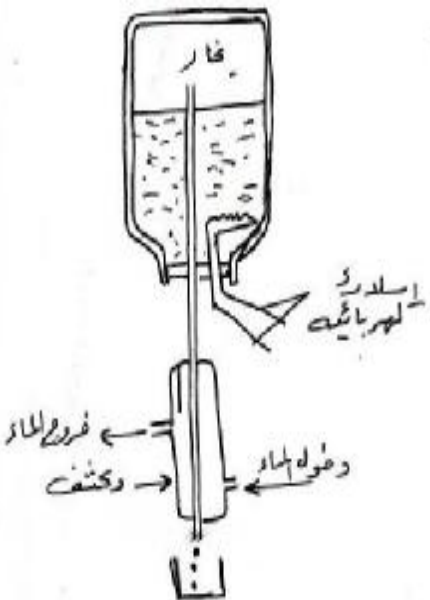
التبخير: هو عملية هروب لجزيئات السائل من السطح الى المحيط،

وذلك لأن الجزيئات لا تمتلك نفس القدر من الطاقة الحركية،

فالجزيئات التي تمتلك طاقة اعلى هي التي لها القابلية على الانفصال.

والعوامل المساعدة على زيادة سرعة التبخر هي:

أ- درجة الحرارة



ب- سعة سطح السائل

ج- وجود تيار هوائي جارف

قياس حرارة التصعيد النوعية

أ- للاتصهار: إذا كانت نقطة انصهار المادة θ_m . فترتب درجة حرارة الحمام المائي عند هذه الدرجة، ويحاط الاناء الذي يحوي المادة في هذا الحمام.

يشغل المسخن الغاطس حيث يسمح لتيار قيمته I بالمرور فإذا كان فرق الجهد V بين النهايتين. فإن درجة حرارة الجسم الصلب الموضوع في الاناء سوف ترتفع، ويتم قياس درجة الحرارة بأوقات منتظمة، وعند الوصول الى درجة حرارة θ_m سوف تستقر القراءة ويبدأ الصلب بالانصهار. وعندما يتم انصهار كل الصلب، تبدأ درجة الحرارة بالارتفاع مجدداً. ولأجل قياس طاقة الانصهار، يتم حساب الزمن (t) المناظر لـ t_1 في الشكل (16).

طاقة الكهرباء المصروفة هي $(VI t)$ التي تتحول الى طاقة داخلية ومن التعريف فإن

$$L = \frac{VI t}{m} \text{ الطاقة الكامنة للتصعيد}$$

التبخير: يتم ملء قنينة معزولة الى نصفها بسائل، الحرارة الكامنة لتبخيره I_r . ويخترق غطاء القنينة مسخن وانبوب زجاجي يربط الى مكثف، يجهز المكثف بماء تبريد. عندما يسخن السائل في القنينة حتى الغليان والوصول الى معدل ثابت للتبخير، يوضع اناء لجمع السائل اسفل انبوب المكثف لجمع (m) من السائل بزمن قدره (t) . وتعاد التجربة مرة أخرى للتأكد من جمع (m) بنفس الزمن، ثم يتم تطبيق العلاقة

$$VI t = mI + \phi$$

حيث ان ϕ كمية الحرارة المفقودة الى المحيط ويتم حسابها من تجربة ثانية حيث تستخدم قيم مختلفة لـ V و I لنفس الزمن وبذلك يتم جمع كميتين من السائل m_1 و m_2 . لكن يبقى معدل الفقدان نفسه، ومن تطبيق العلاقات

$$V_1 I_1 t = m_1 I_r + \phi$$

$$V_2 I_2 t = m_2 I_r + \phi$$

$$(V_1 I_1 - V_2 I_2) t = (m_1 - m_2) I_r$$

$$\therefore I_r = \frac{(V_1 I_1 - V_2 I_2) t}{m_1 - m_2}$$

المحارير:

قياس درجة الحرارة: توجد عدة انواع من المحارير، حيث انه لأي خاصية تتغير مع درجة الحرارة، يمكن استخدامها كقاعدة لقياس درجة الحرارة، من هذه الخصائص طول عمود من سائل، ومقاومة ملف من سلك، والقوة الدافعة الكهربائية في المزدوج الحراري وضغط البخار المشبع لسائل، وضغط حجم كتلة من غاز.

ولنبدأ بأبسطها وهو طول خيط من الزئبق في انبوب شعري وهو الأساس للمحرار الزئبقي، حيث يتم في هذا النوع:

أ- تثبيت نقطة النهاية الصغرى (نقطة انجماد الماء النقي تحت الضغط الجوي الاعتيادي) قيمتها 0°C .

ب- تثبيت نقطة النهاية الكبرى (نقطة غليان الماء النقي تحت الضغط الجوي الاعتيادي) قيمتها 100°C وتقسم المسافة بين النقطتين الى (100) قسم متساوي وكل قسم يسمى درجة مئوية واحدة.

مثال: تم قياس طول الخيط الزئبقي لمحرار عند درجة الـ 0°C و 100°C وعند درجة حرارة θ . وقد وجدت الأطوال 23mm و 195mm و 168mm عند هذه الدرجات. ما مقدار θ ؟

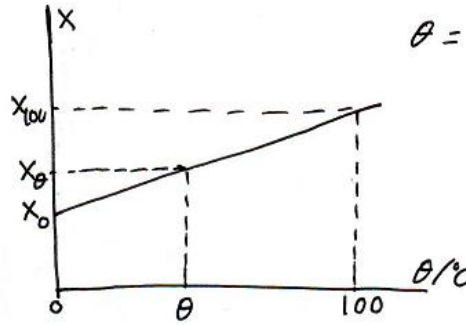
ان طول الخيط ازداد من 23mm الى 195mm (172mm) عندما ارتفعت درجة الحرارة بمقدار 100°C ومن 23mm الى 168mm (145mm) عندما ارتفعت درجة الحرارة بمقدار θ . لذلك

$$\theta = \frac{145}{172} \times 100^{\circ}\text{C}$$
$$= 84.3^{\circ}\text{C}$$

ومن هذه تستطيع كتابة علاقة لقياس ، فلو كانت \times هي الخاصية التي بواسطتها يتم قياس درجة الحرارة، كمثال طول خيط الزئبق أو مقاومة سلك، عندئذٍ درجة الحرارة θ تعرف حسب العلاقة الآتية

$$\theta = \frac{X_{\theta} - X_0}{X_{100} - X_0} \times 100^{\circ} \text{C} \quad \dots(1)$$

والشكل الآتي يوضح تطبيق المعادلة (١)

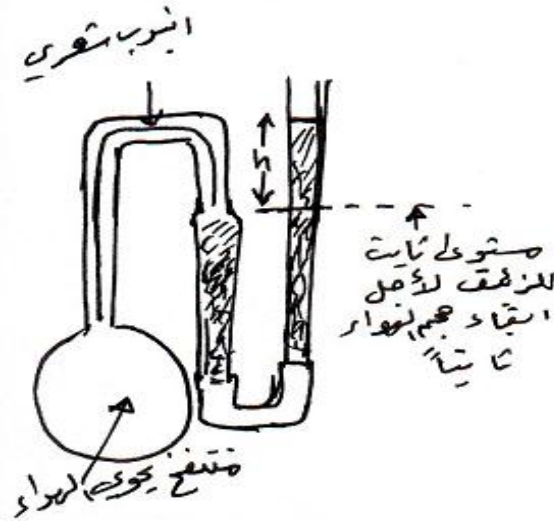


اختيار الخاصية لقياس درجة الحرارة

ان التعريف حسب المعادلة (١) يمكن استخدامه مع الخواص التي ذكرت ولكن ليست جميعها تعطي نفس النتيجة، فلو استعملنا مقاومة سلك فربما نجد ان المقاومات عند 0°C و 100°C ونفس الدرجة المجهولة هي: 4.52Ω و 6.17Ω و 5.92Ω وب نفس الطريقة للحساب سوف يظهر أن $\theta = 84.8^{\circ}\text{C}$ ، إن مقاومة سلك الملف لا تتغير بانتظام مع درجة الحرارة كما هي الحال مع طول خيط الزئبق وبتعبير آخر إن خيط الزئبق لا يتغير بانتظام مع تغير المقاومة، وتوجد خاصية أخرى وهي تغير الضغط للغاز مع درجة الحرارة تحت حجم ثابت، ولا يعتمد على نوع الغاز المستعمل. وكمثال من 0°C الى 100°C ضغط كتلة غاز تحت حجم ثابت يزداد بمقدار 1.37 مرة سواء كان هيدروجين أو هيليوم أو اوكسجين أو نيتروجين، ويوجد فرق بسيط ولكن لجميعها نفس النسبة لذلك إذا تم تطبيق المعادلة (١) يكون

$$\theta = \frac{P_{\theta} - P_0}{P_{100} - P_0} \times 100^{\circ} \text{C}$$

محرار الحجم الثابت The constant – Volume gas thermometer



عندما تتغير درجة حرارة الممتلئ، فإن حجم الغاز سوف يميل الى التغير ولكن يتم المحافظة على الحجم برفع أو خفض خزان الزئبق.

ضغط الغاز يقاس بإضافة ضغط عمود الزئبق (h) الى الضغط الجوي.

يتم تدريج المحرار بوضع الممتلئ في جريش الجليد لتحديد نقطة النهاية الصغرى، ومن ثم في بخار ماء مغلي لتحديد نقطة النهاية الكبرى وتحديد الضغط لكل نقطة. حتى يتم تطبيق المعادلة (١).

مصادر الخطأ في التجربة:

١- وجود الفضاء الميت بين الممتلئ ومستوي الزئبق، حيث ان الغاز في هذا الحيز يكون بدرجة حرارة بين درجة حرارة الممتلئ ودرجة حرارة المحيط، بينما تحسب على انها درجة حرارة الممتلئ. لذلك هذا الحيز يصنع بحيث يكون صغير جداً.

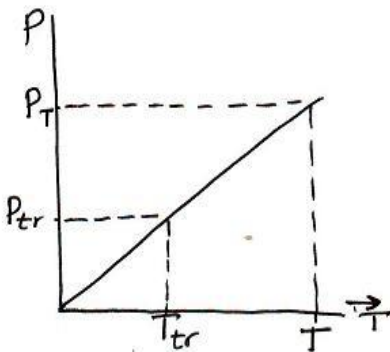
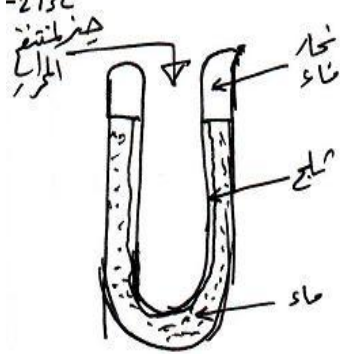
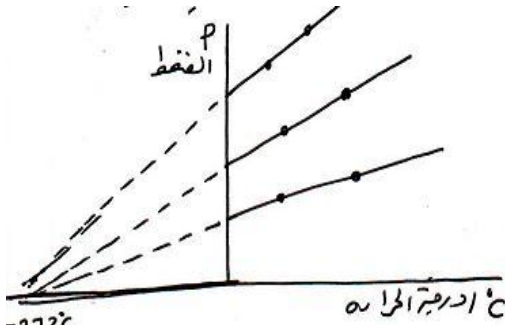
٢- إن حجم الممتلئ والانبوبة الشعرية نفسه يزداد بزيادة درجة الحرارة.

٣- كثافة الزئبق تتغير بازدياد درجة الحرارة ولا بد من إجراء تصحيح لذلك.

درجات الحرارة للغاز المثالي Ideal – gas temperatures

ان درجة الحرارة التي لا يكون فيها الغاز سائلاً

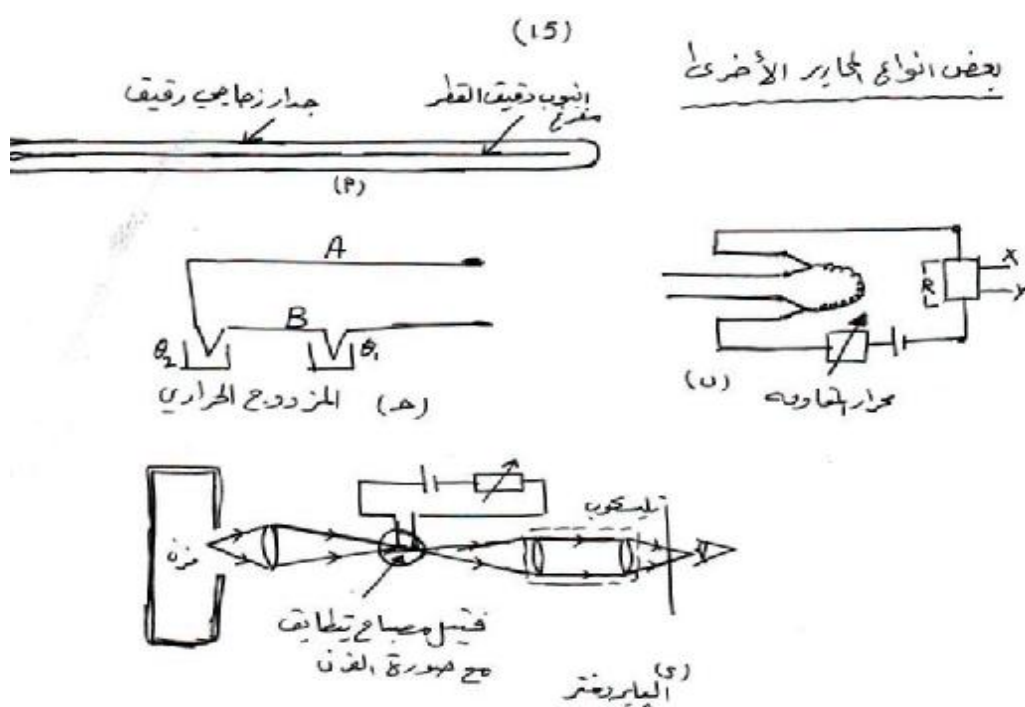
ولا يكون صلباً، الضغط الذي يسلطه الغاز صفراً
وهذه الدرجة هي 273.15°C دون درجة الصفر
ر المئوي وهي نفسها أياً كان الغاز شرط ان ضغط
الغاز واطئ جداً. ومن الشكل يلاحظ أنه طالما
لا يمكن أن يكون للغاز ضغط سالب، فإن هذه
الدرجة سوف تكون عند ضغط صفر وقيمتها -273.15°C
وهي أوطأ درجة يمكن الوصول إليها وتسمى درجة الصفر المطلق،
وعند هذه الدرجة الغاز المثالي لا يسلط أي ضغط.



النقطة الثلاثية للماء: ان النقطتين نقطة الجليد (0°C) ونقطة البخار (100°C) لا يمكن الحصول عليها بدقة، لذلك ادخلت نقطة جديدة هي النقطة الثلاثية للماء وقيمة هذه النقطة عند درجة (0.01°C)، وعندها يوجد الماء في حالة اتزان مع الثلج والبخار ويمكن ملاحظة خلية النقطة الثلاثية كما في الشكل.

الرمز المستخدم لدرجة الحرارة هو (T) وباستخدام خلية النقطة الثلاثية يمكن رسم علاقة بين الضغط ودرجة الحرارة للحصول على درجة الحرارة المجهولة.

$$T = \frac{P_T}{P_{tr}} \times 273.16 \text{ K}$$



ب- محارير المقاومة: يستخدم عنصر البلاتين، أو مادة شبه موصلة مثل الكربون أو الجرمانيوم. يفضل البلاتين لدرجات حرارة اعلى من 80k أما دونها فيفضل شبه

الموصل. كما في الشكل (ب) فإن تياراً صغيراً يمر بالسلك للمحرار وبالمقاومة R. ويتم قياس فرق الجهد بين X و Y والتيار المستخدم صغير جداً لتجنب الطاقة المتحولة في سلك المحرار.

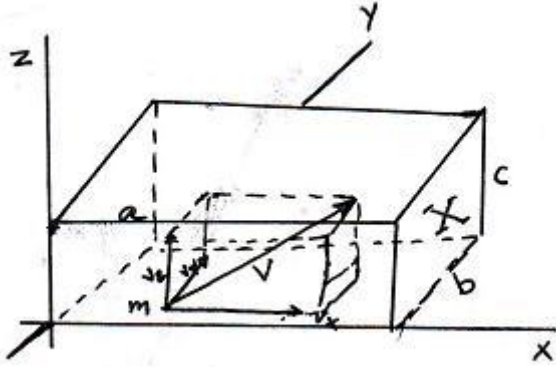
ج- محارير المزدوج الحراري: لو تم ربط سلكين من فلزين كما في الشكل (ج)، وكانت العقدتان عند درجتى حرارة مختلفتين مثل θ_1 و θ_2 فإن قوة دافعة كهربائية سوف تتولد ومقدارها يعتمد على الفرق بين θ_1 و θ_2 . وتستخدم عدة أزواج من الفلزات أو السبائك في المزدوجات الحرارية منها نحاس - كونسنتان وحديد - كونسنتان، وكروميل - الوميل.

إن من أهم مزايا المزدوج الحراري هو انخفاض السعة الحرارية النوعية له مما يجعله حساس جداً لقياس درجة الحرارة.

د- البايرومتر: جهاز يستخدم لقياس درجات الحرارة العالية. لأنه لا يكون على اتصال بالجسم المراد قياس درجة حرارته كما في الأجهزة التي تم وصفها. والتقنية المستخدمة هي تحليل الضوء المرئي القادم من المادة إذ أن لون وشدة الضوء، ذا علاقة بقيمة درجة الحرارة. يمر تيار في فتيل المصباح حتى يتوهج، بعدها يوضع مرشح بين المراقب والجسم، مثلاً فرن، مطلوب قياس درجة حرارته يرتب التيار حتى ينخفض الفتيل مع ملاحظة ارضية الجسم المطلوب قياس درجة حرارته، عندئذ يتم قياس التيار في الفتيل ويتم حساب درجة الحرارة. المخطط للجهاز كما في الشكل (د).

النظرية الحركية للغازات

تتصور ان لدينا جزيئة منفردة كتلتها (m) تتحرك بسرعة (v) في صندوق جوانبه a و b و c، وسرعتها يمكن أن تحلل الى ثلاث مركبات على المحاور v_x و v_y و v_z ، لنرى ما يحصل على امتداد x. على هذا المحور تملك الجزيئة زخماً قدره mv_x وبعد الاصطدام بالوجه X فانها تملك زخماً مقداره mv_x . اي انها سوف تستمر بسرعة $+v_x$ أو $-v_x$ مهما كانت قيم v_y أو v_z .



Q الجزيئة تملك انطلاق ثابت على المحور x فإنها تصطدم مع الوجه X بفترات زمنية منتظمة Δt وتعطى بالعلاقة $\Delta t = \frac{2a}{v_x}$. إن معدل القوة F_{av} المؤثرة على الجزيئة بسبب ضربها بالوجه X يساوي معدل تغير زخم الجزيئة.

Q تغير الزخم هو $-2mv_x$ والتغير يحصل بفترات زمنية Δt

$$F_{av} = \frac{\Delta(mv)}{\Delta t} = \frac{-2mv_x}{2a/v_x} = \frac{mv_x^2}{a}$$

وبالرجوع الى قانون نيوتن الثالث فإن القوة المسلطة على الجدار هي $\frac{mv_x^2}{a}$ ، ولكن هناك عدد من الجزيئات تملك سرعة على المحور x ذات قيم مختلفة، لذلك يمكن القول أن مجموع معدل القوة F على الوجه يعطى بالعلاقة

$$F = \frac{mv_x^2}{a} \text{ لمجموع الحدود (N) مثل}$$

حيث إن N عدد الجزيئات في الصندوق، وإن الحدود ذات قيم مختلفة، ولكن قيمة m و a ثابتة لكل حد من الحدود لذلك يمكن القول

$$F = \frac{m}{a} \cdot v_x^2 \text{ مثل (N) مجموع الحدود}$$

وإن هذا المجموع لا يمكن إيجاده لعدم معرفتنا بقيم v_x ، ولكن يمكن كتابة المجموع كما يأتي

$$\text{معدل أو متوسط الحدود المختلفة لـ } v_x^2 = N_x$$

$$= N \overline{v_x^2}$$

$$F = \frac{Nm \overline{v_x^2}}{a} \text{ ومنها}$$

وبالعودة الى الشكل اعلاه نلاحظ أنه بالنسبة للجزيئة

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

وباستخدام الدالات 1 و 2 و 3 N — الجزيئات المختلفة N في الصندوق

$$v_1^2 = v_{x1}^2 + v_{y1}^2 + v_{z1}^2$$

$$v_2^2 = v_{x2}^2 + v_{y2}^2 + v_{z2}^2$$

$$v_N^2 = v_{xN}^2 + v_{yN}^2 + v_{zN}^2$$

وبجمع كل المعادلات، نحصل على مجموع حدود v^2 وهو مجموع v_x^2 ومجموع v_y^2 ومجموع v_z^2 وكل واحد من هذه المجاميع يساوي N مضروب بالقيمة المعدل لذلك:

$$N \overline{v^2} = N \overline{v_x^2} + N \overline{v_y^2} + N \overline{v_z^2}$$

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} \text{ أو}$$

ان حركة الجزيئات عشوائية، دون وجود اتجاه مفضل، لذلك فإن معدلات المربعات للانطلاق بالاتجاهات المختلفة هي نفسها

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} \text{ أو } \overline{v_x^2} \text{ أو } \overline{v_y^2} \text{ أو } \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$$

$$F = \frac{Nm}{a} \cdot \frac{1}{3} \overline{v^2} \text{ لذلك}$$

ان مساحة الوجه X والذي تؤثر عليه القوة هي bc. لذلك فإن الضغط P على الوجه X هو

$$P = \frac{1}{3} \frac{Nm}{abc} \overline{v^2}$$

وبما أن حجم الصندوق abc، لذلك يمكن كتابة العلاقة الأخيرة

$$P = \frac{1}{3} \frac{Nm}{V} \overline{v^2}$$

إن N_m مجموع كتل الجزيئات، وان الكثافة ρ للغاز تعطى بالعلاقة $\rho = \frac{N_m}{V}$

$$P = \frac{1}{3} \rho \overline{v^2} \quad \therefore PV = \frac{1}{3} Nm \overline{v^2}$$

مثال: أحسب جذر معدل مربع الانطلاق (r.m.s) لجزيئات الهواء للجو عند مستوى سطح البحر. المعروف أن الضغط الجوي هو بحدود $101kPa$ والقياس التخميني لكثافة الهواء $12kg \cdot m^{-3}$ ولدينا:

$$P = \frac{1}{3} \rho \overline{v^2}$$

$$\therefore \overline{v^2} = \frac{3P}{\rho}$$

$$\therefore \overline{v^2} = \frac{3 \times 101 \times 10^3 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}}{12 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}} = 2.5 \times 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$$

لذلك جذر معدل مربع الانطلاق (r.m.s)

$$v_{rms} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{2.5 \times 10^5} = 5 \times 10^2 \text{ ms}^{-1}$$

من خلال كميّتان عيّانيتان هما الضغط والكثافة أو عن حساب كمية دقيقة (sub-microscopic) وهي خاصية لا يمكن حسابها بسهولة وهذه الكمية هي (r.m.s) للانطلاق.

نتائج النظرية الحركية

درجات الحرارة وانطلاق الجزيئات: لو تم وضع المعادلتين

$$PV = NkT \text{ و } PV = \frac{1}{3} Nm \overline{v^2}$$

سوية، نحصل على

$$\frac{1}{3} N m \overline{v^2} = N k T$$

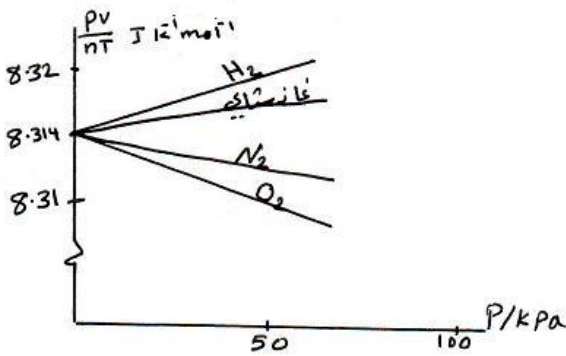
حيث ان k ثابت بولزمان و N عدد الجزيئات. بقسمة جانبي المعادلة على N وضرب الجانبين بـ $\frac{3}{2}$ نحصل على

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k T$$

اي ان متوسط الطاقة الحركية الانتقالية لكل واحدة من الجزيئات لغاز مثالي هو $\frac{3}{2} k T$ وإن متوسط الطاقة الحركية الانتقالية $\frac{1}{2} m \overline{v^2}$

يتبين لنا ان درجة حرارة غاز مثالي، تتناسب مع متوسط الطاقة الحركية الانتقالية للجزيئات. وكمثال: إذا كانت درجة حرارة غاز مثالي تزداد من $300k$ الى $600k$ لذلك من المتوقع أن متوسط $k.e$ لجزيئة من الجزيئات سوف يضاعف أيضاً.

والشكل الاتي يوضح أن الغازات الحقيقية تتصرف مثل الغاز المثالي، وبذلك يمكن تطبيق هذه العلاقة على الغازات الحقيقية ايضاً مالم يكن الضغط عالي ودرجة الحرارة واطئة.



مثال: احسب متوسط الطاقة الحركية الانتقالية $k.e$

لجزيئة CO_2 عند درجة $290k$ ومنها احسب r.m.s

للانطلاق عند هذه الدرجة

$$mu = 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg} \text{ و } Mr = 44$$

$$\frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k T$$

$$= \frac{3}{2} (1.38 \times 10^{-23} \text{ Jk}^{-1}) (290)$$

$$= 6 \times 10^{-21} \text{ J}$$

وهذه قيمة عامة للطاقة الحركية لأي جزيئة لغاز عند درجة $290k$ وبالنسبة لـ CO_2

$$\overline{v^2} = \frac{2 \times 6 \times 10^{-21} \text{ J}}{44 \times 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}}$$

$$= 1.64 \times 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$$

$$V_{\text{rms}} = 4.1 \times 10^2 \text{ ms}^{-1}$$

ان القيمة الأخيرة ليست جذر معدل مربع الانطلاق لأي جزيئة عند 290k. طالما أن k.e هي نفسها فإن الجزيئة ذات الكتلة الأصغر تمتلك انطلاق أكبر. فمثلاً ذرة الهيدروجين ($M = 2$) سوف يكون جذر معدل مربع الانطلاق حسب ما يأتي:-

$$\overline{v^2} = \frac{2 \times 6 \times 10^{-21} \text{ J}}{44 \times 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}}$$

$$V_{\text{rms}} = 1.9 \times 10^3 \text{ ms}^{-1}$$

الترموداينميك

علم الديناميكا الحرارية: هو دراسة العلاقات بين الطاقة الحرارية والشغل وخواص المادة، ويدرس التحول المتبادل بين الطاقة الحرارية والشغل - ومكائن التحويل، حيث تستعمل الموائع باعتبارها وسطاً عاملاً. وإن هذا العلم لا يدخل في بناء المادة أو تركيبها الداخلي.

مفاهيم أساسية في الترموداينميك

١ - النظام (system) ٢ - النظام الحقيقي ٣ - النظام المثالي ٤ - حدود النظام ٥ - المحيط أو البيئة أو الوسط الخارجي ٦ - النظام المفتوح ٧ - النظام المعزول ٨ - الجدار الاويباتيكي ٩ - Adiabatic الجدار الادياترمي Diathermic wall ١٠ - الكون Universe ١١ - التوازن الحراري ١٢ - التوازن الترموديناميكي ١٣ - خواص النظام ١٤ - الخواص المركزة ١٥ - الخواص الشاملة ١٦ - الخواص المستقلة ١٧ - الخواص التابعة ١٨ - حالة النظام ١٩ - العملية الترموديناميكية ٢٠ - العملية الادياتيكية ٢١ - العملية الأيزوثرميد ٢٢ - العملية الدورية ٢٣ - العملية اللاعكسية ٢٤ - العملية العكسية ٢٥ - الطاقة ٢٦ - الحرارة والشغل ٢٧ - مفهوم الحرارة ٢٨ - الطاقة الداخلية.

تعرف كل فقرة ويعطى مثال لتطبيقاتها في مجال علم الترموداينميك

الفصل الثاني: نظريات رياضية مفيدة

عند أحداث تغيير في نظام ثرموديناميكي (إجراء عملية عليه)، ينتج عن ذلك أن عدداً من الخصائص الديناميكية الحرارية سوف تتغير. فلو أخذنا نظاماً بسيطاً وتابعنا التغير في خواصه والتي غالباً ما يتم التعامل معها وهي الضغط والحجم النوعي ودرجة الحرارة، نرى أن هذه الخواص يمكن ربطها بعلاقة رياضية لتحديد حالة النظام بمعادلة وكما يأتي:

$$F(P, V, T) = 0 \quad \dots (1)$$

ان العلاقة (١) عامة ويمكن حلها لإيجاد إحدى الخواص بدلالة الخاصيتين الباقيتين فيكون

$$P = f_1 (v, T)$$

$$v = f_2 (T, p)$$

$$T = f_3 (p, v)$$

على العموم، نفترض أن لدينا ثلاثة متغيرات هي x و y و z مرتبطين بعلاقة $F(x, y, z) = 0$ و أي اثنين منهما يعتبران مستقلين.

لنحل المعادلة بالنسبة لـ z حيث نحصل على $z = f(x, y)$

$$\text{عندئذٍ} \quad dz = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy$$

$$= \frac{\partial z}{\partial x} dx + \frac{\partial z}{\partial y} dy$$

$$= \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)_x dy$$

إن الرموز $\frac{\partial f}{\partial x}$ و $\frac{\partial z}{\partial x}$ و $\left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_y$ تعتبر طرق مختلفة لكتابة نفس المقدار.

إن الصيغة الثالثة غالباً ما تستعمل في الثرموديناميك للتعبير عن المشتقة نسبةً إلى متغير في حين يثبت المتغير الآخر، وفي الحد الآخر يثبت الأول ويجري الاشتقاق بالنسبة للثاني وهذا ما يسمى بالاشتقاق الجزئي Partial derivative.

إذا كان الحل بالنسبة لـ x أو y فسوف نحصل على ما يأتي:-

$$dx = \left(\frac{\partial x}{\partial y} \right)_z dy + \left(\frac{\partial x}{\partial z} \right)_y dz$$

$$dy = \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)_z dx + \left(\frac{\partial y}{\partial z} \right)_x dz$$

وإذا ما جرت المقارنة مع المتغيرات الثرموديناميكية، يكون لدينا

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T dv + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dT \quad \dots(2)$$

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT \quad \dots(3)$$

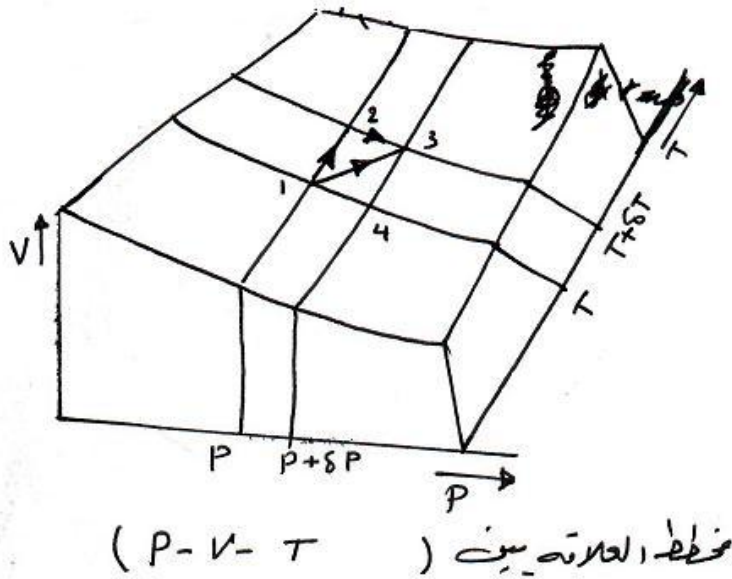
شروط دالة الحالة: إذا كان لدينا نظاماً معيناً، كالغاز فإن حالته تتعين بمعرفة القيم النهائية للخواص: الحجم النوعي v والضغط P ودرجة الحرارة T .

إن قيم هذه الخواص لا تعتمد على المسار الذي بواسطته يتم الوصول الى الحالة النهائية. ولأجل توضيح ذلك رياضياً، ليكن لدينا متغير مثل x فإذا كاملنا التغير في (x) خلال دورة كاملة، أي الذهاب من (١) والعودة الى (١) وكانت النتيجة صفر، يقال أن x دالة في الحالة أي:-

$$\oint dx = 0$$

هذه المعادلة تشير، الى أنه إذا أخذنا المتغير (x) خلال دورة كاملة ولا بهم شكل المسار خلال تلك الدورة فإن قيمة (x) تعتمد فقط على الحالة ولا تعتمد على المسار الذي يسلكه النظام للوصول الى تلك الحالة. والآن إذا اخترنا متغيراً ثرموديناميكياً مثل الحجم (v) ، فإذا كان التغير الكلي dv وتم تكامله خلال دورة كاملة ابتداءً من الحجم (v_1) مروراً بالنقاط 2 و 3 و 4 ورجوعاً للحجم الأصلي V_1 . فإن

$$\oint dv = 0$$



اي أن الحجم يعود الى قيمته الأصلية، عند وصول النظام الى حالته الأصلية ويقال للتفاضل dv بأنه تفاضل تام.

هنالك شرط، رياضي آخر يمكن الاستفادة منه في فحص الخواص أو المتغيرات، فيما إذا كانت دوال للحالة أم لا. وذلك بإتباع ما يأتي:- يؤخذ تفاضل المتغير v من المعادلة

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

فإذا عوضنا عن تغير الحجم بالنسبة للضغط P بـ M عند ثبوت درجة الحرارة.

وعوضنا عن تغير الحجم بالنسبة لدرجة الحرارة بـ N عند ثبوت الضغط.

يكون التغير الكلي في الحجم على النحو الآتي

$$dv = MdP + NdT$$

الآن نشتق M بالنسبة لـ T و N بالنسبة لـ P فإذا حصل وكانت النتيجة متشابهة، فهذا يعني أن v دالة للحالة وإن dv تفاضل تام

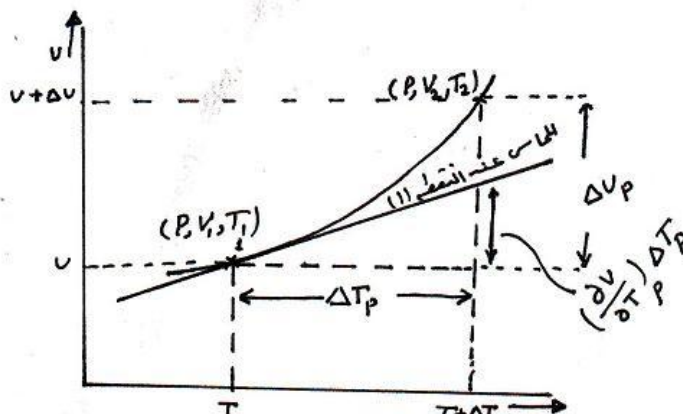
$$M = \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T \rightarrow \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_P = \frac{\partial^2 v}{\partial T \partial P} *$$

$$N = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \rightarrow \left(\frac{\partial N}{\partial P} \right)_T = \frac{\partial^2 v}{\partial P \partial T} **$$

يتضح أن $** = *$ لذلك يكون $\oint dv = 0$ وإن dv تفاضل تام، حيث أن النتيجة الأخيرة هي شرط لإثبات التفاضل التام.

التمددية والانضغاطية: بالاستفادة من شكل مخطط العلاقة بين $(P-v-T)$ حيث توضح العلاقة بين المتغيرات الترموديناميكية. فنأخذ مقطعاً من السطح $abcd$ عندما يكون الضغط ثابت فنحصل على الشكل الآتي:

وهو منحنى للعلاقة بين حجم ودرجة الحرارة عند ثبوت الضغط.



إن ميل المنحني في أي نقطة، هو ميل المماس للمنحني في تلك النقطة فلو اخترنا النقطة رقم (1) فإن ميل المماس هو $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$. أما ميل القاطع الواصل بين النقطتين 1 و 2 فهو مقدار التغير في الحجم مقسوماً على مقدار التغير في درجة الحرارة بين النقطتين عند ثبوت الضغط ويكون $\frac{\Delta v_p}{\Delta T_p}$ وإن ميل المماس (ميل المنحني عند النقطة 1) لا يساوي ميل القاطع

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \neq \frac{\Delta v_p}{\Delta T_p}$$

ولكن يمكن لها أن يتساويا عندما تقترب (2) من (1) أو عندما تكون (2) على وشك الانطباق (1) وهذا يعني أن ΔT_p تقترب من الصفر أي:-

$$\lim_{\Delta T_p \rightarrow 0} \frac{\Delta v_p}{\Delta T_p} = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

وإذا اعتبرنا أن dv هي القيمة النهائية لـ Δv و dT هي القيمة النهائية لـ ΔT فيمكن كتابة العلاقة الأخيرة

$$\frac{dv_p}{dT_p} = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

مثلاً عرفنا سابقاً أن $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ هي ميل المنحني الآتي في أي نقطة عندما يكون كل من التغير في v و T صغير جداً وإن P ثابتة.

لكن لو القينا نظرة على منحني العلاقة بين الحجم ودرجة الحرارة، نلاحظ أن ميل المنحني يتغير من نقطة إلى أخرى معتمداً على قيمة الحجم وعليه سيتم ربط الميل في نقطة معينة بقيمة الحجم عند تلك النقطة لتعريف جديد هو التمددية (β) حسب التعريف الرياضي الآتي:-

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

إن قيمة β تعتمد على القيم الآتية للحجم ودرجة الحرارة.

أما في الأغراض العملية، إذا تغيرت حالة الغاز من حالة توازن ابتدائية لتكن (P, v_1, T_1) الى حالة توازن اخرى (P, v_2, T_2) وهي قريبة جداً من الحالة الابتدائية الأولى وإذا بقي الضغط ثابت، فسوف تكون قيمة متوسط التمددية

$$\beta = \frac{1}{v_1} \frac{v_2 - v_1}{T_2 - T_1}$$

مثال: إذا كانت معادلة الغاز المثالي $Pv = RT$ ولمول واحد، أوجد علاقة لحساب التمددية ثم حدد وحدة القياس لها.

الحل: من تعريف التمددية الرياضي $\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P$

$$v = \frac{RT}{P}$$

$$\therefore \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P}$$

$$\beta = \frac{1}{v} \cdot \frac{R}{P} = \frac{R}{RT} = \frac{1}{T}$$

وحداتها مقلوب k أي k^{-1} .

الانضغاطية: الآن نأخذ مقطعاً من السطح abcd في الشكل 1

عندما تكون درجة الحرارة (T) ثابتة فنحصل على المنحني

المبين في الشكل المجاور

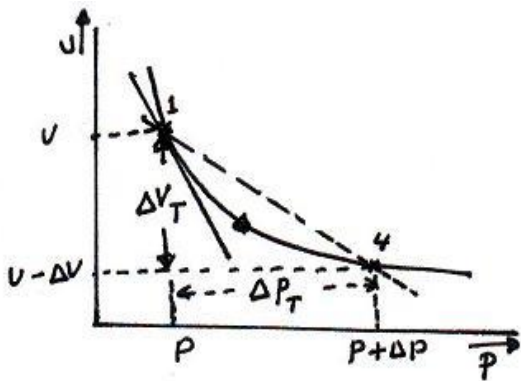
$$\Delta P_T = P_4 - P_1$$

$$-\Delta v_T = v_4 - v_1$$

ميل المماس عند النقطة (1) $-\left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T$

ميل القاطع الواصل بين النقطتين 1 و 4 $\frac{\Delta v_T}{\Delta P_T}$

$$\lim_{\Delta P_T \rightarrow 0} \frac{\Delta v_T}{\Delta P_T} = \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T$$



$$\frac{\Delta v_T}{\Delta P_T} = \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T$$

النسبة بين الميل والحجم في تلك النقطة، هذه النسبة تعطي تعريفاً لمقدار جديد يسمى الانضغاطية تحت درجة حرارة ثابتة ويرمز للانضغاطية بالحرف k وهو:-

$$k = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T$$

$$\bar{k} = -\frac{1}{v_1} \left(\frac{\Delta v_T}{\Delta P_T} \right)$$
 متوسط الانضغاطية

اي ان الانضغاطية لغاز مثالي تساوي مقلوب الضغط، وعليه فإن وحدة الانضغاطية هي مقلوب الضغط (باسكال)⁻¹.

مثال: استند من معادلة الغاز المثالي، لايجاد علاقة لحساب الانضغاطية

$$Pv = RT$$

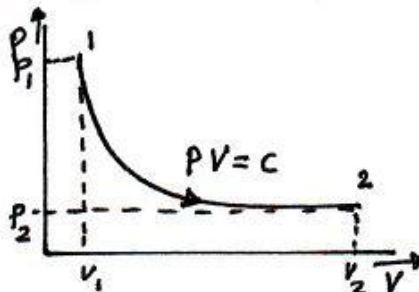
$$k = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T = -\frac{RT}{P^2}$$

معادلات الحالة

الغازات المثالية Perfect gases: هناك نوع من المائع يبقى عاملاً فوق درجة الحرارة الحرجة، أي لا يمكن تسيله الا بتبريده دون درجة الحرارة الحرجة. وعلى الرغم من أن تسمية الغاز المثالي حي حالة غير واقعية، فإن أغلب الغازات الدائمية مثل: الهيدروجين والأوكسجين والهواء تشبه كثيراً في سلوكها الغاز المثالي وتخضع لقوانين مثل:-

١- قانون بويل: عند ثبوت درجة الحرارة T لغاز مثالي فإن حجم كمية (v) من الغاز يتناسب عكسياً مع ضغطها P. $P \propto \frac{1}{v}$. أو أن ثابت $PV =$.



٢- قانون جارس: حجم كتلة من الغاز يتناسب طردياً مع درجة حرارته المطلقة عند ثبوت الضغط

$$v \propto T$$

$$\therefore \frac{v}{T} = \text{ثابت}$$

٣- قانون دالتن: إذا وضعت عدة غازات مثالية لا تتفاعل كيميائياً مع بعضها في وعاء فإن كلاً منها يتمدد في ذلك الوعاء بأكمله، دون أن يتأثر بوجود الغازات الأخرى ويكون الضغط الكلي للمزيج مساوياً لمجموع الضغوط الجزئية للغازات المكونة له أي أن:-

$$P = \sum P_i = P_1 + P_2 + P_3 + P_4$$

حيث P الضغط الكلي للمزيج و P_1 و P_2 و P_3 و P_4 تمثل الضغوط الجزئية للغازات التي يتألف منها المزيج.

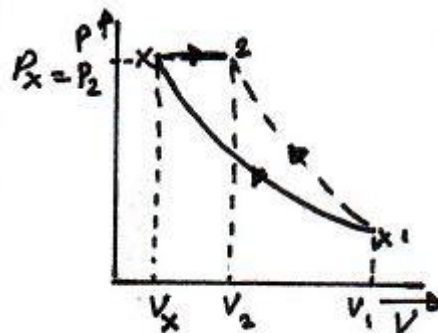
٤- قانون أفوكادرو: الحجوم المتساوية من الغازات المختلفة تحت نفس الظروف من درجة حرارة وضغط، تحتوي على نفس العدد من الجزيئات. أي أن المول الواحد من أي غاز تحت نفس الشروط يحتوي على نفس العدد من الجزيئات ويحتل نفس الحجم.

٥- قانون جول: الطاقة الداخلية للغاز المثالي تعتمد فقط على درجة حرارة الغاز أي أن

$$u = F(T)$$

التغير العام General Change: تصور أن لدينا كمية من الغاز عند الحالة الابتدائية P_1 , T_1 , v_1 . المطلوب نقله الى حالة ثانية يكون حجمه v_2 وضغطه P_2 ودرجة حرارته T_2 بعد اجراء عملية ترموديناميكية عليه.

من الشكل: العملية ممثلة على مستوي $P-v$ وكما هي في الخط المتقطع من 1 الى 2.



واعتماداً على ما عرفناه سابقاً، إن الخواص الترموديناميكية تعتمد على الحالة النهائية فقط لذلك يمكن الانتقال الى (2) عن طريق مسارات أخرى مثل:

١ - الانضغاط الى الحالة x تحت درجة حرارة ثابتة ($Pv = C$) فيكون

$$P_1 v_1 = P_x v_x = P_2 v_x \quad \therefore v_x = \frac{P_1 v_1}{P_2} \quad \text{L (1)}$$

بعدها الانتقال الى الحالة (٢) من x تحت ضغط ثابت $\frac{v_x}{T_x} = \frac{v_x}{T_1} = \frac{v_2}{T_2}$

$$v_x = \frac{v_2}{T_2} \cdot T_x \quad \text{L (2)}$$

$$\therefore v_x = \frac{v_2}{T_2} \cdot T_1$$

$$\frac{P_1 v_1}{P_2} = \frac{v_2}{T_2} \cdot T_1 \quad \text{مع (1) (2)}$$

$$\frac{P_1 v_1}{T_1} = \frac{P_2 v_2}{T_2}$$

وبما أن (2) أخذت لتمثل اي حالة، لذلك يمكن القول أن $\frac{P_1 v_1}{T_1}$ يمثل اي حالة مثل $\frac{Pv}{T} = k$ حيث k ثابت أو $\frac{Pv}{T} = nR$ حيث أن R ثابت يسمى الثابت العام للغازات وقيمته 8.314×10^3 كيلوجول/مول.درجة.

اشتقاق معادلة الغاز المثالي: إن الضغط الذي يسلطه الغاز على جدران الوعاء الذي يحتويه، والنتاج عن التصادم المتكرر للجزيئات مع جدران الوعاء وانعكاسها عنها والذي ينتج عند تغير في زخم الجزيئات. وعلى اساس قانون نيوتن الثاني في الحركة (القوة = المعدل الزمني لتغير الزخم)

$$F = \frac{dP}{dt}$$

والضغط يساوي القوة المسلطة على وحدة المساحة

$$P = \frac{1}{3} m \left(\frac{N}{V} \right) \overline{v^2}$$

m كتلة الجزيء الواحد $\frac{N}{V}$ عدد الجزيئات في وحدة الحجم $\overline{v^2}$ متوسط مربع سرعة الجزيئات

$$P = \frac{1}{3} m N \overline{v^2} = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right) N \quad \text{L (1)}$$

حيث $\frac{1}{2} m \overline{v^2}$ متوسط الطاقة الحركية للجزيء الواحد.

وحسب قانون جول فإن متوسط الطاقة الحركية للجزيئات يتناسب مع درجة الحرارة المطلقة للغاز $\frac{1}{2} m \overline{v^2} \propto T$

αT ثابت $= \frac{1}{2} m \overline{v^2}$.: إن مقدار الثابت هنا يساوي $\frac{3}{2} k$ حيث k يمثل ثابت بولتزمان وثابت بولتزمان $\frac{R}{N_0} k$

N_0 عدد افوكادرو

$$\therefore \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_0} \cdot T \quad \text{L (2)}$$

وبتعويض (2) في (1)

$$P V = \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{2} \frac{R}{N_0} T \cdot N$$

ولكن N/N_0 عدد المولات (n)

$$\therefore P V = n R T$$

$$R = 8.317 \text{ J/mole.k}$$

الغازات الحقيقية: إن الغاز المثالي يخضع للعلاقة $P V = R T$ ، بينما الغازات الحقيقية لا تتبع هذه المعادلة الا تحت شروط خاصة.

لقد وجد من بعض التجارب ان الغاز الحقيقي ينحرف في سلوكه عن الغاز المثالي، ويكون الانحراف كبيراً كلما زاد الضغط المسلط على الغاز وانخفضت درجة حرارته، بحيث لا تتجاوز الدرجة الحرجة وفي ظروف معينة تتحول الغازات الى سوائل، لذا يجب صياغة معادلة بحيث تغطي سلوك المائع ليضم الحالتين، السائلة والغازية وقد صيغت عدة معادلات لتمثيل سلوك الغاز الحقيقي ومنها:-

١ - معادلة اونس $Pv = A + BP + CP^2 + DP^3$

٢ - معادلة فان دير فالز $\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$

٣ - معادلة ديز سي $P(v - b) = RTe^{-\alpha/RTv}$

٤ - معادلة بيرثلوت $\left\{ \begin{array}{l} a' \text{ لا يعتمد على درجة الحرارة} \\ \left(P + \frac{a'}{Tv^2}\right)(v - b) = RT \end{array} \right.$

٥ - معادلة كالندار $\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{10}{3} \text{ والمعادلة خاصة بالبخر} \\ v - b = \frac{RT}{P} - \frac{C}{T^n} \end{array} \right.$

٦ - معادلة بيني برجمان $P = \frac{RT(1-E)}{v^2}(v + B) - \frac{A}{v^2}$

٧ - معادلة كلاسيوس $A = A_0\left(1 - \frac{a}{v}\right) \quad B = B_0\left(1 - \frac{b}{v}\right) \quad E = \frac{c}{vT^3}$

حيث A_0 و B_0 و a و b و c ثوابت تعتمد على طبيعة الغاز

عندما $C = 0$ تصبح المعادلة مشابهة لمعادلة بيرثلوت. $\left(P + \frac{a}{T(v+c)^2}\right)(v - b) = RT$

معادلة اونس: استناداً الى بعض النتائج التجريبية، استطاع اونس ان يقترح المعادلة التجريبية المتعددة الحدود على الشكل الآتي:-

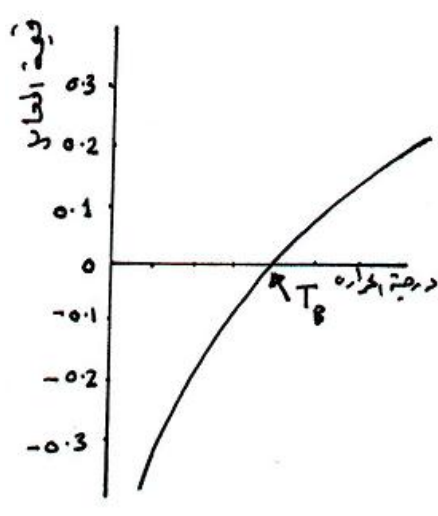
$$Pv = A + BP + CP^2 + DP^3$$

حيث ان A و B و C و D معاملات تعتمد على طبيعة الغاز ودرجة حرارته وتدعى بالمعاملات الحدية.

ان قيمة هذه المعاملات تقل كلما ازداد اس الضغط P ، لذا فإن المعامل A من أهم المعاملات يليه المعامل B بينما المعاملات C و D فقيمتها صغيرة جداً بالمقارنة مع A و B .

اذا لم يكن P عالياً، فإن الحدود التي تلي الحد الثاني في الطرف الايمن يمكن اهمالها والمعامل A يساوي RT لمول واحد من الغاز لذا تصبح المعادلة $Pv = RT + BP$

ان المعامل B مهم جداً وقد يكون موجباً أو سالباً وتعتمد قيمته على درجة الحرارة وفق المنحني الآتي:-



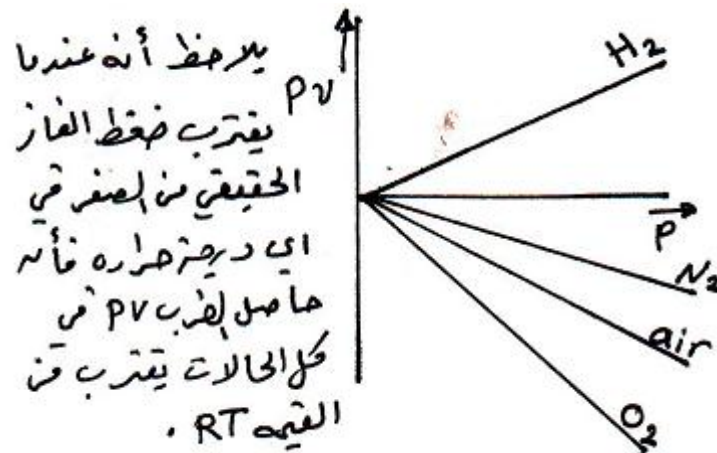
الدرجة التي عندها تصبح قيمة B صفر تسمى درجة حرارة بويل. وعند هذه الدرجة تصبح المعادلات الاخيرة مطابقة تماماً لصيغة قانون بويل، وعند هذه الدرجة يقترب سلوك الغاز الحقيقي من الغاز المثالي وهذا يحصل متى ما كان:-

$$\frac{d(Pv)}{dP} = B = 0$$

$$\text{صفر عندما الضغط } P = \text{صفر لذا عند درجة حرارة بويل} = \frac{d(Pv)}{dP}$$

$$Pv = RT_B$$

وعندما نرسم Pv ضد P في درجة حرارة معينة لعدد من الغازات كما في الشكل الآتي:-



يلاحظ انه عندما يقترب ضغط الغاز الحقيقي من الصفر في اي درجة حرارة فان حاصل الضرب Pv في كل الحالات يقترب من القيمة RT .

معادلة فان دير فالز: تعتبر معادلة فان دير فالز من أكثر المعادلات سهولة وشهرة للغاز الحقيقي. عند اشتقاق معادلة الحالة للغاز المثالي أخذت الامور الآتية بنظر الاعتبار.

١ - حجم الجزيئات صفرًا. ٢ - الجزيئات مستقلة عن بعضها تماماً وإنه ليس هنالك تفاعل من اي نوع كان بين الجزيئات.

لكن في ظروف معينة عندما يكون الغاز حقيقياً، يمكن أن يتحول الغاز الى سائل مما يدل على وجود خاصية التماسك بين الجزيئات، ويدل أيضاً على ان الجزيئات نفسها تمتلك حجماً محدداً.

ان الملاحظتين الاخيرتين تمنع استخدام معادلة الغاز المثالي ولاستعمالها لابد من اجراء تعديل على الضغط والحجم بسبب

١ - وجود قوى تجاذب بين الجزيئات لايمكن اهمالها خاصة عندما تكون الجزيئات متقاربة من بعضها البعض تحت الضغوط العالية.

٢ - لجزيئات الغاز الحقيقي حجم فعلي لا يمكن اهماله دائماً، خاصة عندما يكون الغاز تحت ضغط عالي، حيث يصبح الحجم الذي تشغله الجزيئات محسوساً بالنسبة الى حجم الوعاء الذي يحتويه الغاز.

صيغة المعادلة بعد تعديل معادلة الغاز المثالي

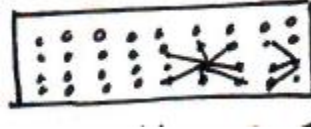
$$(P + \Delta P)(v - \Delta v) = RT$$

حيث Δv يمثل مقدار التصحيح في الحجم الناتج من أخذ حجم جزيئات الغاز بالاعتبار.

ΔP يمثل مقدار التصحيح في الضغط الناتج من قوى التجاذب بين جزيئات الغاز.

تصحيح الضغط (D): الجزيء الموجود داخل الغاز، يكون محاطاً في اي لحظة، بعدد كبير من الجزيئات وبالتساوي من كل الجهات. وتكون قوى التجاذب متعادلة في حركة جزيئات

الغازات في اناء كل الجهات، وبالتالي فإن محصلة القوى المؤثرة على ذلك الجزيء صفراً. وكنيجة لذلك يكون الجزيء حر الحركة في كل الاتجاهات.



اما الجزيء القريب من جدران الوعاء، فتكون محصلة القوى المؤثرة عليه متجهة الى الداخل، تجذب الجزيء نحو الداخل بعيداً عن الجدران مما يقلل الضغط الذي يسلطه على الجدران.

ان الضغط الفعلي يكون أقل من الضغط المثالي (وهو الضغط الذي يسلطه الغاز لو لم يكن هنالك تجاذب بين الجزيئات، اي عندما يسلك الغاز سلوكاً مثالياً).

لذلك يجب اجراء تصحيح للضغط بمقدار ΔP يتناسب مع قوة السحب نحو الداخل والتي تسلطها الجزيئات الداخلية على الجزيئات القريبة من الجدران ومقدار التصحيح يعتمد على عاملين هما:-

أ- عدد الجزيئات في الوعاء اي على كثافة الغاز (ρ).

ب- عدد ضربات الجزيئات على وحدة السطح الداخلي للوعاء في وحدة الزمن وهذا يعتمد على كثافة الغاز ايضاً اي أن:-

$$\Delta P \propto \rho^2 \propto \frac{1}{v^2} \quad \therefore \Delta P = \frac{a}{v^2}$$

حيث α كمية ثابتة تعتمد على طبيعة الغاز و v الحجم النوعي المولي

ولما كان الضغط المثالي = الضغط الفعلي + التصحيح في الضغط

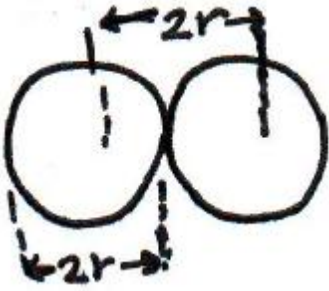
$$\left(P + \frac{a}{v^2} \right) = P + \Delta P$$

حيث P يمثل الضغط الفعلي الملحوظ للغاز، اي الضغط الذي يسلطه الغاز الحقيقي على جدران الوعاء والذي يمكن قياسه فعلاً.

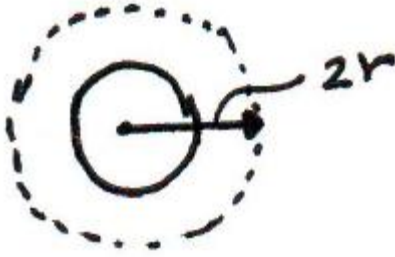
تصحيح الحجم (Dv): ان حجم الوعاء يعتبر كله الحجم الذي يمكن للجزيئات أن تتحرك به، هذا الافتراض في الغاز المثالي، على اعتبار أن حجم الجزيئات مهملاً. بينما يحتسب حجم

الجزئيات في الغاز الحقيقي. لذلك لا يكون كل حجم الوعاء مجالاً لحركة الجزيئات وإن مقدار التصحيح على الحجم V سيكون كالتالي:-

نتصور أن الجزيء الحقيقي عبارة عن كرة نصف قطرها (r) لذا سيكون حجم الجزيء $x = \frac{4}{3}\pi r^3$ وفي لحظة التصادم بين جزيئين تكون المسافة الفاصلة بين مركزيهما ($2r$)



اثناء التصادم سيحرم أي من الجزيئين الجزيء الآخر من الحركة ضمن حجم كروي نصف قطره ($2r$). وهذا الحجم يدعى بحجم كرة التأثير. ويرمز له الرمز (s) وإن نصف قطر كرة التأثير يساوي قطر الجزيء الواحد



$$s = \frac{4}{3}\pi(2r)^3$$

حجم كرة التأثير للجزيء الواحد

$$s = 8 \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 = 8x$$

إذا كان حجم الوعاء V

الحجم المتوفر للجزيء الثاني $v-s$

لذا فإن الحجم المتوفر للجزيء الأول V

الحجم المتوفر للجزيء الرابع $v-3s$

الحجم المتوفر للجزيء الثالث $v-2s$

والحجم المتوفر للجزيء N $v-(N-1)s$

بعملية جمع الحجوم المتوفرة وقسمتها على عدد الجزيئات N يمكن الحصول على معدل

$$v - \frac{Ns}{2} + \frac{s}{2}$$

الحجم المتوفر لكل جزيء

ولما كان عدد الجزيئات N كبير جداً فإن $\frac{s}{2}$ يمكن إهماله وبذلك يصبح معدل الحجم المتوفر

$$s = 8x \text{ ولكل جزيء } v - \frac{Ns}{2}$$

$$\therefore \text{ معدل الحجم المتوفر لكل جزيء } v - \Delta v = v - \frac{N \cdot 8x}{2} = v - 4Nx$$

ومن العلاقة اعلاه يلاحظ أن $\Delta v = 4Nx$ هو المقدار الذي يمثل التصحيح في الحجم الذي يعطي مقدار الحجم غير المتوفر لحركة الجزيئات والذي يساوي أربعة امثال الحجم الكلي للجزيئات.

إذا اعتبرنا (v) هو حجم مول واحد (m^3 مول) وهي خاصية مؤكدة $\therefore \frac{v - \Delta v}{n}$ معدل الحجم

$$\frac{v}{n} - \frac{\Delta v}{n} \text{ المتوفر لكل جزيء}$$

$$\text{وبما أن } n = \frac{N}{N_0}$$

$$v - b = v - 4N_0x = v - \Delta v$$

$$\frac{\Delta v}{n} = \frac{4Nx}{n} = \frac{4 \cdot \frac{1}{n} \cdot N_0x}{1}$$

حيث b يمثل مقدار التصحيح في الحجم والذي يساوي اربعة امثال الحجم الكلي للجزيئات في المول الواحد.

وإن عدد الجزيئات في المول الواحد يساوي عدد افوكادرو N_0 وبعد التصحيح تكتب المعادلة على النحو الآتي:-

$$\left(P + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT$$

مناقشة معادلة فان دير فالز

عند فك معادلة فان دير فالز نحصل على معادلة من الدرجة الثالثة في الحجم هي:-

$$Pv^3 - (Pb + RT)v^2 + av - ab = 0 \quad \dots(1)$$

لهذه المعادلة ثلاثة جذور، وعند تمثيل العلاقة بين الضغط والحجم يتم الحصول على

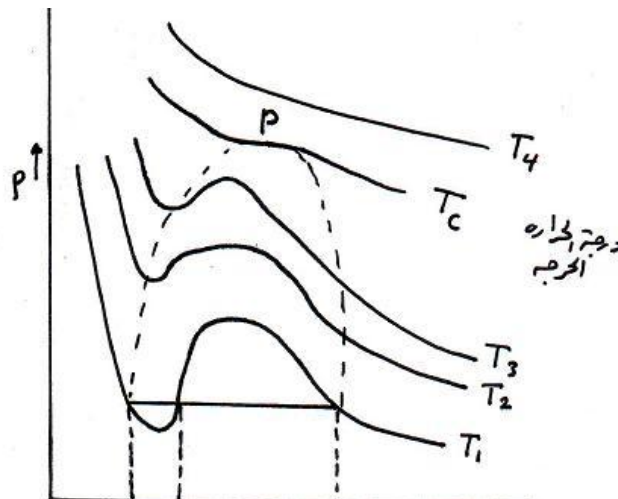
المنحنيات

الموضحة

منحني عند درجة

بالشكل، كل

حراة معينة.



لكل منحنى بين الضغط والحجم عند درجة حرارة أقل من درجة الحرارة الحرجة نقطتا نهاية صغرى ونهاية كبرى، أي توجد ثلاث قيم للحجم لكل ضغط ولكن هذه الحجوم تتقارب لقيمة واحدة عندما ترتفع درجة الحرارة حتى تصبح قيمة واحدة عند T_c كما في النقطة P ، التي تقع على المنحني الحرج، أما فوق الدرجة الحرجة فيوجد حجم حقيقي واحد يناظر كل ضغط بالنسبة لكل المنحنيات.

∴ عند المنحني الحرج وعند النقطة الحرجة تتساوى جذور المعادلة (1) وتكون كلها حقيقية ومعادلة المنحني الحرج تصبح (2) ... $(v - v_c)^3 = 0$ حيث v_c يمثل الحجم الحرج للغاز.

$$v^3 - 3v_c v^2 + 3v_c^2 v - v_c^3 = 0 \quad \dots(3) \quad (2) \text{ مفكوك المعادلة}$$

بتطبيق المعادلة (1) عند النقطة الحرجة نحصل على:-

$$P_c v^3 - (P_c b + RT_c)v^2 + av - ab = 0 \quad \dots(4)$$

حيث P_c الضغط الحرج و T_c الدرجة الحرجة. وبالقسمة على P_c نحصل على:-

$$v^3 - \left(b + \frac{RT_c}{P_c}\right)v^2 + \frac{a}{P_c}v - \frac{ab}{P_c} = 0 \quad \dots(5)$$

وبمقارنة (3) و (5) وبمساواة المعاملات للحدود المتناظرة نحصل على:-

$$3v_c = b + \frac{RT_c}{P_c} \quad \mathbf{L} \quad (6) \quad 3v_c^2 = \frac{a}{P_c} \quad \mathbf{L} \quad (7)$$

$$v_c^3 = \frac{ab}{P_c} \quad \mathbf{L} \quad (8)$$

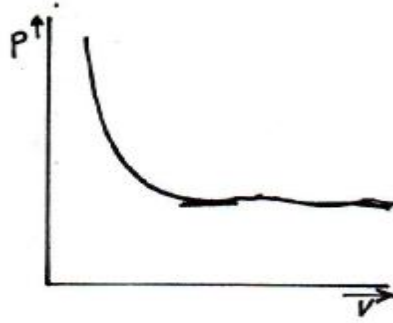
وبحل المعادلات الثلاث الأخيرة نحصل على القيم الحرجة الثلاث وهي الضغط والحجم ودرجة الحرارة الحرجة

$$P_c = \frac{a}{27b^2} \quad v_c = 3b \quad T_c = \frac{8a}{27Rb}$$

وقد وجد أن درجة الحرارة الحرجة لغاز ثاني اوكسيد الكربون 31.1° والقيمة العليا 32° م.

الطريقة العامة لإيجاد الثوابت الحرجة:

بالعودة الى المنحنيات التي تمثل العلاقة بين الضغط والحجم عند درجات حرارية مختلفة يلاحظ أن $\frac{dP}{dv}$ عند النقطة الحرجة تساوي صفر، وهذه النقطة تدعى بنقطة الانعطاف،



وعندما تتحد نقطتا النهاية الضغري والكبرى عند النقطة الحرجة يكون $\frac{d}{dv}\left(\frac{dP}{dv}\right) = 0$ صفر

ومن معادلة فان دير فالز $\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$

$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2}$$

$$\frac{dP}{dv} = -\frac{RT}{(v - b)^2} + \frac{2a}{v^3}$$

وعند النقطة الحرجة $\frac{dP}{dv} = 0$ وتكون $T = T_c$ و $v = v_c$

$$\frac{-RT}{(v_c - b)^2} + \frac{2a}{v_c^3} = 0 \quad \frac{2a}{v_c^3} = \frac{RT_c}{(v_c - b)^2} *$$

وبتطبيق الشرط الثاني للنقطة الحرجة $\frac{d^2P}{dv^2} = 0$

$$\frac{d^2P}{dv^2} = \frac{+RT}{(v-b)^3} - \frac{6a}{v^4}$$

وعند النقطة الحرجة $\frac{d^2P}{dv^2} = 0$ $T = T_c$ $v = v_c$

$$\frac{2RT_c}{(v_c-b)^3} - \frac{6a}{v_c^4} = 0 \quad **$$

وبقسمة * على ** نحصل على :-

$$\frac{v_c}{3} = \frac{v_c - b}{2}$$

$$\therefore v_c = 3b$$

وبتعويض قيمة v_c في المعادلة * نحصل على :-

$$\frac{2a}{27b^3} = \frac{RT_c}{4b^2} \rightarrow T_c = \frac{8a}{27Rb}$$

وبتعويض v_c و T_c في معادلة فان دير فالز (الصيغة الاصلية)

$$P = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}$$

$$P_c = \frac{R \cdot 8a}{27Rb(2b)} - \frac{a}{ab^2}$$

$$\therefore P_c = \frac{a}{27b^2}$$

المعامل الحرج: ان النسبة $\frac{RT_c}{P_c v_c}$ تعرف بالمعامل الحرج للغاز وإذا رجعنا الى معادلة فان

دير فالز فإن القيم المستحصلة لـ T_c و v_c و P_c هي

$$P_c = \frac{a}{27b^2} \quad v_c = 3b \quad \text{و} \quad T_c = \frac{8a}{27Rb}$$

$$\frac{RT_c}{P_c v_c} = \frac{R_x \frac{8a}{27Rb}}{\frac{a}{27b^2} \times 3b} = \frac{8}{3} = 2.67$$

وهي قيمة واحدة لكل الغازات. اما القيم التجريبية للمعامل الحرج لغازات مختلفة فإنها تتحرف عن القيم المحسوبة نظرياً.

القانون الاول للديناميكا الحرارية

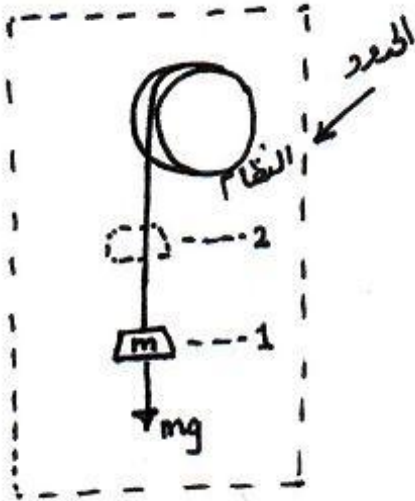
لهذا القانون نصوص كثيرة مثلاً:-

- (١) الطاقة لا تفنى ولا تستحدث (قانون بقاء الطاقة).
 - (٢) الطاقة قد تتحول الى صور مختلفة ولكنها لا تفنى.
 - (٣) إذا اختفى جزء من إحدى صور الطاقة فسوف تظهر كمية مكافئة من الطاقة في صور أخرى.
- ولاستنتاج القانون نتصور الآتي:-

تأمل نظام مثالي عديم الاحتكاك كما في الشكل. يتكون من كتلة (m) مربوطة بحبل ملفوف حول محور اسطواني. عندما ترتفع الكتلة مسافة (h) ينتقل النظام من حالة (1) الى الحالة (2)، وإن مقداراً من الشغل $w = mgh$ يتحتم أن يعبر الحدود حيث يتحول الى طاقة وضع.

لو اعيدت الكتلة من , الى • فان تغيراً بطاقة الوضع مقداره (mgh) سيتحول الى طاقة شغل ستعاد من النظام الى المحيط. وجمع الشغل سيكون ناتجه صفراً خلال العملية المغلقة

$$\sum w = 0 \quad 1 \leftarrow 2 \leftarrow 1$$



من الواضح لم يذكر تعبير عن خزن الشغل وانما أن العملية رقم (1) اسفرت عن وفر من الطاقة.

لو أن اعادة الكتلة من 2 الى 1 تمت بواسطة كايح فإن فقد طاقة الوضع سيظهر على هيئة حرارة في ماكينة الكايح بفعل الاحتكاك، ولو أن الطاقة الحرارية Q قيسست بدقة لعدد من الكتل عندما تسقط خلال ارتفاعات مختلفة لوجدنا أن

$$\sum \delta w \propto \sum \alpha \phi$$

$$\sum \delta w = \text{constant } n \sum \delta \phi \quad \text{لذلك}$$

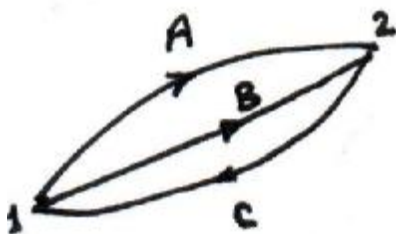
$$\sum \delta w = 1 \text{ نيوتن.م} \quad \text{فلو كان}$$

$$\therefore \sum \delta \phi = 1 \text{ جول} \quad \text{عليه } 1 \text{ جول} \times \text{ثابت} = 1 \text{ نيوتن.م}$$

$$Q = 1 \text{ جول} = 1 \text{ نيوتن.م} \quad \therefore \text{الثابت يساوي واحد.}$$

وتصبح المعادلة $\sum \delta \phi = \sum \delta w$ وإن هذه المعادلة تمثل أحد أشكال قانون دينامي الحرارة الأول.

الطاقة الداخلية Internal Energy



نفترض أن تغيراً حصل للنظام من 1 الى 2 حسب المسار A ثم تم اعادة النظام الى 1 حسب c وحسب القانون الاول للديناميكا الحرارية

$$\sum \delta \phi - \sum \delta w = 0$$

$$\left(\sum_{1 \rightarrow 2}^A \delta \phi + \sum_{2 \rightarrow 3}^C \delta \phi \right) - \left(\sum_{1 \rightarrow 2}^A \delta w + \sum_{2 \rightarrow 3}^C \delta w \right) = 0$$

$$\left(\sum_{1 \rightarrow 2}^A \delta \phi - \sum_{1 \rightarrow 2}^A \delta w \right) + \left(\sum_{2 \rightarrow 3}^C \delta \phi - \sum_{2 \rightarrow 3}^C \delta w \right) = 0 \quad \dots (1)$$

ولو جرى تغيير حالة النظام من 1 الى 2 بالمسار B ثم اعيد الى 1 عن طريق c نحصل على ما يأتي:-

$$\left(\sum_{1 \rightarrow B}^2 \delta\phi - \sum_{1 \rightarrow B}^2 \delta w \right) + \left(\sum_{2 \rightarrow c}^1 \delta\phi - \sum_{2 \rightarrow c}^1 \delta w \right) = 0 \quad \dots(2)$$

من المعادلتين 2 و 1 نستنتج أن

$$\left(\sum_{1 \rightarrow A}^2 \delta\phi - \sum_{1 \rightarrow A}^2 \delta w \right) = \left(\sum_{1 \rightarrow B}^2 \delta\phi - \sum_{1 \rightarrow B}^2 \delta w \right)$$

لذا فإن الكمية $\left(\sum_{1 \rightarrow B}^2 \delta\phi - \sum_{1 \rightarrow B}^2 \delta w \right)$ لها نفس القيمة بغض النظر عن المسلك الذي ينبع من الحالة (1) الى الحالة (2) وعليه فإن تلك الكمية يجب أن تمثل تغيراً في خاصية من خواص النظام، إن هذه الخاصية تسمى الطاقة الداخلية Internal Energy. ويرمز لها بالرمز u، من هذا يتضح أن التغير بالطاقة الداخلية بين الحالة (1) والحالة (2) يتمثل بما يأتي:-

$$u_2 - u_1 = \sum_{1 \rightarrow 2}^2 \delta\phi - \sum_{1 \rightarrow 2}^2 \delta w$$

$$u_2 - u_1 = \phi_{12} - w_{12}$$

إن الطاقة الداخلية هي عبارة عن مجموع كل الطاقات التي يمتلكها المائع ويخزنها داخلياً، وبعدة صور منها:-

أ- الطاقة الحركية للجزيئات kinetic energy بسبب الحركة الدورانية rotation والانتقالية translation اضافة الى تذبذب الذرات vibration.

ب- الطاقة الناتجة بسبب قوى التجاذب بين الجزيئات.

وبواسطة الطاقة الداخلية يمكن للنظام انجاز شغل، فمثلاً عندما يتمدد غاز بدون أن يجهز بطاقة حرارية أثناء تمدده من ضغط مرتفع الى ضغط واطئ، خلف مكبس، فإن الطاقة الداخلية هي التي تمكن الغاز من انجاز شغل.

الصيغة التفاضلية للقانون الأول

$$\phi = w + (u_2 - u_1)$$

$$d'\phi = d'w + du$$

المعادلتان اعلاه تبيينان ان الفرق بين كمية الحرارة المضافة الى الكيان ومقدار الشغل المنتقل من النظام الى المحيط يساوي مقدار الزيادة في الطاقة الداخلية Δu .

وحيث أن الطاقة الداخلية u تعتمد على حالة النظام فقط، وليس على طريقة اجراء العملية على النظام لتغيير حالته، لذلك عندما يمر النظام بدورة كاملة ويعود الى حالته فإن التغير في الطاقة الداخلية = صفر.

$$\oint du = 0$$

$$\oint d'q = \oint d'w + \oint_{\text{0}} du$$

نتائج القانون الأول للترمودينميك

١ - **العمليات العكسية**: إذا كان لدينا نظام بسيط، يمكن تحديد حالته بدلالة الكتلة والضغط ودرجة الحرارة والحجم، فإذا أعطي النظام كمية صغيرة من الحرارة مقدارها $d'q$ وتمر خلال عملية شبه ساكنة فإن مقدار الشغل w الذي ينجزه النظام على المحيط بسبب تمدد حجمه $p dv$ وعند تطبيق القانون الأول في مثل هذه العملية العكسية $d'q = du + p dv$

٢ - **العمليات الكظيمة Adiabatic processes**: في هذه العملية لا تدخل النظام حرارة أو تخرج منه حرارة $d'q$ لذلك فالقانون الأول يصبح كما يأتي:

$$\oint_{\text{0}} d'q = du + dw$$

النظام هو الذي ينجز الشغل في هذه الحالة

$$-du = +d'w$$

٣ - **الطاقة الداخلية (أو تغيرات الحرارة تحت حجم ثابت)**

إذا تم تزويد النظام بكمية من الحرارة دون تغيير الحجم، فإن الشغل المنجز في هذه العملية = 0

$P dv = 0$ لذلك $d'q = du$ هذا معناه أن مقدار الحرارة الداخلة الى النظام أو الخارجة منه تساوي التغير في الطاقة الداخلية.

٤ - **العمليات الأيزوثرمية (العمليات التي تتم تحت درجة حرارة ثابتة) $dT = 0$** . سيكون التغير في الطاقة الداخلية صفراً $du = 0 \leftarrow d'q = d'w$

الانثالبي Enthalpy :- تغيرات الحرارة تحت ضغط ثابت

من الصيغة التفاضلية للقانون الأول $\delta\phi = du + pdv$

يلاحظ أن مقدار التغير في كمية الحرارة $\delta\phi$ هو تفاضل غير تام، فإذا مر النظام من الحالة الابتدائية A الى الحالة النهائية B ينتج :-

$$\int_A^B \delta\phi = \int_A^B du + \int_A^B pdv$$

وعند تكامل المعادلة ينتج

$$\phi = u_2 - u_1 + p(v_B - v_A)$$

ϕ مقدار الحرارة التي يمتصها أو يبعثها النظام تحت ضغط ثابت وعند اعادة ترتيب المعادلة الأخيرة يكون

$$\phi = (u_2 + pv_B) - (u_1 + pv_A)$$

إن المقدار $u + pv$ هو عبارة عن دالة جديدة تسمى الانثالبي ويرمز لها بالرمز H وعليه يكون مقدار الحرارة التي يبعثها النظام أو يمتصها

$$\phi = H_2 - H_1 \quad \therefore \phi = \Delta H$$

وبالعودة الى الصيغة التفاضلية للقانون الأول يمكن الوصول الى نفس النتيجة وهي أن :-

$$\phi = \Delta H$$

$$\delta\phi = du + pdv$$

$$\delta\phi = du + d(pv) \rightarrow d(u + pv)$$

$$H = u + pv \quad \therefore \delta\phi = dH$$

معنى الانثالبي : ان قيمة الانثالبي $H = u + pv$ ليس لها مدلول فيزيائي، لكن استخدمت كوسيلة تسهيل رياضية فقط، ولكثرة ورود المقدار $u + pv$ اصبح الانسب استخدام رمز واحد هو H بدلاً من حدين $u + pv$ وعندما نلاحظ أن كلاً من u و p و v هي خواص للحالة اصبح مفهوماً أن H هي خاصية للحالة ايضاً. ولناخذ بعض الامثلة للحصول على معنى فيزيائي للانثالبي :-

أ- عند حصول تغير في الحالة لنظام نقي كتلته (m) من صلب الى سائل أو من سائل الى بخار أو من صلب الى بخار فإنه يمتص مقدراً من الحرارة (φ) وهي الحرارة التحويلية ولوحدة الكتل مقدارها (L) وتكون $L = \frac{\phi}{m}$. ان عملية التحول تحصل عند درجة حرارة ثابتة (عملية ايزوثيرميد) ويرافقها دائماً عبور حرارة وشغل.

حصول الشغل تحت ضغط ثابت وبتطبيق القانون الأول

$$\phi = mL = u_2 - u_1 + p(v_2 - v_1)$$

$$mL = (u_2 + pv_2) - (u_1 + pv_1)$$

$$mL = H_2 - H_1$$

$$L = h_2 - h_1$$

حيث كل من h_1 و h_2 تمثل الانثالبي النوعية، نستنتج من ذلك ان الحرارة التحويلية لوحدة الكتل L (الحرارة الكامنة للتصعيد) هي الفرق بين الانثالبي النوعية للنظام بعد وقبل التحويل.

ب- عندما يمتص نظام مغلق مقدار من الحرارة مع ثبوت الضغط فإن التغير في الانثالبي يساوي مقدار التغير في الطاقة الداخلية مضافاً اليه الشغل المنجز اثناء العملية

$$\Delta H = \Delta u + P\Delta v$$

ج- عندما يراد حساب مقدار الانثالبي للهواء المحصور في وعاء مغلق فإن ذلك يتم عن طريق حساب حاصل الضرب (Pv) وإضافته للطاقة الداخلية (u) إلا أن Pv لا تمثل في هذه الحالة كمية طاقة، وعليه فإن الانثالبي لا تمثل للهواء المحصور في الوعاء ليس طاقة.

د- إذا أخذنا نظام مفتوح ينساب المائع منه أو اليه فإن المقدار Pv يمثل طاقة الانسياب وعليه فإن الانثالبي للمائع الذي يعبر الحدود للنظام المفتوح يساوي مجموع الطاقة الداخلية وطاقة الانسياب لذلك فإن انثالبي اي نظام مفتوح يمثل كمية طاقة فقط حينما يعبر المائع حدود ذلك النظام.

هـ- العلاقة بين الطاقة الداخلية والانثالبي لغاز مثالي

$$H = u + Pv \dots (1) \quad \text{من تعريف الانثالبي}$$

$$Pv = RT \dots (2) \quad \text{معادلة الحالة لغاز مثالي (لمول واحد)}$$

وبتعويض (2) في (1) ينتج أن $H = u + RT$ ونظراً لأن R ثابت وهو ثابت الغاز العام وأن $u = F(T)$ لذلك H هي دالة في درجة الحرارة ايضاً أي أن $H = F(T)$.

السعة الحرارية C: تعرف السعة الحرارية للنظام بأنها مقدار الحرارة التي يمتصها النظام لكي ترتفع درجة حرارته درجة حرارية واحدة.

$$C = \frac{\text{كمية الحرارة التي يمتصها النظام}}{\text{مقدار الارتفاع في درجة حرارة النظام}}$$

$$\Delta\phi = C\Delta T$$

ولما كانت السعة الحرارية تتغير مع درجة الحرارة وخاصة عند درجات الحرارة العالية لذلك من الأفضل أن يتم تعريف السعة الحرارية عند درجة حرارة معينة

$$C = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta\phi}{\Delta T} = \frac{\delta\phi}{dT}$$

$\Delta\phi$ كمية الحرارة الممتصة، ΔT الارتفاع في درجة الحرارة لكن لابد من ملاحظة أن $\frac{\delta\phi}{dT}$ هي نسبة وليست مشتقة ϕ بالنسبة لـ T لأن ϕ ليست خاصية للكيان ولا تغير دالة لدرجة الحرارة T .

يمكن التعبير عن السعة الحرارية بدلالة الكتلة أو عدد المولات. فيمكن أن تكون لدينا السعة الحرارية النوعية المولية (C) فتصبح السعة الحرارية للنظام (C) يساوي عدد المولات مضروباً في السعة الحرارية النوعية المولية $C = nc$ أما إذا كانت لدينا كتلة مقدارها (m) فإن السعة الحرارية للنظام $C = cm$ حيث c السعة الحرارية النوعية الكيلوغرامية، أو السعة الحرارية لوحدة الكتلة.

من المعروف أن $\delta\phi$ ليست دالة للحالة وتعتمد على المسار، لذلك فالسعة الحرارية أيضاً تعتمد على المسار، ويمكن إضافة الحرارة بشروط محددة لذا يقتضي الأمر تثبيت إحدى خواص النظام عند إضافة الحرارة له. فمثلاً إذا تم تزويد النظام بالحرارة تحت ضغط ثابت، يكون لدينا السعة الحرارية تحت ضغط ثابت

$$C_p = \left(\frac{\delta\phi}{dT} \right)_p$$

أما إذا تم تزويد النظام بالحرارة تحت حجم ثابت، فالسعة الحرارية تدعى بالسعة الحرارية تحت حجم ثابت. ويرمز لها C_v وتعرف كما يأتي:-

$$C_v = \left(\frac{\delta\phi}{dT} \right)_v$$

وقيمة c_p تختلف عن قيمة c_v اي ان قيمة السعة الحرارية تعتمد على شروط النظام اثناء تزويده بالحرارة.

ويمكن تسمية عدد كبير من السعات الحرارية حسب شروط تزويد النظام بالحرارة ولكن يبقى اشهرها هي الحرارة النوعية تحت حجم ثابت والحرارة النوعية تحت ضغط ثابت.

الفرق بين c_p و c_v لغاز مثالي:

معادلة الحالة للغاز المثالي $pV = nRT$

تفاضل معادلة الغاز المثالي $p dv + v dp = nR dT$

ومن القانون الأول للترموداينمك $d'Q = du + p dv$

وحيث ان $du = c_v dt$

لذلك تكتب صيغة القانون الاول $\delta Q = c_v dT + p dv$

ومن تفاضل معادلة الغاز المثالي $p dv = nR dT - v dp$

نعوض ذلك في القانون الاول $\delta Q = c_v dT + nR dT - v dp$

$\delta Q = (c_v + nR) dT - v dp$

وإذا تم امتصاص الحرارة من قبل الغاز تحت ضغط ثابت اي أن $dp = 0$

فيكون $\delta Q = (c_v + nR) dT$ وبقسمة طرفي المعادلة على dT يكون

$$\frac{\delta Q}{dT} = c_v + nR$$

ولكن $c_p = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p$.∴ يكون $c_p - c_v = nR$

العمليات العكسية الادياباتيكية (لغازات مثالية) Adiabatic processes (ideal gases)

من المعروف انه خلال العملية الادياباتيكية $d'Q = 0$ اي لا تدخل ولا تخرج حرارة من

النظام ومن القانون الأول لدينا $d'Q = du + p dv = 0$

و $du = c_v dT$ فيكون • ... $c_v dT + p dv = 0$

من معادلة الغاز المثالي $p v = n R T$

$$P dv + v dp = n R dT$$

$$, \therefore dT = \frac{p dv + v dp}{n R} \quad \mathbf{L}$$

نعوض , في • نحصل على:-

$$c_c \left(\frac{p dv + v dp}{n R} \right) + p dv = 0$$

ولكن لدينا سابقاً أن $c_p - c_v = n R$

$$c_v p dv + c_v v dp + p dv c_p - p dv c_v = 0$$

$$\frac{dp}{p} = - \frac{c_p}{c_v} \frac{dv}{v}$$

ونفرض أن $\frac{c_p}{c_v} = \gamma$

$$\therefore \int \frac{dp}{p} = -\gamma \int \frac{dv}{v}$$

ولتسهيل تكامل المعادلة الأخيرة نفترض ان γ كمية ثابتة فيكون

$$\ln P + \gamma \ln v = \ln k$$

حيث $\ln k$ ثابت التكامل. و برفع اللوغاريتم الطبيعي نحصل على:-

$$p v^\gamma = k$$

هذه المعادلة صحيحة، وتطبق على اي حالة من حالات الغاز المثالي خلال اجراء العملية الادياباتيكية العكسية. وبتعويض قيمة p من معادلة الغاز المثالي $p v = n R T$ في المعادلة الاخيرة ثابت $T v^{\gamma-1} =$ وعند التعويض عن قيمة v نحصل على ثابت $T p^{(1-\gamma)/\gamma} =$

والعلاقات الأخيرة تطبق فقط على العمليات الادياباتيكية العكسية

$$\text{ثابت, } T p^{\frac{(1-\gamma)}{\gamma}} = , \text{ ثابت } T v^{\gamma-1} = , \text{ ثابت } P V^\gamma = k$$

ميل المنحنيات الازوثرمية والادياباتيكية

في اي عملية ايزوثرمية لغاز مثالي لدينا

$$Pv = \text{مقدار ثابت}$$

$$P dv + v dP = 0 \text{ تعطينا العلاقة}$$

$$\therefore \frac{dP}{dv} = -\frac{P}{v}$$

في اي عملية اديباتيكية لغاز مثالي لدينا $Pv^\gamma = \text{ثابت}$

$$\therefore \gamma Pv^{\gamma-1} dv + v^\gamma dP = 0$$

$$\frac{dP}{dv} = -\gamma \frac{P}{v}$$

وعليه فان ميل المنحني الاديپاتيكي يساوي (γ) مضروبة في ميل المنحني الايزوثيرمي. اي ان ميل المنحني الاديپاتيكي اكبر من ميل المنحني الايزوثيرمي في نقطة تقاطع المنحنيين.

النسبة بين cv و cp : لقد وجد فيما سبق ان العلاقة بين cp و cv لـ n من الغاز المثالي هي $cp - cv = nR$ وعند القسمة على n يكون

حيث cp تمثل السعة الحرارية النوعية المولية تحت ضغط ثابت و cv تمثل السعة الحرارية النوعية المولية تحت حجم ثابت.

$$\gamma = \frac{cp}{cv} \text{ و } \gamma \text{ هي النسبة بين } cv \text{ و } cp$$

ان النسبة γ لها اهمية كبيرة وقد دلت النتائج التجريبية على ان قيمة (γ) تعتمد على عدد الذرات في الجزيئ الواحد، ووجد ان لـ (γ) نفس القيمة تقريباً لجميع الغازات التي تحتوي جزيئاتها على نفس العدد من الذرات.

فمثلاً للغازات الاحادية الذرة، وجد أن القيمة النظرية المحسوبة لـ γ تساوي 1.67 أما بالنسبة للغازات الثنائية الذرة فان القيمة النظرية لـ γ تساوي 1.4 وللغازات الثلاثية الذرة تكون قيمة γ مساوية لـ 1.33.

يمكن اعتبار قيمة γ ثابتة الا اذا تغيرت درجة الحرارة بمقدار كبير، فمثلاً لكي تتغير (γ) لغاز CO من 1.4 الى 1.3 لابد من تغيير درجة الحرارة بمقدار 2000 كلفن. يلاحظ ان قيمة (γ) تقل كلما ازداد عدد الذرات في الجزيئ الواحد وتفسير ذلك على اساس درجة الحرارة وكالاتي:-

بالنسبة للغاز الذي جزيئاته احادية الذرة، نفرض ان Q من الحرارة اضيفت لمول واحد من الغاز تحت حجم ثابت، إن هذه الطاقة تتحول كلية الى طاقة داخلية وعلى هيئة زيادة في الطاقة الحركية الانتقالية التي تؤدي الى زيادة درجة حرارة الغاز. اما إذا اضيفت كمية حرارة Q لمول من غاز متعدد الذرات، ان هذه الطاقة ايضاً تتحول كلياً الى زيادة في الطاقة الداخلية للغاز ولكن متعدد الذرات، ان هذه الطاقة ايضاً تتحول كلياً الى زيادة في الطاقة الداخلية للغاز ولكن هذه الطاقة تتوزع كالاتي:-

- ١ - طاقة حركية اهتزازية للذرات الداخلة في تركيب الجزيء.
- ٢ - طاقة حركية دورانية تؤدي الى دوران الجزيء حول مركز كتلته.
- ٣ - طاقة كامنة تعتمد على وضع الذرات بالنسبة لبعضها البعض في الجزيء.
- ٤ - اشكال اخرى من الطاقة.

لذلك فان الغازات المتعددة الذرات تحتاج الى كمية من الحرارة اكبر مما تحتاجها الغازات الأحادية الذرة، لكي تؤدي الى نفس الزيادة في الطاقة الحركية الانتقالية وبالتالي نفس الارتفاع في درجة الحرارة. لأن درجة حرارة الغاز تعتمد على معدل الطاقة الحركية الانتقالية لجزيئاته. ان قيمة (γ) تعين عملياً وتوجد عدة طرق لتعيينها ومن أهم هذه الطرق

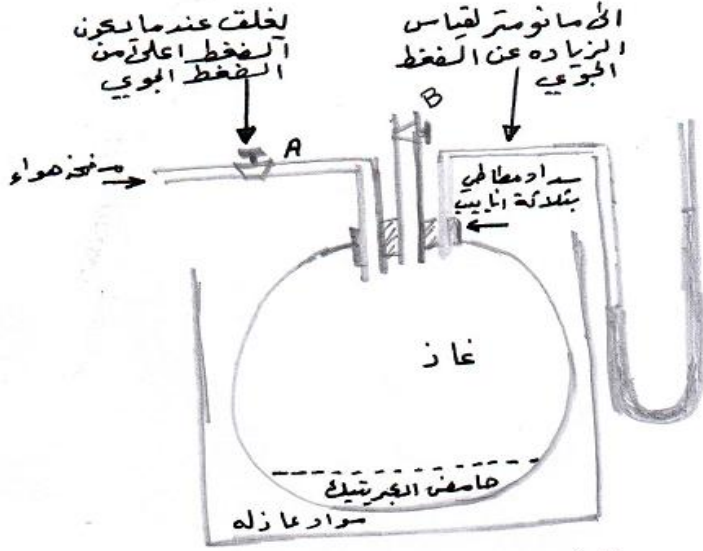
- ١ - طريقة كليمنت وديزورمز
- ٢ - طريقة بارتكتون
- ٣ - طريقة ريجاهاارد
- ٤ - طريقة الصوتية

طريقة كليمنت وديزورمز

مراحل العمل:

- ١ - يسخن غاز عن طريق (A) ثم يترك الغاز لفترة حتى يتوازن حرارياً من المحيط.
- ٢ - تؤخذ قراءة المانومتر، يفضل ان لا تزيد عن ٣٠ سم عن الضغط الجوي V_1 و P_1 .

٣- يفتح الصمام (B) لكي يتساوى p مع الضغط الجوي ويتمدد حجم الغاز ليصبح v_2 و $p_0 \leftarrow p$ (الضغط الجوي) ونظراً لأن تبريد الغاز يحدث فجائياً، يمكن القول عنه انه تبريد اديباتيكي (بدون انتقال حرارة) وتتنخفض درجة الحرارة عن درجة حرارة المحيط لذلك $p_1 v_1^\gamma = p_0 v_2^\gamma$

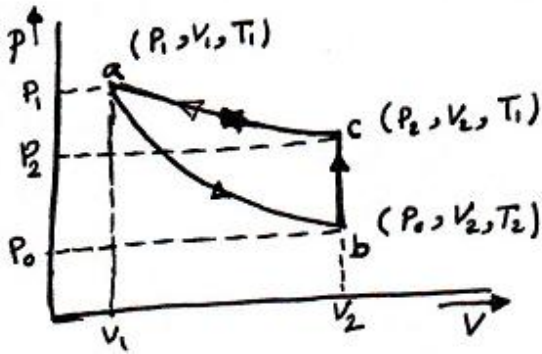


توليد تبريد اديباتيكي باحداث تمدد مفاجئ في حجم الغاز.

٤- يسمح للغاز للتوازن حرارياً مع

المحيط، اي ترتفع درجة حرارته الى درجة حرارة المحيط والضغط يزداد من $p_0 \leftarrow$ وهو نفس ضغط الغاز. لو أن تمدده قد تم تحت درجة حرارة ثابتة وفي هذه الحالة يخضع الغاز للمعادلة

$$P_1 v_1 = p_2 v_2$$



v_1 حجم الغاز قبل فتح الصمام مباشرة.

v_2 حجم الغاز بعد فتح الصمام مباشرة.

على المنحني ab وعلى المنحني ac عملية اديباتيكية وعملية ايزوثرمية لذلك لدينا

$$p_1 v_1^\gamma = p_0 v_2^\gamma$$

$$\therefore \frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^\gamma$$

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 \quad \therefore \frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}$$

ومن هاتين المعادلتين نحصل على :-

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^\gamma \mathbf{L}^*$$

$$p_1 = p_0 + \rho g h_1 \quad \text{ولكن لدينا}$$

$$p_2 = p_0 + \rho g h_2$$

نعوض عن p_1 و p_2 بدلالة h_1 و h_2 في المعادلة *

$$\frac{p_0 + \rho g h_1}{p_0} = \left(\frac{p_0 + \rho g h_1}{p_0 + \rho g h_2} \right)^\gamma$$

$$1 + \frac{\rho g h_1}{p_0} = \left(\frac{1 + \frac{\rho g h_1}{p_0}}{1 + \frac{\rho g h_2}{p_0}} \right)^\gamma$$

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}$$

طريقة ريجارد: كرة قطرها يساوي القطر الداخلي

للأنبوب يخترق السداد الذي يغلق فوهة الخزان

المبينة في الشكل والذي حجمه v فتعمل الكرة عمل مكبس.

عندما تكون الكرة في موضع الاتزان عند A، الضغط داخل الوعاء

$$p = p_0 + \frac{mg}{A}$$

حيث p_0 الضغط الجوي و A مساحة المقطع العرضي للأنبوبة وعند

ازاحة الكرة مسافة y الى الاسفل فإنها سوف ترجع بفعل قوة معيدة كما

الحال في النابض الحزوني. وبالتالي تهتز الكرة بحركة توافقية بسيطة الى الأعلى

والأسفل والتغير في الضغط هو dp فيكون $dv = yA$ و $dp = \frac{F}{A}$ حيث ان F هي القوة

الميكانيكية المعيدة.

ان حركة الكرة صعوداً ونزولاً حول نقطة الاتزان ينتج عنها تضغط وتخلخل وهي عملية اديباتيكية. والغاز بذلك يخضع لمعادلة العملية الاديباتيكية $pv^\gamma = c$

$$\gamma p v^{\gamma-1} dv + v^\gamma dp = 0 \text{ ومن تفاضل المعادلة يكون}$$

$$\gamma p v dv + v dp = 0 \dots * \text{ وبالقسمة على } v^{\gamma-1} \text{ نحصل على}$$

وبتعويض قيمة dp و dv في المعادلة * ينتج

$$\gamma p y A + v F/A = 0$$

$$F = -\frac{\gamma p A^2}{v} \cdot y$$

وبالمقارنة مع قانون نيوتن الثاني في الحركة حيث يكون

$$F = m \frac{d^2 \gamma}{dt^2}$$

$$m \frac{d^2 \gamma}{dt^2} = -\frac{\gamma p A^2}{v} \cdot y$$

$$m \frac{d^2 \gamma}{dt^2} + \frac{\gamma p A^2}{v} y = 0$$

$$\frac{d^2 \gamma}{dt^2} + \frac{\gamma p A^2}{mv} y = 0 \quad \mathbf{L}^{**}$$

المعادلة الاخيرة هي معادلة حركة توافقية بسيطة، لذلك يمكن اعادة كتابتها

$$\frac{d^2 \gamma}{dt^2} = -w^2 y$$

حيث ان w هي السرعة الزاوية والتي تساوي $\frac{2\pi}{T}$ حيث ان T زمن الذبذبة الواحدة فيكون

$$w^2 = \frac{4\pi^2}{T^2} = \frac{\gamma p A^2}{mv}$$

$$\gamma = 4\pi^2 \frac{mv}{p A^2 T^2}$$

ولما كانت الكميات v و m و p و A معلومة و T يمكن قياسها لذلك يمكن حساب γ . لكن من مصادر الخطأ الرئيسية هي وجود الاحتكاك بين الكرة وجوانب الانبوب، مما يسبب صعوبة تعيين زمن الذبذبة بدقة. لذلك لابد من اجراء بعض التعديلات وكما اقترحها (رنكل).

تعديلات رنكل: اقترح رنكل ان توضع الكرة في موقع داخل الانبوبة الزجاجية بحيث يتساوى ضغط الغاز (أو الهواء) المحصور مع الضغط الجوي. بعدها يسمح للكرة بالسقوط وتلاحظ أقصى مسافة تقطعها الكرة قبل شوارعها بالحركة نحو الاعلى ولتكن (L) وهذه المسافة يمكن تعيينها اثناء حركة الكرة، الآن يجري حساب الشغل المنجز.

$$w = \int_0^L F \cdot dy \quad \text{لكن} \quad F = \frac{\gamma p_0 A^2}{v} \cdot y$$

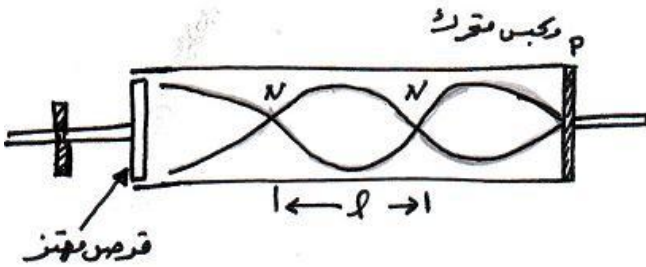
$$w = \frac{\gamma p_0 A^2}{v} \int_0^L y dy \rightarrow w = \frac{\gamma p_0 A^2 L^2}{2v}$$

ويجب ان يتساوى هذا الشغل المحسوب مع الشغل الذي تنجزه الكرة يتأثر الجذب الارضي

$$mgL = \frac{\gamma p_0 A^2 L^2}{2v} \quad \text{وهو } mgL \text{ فيكون}$$

$$\gamma = \frac{2mgv}{p_0 A^2 L}$$

وتعتبر هذه النتيجة غير دقيقة ايضاً، بسبب اهمال الاحتكاك وافترض الغاز مثالي، وإن العملية اديباتيكية.



الطريقة الصوتية

$$C = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad L(1)$$

انتقال الصوت خلال الغاز، يحدث تضاعفات وتخلخلات اي تغييرات اديباتيكية.

$$\beta = \lim_{dp \rightarrow 0} \left(-\delta p / \frac{\delta v}{v} \right) \quad \text{من تعريف معامل المرونة الحجمي}$$

حيث δv يمثل مقدار النقص في الحجم عندما يزداد الضغط بمقدار δp فيكون $\beta = -v \frac{dp}{dv}$

والعملية الاديباتيكية تخضع للعلاقة $p v^\gamma = \text{ثابت}$

$$\gamma p v^{\gamma-1} dv + v^\gamma dp = 0 \quad \text{تفاضل المعادلة ينتج عنه}$$

$$\frac{dp}{dv} = -\gamma p/v \rightarrow \beta = \gamma p$$

وبالتعويض في المعادلة الاولى نحسب سرعة الصوت

$$C = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$$

ولغاز معلوم الضغط والكثافة يمكن حساب γ .

الشغل المبذول خلال العملية الأيزوثرميد: ان العملية تخضع للعلاقة

$$p_1 v_1 = P_2 v_2 \leftarrow pv = c$$

$$w = \int p dv \quad \text{ولكن}$$

حيث ان w الشغل المنجز، p الضغط و dv تغير الحجم.

ومن علاقة العملية الايزوثرمية $p = \frac{c}{v}$ وتعويضه في علاقة الشغل

$$w = \int \frac{c}{v} \cdot dv = c \int \frac{dv}{v}$$

$$\therefore w = c \ln v \Big|_{v_1}^{v_2} = c \ln \frac{v_2}{v_1}$$

$$\therefore w = pv \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}$$

ويمكن كتابة العلاقة الاخيرة للشغل بدلالة لوغاريتم الضغط وذلك لأن $\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}$

$$\therefore w = pv \ln \frac{p_1}{p_2}$$

الشغل المبذول خلال العملية الاديباتيكية:

خلال العملية الاديباتيكية يخضع القانون للعلاقة ثابت $pv^\gamma =$ حيث ان $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$

وان الشغل: $w = \int p dv$ ومن علاقة العملية الاديباتيكية $p = \frac{c}{v^\gamma}$

$$\therefore w = \int_{v_1}^{v_2} \frac{c}{v^\gamma} dv = c \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^\gamma}$$

$$\therefore w = c \int_{v_1}^{v_2} v^{-\gamma} dv = \frac{v^{1-\gamma}}{1-\gamma} \Big|_{v_1}^{v_2}$$

$$\therefore w = \left[\frac{v_2^{1-\gamma} - v_1^{1-\gamma}}{1-\gamma} \right]$$

$$\text{ولكن } p_1 v_1^\gamma = p_2 v_2^\gamma = C$$

$$\therefore w = \frac{p_2 v_2^\gamma \cdot v_2^{1-\gamma} - p_1 v_1^\gamma v_1^{1-\gamma}}{1-\gamma}$$

$$\therefore w = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{1-\gamma}$$

حيث ان p هو الضغط و v الحجم.

القانون الثاني للديناميكا الحرارية

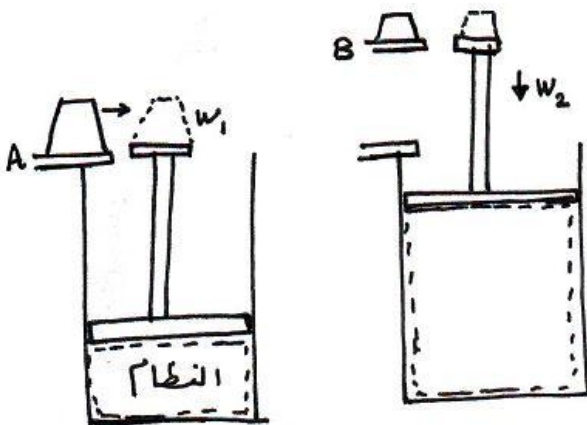
صيغة كلفن - بلاتك: من المستحيل انشاء جهاز يعمل تبعاً لدورة ولا ينتج تأثيراً سوى رفع ثقل وتبادل حرارة مع خزان واحد (انه من المستحيل بناء محرك حراري كفاءته الحرارية ١٠٠٪)

صيغة كلاوزيوس: من المستحيل انشاء جهاز يعمل في دورة ولا ينتج تأثيراً سوى انتقال حرارة من جسم أبرد الى جسم أسخن. (يستحيل انشاء مبرد يعمل دون تغذيته بشغل)

من التطبيقات المهمة للقانون الثاني تطبيقاته لدورات المحركات الحرارية.

دورة المحركات الحرارية: تتكون دورة المحرك الحراري من عدد من العمليات التي ينسق تتابعها بهدف تحويل الطاقة الحرارية الى طاقة شغل وبحيث يعود النظام الى حالته الاصلية عند ختام كل دورة.

إذا تم تجهيز النظام بطاقة فسوف يرتفع المكبس من A الى B، وستنجز كمية من الشغل w_1 بعد أخذ طاقة قدرها Q_s .



إذا تم الآن طرد كمية من الطاقة قدرها Q_r من النظام بحيث ان المكبس يعود الى موقعه الأصلي فان مقداراً من الشغل ينجز على النظام w_2 بنزول المكبس من B الى A ان عودة النظام الى الحالة الابتدائية، تعني أن النظام قد قام بدوره (closed cycle) ولذلك فالتغير في طاقته الداخلية سيكون صفراً.

$$w_n = w_1 - w_2 \text{ صافي الشغل المنجز}$$

$$Q_n = Q_s - Q_r \text{ صافي انتقال الحرارة}$$

$$w_n = Q_n \text{ ومن القانون الاول}$$

$$w_n = Q_s - Q_r \text{ أو أن}$$

كفاءة المحرك Engine Efficiency:

وهي تعبير عن فعالية تحويل الطاقة الحرارية المجهزة الى طاقة شغل ويعبر عنها بعلاقة رياضية وفقاً لما يأتي:-

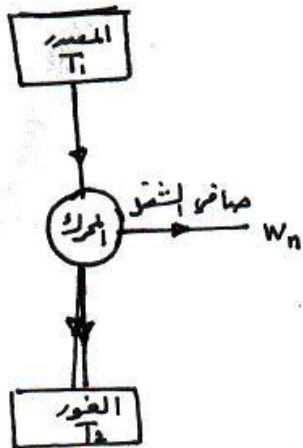
$$\frac{Q_s - Q_r}{Q_s} = \frac{w_n}{Q_s} = \frac{\text{صافي الشغل المنجز}}{\text{الطاقة الحرارية المجهزة}} = \text{الكفاءة}$$

$$\therefore 1 - \frac{Q_r}{Q_s} = \text{الكفاءة}$$

يتضح من العلاقة أنه لأجل عودة النظام الى حالته لابد أن يطرد مقداراً من الطاقة قدره Q_r وإن الكفاءة تساوي ١ (١٠٠٪) متى ما كانت $Q_r = 0$ وهذا غير ممكن.

∴ لابد أن تكون الكفاءة أقل من (١)

وهذه النتيجة تعني عدم امكانية تحويل كل الطاقة الحرارية المتوفرة الى شغل وهو خير مؤشر لاتفاق النتيجة مع القانون الاول ومؤشر لوجود القانون الثاني



بالنظر لكون صافي الشغل حتماً أقل من Q_s فان هنالك دائماً طاقة حرارية تطرد الى الغور، ومن المعروف انه يستحيل على المحرك الحراري انجاز شغل الا إذا توفر فرق في درجات الحرارة بين المصدر والغور.

ويعتبر كارنو أول من شخص هذه الحقيقة. وبناءً على ما تقدم يمكن طرح الصيغة الآتية (حيثما وجد فرق في درجة الحرارة فإنه من الممكن الحصول على طاقة متحركة).

مثال: محرك يتسلم حرارة بمعدل 200×10^3 جول/دقيقة وينتج شغلاً مقداره 10^4 واط. جد كفاءة المحرك وكذلك مقدار الحرارة المطرودة في كل دقيقة

$$10^4 \text{ walt} = 10^4 \frac{\text{Joul}}{\text{sec}} = 600 \text{ kJ/min}$$

$$\frac{600}{2000} \times 100\% = \text{الكفاءة}$$

$$30\% =$$

الحرارة المطرودة في كل دقيقة $Q_2 = Q_1 - w$

$$= 2000 - 600$$

$$= 1400 \text{ kJ/min}$$

مثال: مضخة حرارية Heat pump تجهز طاقة حرارية الى مبنى بمعدل 10000 كجول/دقيقة وإن الطاقة الحرارية المستخلصة من المصدر البارد هي 8000 كجول/دقيقة. جد قدرة الدخل Input power اللازمة للمضخة.

$$w = Q_1 - Q_2$$

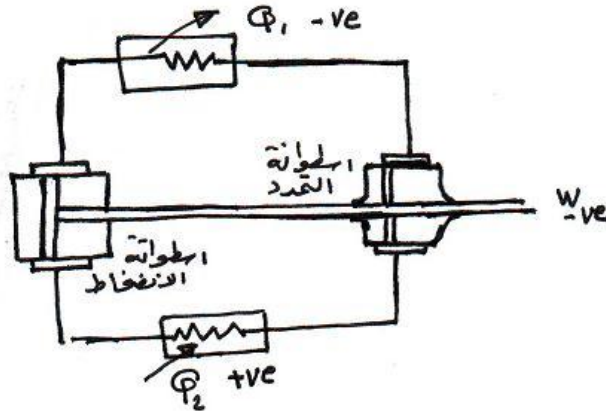
$$= 10000 - 8000 = 2000 \text{ kJ/min}$$

$$\text{Input power} = \frac{2000}{60} = 33.3 \text{ kw}$$

المضخة الحرارية: يمثلها الشكل المجاور وعمل المضخة الحرارية هو التدفئة يطرح كمية من الحرارة مثل Q_1 . اما فعالية المضخة الحرارية فيتم بما يسمى نسبة طاقة الاداء PER (Performance Energy Ratio) وكذلك يستخدم مصطلح معامل الاداء

$$\text{COP} = \frac{\text{الحرارة المطرودة}}{\text{الشغل المبذول}} = \frac{Q_1}{w} = \frac{Q_1}{Q_1 - Q_2} = \frac{T_1}{T_1 - T_2}$$

ان مبدأ عمل الثلاجة والمضخة الحرارية هو أساس الصيغة الآتية للقانون الثاني: - "يستحيل أن تنقل الحرارة من منطقة الى أخرى ذات درجة حرارة أعلى بدون بذل مقدار من الشغل الخارجي).



الثلاجات Refrigerators:

إن عمل الثلاجة هو معكوس دورة كارنو، ولأجل حساب كفاءة الثلاجة لابد من احتساب كمية الحرارة Q_2 التي تستخلص من المنطقة الباردة، وكمية Q_1 التي تطرد الى الخارج، وهناك ايضاً يحتسب w مقدار صافي الشغل المبذول وإن فعالية الثلاجة تحسب بالنسبة

$$\frac{Q_2}{w} = \frac{\text{الحرارة المستخلصة}}{\text{الشغل المنجز}}$$

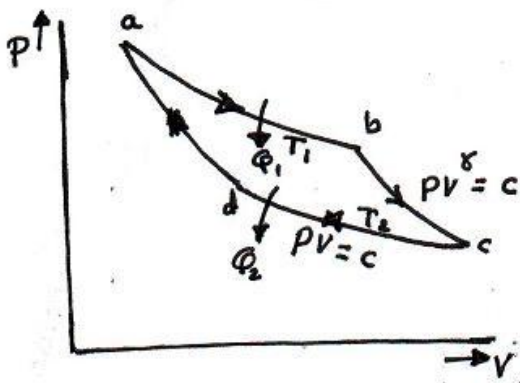
ويطلق على هذه النسبة اسم معامل الاداء (Coefficient of Performance)، وغالباً ما يرمز له بمعامل الاداء COP ومن الممكن اثبات انه يساوي

$$\text{COP} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \text{ بالنسبة لدورة كارنو}$$

وينطبق عليها نفس الشكل اعلاه.

دورة كارنو Carnot Cycle: من الدورات المشهورة في الديناميكية الحرارية هي دورة كارنو، وتعتمد في عملها على اساس القيام بسلسلة من العمليات المعكوسة وتتم بين درجتين للحرارة T_1 و T_2 ولأجل الحصول على حد أقصى للشغل.

يفترض أن تتم الدورة باسطوانة تحتوي على مائع مثالي، وتحكم الاسطوانة بمكبس قابل للحركة عديم الوزن والاحتكاك كما في الشكل: -



لو جرى تزويد المائع بطاقة قدرها Q_1 بحيث تبقى درجة الحرارة ثابتة. إن المائع يتمدد من a إلى b (العملية ايزوثرميد) وبعدها يتمدد المائع من b إلى c بعملية اديباتيكية.

ثم تجري عملية انضغاط للمائع من c إلى d بدرجة حرارة ثابتة هي T_2 ويتم خلال هذه العملية طرد كمية من الحرارة Q_2 ثم تغلق الدورة بالعودة إلى a بانضغاط اديباتي. ويتم هذا بالانتقال من d إلى a. وكل هذه العمليات كما أشرنا عمليات معكوسة.

لأجل حساب كفاءة مثل هذه الدورة نجري الحساب الاعتيادي للكفاءة وكما يأتي:-

صافي الشغل المنجز = الحرارة المجهزة - الحرارة المطرودة

$$Q_2 - Q_1$$

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad \text{= الكفاءة}$$

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

من الممكن اثبات ان الكفاءة ولدورة كارنو فقط تساوي $1 - \frac{T_2}{T_1}$

ليتم تتبع العمليات الأربع • من a ← b (عملية ايزوثرميد)

$$Q = (u_2 - u_1) + w$$

بما أن درجة الحرارة لم تتغير $u_2 - u_1 = 0$

$$\therefore Q_1 = w = p_a v_a \ln \left(\frac{v_b}{v_a} \right)$$

$$= mRT_1 \ln \frac{v_b}{v_a}$$

من b ← c تمدد اديباتي $Q = 0$

الشغل المنجز = التغير في الطاقة الداخلية

يجب ان تكون $T_2 < T_1$ لكي يتم انجاز الشغل

من $c \leftarrow d$ (انضغاط ايزوثيرمي) $\Delta u = 0$ $Q_2 = w \leftarrow$

$$w = p_c v_c \ln\left(\frac{v_c}{v_d}\right) = mRT_2 \ln\left(\frac{v_c}{v_d}\right)$$

اما الانضغاط الاديباتي من $d \leftarrow a$ فلا يتم خلاله انتقال في الحرارة $\Delta Q = 0$ والشغل المنجز يساوي الزيادة في الطاقة الداخلية $mc_v(T_1 - T_2)$

والشغل المنجز الصافي $Q_1 - Q_2 =$

$$w_n = mRT_1 \ln\left(\frac{v_b}{v_a}\right) - mRT_2 \ln\frac{v_c}{v_d}$$

$$1 - \frac{Q_2}{Q_1} = \text{الكفاءة}$$

$$\eta = 1 - \frac{mRT_2 \ln(v_c/v_d)}{mRT_1 \ln(v_b/v_a)}$$

$$= 1 - \frac{T_2 \ln(v_c/v_d)}{T_1 \ln(v_b/v_a)} \dots (1)$$

$$(2)L \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_c}{v_b}\right)^{k-1} \quad c \leftarrow b \text{ من الاديباتي التمدد}$$

حيث ثابت $pv^k =$ معادلة التمدد والانضغاط

$$(3)L \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_d}{v_a}\right)^{k-1} \quad a \leftarrow d \text{ من الانضغاط}$$

$$(4)L \quad \frac{v_c}{v_d} = \frac{v_b}{v_a} \leftarrow \frac{v_c}{v_b} = \frac{v_d}{v_a} \text{ من المعادلتين 1 و 2 نحصل على}$$

وبتعويض المعادلة (4) في المعادلة (1) نحصل على كفاءة دورة كارنو

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

من المهم ملاحظة ما يأتي:-

ان الكفاءة تزداد بزيادة T_1 وبنقصان T_2 ، لكن يجب اعتبار الحد الاقصى المسموح به لتحمل المعادن، لدرجات الحرارة العالية وهذا ما يسمى بالاعتبارات المعدنية وتظهر الكفاءة ان احتسابها لا يعتمد على المائع فيما إذا كان بخاراً أو غاز.

دورة كارنو والمقياس المطلق لدرجة الحرارة absolute temperature scale

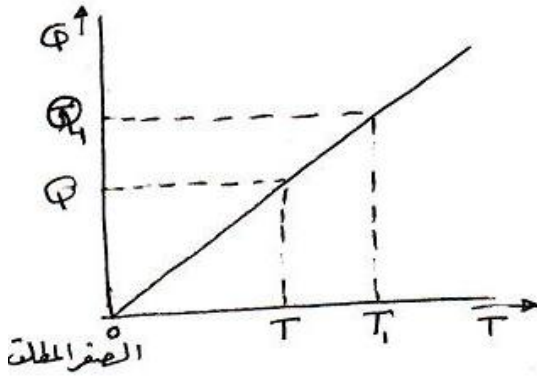
مثلاً عرفنا فإن كفاءة دورة كارنو تعتمد على قيمتي درجة الحرارة للمستودع الساخن والمستودع البارد لدرجتي الحرارة T_1 و T_2 ، كما لوحظ أن الكفاءة لا تعتمد على خواص المائع (الوسيط). وبما أن الكفاءة η لدورة كارنو فقط تعطى بالعلاقة الآتية

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

من العلاقة اعلاه يمكن الاستنتاج أن

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1} \quad (1)$$

والعلاقة • توضح أن النسبة بين Q_1 و Q_2 تعتمد على درجات الحرارة فقط أي أن $\frac{Q_2}{Q_1}$ دالة لدرجة الحرارة فقط، لذا يمكن أن تمثل العلاقة بيانياً محاورها Q و T



$$T_2 = \frac{Q_2}{Q_1} \cdot T_1 \text{ ثابتة } T_1$$

ولأي درجة حرارة أخرى فإن

$$T = \frac{Q}{Q_1} \cdot T_1 \quad (2)$$

العلاقة رقم (2) تمثل مقياساً دينامياً حرارياً لدرجة الحرارة تمثل فيه T_1 درجة حرارة ثابتة والكميات Q_1 و Q على التوالي، الطاقة الحرارية المجهزة الى محرك يعمل حسب دورة كارنو والمطرودة منه عندما يعمل هذا المحرك بين T و T_1 .

إن هذا المقياس مستقل تماماً عن خواص المائع وهو نتيجة من نتائج القانون الثاني للترموديناميك. من العلاقة البيانية يلاحظ أن درجة الحرارة T تؤول الى الصفر المطلق متى كانت Q تساوي صفر (الحرارة المطرودة)، وهذا يعني الصفر المطلق لدرجة الحرارة.

لو أجرينا اتساعاً للعلاقة البيانية من خلال تمثيل الحرارة المستلمة والمطرودة من قبل كل محرك معكوس، ولعدة محركات عكوسة مربوطة على التسلسل، حيث تمثل الحرارة المطرودة من الأول حرارة مستلمة من الثاني وهكذا. وإن كل واحد منها ينتج نفس الكمية من الشغل، لو أمكن توفير عدد كافي من المحركات المربوطة على التسلسل لستم الوصول الى درجة الصفر المطلق عند المحرك الأخير (الانخفاض بدرجة الحرارة متساوي)

$$T_1 - T_2 = T_2 - T_3$$

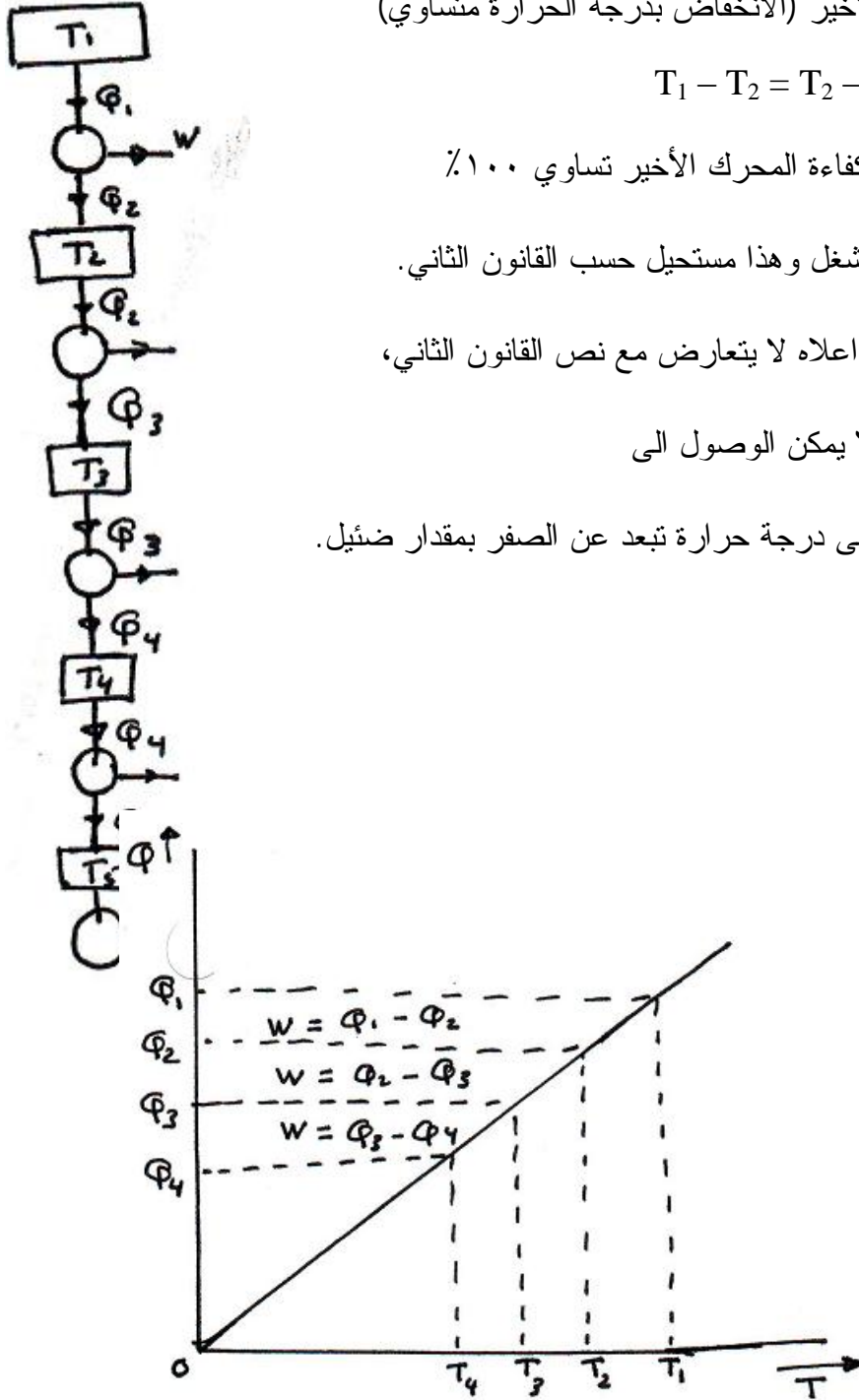
ولو تحقق هذا الكلام فمعنى ذلك أن كفاءة المحرك الأخير تساوي ١٠٠٪

لكونه يحول كل الحرارة المستلمة الى شغل وهذا مستحيل حسب القانون الثاني.

ان الاستنتاج من خلال العملية اعلاه لا يتعارض مع نص القانون الثاني،

ولكنه يمكن تعليل التناقض، من انه لا يمكن الوصول الى

درجة حرارة الصفر المطلق ولكن الى درجة حرارة تبعد عن الصفر بمقدار ضئيل.



مبدأ كارنو Carnots Principle: تتميز دورة كارنو بما يأتي:-

١ - تجهيز الحرارة يتم بدرجة حرارة ثابتة.

٢ - طرد الحرارة يتم بدرجة حرارة ثابتة.

٣ - كل العمليات التي تتكون منها الدورة معكوسة.

المقارنة بين كفاءة دورة كارنو وكفاءة دورة تتم بعض العمليات بها بصورة غير عكوسة:

ان غرض المقارنة هو اثبات مبدأ كارنو، وإن كفاءة دورة كارنو هي اعلى من كفاءة الدورة من النوع الآخر. حيث ينص مبدأ كارنو على:-

"يستحيل بناء محرك يعمل بين مستودعين في درجتي حرارة ثابتتين T_1 و T_2 بحيث ان كفاءته تزيد على كفاءة محرك يعمل وفقاً لدورة كارنو بين نفس المستودعين".

ولإثبات ذلك نفرض أن ارتباطاً ميكانيكياً موجوداً بين المحركين والذي كل منهما يعمل بدورة معينة (كارنو والنوع الآخر)

الشغل الناتج من C يستخدم لتشغيل المحرك I والذي يعمل كثلاجة

افرض أن $\eta_I > \eta_C$

$$\text{لدينا أن } \eta_I = \frac{w}{Q_x}, \quad \eta_C = \frac{w}{Q_1}$$

$$\frac{w}{Q_x} > \frac{w}{Q_1}$$

أو أن $Q_x < Q_1$ {النتيجة الاولى}

نتصور الآن ان المحرك I يشغل المحرك C عندما

يعمل C كثلاجة كما في الشكل المجاور

الخزان الساخن يحصل على $Q_1 - Q_x$

المستودع البارد يفقد $(Q_1 - w) - (Q_x - w)$
 $Q_1 - Q_x$

وبما أن $Q_x < Q_1$ فهذه النتيجة تعني ان كمية موجبة من الطاقة الحرارية قدرها $Q_1 - Q_x$ تنتقل من جسم بارد الى جسم حار بدون بذل اي شغل خارجي وإن هذا يتناقض مع القانون الثاني لذلك فإن مبدأ كارنو صحيح وإن η_I أقل من η_C .

الانثروبيا Entropy:

من احتساب الكفاءة لدورة كارنو لدينا أن

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1}$$

ويمكن تحويل العلاقة الى الآتي:-

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \rightarrow \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

وبما أن Q_2 حرارة مطرودة فهي سالبة لذلك تكتب العلاقة الأخيرة كما يأتي:-

$$\frac{Q_1}{T_1} - \left(-\frac{Q_2}{T_2} \right) = 0$$

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

كلا الكميتين Q_1 و Q_2 كميات حرارة منتقلة بدرجة حرارة ثابتة $T_1 \rightarrow Q_1$ و $T_2 \rightarrow Q_2$ لذا فإن الكمية $\frac{Q}{T}$ بشكل عام تعتبر ذا اهمية بالغة ويعبر عنها بمصطلح وهو التغير بالانثروبيا $\Delta s = \frac{\Delta Q}{T}$ حيث s هي الانثروبيا.

ان انتقال الحرارة غالباً ما يحصل على مدى من درجات الحرارة وليس بدرجة حرارة ثابتة وهنا يعرف التغير بالانثروبي كالاتي:-

$$\sum_{T_2}^{T_1} \frac{\delta Q}{T} \quad \text{أو} \quad \int_{T_1}^{T_2} \frac{d'Q}{T}$$

يستعمل عادة الحرف S كرمز للانثروبيا والتغير هو $\Delta s \leftarrow s_2 - s_1$ ويعبر عن ذلك رياضياً

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{d'Q}{T}$$

حيث أن كمية حرارة متناهية الصغر تنتقل بدرجة حرارة مطلقة مقدارها T .

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0 \leftarrow \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

عليه ولدورة عكوسة يمكن كتابة المعادلة كالاتي

$$\sum \frac{d'Q}{T} = 0$$

حيث ان العلاقة $\sum \frac{\delta Q}{T}$ تعني مجموع $\frac{\delta Q}{T}$ حول الدورة العكوسة، أو بشكل آخر

$$\oint \frac{d'Q}{T}$$

$$\sum \frac{Q}{T} \text{ (من A الى B والعودة من B الى A)}$$

$$\sum_A^B \frac{Q}{T} = \sum_B^A \frac{Q}{T} \text{ أي أن}$$

تغير الانثروبيا من A الى B يساوي تغير الانثروبيا من B الى A

متباينة كلاسيوس Clausius Inequality:

لنفرض أن لدينا محركين متجاورين احدهما غير

عكوس (I) والآخر عكوس (R).

كفاءة المحرك العكوس η_R ، كفاءة المحرك

غير العكوس

$$\eta_I \leq \eta_R \text{ فإن } \delta w' \leq \delta w \text{ وإن } \delta Q'_2 \geq \delta Q_2$$

$$\text{وكذلك } 1 - \frac{\delta Q'_2}{\delta Q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

$$\text{أي أن } \frac{\delta Q'_2}{\delta Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1}$$

$$\therefore \frac{\delta Q'_2}{T_1} \geq \frac{\delta Q_1}{T_1} \text{ ومن العلاقة الأخيرة يكون}$$

$$\frac{\delta Q_1}{T_1} - \frac{\delta Q'_2}{T_2} \leq 0$$

ولما كانت δQ_2 سالبة بالنسبة الى δQ_1 لذلك يمكن كتابة العلاقة على النحو الآتي:-

$$\frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q'_2}{T_2} \leq 0 \text{ لذا يكون}$$

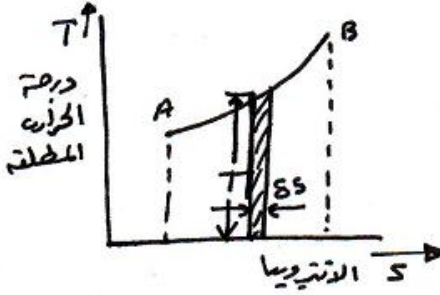
$$\sum \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

تعرف هذه المعادلة باسم "متباينة كلاسيوس" وهي ذات فائدة لكونها --- للاعكوسة في الدورات.

$$\sum \frac{\delta Q}{T} = 0 \text{ لدورة عكوسة} \quad \sum \frac{\delta Q}{T} < 0 \text{ لدورة غير عكوسة}$$

إذا حصل في أي دورة مقترحة أن $\sum \frac{\delta Q}{T} > 0$ فإن هذه الدورة تخرق القانون الثاني وبذلك فهي حالة مستحيلة.

رسم بياني درجة الحرارة - الانتروبية: يمكن تمثيل المتغيرين درجة الحرارة والانتروبي بخط بياني، حيث تكون درجة الحرارة على محور والانتروبي على المحور الآخر، إذاً بواسطة ذلك يمكن تمثيل الدورات تخطيطياً وخاصة في العمليات العكوسة، حيث إن المساحة التي تحت المنحني تمثل انتقال الطاقة الحرارية، أما في العمليات غير العكوسة فإن المساحة لا تمثل انتقال الطاقة الحرارية ولنأخذ مثال ذلك العمليات العكوسة (الادبياتية) والعمليات الأيزوثرمية:-

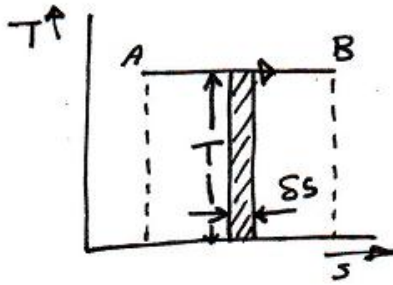


$$\delta Q = T \delta s$$

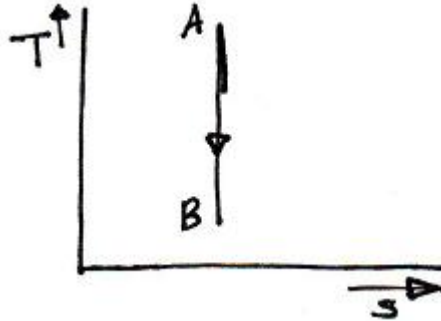
المساحة تحت AB

$$= \int_{A \text{ Rev}}^B T \delta s$$

$$= Q$$



عملية ادبياتية



عملية ايزوثرميد (بثبوت درجة الحرارة)

المساحة تحت AB = Q

$$= \int_A^B T \delta s = T(s_A - s_B)$$

في هذه العملية $\delta Q = 0$

$$s_A - s_B = \frac{0}{T} = 0$$

ايزوثرموية وتسمى هذه

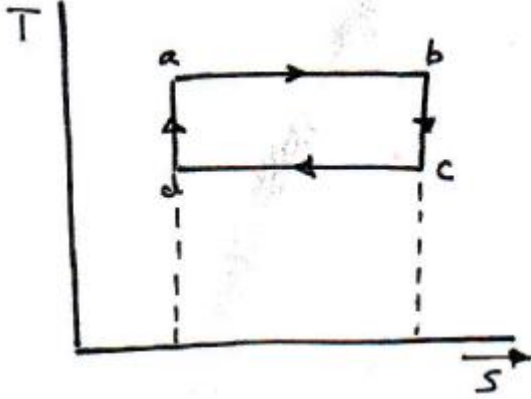
العملية بالعملية ثابتة الانتروبي أو (ايزوثرموية).

والآن نعود الى دورة كارنو والعمليات الاربع فيها وعلاقة كل عملية بالانثروبي للوصول الى نفس العلاقة المشتقة للكفاءة

$$T_1(s_b - s_a) = \text{المساحة تحت } ab \text{ } Q_1 \text{ الحرارة المجهزة}$$

$$\text{الحرارة المطرودة } Q_2 = \text{المساحة تحت } cd$$

$$T_2(s_c - s_d) =$$



صافي انتقال الشغل w

$$= Q_1 - Q_2$$

$$= T_1 (s_b - s_a) - T_2 (s_c - s_d)$$

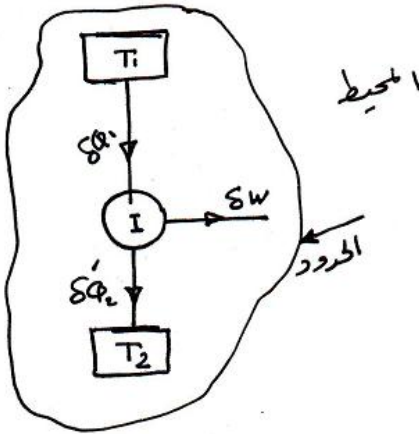
$$= (T_1 - T_2) \Delta s$$

كفاءة دورة كارنو η

$$\eta = \frac{w}{Q_1} = \frac{(T_1 - T_2) \Delta s}{T_1 \Delta s} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

تغير الانثروبي في نظام معزول Entropy change in an Isolated system

نفترض أن لدينا نظاماً معزولاً بحيث لا يحصل انتقال بالطاقة عبر حدوده. ونتصور ان هناك محرك غير عكوس يعمل ضمن النظام يعمل بين درجتين للحرارة T_1 و T_2 وأن T_1 أعلى من T_2 وكما في الشكل



وإن لدينا سابقاً من متباينة كلاسيوس أن

$$\frac{\delta Q_1}{T_1} - \frac{\delta Q'_2}{T_2} \leq 0$$

$$\text{ومنها } \frac{\delta Q'_2}{T_2} \geq \frac{\delta Q_1}{T_1}$$

ومن العلاقة الأخيرة يتضح أن الطرفين هما عبارة عن التغير في الانثروبي ويتضح ان حصول الغور على كسب في الانثروبي أعلى مما فقده المصدر source ذو درجة الحرارة العالية. لذا فإن النظام يكون قد حقق كسباً في الانثروبي مقداره الفرق بين الكسب والفقدان

$$\frac{\delta Q'_2}{T_2} - \frac{\delta Q_1}{T_1}$$

ومن ذلك نستنتج ان كل التغيرات غير العكوسة في أي نظام تحصل باتجاه زيادة الانثروبيا.

تغير الانثروبيا Change of Entropy: ان كمية الطاقة الحرارية التي تعطى لوحدة الكتلة

من مائع لرفع درجة حرارته بمقدار δT هي: -

$$\delta Q = c \delta T \text{ حيث أن } c \text{ هي الحرارة النوعية}$$

$$\delta s = \frac{\delta Q}{T} \text{ وكما هو معلوم فإن التغير في الانثروبيا}$$

$$\therefore \delta s = \frac{c \delta T}{T}$$

لذلك فالتغير الكلي في الانثروبيا النوعية من T_1 الى T_2

$$s_2 - s_1 = c \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = c \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

ويعوض عن c حسب العملية المجراة فإذا كان التغير تحت ضغط ثابت فيعوض عن c بـ c_p

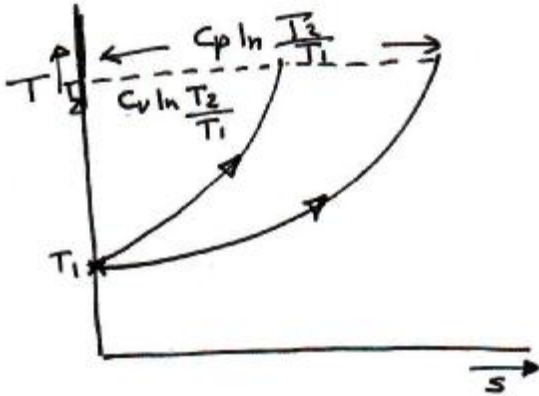
وإذا جرى التغير تحت حجم ثابت فيعوض عن c بـ c_v لذا يكون لدينا

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \text{ تحت ضغط ثابت}$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \text{ تحت حجم ثابت}$$

إن هذه التغيرات يمكن تمثيلها على مستوى

درجة الحرارة والانثروبيا كما في الشكل



يلاحظ أن مدى التغير في الانثروبيا عند اجراء التغير

تحت ضغط ثابت هو أكبر مما لو جرى تحت حجم ثابت والسبب في ذلك أن $c_p > c_v$.

انتقال الحرارة Heat transfer

مقدمة: تتم دراسة انتقال الحرارة من خلال تصورين، الاول هو آلية انتقال الحرارة. وهذا يتم

بدراسة المواد والعوامل البنائية للمادة المؤثرة في انتقال الحرارة والثاني هو التركيز على

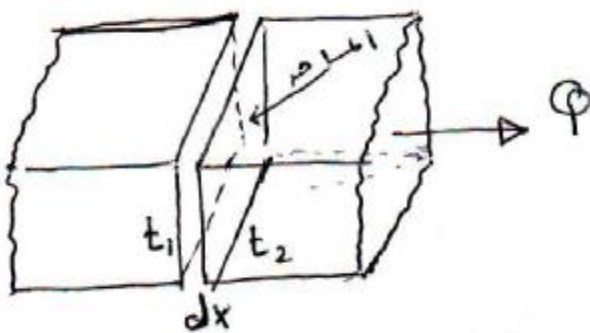
المحرك الاساسي وهو وجود فرق بدرجات الحرارة.

ان معدل انتقال الحرارة يعتمد على فرق درجات الحرارة والمقاومة في طريق انتقال الحرارة، ويوجد تشابه بين تدفق الحرارة وتدفق الموائع وتدفق الطاقة الكهربائية.

لكل حالات التدفق اعلاه هناك عاملان مهمان هما قوة التحفيز (الجهد) والمقاومة للتدفق. بالنسبة لانتقال الحرارة هناك ثلاث طرق وهي التوصيل والحمل والاشعاع، ولحالة من الحالات يمكن ان يحصل الانتقال بطريقة او طريقيتين او ربما ثلاث طرق.

شرط دراسة انتقال الحرارة هو افتراض حالة الاستقرار وتدفق الحرة يكون احادي الاتجاه وقد يحصل بأكثر من اتجاه لكن هناك اتجاه رئيسي يحصل فيه التدفق بشكل كبير ويمكن التعبير عن التدفق الحراري بالمستقر عندما لا تتغير درجة الحرة عند اي نقطة تحت الدراسة مع الزمن.

التوصيل الحراري Conduction: يمكن التفكير بانتقال الحرة بالتوصيل كما لو أن الحرارة تنتقل خلال المادة (أو مواد متحدة) من منطقة ذات درجة حرارة عالية الى منطقة ذات درجة حرارة واطنة بتبادل الطاقة بين جزيئات المادة دون انتقال تلك الجزيئات، وبالنسبة للمعادن والتي تعتبر من اجود المواد توصيلاً للحرارة فإن حركة الالكترونات الحرة هي المساعدة في انتقال الحرارة كما هو الحال في التوصيلية الكهربائية.



قانون فوريير Fourier Law: نتصور لدينا شريحة من مادة صلبة مساحة مقطعها A عمودياً على طريق تدفق الحرارة وليكن سمك الشريحة dx وفرق درجات الحرارة عبر الشريحة dT ومن خلال كل الشروط المذكورة استنتج فوريير ومن خلال العمل التجريبي العلاقة الآتية:-

$$\phi = -kA \frac{dT}{dx} L \quad (1)$$

ϕ التدفق الحراري لكل وحدة زمن

k ثابت التناسب ويدعى الموصلية الحرارية

معدل تغير درجة الحرارة مع المسافة باتجاه تدفق الحرارة.

$$\frac{dT}{dx}$$

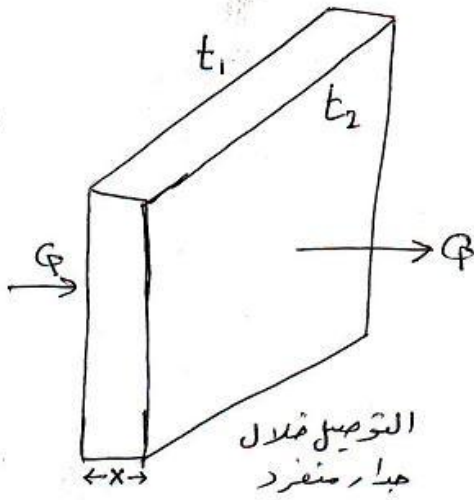
وللتوصل الى وحدات الموصلية الحرارية يجري التعويض عن وحدات الرموز الموجودة في العلاقة (١) وكما يأتي

$$\frac{w}{m^2} \div \frac{k}{m} = w / m.k$$

ان قيمة الموصلية الحرارية للمواد تتأثر بدرجة الحرارة وهي للمعادن أعلى من بقية المواد، وعندما يجري الكلام عن الموصلية الحرارية للمعدن. فالمقصود المعدن النقي أو الموصلية مقاسة عند نفاوة عالية، إذ أن ادخال كميات قليلة من معدن آخر تسبب تغيراً ملحوظاً في الموصلية الحرارية.

التوصيل الحراري في الجدار البسيط

في الشكل المجاور جدار بسيط ونتصور ان عرض الجدار وارتفاعه كبيران جداً بالمقارنة مع السمك لذلك يمكن اعتبار تدفق الحرارة احادي الاتجاه.



t_1 درجة حرارة الوجه الاول

T_2 درجة حرارة الوجه الثاني

وبتكامل المعادلة (١) يمكن حساب معدل تدفق الحرارة للجدار البسيط بأخذ قيمة k_m وهي المتوسط الحسابي للموصلية الحرارية حيث ان لأغلب المواد تتغير الموصلية الحرارية خطياً مع درجة الحرارة، لذلك تؤخذ قيمة k_m كموصلية حرارية حقيقية

$$\phi = \frac{k_m A}{x} (T_1 - T_2) L \quad (2)$$

يلاحظ التدفق الحراري يتغير تبعاً للمساحة وفرق درجات الحرارة والمقدار $\frac{km}{x}$ حيث يعرف

المقدار بالموصلة الحرارية Thermal Conductance

ان المعادلة (2) يمكن اعادة كتابتها كما يأتي:-

$$\frac{\phi}{A} = \frac{T_1 - T_2}{\frac{x}{k_m}} L \quad (3)$$

واستناداً الى المعادلة (3) فإن معدل التدفق الحراري لكل وحدة مساحة يتناسب عكسياً مع المقدار $\frac{x}{km}$ ويمكن مقارنة المعادلة (3) بمعادلة جريان التيار الكهربائي وهي

$$I = \frac{V}{R} L \quad (4)$$

I التيار الكهربائي

V فرق الجهد الذي يسبب الجريان

R مقاومة الجريان

وبعد مقارنة بين المعادلة (3) والمعادلة (4) يلاحظ ان المقدار $\frac{x}{km}$ مشابه الى المقدار R

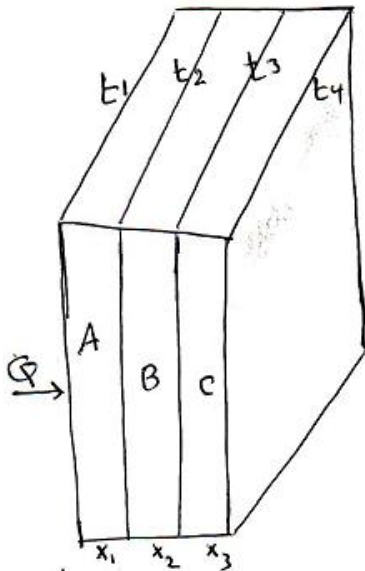
وبناءً على ذلك فإن $\frac{x}{km}$ تعرف بالمقاومة الحرارية للمادة.

التوصيل خلال جدار مركب

الشكل يوضح جدار مركب من ثلاثة اجزاء

أو مواد هي A و B و C وعندما يكون معدل

تدفق الحرارة مستقراً في اتجاه احادي.



التوصيل خلال الجدار المركب

سوف يتم حساب التدفق الحراري خلال اي من المواد الثلاث

التي تؤلف الجدار، ولأجل ذلك يجب معرفة درجة حرارة كل وجه

ودرجة حرارة ما بين السطوح، ولما كان قياس درجة الحرارة ما بين

السطوح غالباً ما يكون صعباً، لذلك من المفضل ايجاد علاقة لتدفق الحرارة خلال الجدار بدلالة درجة حرارة السطحين الحرين

يعاد تطبيق المعادلة (2) لكل مادة من المواد الثلاث

$$(T_1 - T_2) = \frac{\phi}{A} \left(\frac{x}{k_m} \right)_A$$

$$(T_2 - T_3) = \frac{\phi}{A} \left(\frac{x}{k_m} \right)_B$$

$$(T_3 - T_4) = \frac{\phi}{A} \left(\frac{x}{k_m} \right)_C$$

ولكن $T_1 - T_4 = (T_1 - T_2) + (T_2 - T_3) + (T_3 - T_4)$

$$= \frac{\phi}{A} \left[\left(\frac{x}{k_m} \right)_A + \left(\frac{x}{k_m} \right)_B + \left(\frac{x}{k_m} \right)_C \right]$$

$$\phi = \frac{A(T_1 - T_4)}{\left(\frac{x}{k_m} \right)_A + \left(\frac{x}{k_m} \right)_B + \left(\frac{x}{k_m} \right)_C} \dots (5)$$

من المعادلة (5) يظهر ان مقاومة مسار تدفق حرارة على التوالي يساوي مجموع مقاومات الاجزاء المنفردة للمسار وفي هذه الحالة تشبه المقاومة الحرارية المقاومة الكهربائية.

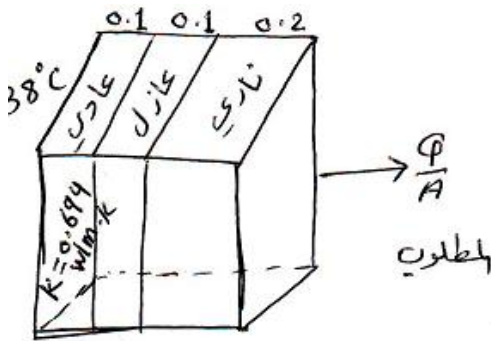
مثال: جدار مستو يتألف من 0.2m طابوق ناري و 0.1m من العازل و 0.278 k

و 0.1m من الطابوق العادي و 0.694 k/m.w ان درجة حرارة السطح الداخلي للطابوق الناري

هي 870°C ودرجة حرارة السطح الخارجي للطابوق العادي 38°C أوجد معدل التدفق

الحراري لكل وحدة مساحة خلال الجداران مقاومة الجدار هي

مقام المعادلة (5)



$$\frac{x_1}{k_1} + \frac{x_2}{k_2} + \frac{x_3}{k_3} = \frac{0.2}{1.039} + \frac{0.1}{0.278} + \frac{0.1}{0.694} = 0.696 \frac{m^2 k}{w}$$

ولما كان المطلوب التدفق لوحد المساحة

$$\frac{\phi}{A} = \frac{1(870 - 38)}{0.696} = 1195 \text{ w/m}^2 \text{ المطلوب} \therefore$$

مثال (2): أوجد درجة حرارة السطح الداخلي بين الطابوق العادي والعازل في المثال السابق

$$\frac{\phi}{A} = 1195 = \frac{(t - 38)}{\frac{0.1}{0.694}}$$

على اعتبار أن $\frac{\phi}{A}$ هي نفسها للجدران الثلاثة

$$172 - 19 = t - 38 \quad \therefore t = 210^\circ\text{C}$$

الاشعاع

تبادل الحرارة بالاشعاع: ان جميع السطوح الحرة تستلم الطاقة الاشعاعية من السطوح التي يمكن ان تقابلها (اي السطوح التي تقع في خط مباشر للنظر، تتعلق معظم مسائل الاشعاع بصافي طاقة الاشعاع المتبادلة بين السطح المعطى والسطوح المحيطة به.

ان الاشعاع هو عبارة عن موجات كهرومغناطيسية ينبعث من الجسم بواسطة تأثير درجة الحرارة وعندما تصطدم هذه الموجات بسطح آخر يحصل الآتي:-

أ- جزء من الطاقة يمتص عند السطح ويميل هذا الجزء الى زيادة درجة حرارة السطح بالجزء (a).

ب- جزء ينعكس من السطح (p).

ج- جزء آخر يمر الى الجسم من السطح، إذا كانت مادة الجسم شفافة للشمع أو لجزء منه (ان شفافية السطح للطاقة المشعة يعتمد على الطول الموجي للموجات المشعة (آ)). ويمكن تلخيص ما سبق رياضياً وفقاً للعلاقة الآتية:-

$$a + p + \bar{a} = 1$$

حيث a الامتصاصية (الجزء الممتص)

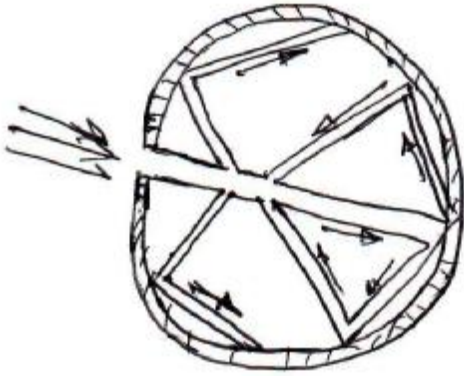
p الانعكاسية (الجزء المنعكس)

آ النفاذية (الجزء النافذ)

الجسم الأسود Black body: ان امتصاصية السطح الاسود (a) قريبة من واحد. وقد استخدم مصطلح الجسم الأسود الذي يمتص كل الأشعة الساقطة عليه بارغم من عدم وجود مثل هكذا سطح.

وقد وضع كرشوف نموذجاً لامتناص طاقة الاشعاع كاملاً. ويتخيل هذا النموذج على هيئة كرة مجوفة تحتوي على ثقب صغير جداً كما

في الشكل

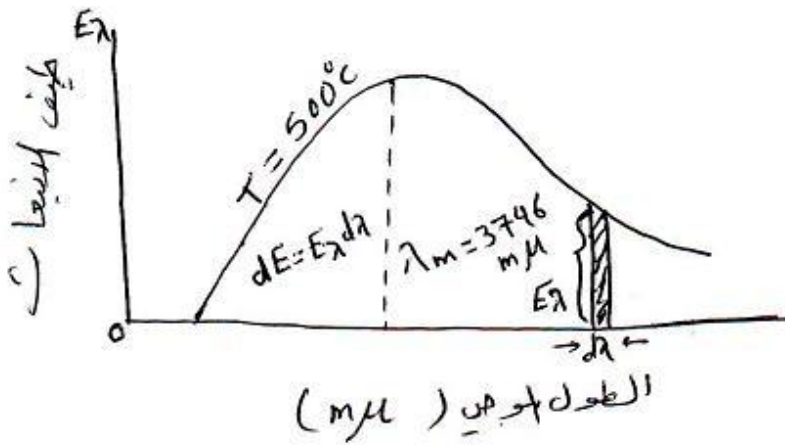


ان الشعاع الرئيسي عندما يدخل الى الكرة من الثقب يسقط على السطح الخلفي، فيمتص جزء وينعكس جزء آخر والجزء المنعكس سوف يصطدم بالسطح الجانبي. وكذلك ينعكس جزء آخر حتى تتكرر العملية عدة مرات ويصبح الجزء المنعكس صغير جداً ومعظم الشعاع يمتص. وكأرقام تستخدم لتنفيذ هذا النموذج يتم اختيار قطر الفتحة وقطر الكرة الكلية على أساس ان المساحة السطحية للكرة هي $4\pi a^2$ ، ويتم اختيار قطر الكرة يساوي (50) مرة قطر الفتحة، وبالحساب يلاحظ ان مساحة السطح الداخلي للكرة يعادل 10000 مرة مساحة الفتحة وبهذه القياسات يمكن افتراض ان كل الطاقة الساقطة تمتص.

انبعاث الطاقة: ان كمية الطاقة المشعة المنبعثة بواسطة السطح تعتمد على طبيعة السطح ودرجة حرارته، ويتم العودة الى مصطلح السطح الأسود للتعبير عن السطح الذي يبعث اعظم كمية من الطاقة المشعة عند اي درجة حرارة معطاة. ويمكن القول مجدداً انه لا يوجد جسم باعث تماماً، ولكن يمكن العودة الى مفهوم الكرة المجوفة وإن عملية الانبعاث من السطح الداخلي لكرة هي معكوس الامتصاص.

القدرة المنبعثة الكلية Total emissive power:

الطاقة الكلية المنبعثة في وحدة الزمن من وحدة المساحة ويرمز لها الرمز E (الطاقة المنبعثة على مدى من الاطوال الموجية)



$$E = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{\lambda} d_{\lambda} \quad \mathbf{L} \quad (1)$$

λ_m : الطول الموجي الذي عنده يبلغ طيف الانبعاث اعظم قيمة ويتم الحصول عليه بمفاضلة E_{λ} بالنسبة لـ λ ومساواتها للصفر.

حيث ان E_{λ} القدرة المنبعثة بطول موجب واحد وقد افترض أن E_{λ} هي دالة مستمرة في λ . والعلاقة الموجودة بين E_{λ} و λ حسب نظرية الكم لبلانك

$$E_{\lambda} = \frac{3658 \times 10^9 \lambda^{-5}}{e^{14.3/\lambda T}} \quad \mathbf{L} \quad (2)$$

حيث E_{λ} قدرة الانبعاث احادية الطول الموجي للجسم الأسود $\mu\text{m}^2/\text{m}^2$

λ الطول الموجي . مايكرون

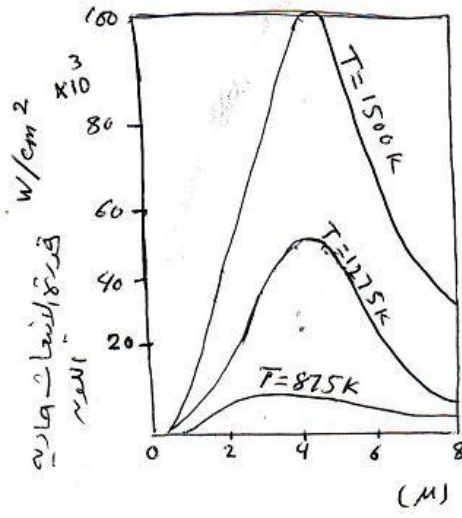
T درجة حرارة السطح المشع k

عند تعويض قيمة E_{λ} من المعادلة (2) في المعادلة (1) واجراء التكامل يتم الحصول على:-

$$E_b = 5.725 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad \mathbf{L} \quad (3)$$

حيث E_b هي w/m^2

ان تأثير درجة الحرارة على كثافة الاشعاع وتوزيع الاشعاع عند اطوال موجية مختلفة لاشعاع الاسود يلاحظ في الشكل



المساحة تحت منحنى الانبعاثية لأي درجة حرارة معطاة يمثل القدرة المنبعثة الكلية للجسم الأسود عند درجة الحرارة هذه

الطول الموجي لأعظم انبعاث يتناسب عكسياً مع درجة الحرارة المطلقة. وكلما زادت درجة الحرارة انحرف الانبعاث الأعظم نحو الأطوال الموجية الأقصر

ان المعادلة (3) تم الحصول عليها قبل ظهور نظرية الكم والذي وضعها هو العالم ستيفان. وإن الثابت 5.725×10^{-18} يرمز له (س) ويسمى ثابت ستيفان - بولتزمان وان المعادلة -- - تعتبر قانون ينص على أن: -

طاقة الاشعاع المنبعث لوحدة الزمن من وحدة المساحة تتناسب والأس الرابع لدرجة حرارة الجسم.

العلاقة بين الامتصاصية والانبعاثية

الانبعاثية: النسبة بين القدرة المنبعثة الكلية من السطح عند درجة الحرارة المعطاة الى تلك التي يبعثها الجسم الأسود عند درجة الحرارة نفسها

تصور ان جسماً معلقاً بواسطة خيط رفيع جداً داخل كرة مجوفة ومفرغة تماماً (وذلك لأجل ضمان انتقال الطاقة بين الجسم والسطح بطريق الاشعاع فقط عند اهمال تأثير الخيط) ان درجة حرارة الجسم تصل في النهاية الى درجة حرارة السطح الداخلي للكرة.

على اساس انتقال الحرارة بطريق الاشعاع فقط فإن طاقة الاشعاع المنبعثة من الجسم عند درجة الحرارة هذه يجب ان تساوي الطاقة التي يستلمها الجسم من الكرة

$$E_I A = I a_I A \quad \text{حيث } A \text{ مساحة سطح الجسم}$$

E_I القدرة المنبعثة الكلية من الجسم

I الطاقة المشعة المستلمة من قبل الجسم لكل وحدة زمن لكل وحدة المساحة

a_I امتصاصية الجسم

$$\therefore E = I a$$

$$\therefore \therefore I = \frac{E}{a} \quad \text{أو عندما يكون السطح المعلق جسماً اسود حقيقياً} \quad E_b = I a_b \quad \text{أو} \quad I = \frac{E_b}{a_b}$$

$$\frac{E}{a} = \frac{E_b}{a_b} = E_b \quad \text{وبمساواة } I \text{ في الحالتين نحصل على}$$

$$\therefore E = a E_b \dots (4) \quad \text{واحد } a_b$$

ان المعادلة (4) هي نص قانون كرشوف للاشعاع. ويعني ان القدرة المنبعثة من الجسم تساوي حاصل ضرب الامتصاصية في القدرة المنبعثة من الجسم الاسود عند الظروف المحددة.

$$\epsilon = \frac{E}{E_b} \quad \text{وانبعاثية الجسم } \epsilon \text{ هي}$$

$$a = \epsilon \dots (5) \quad \text{وبتعويض العلاقة الاخيرة في (4) نحصل على ان}$$

ان شرط تطبيق المعادلة (5) هو عند الوصول الى حالة الاتزان بين الجسم والكرة المحيطة به فان الجسم يستلم الاشعاع بقدر ما يبعثه من السطح عند درجة حرارته.

ان نص العلاقة (5) هي ان انبعاثية السطح عند اي درجة حرارة تساوي امتصاصية للطاقة المشعة من السطح عند تلك الدرجة.

ان امتصاصية الجسم الاسود لا تعتمد على درجة الحرارة اما امتصاصية اي سطح حقيقي فتعتمد على درجة حرارة السطح الباعث للاشعاع من اي سطح دوجة حرارته لا تزيد على $100 - 150^\circ\text{C}$ حيث تتراوح الامتصاصية من 0.92 الى 0.96 ومن جهة اخرى فان

امتصاصية الاشعاع الشمسي هي 0.97 الى 0.99 للصبغ الاسود و 0.12 الى 0.26 للصبغ الابيض

$$E = 5.725 \epsilon \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

حرارة الاشعاع المنبعثة من اي سطح هي $\phi = EA$

إذا افترضت درجة حرارة السطح متجانسة فان طاقة الاشعاع الكلية بواسطة الجسم الاسود

$$\phi_b = 5.725 A \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

ϕ الطاقة المشعة

A مساحة السطح

T درجة حرارة السطح.

ان قيمة انبعاثية السطح تحدد بالعوامل الآتية

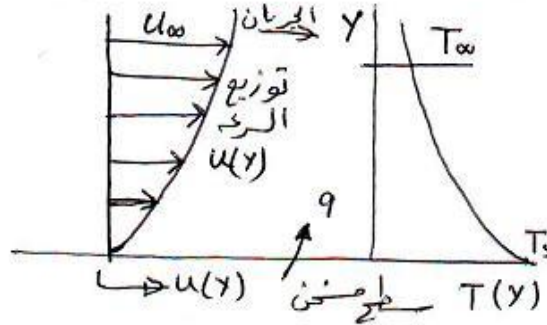
١ - درجة حرارة السطح ٢ - طبيعة السطح (درجة خشونته) ٣ - بعض الاحيان على اللون.

لذا السطح الصقيل أقل انبعاثية من السطح الخشن. فمثلاً انبعاثية النحاس المصقول جداً هي 0.03 بينما انبعاثية النحاس شديد التأكسد هي 0.75 كلاهما عند درجة حرارة الغرفة.

الحمل Convection: انتقال الحرارة بطريقة الحمل تخص انتقال الحرارة في المائع والحمل يفسر بالبينتين الأولى هي انتقال الحرارة نتيجة للحركة الجزيئية العشوائية (الانتشار ٩ وكذلك انتقال بواسطة حركة المائع الظاهرية وعليه فسوف يستخدم تعبير الحمل (Convection) عند الإشارة لهذا الانتقال (المشترك).

والحالة التي ندرس هي انتقال الحرارة بالحمل بين مائع في حالة حركة والسطح المحيط به عندما يكون الاثنان عند درجتى حرارة مختلفتين. عندما يتحرك المائع على سطح تتصور انه مؤلف من طبقات تتراوح سرعتها من الصفر عند السطح الى قيمة محددة مثل u وتسمى هذه المنطقة من المائع بالطبقة المتاخمة للسرعة velocity boundary layer فإذا اختلفت درجتا حرارة المائع فسوف تكون هناك منطقة من المائع تتغير فيها درجة الحرارة من T_s

عند $y = 0$ الى T_α عند الجريان الخارجي وتسمى هذه بالمنطقة المتاخمة الحرارية thermal boundary layer في هذه الحالة اذا كانت $T_s > T_\alpha$ سوف يظهر انتقال الحرارة بين السطح والجريان



نمو الطبقة المتاخمة اثناء انتقال الحرارة بالحمل

تساهم آلياً انتقال الحرارة بواسطة (حركة المائع والحركة الجزيئية العشوائية) عند المنطقة المتاخمة، لكن غالباً ما تسود مساهمة حركة الجزيئات العشوائية في انتقال الحرارة قرب السطح حيث السرعة قليلة، وفي الحقيقة فإن الحرارة تنتقل عند السطح البيني بين السطح والمائع $y = 0$ بسبب حركة الجزيئات فقط ومساهمة حركة المائع الظاهرية تنشأ بسبب أن الطبقة المتاخمة تنمو كلما تطور الجريان في الاتجاه (y) . يضيف الحمل الى نوعين وهما الحمل القسري forced convection ويكون تبعاً لطبيعة الجريان وعندما يولد الجريان بواسطة مصدر خارجي مثلاً بواسطة مروحة أو منفخة أو بواسطة الرياح الجوية بينما في نوع ثاني يسمى الحمل الحر (أو الطبيعي) Free (or natural convection) وبهذا النوع يستحث الجريان بواسطة قوى المائع ذاتها وتنتج هذه القوى من تغير الكثافة والتي تصاحب دائماً تغيرات درجات حرارة المائع، ومثال على انتقال الحرارة بالحمل الطبيعي هو ما يظهر من رصيف الشارع الساخن الى الجو المحيط به في يوم فيه الجو ساكن، وعند وجود الرياح الجوية فإن انتقال الحرارة من الرصيف الى الهواء على الأرجح يحصل بالحمل القسري

$$q = h (T_s - T_\alpha) \dots (1)$$

q فيض الحرارة w/m^2

ويتناسب مع فرق درجات الحرارة

T_s درجة حرارة السطح

T_α درجة حرارة المائع وتسمى العلاقة (1) بقانون نيوتن للتبريد.

heat transfer coefficient $H(w/m^2.k)$ معامل انتقال الحرارة