الفصل الرابع

ما يترتب على القانون الأول

Some Consequences of the First Law

1-4 معادلة الطاقة Energy Equation

1-1-4 مقدمة - تعريف معادلة الطاقة

رأينا أن الطاقة الداخلية u لمادة نقية في حالة اتزان ديناميكي حراري خاصية من خواص النظام. هذا يعني أن du تفاضل تام وأن تغير u بين حالتي اتزان لا يعتمد على المسار المتبع من الحالة الابتدائية حتى الحالة النهائية.

معادلة الطاقة هي علاقة رياضية تربط بين الطاقة الداخلية لنظام ثرموديناميكي ومتغيراته. في الأنظمة التي يمكن وصفها بالمتغيرات P و V و T والتي ترتبط معاً في معادلة الحالة فإنه بالإمكان التعبير عن الطاقة الداخلية بدلالة أي زوج من هذه المتغيرات. أي أن معادلة الطاقة في حالة اعتبار زوج المتغيرين V و T مثلاً تكون على الصيغة:

$$f\,(u,V,T) = 0 \qquad (1\text{-}4)$$

2-1-4 خواص معادلة الطاقة

تختلف معادلة الطاقة، كما معادلة الحالة، من مادة إلى أخرى، ولا يمكن اشتقاق معادلة الطاقة من معادلة الحالة وإنما يجب إيجادها بشكل مستقل. تحدد المعادلتان، معادلة الحالة ومعادلة الطاقة، معاً جميع خواص المادة وبشكل تام.

تعرف معادلة الطاقة في نظام إحداثيات ديكارتي سطحاً يسمى سطح الطاقة. إذا كانت المعادلة تعبر عن العلاقة بين u والمتغيرين V و T مثلاً، فإن السطح يسمى سطح الطاقة أو u-V-T (سطح u-P-T وسطح u-V-P هما السطحان الآخران المرادفان).

وبطريقة مشابهة لما رأيناه في حالة معادلة الحالة فإنه يمكن وصف سطح الطاقة بدلالة المشتقات الجزئية للمتغ

u عند أية نقطة أو ميل خطوط السطح ا اهين متعامدين كُل على الآخر، وسوف نرى أن هذا يعطينا معادلة الطاقة. وبشكل مشابه إذا كانت معادلة الطاقة معروفة فإنه بالإمكان رسم السطح وإ اد ا شتقات ا زئية عند أية نقطة وال تساعدنا إ اد كميات فيزيائية تتعلق بالنظام ا دروس أو ا ادة ا دروسة.

2-4 العلاقة بين u وا تغ ين v و T — T and v independent

سندرس هنا اعتماد الدالة u على ا تغ ين v و T ونرى كيف تسمح لنا معادلة الطاقة بالتوصل إ معرفة خواص نظام ث موديناميكي. نقطة البداية تتمثل اعتبار أن du تفاضل تام. تمثل ا عادلة التالية فرق الطاقة ب حالتين متجاورتين سطح الطاقة u-T-v:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \qquad (2-4)$$

نذكر بأن ا شتقة ا زئية $\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$ تمثل ميل خط الأيزوحجمي v وأن ا شتقة ا زئية $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ تمثل ميل خط الأيزوحراري T.

يمكن بفضل القانون الثا الث موديناميكا حساب $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ من معادلة ا الة، كما سنرى لاحقاً. أما بالنسبة للمشتقة $\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$ فيجب قياسها ياً وسوف نرى أ يتها الفيزيائية الآن. لنعت القانون الأول الديناميكا ا رارية لعملية منعكسة:

$$d'q = du + d'w = du + P\,dv \qquad (3-4)$$

عند تعويض du من ا عادلة 2-4 ا عادلة السابقة د أن:

$$d'q = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right] dv \qquad (4-4)$$

و ا الة ا اصة عندما تتم العملية بثبوت ا جم، أي عندما يكون $dv = 0$ (الشغل هنا يساوي صفراً و $d'q$ تساوي التغ الطاقة الداخلية) فإن:

$$d'q = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT = c_v\, dT \qquad (5\text{-}4)$$

أي أن:

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \qquad (6\text{-}4)$$

وهذا يع أن c_v هي ميل خط الأيزوحجمي v، أي أن السعة ا رارية بثبوت ا جم (عند ا جم v) ا قاسة تحدد هندسياً ميل الأيزوحجمي v عند أية نقطة. وبعبارة مكافئة دد ميل الأيزوحجمي v قيمة السعة ا رارية بثبوت ا جم (عند ا جم v). إن قياس c_v يأ علُ إمكانية رسم ا طوط الأيزوحجمية كناً.

كنا قد رأينا دراستنا السابقة أن معرفة التمددية β دد ميل الأيزوحجمي v سطح P-v-T ويساهم ذلك رسم السطح وبالتا معرفة معادلة ا الة (عرفة معادلة ا الة اماً يلزمنا أيضاً معرفة κ وسوف نرى أن ذلك يكافئ حاجتنا عرفة c_P).

وكما عملنا باستبدال ا شتقة $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$ بالكمية βv فإن بالإمكان استبدال ا شتقة ا زئية $\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$ بالسعة ا رارية النوعية c_v وتكتب ا عادلة 4-4 على الصيغة التالية:

$$d'q = c_v\, dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right] dv \qquad (7\text{-}4)$$

عملية بثبوت الضغط، أي إذا كان $dP = 0$ فإن: $d'q = c_P\, dT$ وتكتب العلاقة السابقة كالتا :

$$c_P\, dT_P = c_v\, dT_P + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right] dv_P \qquad (8\text{-}4)$$

وبالقسمة على dT واستبدال $\frac{dv_P}{dT_P}$ بـ $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$:

$$c_P - c_v = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right]\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P \qquad (9\text{-}4)$$

مع أننا اشتقينا هذه العلاقة انطلاقاً من عمليات واصفات خاصة إلا أننا نستطيع القول بأنها علاقة عامة ب كميات يعها خواص للنظام أية حالة اتزان بينها. يمكن حساب الكميات الطرف الأ ن من معادلة ا الة وبالتا فإننا نستطيع إ اد c_v إذا قيست c_P، وهذا مهم جداً لصعوبة قياس c_v حالات كث ة كا واد الصلبة.

عملية بثبوت درجة ا رارة، أي إذا كان dT =0 فإن:

$$d'q_T = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right]dv_T = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv_T + P\,dv_T \qquad (10\text{-}4)$$

ما ويه هذه ا عادلة من معلومات هو أن سريان ا رارة إ نظام ما عملية منعكسة بثبوت درجة ا رارة يساوي موع الشغل الذي يبذله النظام والزيادة طاقته الداخلية.

لاحظ أنه ليس من ا فيد تعريف السعة النوعية بتثبيت درجة ا رارة (c_T) با عادلة **$d'q_T = c_T\, dT$** لأن **$d'q_T$** لا تساوي الصفر عندما تكون dT = 0 ولذلك تكون $c_T = \pm\infty$ حيثُ يمكن أنْ تكون **$d'q_T$** سالبة أو موجبة. وبعبارة أُحرى نقول أن النظام يتصرف العملية الأيزوحرارية كما لو أن له سعة حرارية لا ائية حيثُ يمكن أنْ تسري إ النظام أو منه حرارة دون أنْ ينشأ عن ذلك تغ درجة ا رارة.

وأخ اً عملية أدياباتية منعكسة reversible adiabatic process وال تكون فيها **d′q = 0** فإن:

$$c_v\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_S = -\left[\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_T + P\right] \qquad (11\text{-}4)$$

يع الرمز السفلي s عن حقيقة أن الإنترو ثابتة عملية أدياباتية منعكسة وسوف نرى لاحقاً ما ا قصود بذلك.

مثال 4-1: تعطى الطاقة الداخلية النوعية لغاز فان در فالس بالعلاقة:

$$u = c_v\,T - \frac{a}{v} + \text{constant}$$

أ) أرسم سطح u-v-T باعتبار أن c_v ثابتة.

ب) أثبت أنه لغاز فان در فالس:

$$c_P - c_v = R\,\frac{1}{1 - \dfrac{2a(v-b)^2}{R\,T\,v^3}}$$

الحـــل:

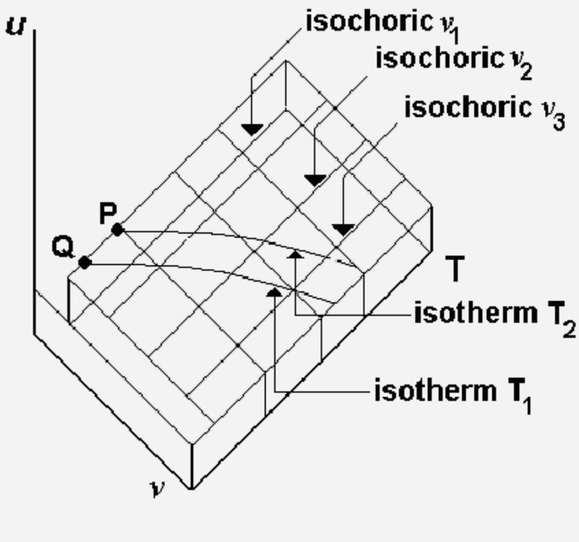
أ) لرسم سطح u-T-v فإننا نرى أن أيزوحرارياً مثل T_1 الشكل عبارة عن قطع ناقص وأن أيزوحجمياً مثل v_1 عبارة عن علاقة خطية بـ u و T.

ب)

$$c_P - c_v = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right]\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P$$

$$\left(\frac{a}{v^2} + P\right) = \frac{R\,T}{(v-b)}\quad\left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right]\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P =$$

$$c_P - c_v = \frac{\dfrac{R\,T}{(v-b)}}{\dfrac{1}{R\,(v-b)}\left[\left(\dfrac{-2a}{v^3}\right)(v-b)^2 + RT\right]} = R \times \frac{1}{1 - \dfrac{2a\,(v-b)^2}{R\,T\,v^3}}$$



مثال 4-2: معادلة ا الة لغازٍ ما هي: $(P + b)\, v = R\,T$ وتعطى طاقته الداخلية بالعلاقة:

$$u = a\,T + b\,v + u_0$$

أ) أحسب c_v. ب) أثبت أن $c_P - c_v = R$

ج) أثبت باستخدام العلاقة (الصا ة للعمليات الأدياباتية) $c_v\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_S = -\left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right]$ أن $T\,v^{R/c_v} = \text{constant}$.

ا ل:

أ) $$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = a$$

ب) $$c_P - c_v = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right]\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = (P+b)\times\left(\frac{\partial (R\,T/(P+b))}{\partial T}\right)_P = R$$

ج) $$c_v\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_S = -\left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right] = (P+b) = \frac{R\,T}{v}$$

$$\frac{\partial T}{T} + \frac{R}{c_v}\left(\frac{\partial v}{v}\right) = 0 \;\Leftrightarrow\; \frac{dT}{T} + \frac{R}{c_v}\left(\frac{\partial v}{v}\right) = 0$$

وبالتكامل د أن:

$$\ln T + \ln\left(v^{R/c_v}\right) = 0 \;\Leftrightarrow\; T\,v^{R/c_v} = K = \text{constant}$$

4-3 العلاقة بين h وا تغ ين P و T — T and P independent

الإنثا h كما الطاقة الداخلية ادة نقية خاصية من خواص النظام. هذا يع أن dh تفاضل تام وأن تغ h بين حال اتزان لا يعتمد على ا سار ا تبع من ا الة الابتدائية حتى ا الة النهائية.

تعرف ا عادلة ا تربط بـ الإنثا وأي زوج من متغ ات النظام، نظام إحداثيات ديكار سطحاً

يسمى، مثلاً، سطح h-P-T إذا كانت ا عادلة تعبر عن العلاقة ب h وا تغ ين P و T (سطح h-V-T وسطح h-V-P ا السطحان الآخران ا رادفان). تمثل ا عادلة التالية فرق الإنثال بين حال اتزان متجاورتين سطح h-P-T:

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T dP \qquad (12\text{-}4)$$

سوف نرى لاحقاً أننا نستطيع حساب ا شتقة ا زئية $\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T$ من معادلة ا الة. لاستنباط ا شتقة ا زئية الأخرى، $\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P$ سوف نبدأ من تعريف الإنثال والتفاضل dh.

$$h = u + Pv$$

ويعطى التفاضل dh بين أي حالتين متجاورتين تلفان بالتفاضلين dv و dP بالعلاقة:

$$dh = du + P\,dv + v\,dP \qquad (13\text{-}4)$$

وباستخدام الصيغة الرياضية للقانون الأول الث موديناميكا (ا عادلة 4-3) د:

$$d'q = du + d'w = du + P\,dv = dh - v\,dP \qquad (14\text{-}4)$$

عند تعويض dh من ا عادلة 4-11 ا عادلة السابقة د أن:

$$d'q = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT + \left[\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v\right] dP \qquad (15\text{-}4)$$

و ا الة ا اصة عندما تتم العملية بثبوت الضغط، أي عندما يكون dP = 0 فإن:

$$d'\boldsymbol{q} = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P dT = c_P\,dT \;\Leftrightarrow\; \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P = c_P \qquad (16\text{-}4)$$

وهذا يع أن c_P هي ميل خط الأيزوباري P، أي أن السعة ا رارية بثبوت الضغط (عند الضغط P) ا قاسة تحدد هندسياً ميل الأيزوباري P عند أية نقطة. وبعبارة مكافئة دد ميل الأيزوباري P قيمة السعة ا رارية

بثبوت الضغط (عند الضغط P). إن قياس c_P يأ عل رسم ا طوط الأيزوبارية كناً.

تكتب ا عادلة 4-14 على الصيغة التالية:

$$d'q = c_P\, dT + \left[\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v\right] dP \qquad (17\text{-}4)$$

عملية بثبوت ا جم، أي إذا كان $dv = 0$ فإن: $d'q = c_P\, dT$ وتكتب العلاقة السابقة كالتا :

$$c_v\, dT_v = c_P\, dT_v + \left[\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v\right] dP_v \qquad (18\text{-}4)$$

وبالقسمة على dT_v واستبدال $\frac{dP_v}{dT_v}$ بـ $\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v$

$$c_P - c_v = -\left[\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v\right]\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \qquad (19\text{-}4)$$

مع أننا اشتقينا هذه العلاقة انطلاقاً من عمليات واصفات خاصة إلاّ أننا نستطيع القول بأنها علاقة عامة ب

كميات يعها خواص للنظام أية حالة اتزان بينها.

عملية بثبوت درجة ا رارة، أي إذا كان $dT = 0$ فإن:

$$d'q_T = \left[\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v\right] dP_T \qquad (20\text{-}4)$$

وأخ اً عملية أدياباتية منعكسة ($d'q = 0$) فإن:

$$c_P\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = -\left[\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v\right] \qquad (21\text{-}4)$$

4-4 العلاقة بين u وا تغ ين v و P — P and v independent

العلاقة بين h وا تغ ين v و P

سندرس هنا، على التوا ، اعتماد الدالة u والدالة h على ا تغ ين v و P بطريقة مشا ة ا عملناه الفقرتين السابقتين. سوف نبدأ من ا عادلة التالية وال تمثل فرق الطاقة ب حالتين اتزان متجاورتين سطح الطاقة u-P-v:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial P}\right)_v dP + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_P dv \qquad (22\text{-}4)$$

لا تمثل ا شتقتان ا زئيتان $\left(\frac{\partial u}{\partial P}\right)_v$ ، $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_P$ أية خاصية إضافية مقارنة با شتقات ا زئية ال رأيناها حتى الآن. لنعد إ العلاقة (4-2):

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv$$

يعطى التفاضل التام dT بدلالة التفاضلين dv و dP بالعلاقة:

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v dP + \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P dv \qquad (23\text{-}4)$$

وبوضع قيمة التفاضل dT ا ُعادلة 4-2 د أن:

$$du = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v\right] dP + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T\right] dv \qquad (24\text{-}4)$$

وبا قارنة مع ا ُعادلة 4-22 د أن:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial P}\right)_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v \qquad (25\text{-}4)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial P}\right)_v = c_v\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v$$

ومنها

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_P = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \qquad (26\text{-}4)$$

تمثل ا ُعادلة التالية تفاضل الإنثال ب حال اتزان متجاورتين تلفان بالتفاضلين dv و dP:

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_v dP + \left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_P dv \qquad (27\text{-}4)$$

لا تمثل ا شتقتان ا زئيتان $\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_v$ ، $\left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_P$ أية خاصية إضافية مقارنة با شتقات ا زئية ال رأيناها حتى الآن. لنعد إ العلاقة (4-11):

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

وبوضع قيمة التفاضل dT من ا ُعادلة (4-23) ا ُعادلة السابقة د أن:

$$dh = \left[\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P + \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T\right]dP + \left[\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P\right]dv \qquad (28\text{-}4)$$

وبا قارنة مع ا ُعادلة 4-26 د:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_P = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P$$
$$\left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_P = c_P\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P \qquad (29\text{-}4)$$

و:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_v = \left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T + \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v \qquad (30\text{-}4)$$

هناك خواص أُخرى من خواص النظام الث موديناميكي يمكن أنْ نعبر عنها كدالة لـ PvT. وبشكل عام فإننا

نستطيع تعميم العلاقة 4-24، 4-25 (والعلاقتان 4-28، 4-29) لأية خاصية w تعتمد على ثلاثة متغ ات x، y و z بالعلاقتين التاليتين:

$$\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_y = \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_y \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \qquad \text{(4-31-أ)}$$

$$\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_y = \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_z + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_x \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \qquad \text{(4-31-ب)}$$

تمثل ا عادلة 4-31-أ قاعدة السلسلة للمشتقات ا زئية بتثبيت أحد ا تغ ات. إذا استبدلنا ا ُعادلتين السابقتين ا تغ w با تغ u، وا تغ ات (x, y, z) با تغ ات (v, P, T) على الترتيب فإننا صل على ا ُعادلتين

4-24 و 4-25. وإذا استبدلنا ا ُعادلتين السابقتين ا تغ w با تغ h، وا تغ ات (x, y, z) با تغ ات (P, v, T) على الترتيب فإننا صل على ا ُعادلتين 4-28 و 4-29.

<u>رين (مثال 4-3</u>): أثبت العلاقات التالية:

أ) عملية أيزوحرارية:

$$d'q_T = c_P \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_P dv_T + c_v \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_v dP_T \qquad (4\text{-}32)$$

ب) عملية أدياباتية:

$$c_v \left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_s = c_P \left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_T \qquad (4\text{-}33)$$

4-5 ربة غاي - لوساك - جول و ربة جول - ثومسون

1-5-4 مقدمة

تصف ا شتقتان ا زئيتان $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ و $\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T$، على التوا ، كيف تتغ الطاقة الداخلية مع ا جم وكيف تتغ الإنثا مع الضغط عند درجة حرارة ثابتة. لقد ذكرنا سابقاً أنه وبفضل القانون الثا الث موديناميكا يمكن حساب هاتين ا شتقتين من معادلة ا الة، و هذه الفقرة سوف نرى كيف يمكن قياسهما لنظام غازي. لا يوجد جهاز يقيس الطاقة الداخلية (أو التغ فيها) مباشرة وكذلك بالنسبة للإنثا . وا خرج هو التا :

باستخدام قاعدة السلسلة للمشتقات ا زئية يمكن أنْ نكتب:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_u \left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_v = -1 \qquad (34\text{-}4)$$

أو

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = -c_v \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u \qquad (35\text{-}4)$$

تنبئنا العلاقة السابقة أنه عرفة السعة ا رارية النوعية بتثبيت ا جم وبقياس التغ درجة ا رارة بدلالة ا جم عملية تكون فيها الطاقة الداخلية ثابتة فإنه بالإمكان حساب $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$.

وباستخدام قاعدة السلسلة للمشتقات ا زئية يمكن أن نكتب أيضاً:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_h \left(\frac{\partial T}{\partial h}\right)_P = -1 \qquad (36\text{-}4)$$

أو

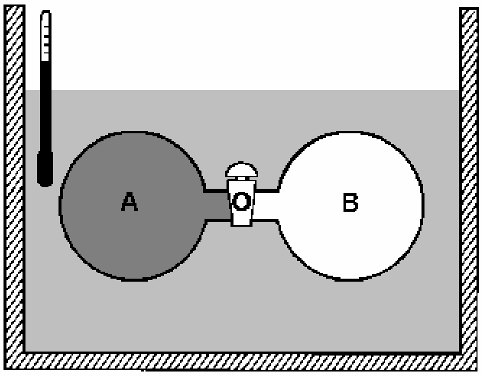
$$\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T = -c_P \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h \qquad (37\text{-}4)$$

وتنبئنا العلاقة السابقة أنه عرفة السعة ا رارية النوعية بتثبيت الضغط وبقياس التغ درجة ا رارة بدلالة

الضغط عملية تكون فيها الإنثال ثابتة فإنه بالإمكان حساب $\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T$.

2-5-4 فكرة غاي-لوساك - معامل جول

كان الكيميائي الفرنسي جوزيف غاي-لوساك، أول من درس علاقة الطاقة الداخلية با جم منتصف القرن التاسع عشر، وتلاه الفيزيائي جيمس بريسكوت جول. يبين الشكل 4-1 التا ا هاز ا ستخدم لقياس $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$.



الشكل 4-1: جهاز غاي-لوساك - جول

تتصل القارورة A ال وي الغاز ا ُراد دراسته بقارورة B ع أنبوب يتوسطه صنبور (O). يكون الصنبور مغلقاً البداية. النظام ا كون من القارورتين مغمور حوض وي كتلة محددة من ا اء ويستخدم ميزان حرارة لقياس درجة حرارة ا اء. سوف نفترض أن ضياع ا رارة بين ا وض و يطه مهمل أو أنه مأخوذ ا سبان.

يترك النظام حتى يصل إ حالة اتزان حراري وال يدل عليها استقرار مؤشر ميزان ا رارة طبقاً للقانون الصفري الث موديناميكا. يفتح الصنبور ويتمدد الغاز دداً حراً ع الأنبوب و لأ القارورة ا فرغة. إن الشغل ا بذول عملية التمدد ا ر يساوي صفراً (W=0). يصل النظام إ حالة اتزان ويصبح الضغط

القارورتين ثابتاً. إذا حصل وتغ ت درجة حرارة الغاز فإن هناك سريان حرارة بين الغاز وحوض ا اء وتبعاً لذلك سوف تتغ قراءة ميزان ا رارة.

وجد غاي-لوساك من جهة وجول من جهة أُخرى، أن تغ درجة حرارة ا اء، هذا إن وجد، صغ جداً وليس من السهل الكشف عن حدوثه. تؤكد التجارب ا ديثة، وال تستخدم أجهزة أكثر حساسية من جهاز غاي-لوساك وجول الاستنتاج السابق، فا شكلة هذا الأخ هو أن السعة ا رارية للماء كب ة وبالتا فإن التغ درجة ا رارة صغ جداً،.

إن هذا يع أن السريان ا راري يساوي صفراً تقريباً. نستطيع القول هنا أن التغ درجة ا رارة لغاز مثا عملية دد حر يساوي صفراً. (Q=0 و W=0).

وحسب القانون الأول الديناميكا ا رارية فإن التغ الطاقة الداخلية هذه ا الة $\Delta U = 0$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u = 0 \quad \text{غاز مثا} \qquad (38\text{-}4)$$

تسمى ا شتقة ا زئية $\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u$ معامل جول (Joule coefficient) ويعطى الرمز η.

$$\eta \equiv \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u \qquad (39\text{-}4)$$

مع أن معامل جول لغاز مثا يساوي صفراً فإنه لا يساوي صفراً حالة غاز حقيقي.

3-5-4 معادلة الطاقة لغاز مثا - سطح u-v-T لغاز مثا

من ا ُعادلة 4-33 $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = -c_v\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u$، فإنه ولغاز مثا ، حيثُ أن c_v قيمة محددة:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0 \qquad (40\text{-}4)$$

تع العلاقة السابقة أن تغ الطاقة الداخلية النوعية لغاز مثا بدلالة ا جم عملية أيزوحرارية يساوي صفراً، أي أن الطاقة الداخلية النوعية لا تعتمد على ا جم وإنما تعتمد على درجة ا رارة فقط $u = u(\mathrm{T})$. وهذا يع أن الأيزوحراريات سطح u-v-T عبارة عن خطوط مستقيمة موازية للمحور الُمثل للحجم.

إن هذا يقودنا أيضاً إ حقيقة أنه لغاز مثا فإن ا شتقة ا زئية $\left(\frac{\partial u}{\partial \mathrm{T}}\right)_v$ مشتقة تامة $\left(\frac{\partial u}{\partial \mathrm{T}}\right)_v = \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{dT}}$، وبالتا فإن:

$$\mathrm{c}_v = \left(\frac{\partial u}{\partial \mathrm{T}}\right)_v = \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{dT}} \Rightarrow \mathrm{d}u = \mathrm{c}_v\,\mathrm{dT} \qquad (41\text{-}4)$$

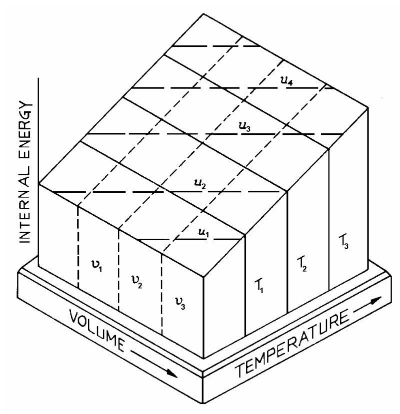
يعطي تكامل الُعادلة السابقة معادلة الطاقة لغاز مثا :

$$\int_{u_0}^{u} \mathrm{d}u = u - u_0 = \int_{\mathrm{T}_0}^{\mathrm{T}} \mathrm{c}_v\,\mathrm{dT} \qquad (42\text{-}4)$$

حيثُ u_0 تمثل الطاقة الداخلية للنظام عند درجة حرارة مرجع T_0. إذا اعت نا أن c_v ثابتة مدى من درجات ا رارة بين T_0 و T (وهذا افتراض معقول كما رأينا دراستنا للسعة ا رارية النوعية بتثبيت ا جم) فإن:

$$u(\mathrm{T}) = u_0 + c_v\,(\mathrm{T} - \mathrm{T}_0) \qquad (43\text{-}4)$$

أي أن الطاقة الداخلية تتزايد خطياً مع درجة ا رارة عند حجم ثابت. يبين الشكل 4-2 سطح u-v-T لغاز مثا (سعته ا رارية النوعية c_v ثابتة).



الشكل 4-2: سطح u-v-T لغاز مثا

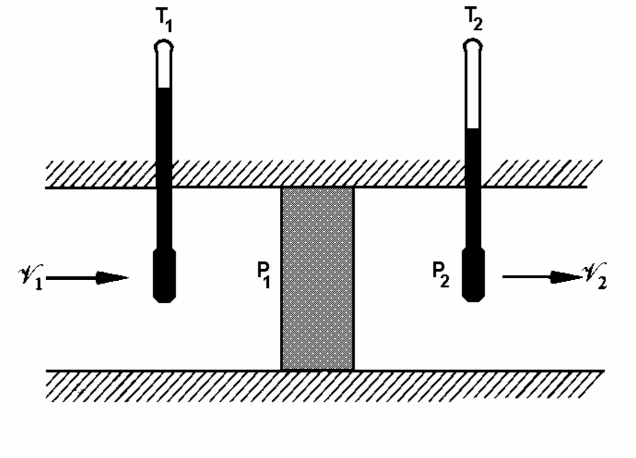
عند درجة حرارة ثابتة تكون الطاقة الداخلية ثابتة ومستقلة عن ا جم، أو وبعبارة مكافئة، فإن الأيزوحراريات عبارة عن خطوط مستقيمة موازية للمحور *v*. وعند حجم ثابت تتزايد *u* خطياً مع درجة ا رارة حسب العلاقة 4-41، أو وبعبارة مكافئة، فإن الأيزوحجميات عبارة عن خطوط مستقيمة ميلها يساوي السعة ا رارية النوعية بتثبيت *v*.

4-5-4 ربة جول - ثومسون (كِلْفن)

لتفادي صعوبة قياس التغ الصغ درجة ا رارة عملية دد حر جهاز غاي-لوساك-جول ابتدع جول وثومسون (الذي أصبح اللورد كلفن) ربة لا ول فيها السعة ا رارية للمحيط من قياس هذا التغ .

- جهاز جول - ثومسون - سريان مائع مستقر

يبين الشكل 4-3 مبدأ ربة جول وثومسون. يجـ تدفق من الغاز موجود عند ضغط P_1 ودرجة حرارة T_1 على ا رور ء حاجز مسامي ليخرج بعدها ت ضغط أقل P_2 ودرجة حرارة T_2. يكون ا هاز معزولاً حرارياً ويترك النظام لفترة كافية من الوقت حتى يصل إ حالة مستقرة steady state، ويكون السريان ا راري الوحيد هو ذلك السريان الذي يتم ء العازل



الشكل 4-3: مبدأ ـربة جول وثومسون

. أي أنه لا يوجد سريان حراري من الغاز للجدران ا الة ا ستقرة وبالتا فإن السعة ا رارية الكب ة للجدران لا تغطي التغ ا اصل درجة حرارة الغاز. وهو ما نتوقعه من حيثُ ا بدأ إذا كان النظام معزولاً بشكل صحيح.

تشكل هذه العملية "سريان مائع مستقر" يكون فيها السريان ا ـراري يساوي صفراً والشغل الذي يبذله ا ائع كخرج (output) هو W_{shaft} يساوي صفراً أيضاً ولا يوجد هنا تغ "الارتفاع". تعطى معادلة السريان ا ستقر من ا الة ا عرفة بالإنثال h_1، والارتفاع z_1 والسرعة V_1 إ ا عرفة بالإنثال h_2، والارتفاع z_2 والسرعة V_2 وإذا كان السريان ا ـراري هو q والشغل هو W_{shaft} (و g تسارع ا اذبية الأرضية) بالعلاقة التالية:

$$\left(h_2 + \frac{1}{2}V_2^2 + g\,z_2\right) - \left(h_1 + \frac{1}{2}V_1^2 + g\,z_1\right) = q - w_{shaft} \qquad (44\text{-}4)$$

و حالتنا حيثُ $q = 0$ و $w_{shaft} = 0$ وحيث لا تغ الارتفاع ($z_1 = z_2$) وحيث أن السرعات صغ ة وبالامكان إ ال مربعا ا فإن ا ُعادلة 4-42 تعطينا $h_1 = h_2$ (الإنثال الابتدائية تساوي الإنثال النهائية) أي أن العملية هذه الظروف ـدث "عند" إنثال ثابتة.

الأيزوإنثال isoenthalpy - معامل جول - ثومسون

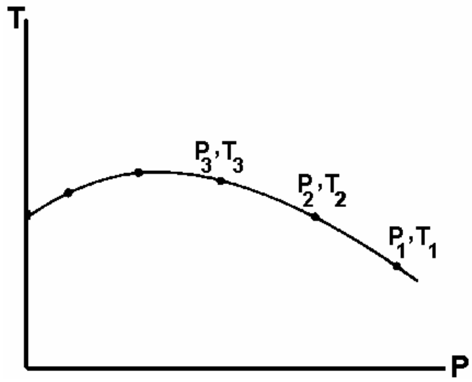
لنفترض أن سلسلة من القياسات، ولنفس القيم الابتدائية للضغط ودرجة ا رارة (T_1, P_1)، قد عملت بتغي "الشفط" يثُ نتحكم بقيم الضغط النهائية (P_2، P_3، ...). لنسم (T_2، T_3، ...) قيم درجة ا رارة ا رادفة للضغوط السابقة. تكون قيمة الإنثا ، h_α، ا رادفة لكُل من الأزواج (T_α, P_α) هي نفسها ويشكل ا نحـ الذي يصل بين النقاط (T_α, P_α) الأيزوإنثا (h_1) سطح h-P-T.

يبين الشكل 4-4 مثل هذا ا نحـ . لاحظ أن هذا ا نحـ لا يمثل العملية ال ضع ا الغاز لدى مروره ع ا اجز فهي عملية "غ شبه ساكنة" (nonquasistatic process) وليست سلسلة من عمليات الاتزان. ب قياس الضغط نقطة بعيدة نسبياً عن نقطة دخول الغاز ا نطقة يسار الشكل للتخلص من "عدم الانتظامات ا لية" و ذا فإن الغاز ر بعملية "غ شبه ساكنة" من نقطة إ أُخرى ا نحـ .

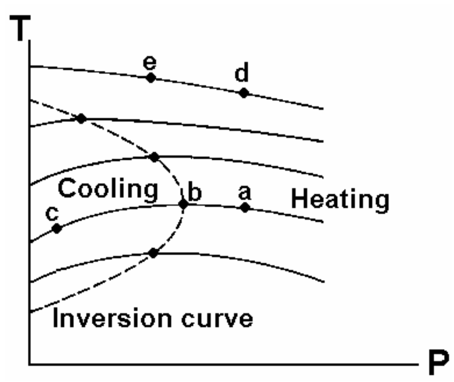
إذا كررنا العملية السابقة ولكن لقيم ابتدائية (T_1', P_1') فإننا صل على "عائلة" من ا نحنيات ذات الإنثا الثابتة أو الأيزوإنثالبيات. يبين الشكل 4-5 هذه الأيزوإنثالبيات وهي ما صل عليه لكُل الغازات ا قيقية. إذا ° تكن درجة ا رارة الابتدائية عالية كث اً فإن ا نحنيات ر بقيمة عظمى تسمى نقطة الانقلاب (inversion point). يسمى ا ل ا ندسي لنقاط الانقلاب للأيزوإنثالبيات، أي ا نحـ الواصل بين نقاط الانقلاب لقيم h_f تلفة منحـ الانقلاب (inversion curve) (ا نحـ ا ُنقط الشكل السابق).

ويسمى ميل الأيزوإنثا $\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h$ أية نقطة معامل جول-ثومسون ورمزه μ:

$$\mu \equiv \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h \qquad (45\text{-}4)$$



الشكل 4-4: النقاط ذات نفس الإنثال ا نحـ
PT



الشكل 4-5: الأيزوإنثالبيات - منحـ الانقلاب

لدرجات حرارة عالية وضغوط منخفضة، حيثُ تؤول الغازات ا قيقية إ غاز مثا فإن الأيزوإنثالبيات السابقة تؤول إ خطوط أُفقية ويصبح ا يل $\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_h$ يساوي تقريباً صفراً. ذا سوف نفرض كمسلمية أن غازاً مثالياً مجـ على اختراق حاجز مسامي، كما ـربة جول-ثومسون- لا يعا تغ أ درجة حرارته، وهذا يعـ أن معامل جول-ثومسون μ ثل هذا الغاز يساوي صفراً. أي أن (أنظر ا ُعادلة 4-34):

$$\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T = 0 \quad (\text{غاز مثا}) \qquad (46\text{-}4)$$

أهم استنتاج من ـربة جول-ثومسون: لغاز مثا : $\eta = 0$ و $\mu = 0 \Leftrightarrow c_P - c_v = R$

حالة غاز مثا تكتب ا ُعادلتان 4-8 و 4-18 (على التوا) على الصيغة التالية:

$$c_P - c_v = P\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = v\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \qquad (47\text{-}4)$$

ومن معادلة ا الة لغاز مثا $(Pv = R\,T)$ ـد أن:

$$\begin{cases} P\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = P\frac{R}{P} = R \\ v\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = v\frac{R}{v} = R \end{cases} \qquad (48\text{-}4)$$

أي أن:

$$c_P - c_v = R \qquad (49\text{-}4)$$

بالعودة إ ا دول 2-3، د أن الفرق بين c_P و c_V للغازات ا قيقية لا تلف كث اً عن القيمة 1 (أقل من 1%)، وهذا هو ما ي ر إمكانية اعتبارها غازات مثالية.

5-5-4 سطح h-P-T لغاز مثا

بنفس الطريقة ال وجدنا ا معادلة ا الة لغاز مثا فإنه من السهل إثبات أن:

$$h(T) = h_0 + c_P (T - T_0) \qquad (50\text{-}4)$$

حيثُ h_0 هي الإنثال عند درجة حرارة مرجع T_0 وبافتراض أن السعة ا رارية النوعية بثبوت الضغط لا تتغ خلال مدى محدد (بين T_0 و T).

نتائج هامة أخرى لتجربة جول-ثومسون (كلفن)

درست غازات عديدة باستخدام ربة جول-ثومسون وأدى ذلك إ فهم أك للقوى بين ا زيئات وللنظرية ا ركية للغازات. كما أدت التجربة إ جعل درجات حرارة ا يزان الغازي تؤول إ درجات ا رارة الث موديناميكية دون ا اجة لعمل امتداد لقيم الضغط حتى القيمة صفر (أنظر الفصل الأول).

ربة جول-ثومسون وتسييل الغازات

إذا أردنا استخدام دد جول-ثومسون تسييل الغازات فإن القيم الابتدائية للضغط P_1 و لدرجة ا رارة T_1 ب أنْ تختار يث أن درجة ا رارة تتناقص خلال العملية، وهذا كن فقط إذا كان الضغط ودرجة ا رارة ا الة النهائية موجودين على منح له قيمة قصوى كا نح الذي يصل بين النقاط a، b و c الشكل

4-5. تتناقص درجة ا رارة التمدد من a إ b أو c ولكنها تزداد التمدد من d إ e.

4-6 العملية الأدياباتية ا نعكسة Reversible adiabatic process

4-6-1 العلاقة بين ا تغ ات الث موديناميكية عملية أدياباتية منعكسة

رأينا أنه لأية مادة خلال عملية أدياباتية منعكسة:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_S = \frac{c_P}{c_v}\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_T = \gamma\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_T \qquad (51\text{-}4)$$

حيثُ أ ينا النسبة $\gamma = \frac{c_P}{c_v}$. حالة الغاز ا ثا د أن:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right) = -\frac{P}{v} \qquad (52\text{-}4)$$

وبوضع

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_s = \frac{dP_s}{dv_s} \qquad (53\text{-}4)$$

وثُم ذف الرمز السفلي s للتسهيل صل على العلاقة التالية للغاز ا ثا :

$$\frac{dP}{P} + \gamma\frac{dv}{v} = 0 \qquad (54\text{-}4)$$

و دى دد من درجات ا رارة حيثُ كن اعتبار γ ثابتة فإن:

$$\ln P + \gamma \ln v = \ln K \qquad (55\text{-}4)$$

أو

$$P v^{\gamma} = K \qquad (56\text{-}4)$$

حيثُ K هو ثابت التكامل. إن ا عادلة الأخ ة تع أنه عندما تتم عملية أدياباتية منعكسة على غاز مثا تكون γ فيه ثابتة فإن قيمة حاصل الضرب $P\,v^{\gamma}$ هي نفسها عند يع نقاط العملية. ولأن الغاز ب أنْ يحقق معادلة ا الة أية عملية منعكسة فإنه من ا عادلة (4-54) ومعادلة ا الة نستطيع استنباط علاقات مماثلة بين v و T أو بين v و P كما يلي:

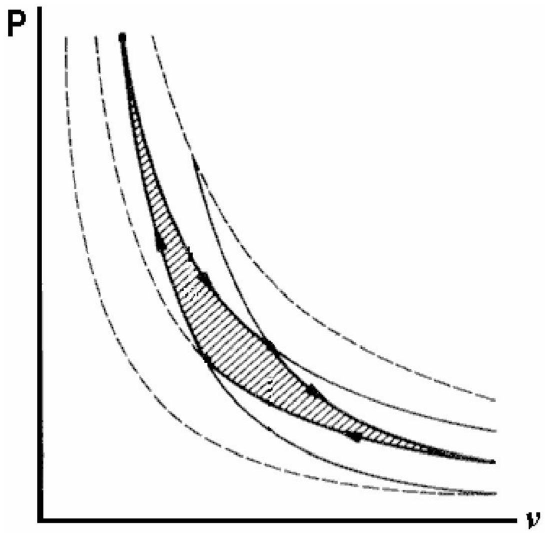
$$P\,v^{\gamma} = P\left(\frac{R\,T}{P}\right)^{\gamma} = R\,T^{\gamma}\,P^{1-\gamma} \;\Rightarrow\; T\,P^{1-\gamma/\gamma} = K' \qquad (57\text{-}4)$$

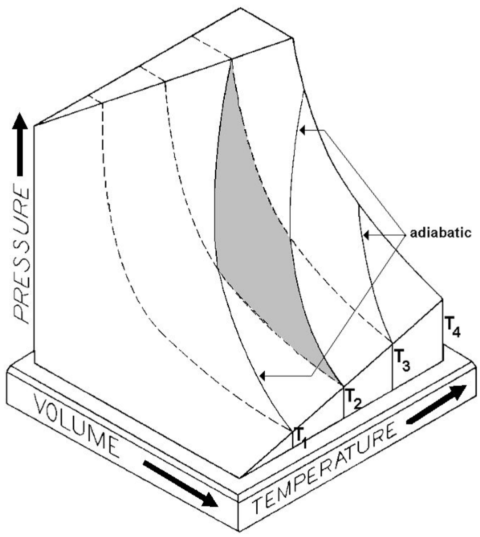
$$P\,v^{\gamma} = \frac{R\,T}{v}\,v^{\gamma} \;\Rightarrow\; T\,v^{\gamma-1} = K'' \qquad (58\text{-}4)$$

بالإمكان ا صول على العلاقتين السابقتين وذلك بتكامل ا ُعادلتين 4-10 و 4-20 لغاز مثا ، $c_v\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_S = -\left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + P\right]$ و $c_P\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = -\left[\left(\frac{\partial h}{\partial P}\right)_T - v\right]$، ونترك إثبات ذلك كتمرين.

تطبيق: رك الديزل

يبين الشكل 4-6 العمليات الأدياباتية الـ ضح ا غاز مثا سطح P-v-T





الشكل 4-6: عمليات أدياباتية سطح P-v-T لغاز مثا الشكل 4-7: مسقط الشكل 4-6 ا ستوى P-v

نلاحظ من الشكل 4-6 و مسقطه ا ستوى P-v ما يلي:

أن ا طوط الأدياباتية ا ميلٌ حاد أكثر من ميل ا طوط الأيزوحرارية.

أن درجة حرارة غاز مثا تزداد عملية ضغط أدياباتية منعكسة. (يمكن أنْ نصل إ نفس الاستنتاج من اُعادلة 4-53 واُعادلة 4-54 حيثُ نرى أن درجة ا رارة تتناسب عكسياً مع $P^{(1-\gamma)/\gamma}$ و عكسياً مـ ع $v^{(\gamma-1)}$، و ا أن $\gamma > 1$ دائماً فإن هذا يع أن إنقاص حجم الغاز بضغطه يؤدي إ زيادة درجة حرارته).

يمكن أنْ تكون الزيادة درجة ا رارة هذا النوع من العمليات كب ة جداً ومن أهم التطبيقات العملية لذلك آلة الاحتراق الداخلي من نوع ديزل (Diesel type of internal combustion engine) وال تستعمل السولار كوقود. هذا اُحرك يضغط ا واء الأسطوانة إ 1/15 من حجمه ت الضغط ا وي و اية الضربة تكون درجة ا رارة عالية جداً لدرجة أن السولار الذي يضخ الاسطوانة ترق جرد دخوله دون ا اجة إ عة إشعال (البوجية) لتوليد احتراق كما هو ا ال آلة الاحتراق الداخلي ال تستعمل الب ين كوقود.

4-6-2 الشغل عملية أدياباتية منعكسة

- باستخدام علاقات عملية أدياباتية منعكسة

يعطى الشغل النوعي عملية دد غاز مثا أدياباتية منعكسة من ا الة ا عرفة بالإحداثيات (P_1, v_1, T_1) إ ا الة (P_2, v_2, T_2) بالعلاقة:

$$w = \int_{v_1}^{v_2} P\, dv = K \int_{v_1}^{v_2} v^{-\gamma}\, dv = \frac{1}{1-\gamma}\left[K\, v^{1-\gamma} \right]_{v_1}^{v_2} \qquad (59\text{-}4)$$

ومن المُعادلات 4-53، 5-54 و 4-55، نعرف أن:

$$P_1\, v_1^{\gamma} = K = P_2\, v_2^{\gamma}$$

$$T_1\, P_1^{(\gamma-1)/\gamma} = K' = T_2\, P_2^{(\gamma-1)/\gamma}$$

$$T_1\, v_1^{\gamma-1} = K'' = T_2\, v_2^{\gamma-1}$$

وبالتالي فإن:

$$w = \frac{1}{1-\gamma}[\, P_2\, v_2 - P_1\, v_1 \,] \qquad (60\text{-}4)$$

ولغاز مثالي $(P\, v = R\, T)$:

$$w = \frac{R}{1-\gamma}[\, T_2 - T_1 \,] \qquad (61\text{-}4)$$

- **باستخدام القانون الأول للثرموديناميكا $(d'q = 0)$**

بالتعريف لا يوجد أي سريان حراري خلال عملية أدياباتية منعكسة $(d'q = 0)$ ويبذل الشغل في هذه الحالة على حساب التناقص في الطاقة الداخلية أي أن $w = u_1 - u_2$. وفي حالة الغاز المثالي حيثُ تعطى الطاقة الداخلية (المُعادلة 4-40) بالعلاقة:

$$u = u_0 + c_v\,(T - T_0)$$

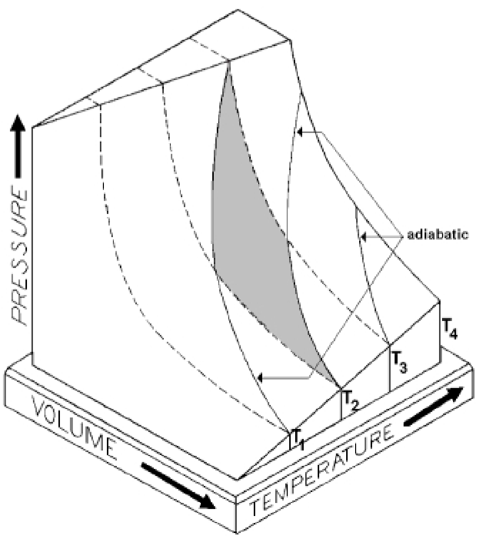
فإن الشغل يساوي:

$$w = u_1 - u_2 = c_v\,(T_1 - T_2) \qquad (61\text{-}4)$$

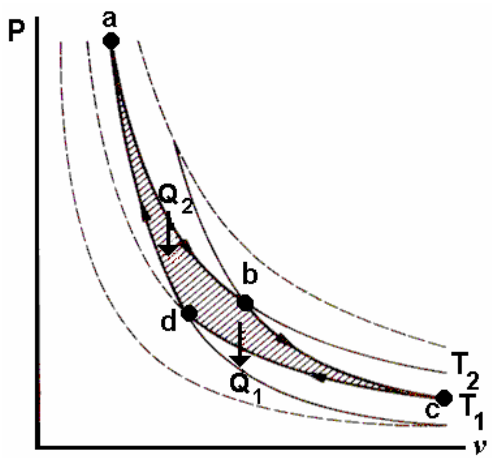
7-4 دورة كارنو Carnot Cycle

كان ا هندس الفرنسي كارنو مهتماً بدراسة كفاءة الآلة البخارية. وتوصل إ دورة بسيطة تكون فيها الكفاءة أك ما يمكن وسميت إثر ذلك "دورة كارنو". يعد مبدأ عمل دورة كارنو أساس علم الديناميكا ا رارية. مع أن تطبيق مبدأ دورة كارنو هو صنع آلات حرارية مبنية باستخدام دورة مشا ة إلا أن أ يتها تعود إ كو ا أداة ليل وتفس للظواهر الث موديناميكية. نصف هذه الفقرة دورة كارنو وسندرس الفقرة التالية علاقتها مع كفاءة الآلات ا رارية.

كن أنْ تتم دورة كارنو لنظام ث موديناميكي من أي نوع. يمكن أنْ يكونَ النظام صلباً أو سائلاً أو غازياً أو سطح غشاء أو مادةً مغناطيسية. ويمكن أنْ ر النظام خلال هذه الدورة تغ للطور. تمثل دورة كارنو لغاز مثا با ساحة ا ظللة على سطح P-v-T الشكل 6-4 وقد أسقطت على مستوى P-v الشكل 7-4.



الشكل 7-4: دورة كارنو سطح P v T



الشكل 4-7: دورة كارنو ا ستوى $P\ v$

يوضع النظام ا وجود ا الة a على درجة حرارة T_2 بتماس مع خزان حراري على نفس الدرجة وهناك ضع لعملية أيزوحرارية منعكسة تأخذه إ ا الة b. تكون هذه العملية دأً حالة الغاز ا ثا ، وتكون ازدياداً العزم ا غناطيسي M حالة ا ادة البارامغناطيسية ... ا . تسري ا رارة Q_2 إ النظام هذه العملية ويتم الشغل W_2 من النظام.

عند النقطة b يعزل النظام حرارياً حيثُ يقوم بعملية أدياباتية منعكسة إ ا الة c. تنخفض درجة ا رارة هذه العملية إ قيمة أقل T_1. السريان ا راري هنا يساوي صفراً وهناك شغل إضا W' يتم من النظام.

ومن ثُم يوضع النظام اس مع خزان حراري على درجة حرارة T_1 حيث ضع لعملية أيزوحرارية منعكسة إ ا الة d. هناك سريان حراري Q_1خارج من النظام وشغل W_1 على النظام.

يتم اختيار ا الة d يث أن عملية أدياباتية منعكسة تأخذ النظام إ نقطة البداية (ا الة) a. يكون السريان ا راري صفراً هذه العملية وهنالك شغل W_2 على النظام. يلخص ا دول 4-1 التا العمليات الأربع.

يمكن القول أن أهم خصائص دورة كارنو هي:

- يتم السريان ا راري الكُلّي إ النظام على درجة حرارة واحدة هي T_1.
- يتم السريان ا راري الكُلّي خارجاً من النظام على درجة حرارة واحدة هي T_2.

- ضع النظام والذي يسمى "ا ادة العاملة" (working substance) إ عملية دورية.

العملية		إحداثيات النقطة ا ُمثلة للحالة الابتدائية	سريان ا رارة	الشغل
b ← a	أيزوحرارية منعكسة	$P_a\ v_a\ T_2$	Q_2 إ النظام	W_2 من النظام
c ← b	أدياباتية منعكسة	$P_b\ v_b\ T_2$	$Q = 0$	W' من النظام
d ← c	أيزوحرارية منعكسة	$P_c\ v_c\ T_1$	Q_1 من النظام	W_1 على النظام
a ← d	أدياباتية منعكسة	$P_d\ v_d\ T_1$	$Q = 0$	W'' على النظام

ا دول 4-1: دورة كارنو

وبشكل عام نستطيع القولَ أن أيةَ عمليةٍ دوريةٍ دها عمليتان أيزوحراريتان منعكستان وعمليتان أدياباتيتان منعكستان تشكل دورة كارنو.

على الرغم من أن مقادير السريان ا راري وكميات الشغل اعتباطية (تعتمد على التغ ا قيقي ا جم أو العزم ا غناطيسي ... إ) إلاّ أنه وجد أن النسبة $\frac{|Q_2|}{|Q_1|}$ تعتمد على درج ا رارة T_1 و T_2. و ساب هذه النسبة لا بد من معرفة معادلة حالة النظام ومعادلة طاقته (هناك ضرورة عرفتهما هذه ا رحلة من دراستنا فاهيم الديناميكا ا رارية).

وسنرى الفصل ا امس أنه لدرج ا رارةT_1 و T_2 تكون النسبة $\frac{T_1}{T_2}$ هي نفسها ميع ا واد العاملة.

لنفرض إذن أن النظام غاز مثا .

لأن الطاقة الداخلية لغاز مثا تعتمد فقط على درجة ا رارة فإن الطاقة الداخلية العملية الأيزوحرارية الأو b ← a تبقى ثابتة ويكون السريان ا راري إ النظام مساوياً للشغل ا بذول على النظام. أي أن:

$$|Q_2| = W_2 = n\ R\ T_2\ \ln\frac{V_b}{V_a} \qquad (62\text{-}4)$$

ولنفس السبب فإن الطاقة الداخلية   العملية الأيزوحرارية الثانية d ← c تبقى ثابتة ويكون السريان ا راري من النظام مساوياً للشغل ا بذول من النظام. أي أن:

$$|Q_1| =| - W_1| = |- (n\ R\ T_1 \ln\frac{V_d}{V_c})| = (n\ R\ T_1 \ln\frac{V_c}{V_d}) \qquad (63\text{-}4)$$

العملية الأدياباتية c ← b لدينا العلاقة التالية:

$$T_2\ V_b^{\gamma-1} = T_1\ V_c^{\gamma-1} \qquad (64\text{-}4)$$

و   العملية الأدياباتية a ← d لدينا العلاقة التالية:

$$T_2\ V_a^{\gamma-1} = T_1\ V_d^{\gamma-1} \qquad (65\text{-}4)$$

بقسمة ا عادلة 4-64 على ا عادلة 4-65 د أن:

$$\frac{V_b}{V_a} = \frac{V_c}{V_d} \qquad (66\text{-}4)$$

تعطى النسبة $\frac{|Q_2|}{|Q_1|}$ بالعلاقة:

$$\frac{|Q_2|}{|Q_1|} = \frac{T_2}{T_1}\ \frac{\ln(V_b/V_a)}{\ln(V_c/V_d)} = \frac{T_2}{T_1} \qquad (67\text{-}4)$$

أي أن النسبة $\frac{|Q_2|}{|Q_1|}$ تعتمد على درج ا رارة T_1 و T_2.

8-4 المولد الحراري والثلاجة The Heat Engine - the Refrigerator

1-8-4 تعريف المولد الحراري

المولد الحراري هو جهاز يعمل على مبدأ دورة كارنو. تشترك جميع المولدات في أنها "تتلقى" سرياناً حرارياً (الدخل input) عند درجة حرارة أو أكثر، وتبذل شغلاً ميكانيكياً على الوسط(الخارج output) و"تلفظ" حرارة عند درجة حرارة أقل.

عندما تخضع مادة عاملة لعملية دورية، فإن الطاقة الداخلية لا تتغير ($\Delta U=0$)، ويكون السريان الحراري الصافي إلى المادة العاملة Q مساوياً للشغل W الذي يبذله المولد لكُل دورة. إذا كانت Q_2 و Q_1 تمثلان قيمة السريان الحراري (المطلقة) إلى النظام ومنه على الترتيب فإن السريان الحراري الصافي Q في الدورة الواحدة هو:

$$Q = |Q_2| - |Q_1| \qquad (68\text{-}4)$$

وبالتالي فإن الشغل الصافي W في الدورة الواحدة هو:

$$W = Q = |Q_2| - |Q_1| \qquad (69\text{-}4)$$

2-8-4 كفاءة المولد الحراري

تعرف الكفاءة (الحرارية) η لمولد حراري بالنسبة بين الشغل (ما نحصل عليه أو output) والسريان الحراري (ما تدفعه أو input) أي:

$$\eta = \frac{W}{|Q_2|} = \frac{|Q_2| - |Q_1|}{|Q_2|} = 1 - \frac{|Q_1|}{|Q_2|} \qquad (70\text{-}4)$$

السريان الحراري $|Q_1|$ هو خرج أيضاً لكنه اقتصادياً يضيع هباءً، ومن الأمثلة عليه الدخان الخارج من عادم

السيارة (exhaust) أو "التلوث ا راري" الذي نراه حول ا صانع.

لو أدخلنا $|Q_1|$ تعريف "ا رج أو ما صل عليه" لكانت $\eta > 100\%$. يصلح التعريف السابق لكفاءة أي نوع من أنواع ا ولدات ا رارية وليس صوراً آلات كارنوية فقط.

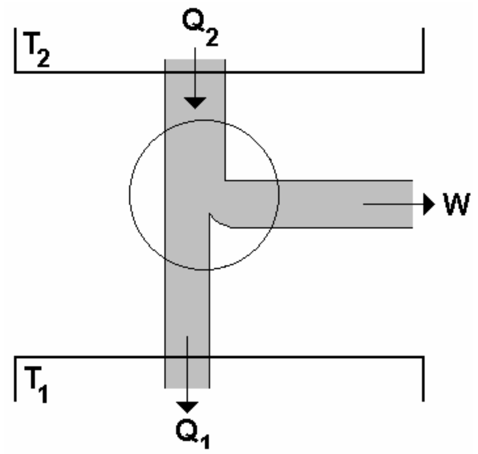
إذا كانت ا ادة العاملة غازاً مثالياً فإن:

$$\eta = 1 - \frac{|Q_1|}{|Q_2|} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2} < 1 \qquad (71\text{-}4)$$

سوف نرى أن كفاءة أية دورة كارنوية تعطى بالعلاقة السابقة أياً كانت ا ادة العاملة.

3-8-4 ثيل طيطي للمولد ا راري

يبين الشكل 4-8 ثيلاً طيطياً للمولد ا راري يستخدم عادةً عند دراسة ا ولدات:



الشكل 4-8: ثيل طيطي للمولد ا راري

يتناسب عرض الأنبوب (العلوي) ا ارج من ا زان ا راري العلوي (ذي درجة ا رارة T_2) مع قيمة Q_2 - السريان ا راري (الدخل) إ النظام، ويتناسب عرض الأنبوب (السفلي) ا ارج من ا ولد و ا زان ا راري السفلي (ذي درجة ا رارة الأد T_1) مع قيمة Q_1 وعرض ا ط ا ارج من جانب الآلة مع الشغل

ا رج.

يبقى ا دف الأساسي ُصمم ا ولد ا راري هو أنْ يكونَ عرض ا ط ا ُمثل للشغل أك ما يمكن وأنْ يكون عرض أنبوب ا رارة "ا لمفوظة" أصغر ما يمكن لأنبوب دخل معين.

$$\eta = \frac{W}{|Q_2|} = \frac{|Q_2| - |Q_1|}{|Q_2|} = 1 - \frac{|Q_1|}{|Q_2|} \qquad (72\text{-}4)$$

4-8-4 الثلاجة

إذا عكسنا ا اه العمليات دورة كارنو ليصبح عكس عقارب الساعة فإن قيم Q_2، Q_1 و W ا ية تبقى نفسها لأننا افترضنا العمليات منعكسة. تصبح Q_1 هي السريان ا راري إ النظام من ا زان ذي درجة ا رارة الصغرى ويصبح W شغلاً مبذولاً على النظام و $Q_2 = Q_1 + W$ هي السريان ا راري من النظام إ ا زان ذي درجة ا رارة الكُ ى (T_2). تسمى الآلة النا ة "ثلاجة كارنو" أو "مضخة ا رارة heat pump".

رين: بين جدول اثل للجدول 4-1 تفاصيل العمليات ا نعكسة ا اه عكس عقارب الساعة.

الثلاجة تمتص ا رارة من نظام عند درجة حرارة منخفضة (داخل الثلاجة مثلاً) أو من ا يط بيت حالة مضخة تدفئة م لية، ويبذلُ رك الثلاجة الشغل ا يكانيكي اللازم وتتحرر ا رارة Q_2 عند T_2.

5-8-4 معامل فاعلية الثلاجة

يعرف معامل فاعلية الثلاجة c بالنسبة بين Q_1 (ما صل عليه أوoutput) والشغل ا بذول (ما تدفعه) أي:

$$c = \frac{Q_1}{W} = \frac{Q_1}{Q_2 - Q_1} > 1 \qquad (73\text{-}4)$$

من الواضح أن c تكـ كُلما كان "ما ـصل عليه" أكـ . وينطبق التعريف السابق على أية ثلاجة - سواء كانت تعمل كارنوياً أم لا -. و حالة ثلاجة كارنو تكون قيمة c تساوي:

$$c = \frac{T_1}{T_2 - T_1} \qquad (74\text{-}4)$$