

Etude ST SM USTHB
st-sm.blogspot.com

CHAPITRE II

LE PREMIER PRINCIPE

II.1 CONCEPT GENERAL D'ENERGIE

L'**énergie totale** d'un système est la **somme de toutes les formes d'énergie** de ce système et dépend donc de l'ensemble des paramètres définissant les différentes formes d'énergie:

$$E_t = E(h, v, q, M, m, T, P, V, St).$$

La **variation d'énergie totale** d'un système est la **somme des variations de toutes les formes d'énergie** de ce système

$$\Delta E_t = \Delta E_p + \Delta E_c + \Delta E_m + \Delta E_{el} + \Delta E_{nuc} + \Delta U$$

En général on ne s'intéresse qu'aux formes d'énergie qui varient pour étudier un problème:

La mécanique s'intéresse à l'énergie potentielle et à l'énergie cinétique

Le magnétisme s'intéresse à l'énergie magnétique

L'électricité s'intéresse à l'énergie électrique

Le nucléaire s'intéresse à l'énergie nucléaire.

Toute transformation correspond à des modifications énergétiques:

-Lorsque l'énergie d'un système varie, la variation d'énergie de ce système est égale à la somme des quantités d'énergie qu'il échange avec son environnement: échanges d'énergie sous forme de travail (W) et sous forme de chaleur (Q):

$$\Delta E = W + Q$$

Conséquences

- Pour un système isolé, E_c et E_p sont constantes $\Delta E_t = 0 \Rightarrow \Delta U = 0$ l'énergie interne de l'univers se conserve.
- Pour un système adiabatique : $\Delta U = W$ car $Q = 0$
- Pour un système qui subit une transformation isochore : $\Delta U = Q_v$ car $W = 0$

Cette relation est toujours vraie, que la transformation soit réversible ou irréversible à condition de prendre en compte toutes les formes d'énergie qui interviennent et tous les échanges d'énergie qui ont lieu avec le système. On peut aussi observer des transformations sans qu'il y ait variation de l'énergie totale du système, il y a alors transformation d'une forme d'énergie en une autre. C'est le cas des systèmes isolés : **l'énergie totale d'un système isolé est constante.**

II.2 UN ENONCE DU PREMIER PRINCIPE

Parmi divers énoncés équivalents possibles en voici un:

Le premier principe de la thermodynamique exprime la conservation de l'énergie. Une variation d'énergie interne est due à une apparition de chaleur et/ou de travail.

Cet énoncé doit se comprendre: lors de toute transformation observable, l'énergie totale est constante.

II.3 APPLICATION A LA THERMODYNAMIQUE

En thermodynamique, on s'intéresse aux transformations où l'énergie intervenant est **l'énergie interne U** qui dépend des paramètres **pression P, température T, Volume V et structure St**. On peut distinguer 2 cas:

1- il n'y a pas d'autre forme d'énergie qui varie

$$\Delta E_p = \Delta E_c = \Delta E_{el} = \dots = 0 \quad \Rightarrow \quad \Delta U = W + Q$$

$dU = \delta W + \delta Q$ c'est le cas des problèmes purement thermiques

2- il y a d'autres formes d'énergie qui varient: il faut alors les prendre en compte, par exemple: énergie mécanique

$$\Rightarrow \Delta U + \Delta E_p + \Delta E_c = W + Q$$

C'est le cas des écoulements par exemple

Énergie électrique $\Rightarrow \Delta U + \Delta E_{el} = W + Q$. C'est le cas des piles par exemple.

Nature particulière de l'énergie interne: l'origine de l'énergie interne est microscopique. Elle provient des propriétés individuelles des molécules: agitation moléculaire, liaisons entre les atomes dans la molécule et liaisons entre les molécules. De ce fait on ne dispose pas de formules mathématiques simples, comme il en existe pour les autres formes d'énergie.

Contrairement aux autres formes d'énergie, l'énergie interne dépend de plusieurs paramètres:

- d'une part les paramètres P, T, V toujours liés entre eux par une relation $f(P, T, V) = 0$
- d'autre part la structure St.

L'énergie interne, comme toute forme d'énergie, est une grandeur extensive: l'énergie interne U d'une masse m est: $U = m u$, où u est l'énergie interne massique.

L'énergie interne est une fonction d'état. Le travail W et la chaleur Q pris séparément ne sont pas généralement des fonctions d'état. Selon le couple de variables choisies, la différentielle de U s'exprime comme suit :

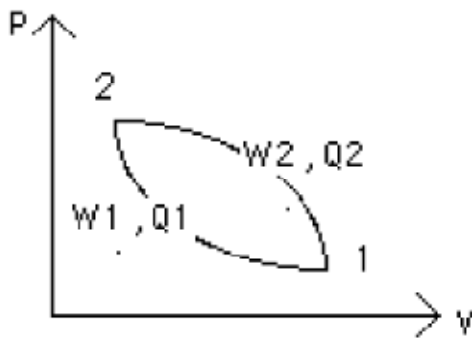
- $U(T, P) ; \quad dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_T dP$

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

- $U(P, V) ; \quad dU = \left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_V dP + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_P dV$

II.4 APPLICATION AUX TRANSFORMATIONS

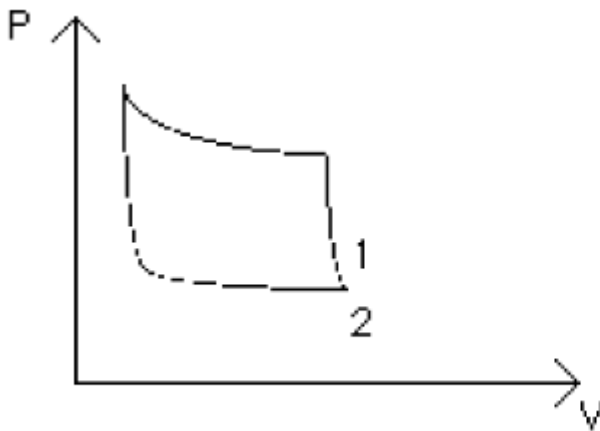
II.4.1 Transformations ouvertes



$$\Delta U_{12} = W_1 + Q_1 = W_2 + Q_2$$

Au cours d'une transformation, la variation d'énergie est indépendante du chemin suivi et ne dépend que de l'état initial et de l'état final. C'est un des énoncés du premier principe connu sous le nom de: principe de l'état initial et de l'état final.

II.4.2 transformations fermées, cycles



$$\Delta U = 0$$

$$W = -Q$$

II.5 EXPRESSION SIMPLIFIEE DU PREMIER PRINCIPE

Au cours d'une transformation infinitésimale $dU = \delta W + \delta Q$

Pour un système soumis uniquement à des forces de pression, et pour une transformation réversible $\delta W = -P$

$$dV \quad dU = \delta Q - PdV$$

Dans le cas d'une transformation isochore (V constant)

$$dU = \delta Q_V$$

II.6 ENTHALPIE

II.6.1 Définition de l'enthalpie

On peut créer une fonction d'état en combinant des fonctions d'état existantes.

L'enthalpie H se construit à partir de l'énergie interne: $H = U + PV$

C'est une fonction d'état. C'est une fonction énergétique d'utilisation parallèle à l'énergie interne U. L'enthalpie est une grandeur extensive. L'enthalpie H d'une masse m est: $H = mh$, où h est l'enthalpie massique.

II.6.2 Expression simplifiée de l'enthalpie

Pour une transformation infinitésimale réversible où le système est soumis uniquement à des forces de pression ($H = U + PV$) $\Rightarrow dH = d(U + PV) = dU + P dV + V dP = \delta Q + \delta W + P dV + V dP$

$$\delta W = -P dV \Rightarrow dH = \delta Q - P dV + P dV + V dP$$

$$dH = \delta Q + V dP$$

II.6.3 Transformation isobare

Dans le cas d'une transformation isobare (P constant): $\delta Q_P = dH \Rightarrow Q_P = \Delta H$

II.6.4 Capacités calorifique d'un système

nous avons vu que $dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV$ à volume constant : $dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT = dQ_V$. On pose : $nC_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$, ce qui donne $dU = nC_V dT$ et $C_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$

C_V est la capacité calorifique molaire à volume constant.

On définit aussi la capacité calorifique massique à volume constant par

$$C_V = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \text{ et } dU = mC_V dT$$

La différentielle de l'enthalpie $H(T, P)$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T dP \text{ à pression constante : } dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P dT = dQ_P.$$

$$\text{On pose : } nC_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P, \text{ ce qui donne } dH = nC_P dT \text{ et } C_P = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P$$

C_P est la capacité calorifique molaire à pression constante.

On définit aussi la capacité calorifique massique à pression constante par

$$C_P = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P \text{ et } dH = mC_P dT$$

II.6.5 Relations entre C_p et C_v

1) Dans le cas des solides et des liquides, les seconds termes sont négligeables car les phases condensées sont peu déformables. Il s'ensuit une faible différence entre C_v et C_p .

2) Dans le cas des gaz, cette identification n'est plus valable. On montre que pour les gaz parfaits : $C_p - C_v = nR$ et $C_p/C_v = \gamma$

Par définition,

$$c_p = \frac{1}{m} \left(\frac{dH}{dT}\right)_p = \frac{1}{m} \left(\frac{dU + pdV}{dT}\right)_p = \frac{1}{m} \left(\frac{dU}{dT}\right)_p + \frac{1}{m} \left(\frac{pdV}{dT}\right)_p$$

Pour un gaz parfait, puisque l'énergie interne ne dépend que de la température,

$$c_v = \frac{1}{m} \left(\frac{dU}{dT} \right)_v = \frac{1}{m} \left(\frac{dU}{dT} \right)_p$$

et

$$c_p = c_v + \frac{1}{m} \left(\frac{pdV}{dT} \right)_p$$

$$pV = mRT \Rightarrow \left(\frac{dV}{dT} \right)_p = \frac{mR}{p}$$

Or, l'équation d'état des gaz parfaits est et, pour un gaz parfait :

$$c_p = c_v + R \Rightarrow C_p - C_v = R$$

Cette relation a été établie au XIX^e siècle par Julius Robert von Mayer. On la nomme **relation de Mayer** et est une des formules de thermodynamique parmi les plus importantes.

Elle relie entre elles les capacités calorifiques à pression constante C_p et à volume constant C_v .

a. Gaz monoatomique : $c_v = \frac{3}{2} R$ (Ex : He, Ne, A, ...)

b. Gaz diatomique : $c_v = \frac{5}{2} R$ (Ex : H₂, O₂, N₂, CO, ...)

c. Gaz polyatomique $c_v (C_4H_{10}O) \cong 15.4R$

Exercice : montré que :

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad \text{et} \quad C_p = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$$

II.6.6 COEFFICIENTS THERMOELASTIQUES

II.6.6. 1. Définitions

- Coefficient de dilatation isobare :

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \text{ en K}^{-1}$$

- Coefficient d'augmentation de pression isochore :

$$\beta = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \text{ en K}^{-1}$$

- Coefficients de compressibilité

- isotherme : $\chi_T = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \text{ en Pa}^{-1}$

- isentropique : $\chi_S = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S \text{ en Pa}^{-1}$

II.6.6 .2 Relation entre coefficients thermo élastiques

$$\chi_T = \gamma \cdot \chi_S \text{ (relation de Reech)} \quad \alpha = p \chi \beta_T$$

II.6.6.3. Coefficients calorimétriques.

On étudie un fluide, système fermé monophasé, qui est défini par sa pression p , son volume massique V et sa température T . Ce système sera appelé système (P, V, T) . Ces variables sont reliées par une équation d'état :

$$f(P, V, T) = 0$$

Deux variables seulement sont indépendantes : le système est **divariant** :

Cette équation d'état peut se présenter également sous les trois formes :

$$P = P(V, T) \quad V = V(P, T) \quad T = T(V, P)$$

Pour une transformation élémentaire quasi statique d'un système (p, v, T), la chaleur élémentaire par unité de masse δQ s'écrit en fonction de deux variables indépendantes :

$$\begin{aligned} \delta Q &= c_v dT + l dv \\ \delta Q &= c_p dT + h dp \\ \delta Q &= \lambda dp + \mu dv \end{aligned}$$

Ces relations introduisent six coefficients calorimétriques.

La variation élémentaire de l'énergie interne relative à l'unité de masse s'écrit :

$$du = c_v dT + (l - p) dv.$$

La variation élémentaire dh d'enthalpie relative à l'unité de masse s'écrit :

$$dh = c_p dT + (h + v) dp.$$

- $c_v(T, v)$: **capacité calorifique massique ou chaleur massique à volume constant** qui s'exprime en $J \cdot K^{-1} \cdot Kg^{-1}$:

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

- $c_p(T, p)$: **capacité calorifique massique ou chaleur massique à pression constante** qui s'exprime en $J / (kg \cdot ^\circ K)$:

$$c_p(T, p) = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$$

- $l(T, v)$: **coefficient calorimétrique massique de dilatation à température constante** qui s'exprime en Pa.

- $h(T, p)$: **coefficient calorimétrique massique de compression à température constante** qui s'exprime en $m^3 \cdot Kg^{-1}$.

- On utilise également les **capacités calorifiques molaires** relatives à la masse molaire M du corps :

$$C_{v,m} = M c_v \quad \text{et} \quad c_{p,m} = M c_p \quad \text{en} \quad J \cdot mol^{-1} K^{-1}.$$

- Ainsi que les **capacités calorifiques** relatives à la masse m du système :

$$C_v = m c_v \quad \text{et} \quad C_p = m c_p \quad \text{en} \quad J \cdot K^{-1}$$

II.6.6.4 Capacités calorifiques des gaz

Pour les gaz monoatomiques comme les gaz rares, on trouve à température ordinaire des capacités calorifiques molaires telles que :

$$C_{p,m} = M c_p = 5/2 R = 20,8 J \cdot K^{-1} mol^{-1}$$

$$C_{v,m} = M c_v = 3/2 R = 12,5 J \cdot K^{-1} mol^{-1}$$

$$\gamma = \frac{C_{p,m}}{C_{v,m}} = 5/3 = 1,66$$

Pour les gaz diatomiques comme le dihydrogène, le diazote, le dioxygène, on trouve à température ordinaire des capacités calorifiques molaires telles que :

$$C_{p,m} = M c_p = 7/2 R = 29,1 J \cdot K^{-1} mol^{-1}$$

$$C_{v,m} = M c_v = 5/2 R = 20,8 J \cdot K^{-1} mol^{-1}$$

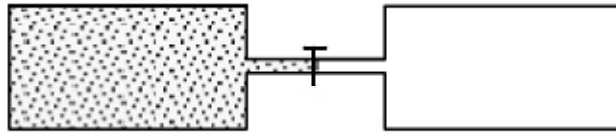
$$\gamma = \frac{C_{p,m}}{C_{v,m}} = 7/5 = 1,4$$

II.7. Détentes irréversibles : Loi de Joule/Gay-Lussac

La première loi de Joule pour les gaz (Joule/Gay-Lussac) exprime que l'énergie interne ne dépend que de la température: $U(T, V) = U(T)$.

En particulier, pour un gaz parfait: $U = \frac{nRT}{\gamma-1}$

- Cette loi peut être testée avec un assemblage de deux récipients à parois rigides et adiabatiques, reliés par un tube muni d'un robinet.



Initialement : le robinet est fermé, le premier récipient est rempli d'un gaz à la température T , le second récipient est vide. On ouvre alors le robinet : le gaz se répartit dans le volume total disponible et, après une très courte durée nécessaire pour équilibrer la pression, on mesure la variation de température ΔT du gaz. Compte tenu de l'isolation mécanique : $\Delta E_m = 0$ et $W_{\text{enc}} = - \int p_{\text{lim}} dV = 0$ (car $p_{\text{lim}} = 0$ là où le volume varie) ; compte tenu de l'isolation thermique : $Q = 0$; donc l'énergie interne est constante : $\Delta U = 0$; or on mesure $\Delta T = 0 \Rightarrow$

pour un gaz parfait, donc $U(T, V)$ ne dépend pas de V .

Remarque : l'expérience est délicate car il faut s'assurer que les transferts d'énergie avec les récipients sont négligeables.

II.8. Conséquences pour les 4 transformations de base.

II.8.1. Transformation isochore ($W_{12} = 0$)

Pour une transformation isochore on a alors $\Delta U = Q_{12} + 0$ et $\Delta U = m.C_V \cdot \Delta T \Rightarrow Q_{12} = m.C_V \cdot \Delta T$

Ainsi :

$$\begin{aligned}\Delta U &= m.C_V \cdot \Delta T \\ Q_{12} &= m.C_V \cdot \Delta T \\ W_{12} &= 0\end{aligned}$$

Remarque : il ne faut pas croire que Q_{12} ne dépend pas du trajet suivi (vu qu'elle ne dépend que de ΔT ici) car le trajet est ici rigoureusement défini : il s'agit d'une transformation isochore qui n'est pas un trajet quelconque !

II.8.2. Transformation isobare ($W_{12} = -P \cdot \Delta V$)

On a alors $\Delta U = Q_{12} + W_{12} \Rightarrow m.C_V \cdot \Delta T = m.C_P \cdot \Delta T - P \cdot \Delta V$

Ainsi :

$$\begin{aligned}\Delta U &= m.C_V \cdot \Delta T \\ Q_{12} &= m.C_P \cdot \Delta T \\ W_{12} &= -P \cdot \Delta V\end{aligned}$$

Note : On peut noter $C_p \triangleq m.C_p$ et $C_v \triangleq m.C_v$, d'où $\Delta U = C_p \cdot \Delta T - P \Delta V$ et $P = \text{Cte} \Rightarrow C_v \cdot \Delta T = C_p \cdot \Delta T - P \Delta V \Rightarrow C_v \cdot \Delta T = C_p \cdot \Delta T - \Delta nRT$ or $n = \text{Cte} \Rightarrow C_v \cdot \Delta T = C_p \cdot \Delta T - nR \cdot \Delta T \Rightarrow \mathbf{C_p - C_v = nR}$, (Relation de Mayer) Comme C_p et C_v sont des coefficients caractéristiques du gaz (et non de la transformation), cette relation établie dans un cas particulier (transformation isobare) garde son caractère général pour toute transformation.

En outre on constate que l'on a forcément $C_p > C_v \Rightarrow$ il faut plus de chaleur pour élever de ΔT la température d'un corps à pression constante qu'à volume constant (on s'en doutait puisque dans ce dernier cas on n'a pas de perte d'énergie par le biais du travail).

II.8.3 transformation isotherme

On a alors $\Delta U = Q_{12} + W_{12}$ ou $dU = dQ + dW \Rightarrow C_v \cdot dT = dQ - P \cdot dV$

$$dT=0 \Rightarrow 0 = Q_{12} + W_{12} \Rightarrow Q_{12} = -W_{12}$$

$$\text{isotherme réversible} \Rightarrow W_{12} = -nRT \cdot \ln(V_2/V_1)$$

Ainsi

$$\Delta U = 0$$

$$Q_{12} = nRT \cdot \ln(V_2/V_1)$$

$$W_{12} = -nRT \cdot \ln(V_2/V_1)$$

II.8.4. Transformation adiabatique ($Q_{12} = 0$)

$$\Delta U = Q_{12} + W_{12} \Rightarrow mC_v \cdot \Delta T = 0 + W_{12}$$

Ainsi

$$\Delta U = m \cdot C_v \cdot \Delta T$$

$$Q_{12} = 0$$

$$W_{12} = m \cdot C_v \cdot \Delta T$$

Comme $C_v < C_p$ on en déduit qu'il faut moins d'énergie pour élever la température lors d'une transformation adiabatique que lors d'une transformation isobare (on s'en doutait puisque l'adiabatique n'évacue pas la chaleur à l'extérieur). Inversement on peut alors dire qu'à quantités d'énergie évacuée égales, l'expansion isobare abaisse moins la température du gaz que l'expansion adiabatique.

D'autre part : pour une transformation réversible ($P_{\text{ext}} = P_{\text{gaz}}$)

$$dU = dQ + dW \Rightarrow C_v \cdot dT = -P \cdot dV \Rightarrow C_v \cdot dT = -nR \cdot T \cdot (dV/V) \Rightarrow C_v \cdot (dT/T) = (C_v - C_p) \cdot (dV/V) \Rightarrow C_v \ln(T_2/T_1) = (C_v - C_p) \ln(V_2/V_1) \Rightarrow \ln(T_2/T_1) C_v = \ln(V_2/V_1) (C_v - C_p) \Rightarrow T_2/T_1 = (V_2/V_1)^{1-\gamma} = (V_1/V_2)^{\gamma-1} \Rightarrow T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_2^{\gamma-1}$$

$$T \cdot V^{\gamma-1} = \text{Cte} \quad \text{Loi de Poisson ou de Laplace}$$

$$T \cdot P^{(1-\gamma)/\gamma} = \text{Cte}$$

$$P \cdot V^{\gamma} = \text{Cte}$$

$$W_{12} = - \int_1^2 p dV = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} - 1 \right] = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) = \frac{n \times r}{\gamma - 1} (T_2 - T_1) = \frac{1}{\gamma - 1} (p_2 V_2 - p_1 V_1)$$

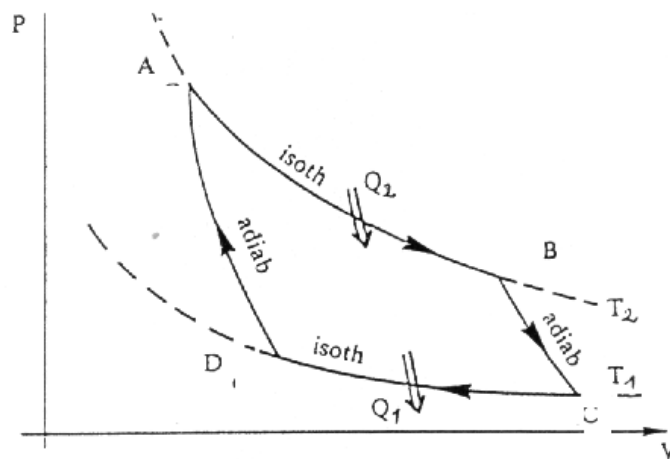
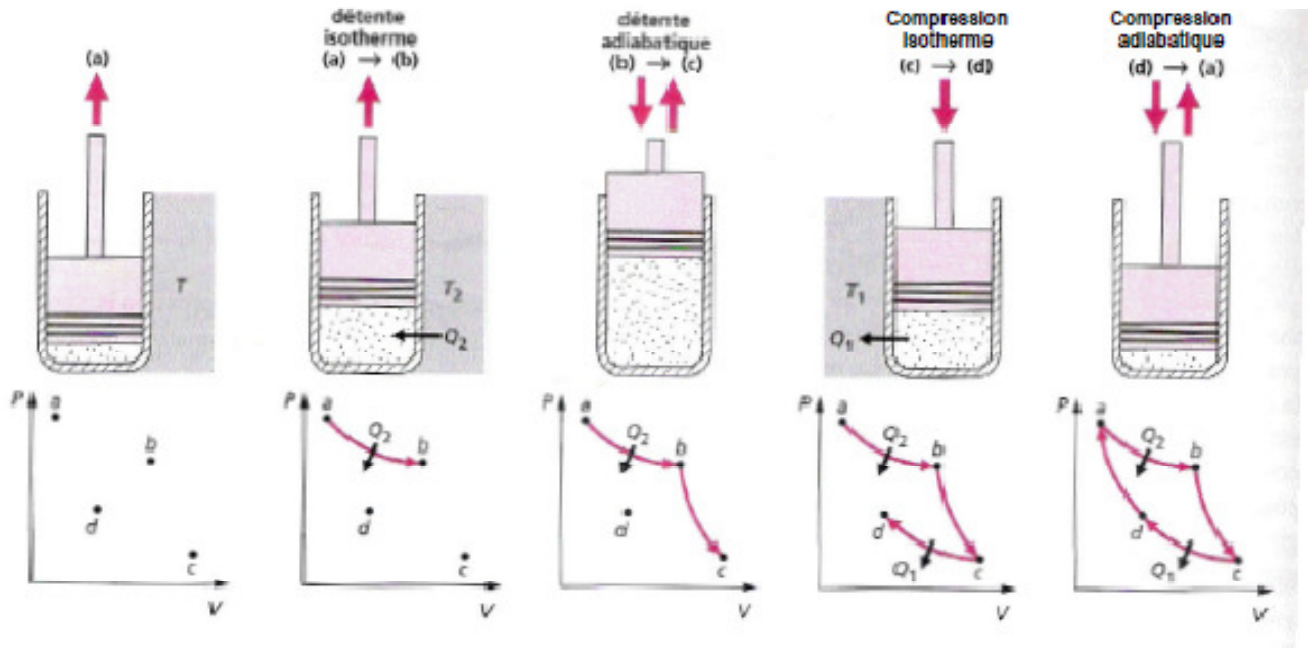
II.9. Application : Cycle de Carnot

II.9.1. Définition du Cycle de Carnot

Un cycle de Carnot est un cycle ditherme moteur **réversible**

- évoluant entre deux sources de température T_2 et T_1 (avec $T_2 > T_1$)
- formé de deux transformations **isothermes** (AB et CD) et de deux transformations **isentropes** (adiabatiques réversibles) (BC et DA)
- On réalise un tel moteur en enfermant une certaine masse m de gaz dans un cylindre fermé par un piston coulissant sans frottement. Au cours de ce cycle ABCDA, le gaz revient à son état initial après avoir :
 - reçu une quantité de chaleur Q_2 à la température T_2
 - fourni une quantité de chaleur Q_1 à la température T_1
 - fourni un certain travail W

Le cycle de Carnot



$A \rightarrow B$ ($n = 1$): isotherme $\Delta T = 0 \Rightarrow \Delta U_{ab} = 0 \Rightarrow \Delta H_{ab} = 0 \Rightarrow W_{ab} = -Q_2 = -nRT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} = -RT_2 \ln \frac{V_B}{V_A}$

$B \rightarrow C$ ($n = 1$): adiabatique rev $Q_{bc} = 0 \Rightarrow \Delta U_{bc} = W_{bc} = C_v (T_1 - T_2) \Rightarrow \Delta H_{bc} = C_p (T_1 - T_2)$

$C \rightarrow D$ ($n = 1$): isotherme $\Delta T = 0 \Rightarrow \Delta U_{cd} = 0 \Rightarrow \Delta H_{cd} = 0 \Rightarrow W_{cd} = -Q_1 = -RT_1 \ln \frac{V_D}{V_C}$

$D \rightarrow A$ ($n = 1$): adiabatique rev $Q_{da} = 0 \Rightarrow \Delta U_{da} = W_{da} = C_v (T_2 - T_1) \Rightarrow \Delta H_{da} = C_p (T_2 - T_1)$

$$\Delta U_{\text{cycle}} = \Delta U_{ab} + \Delta U_{bc} + \Delta U_{cd} + \Delta U_{da} = 0 + C_v (T_1 - T_2) + 0 + C_v (T_2 - T_1) = 0$$

L'énergie interne ne changeant pas au cours d'un cycle $\Delta U = U_A - U_A = 0$, on a d'après le premier principe:

$$\Delta U_{\text{cycle}} = Q_{\text{cycle}} + W_{\text{cycle}} = 0 \Rightarrow Q_{\text{cycle}} = -W_{\text{cycle}} \quad \text{Principe d'équivalence}$$

dans un cycle de Carnot: $\frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_1}{T_1} = 0$ (On vérifie bien la relation mathématique du deuxième principe selon laquelle $\sum dQ/T = 0$ pour un cycle réversible).

$$Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} \quad ; \quad Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_D}{V_C}$$

$$\frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_1}{T_1} = R \ln \frac{V_B}{V_A} + R \ln \frac{V_D}{V_C} = R \ln \frac{V_B \cdot V_D}{V_A \cdot V_C} = 0 \Rightarrow \frac{V_B \cdot V_D}{V_A \cdot V_C} = 1 \quad (R \neq 0) \Rightarrow \frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D}$$

*On définit le **rendement** du moteur de Carnot par le rapport du travail dépensé au cours du cycle sur la chaleur fournie à la machine :

$$r = \frac{\text{travail fourni à l'utilisateur}}{\text{chaleur fournie au moteur}}$$

$$r = \left| \frac{W_{\text{cycle}}}{Q_{\text{recu..par..le cycle}}} \right| = - \frac{W_{\text{cycle}}}{Q_{\text{recu..par..le cycle}}} = \frac{Q_{\text{cycle}}}{Q_{\text{recu..par..le cycle}}}$$

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

$$\rho = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$$

et comme $T_2 < T_1$, le rendement du cycle de Carnot $r_c < 1$

Exercice d'application :1) Montrer que le rendement peut se mettre sous la forme $r = 1 - \left(\frac{V_B}{V_A} \right)^{\gamma-1}$.

2) Montrer que $\frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D}$

II.10. Pentés comparées des isotherme et isentropes

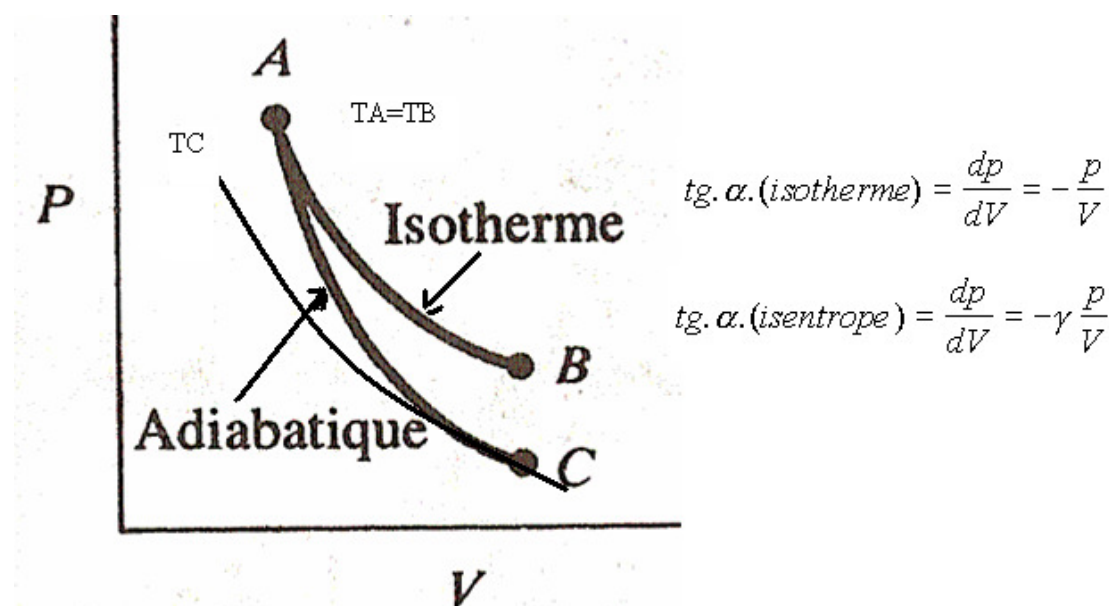


Fig : Courbes isotherme et isentrope

$$\frac{\text{pente de l'adiabatique}}{\text{pente de l'isotherme}} = \gamma > 1 \text{ puisque } C_p > C_v$$

* la pente de l'**isentrope** est **plus abrupte** que celle de l'isotherme puisque $\gamma > 1$

