II ÉNERGIE D'UN SYSTÈME THERMODYNAMIQUE

α - Energie d'un système thermodynamique

Soit Σ un système thermodynamique : N particules de vitesse Vi de masse m

(th Koenig II)

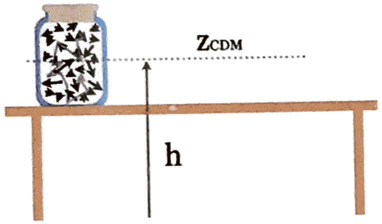
Energie cinétique : $E_c = E_c^{macro} + E_c^{micro} = \frac{1}{2} Nm \cdot v_G^2 + \sum_i \frac{1}{2} m v_i^2 \times \frac{N}{N}$

$E_c^{macro} = \frac{1}{2} Nm v_G^2$ — Mvt d'ensemble ↳ ici nulle

$E_c^{micro} = \frac{1}{2} Nm v^{*2} = E_c^*$ — Agitat° microscopique

Energie potentielle : $E_p = E_p^{macro} + E_p^{micro}$

$E_p^{macro} = E_p(G) = mg z_G$ par exemple



$E_p^{int} = E_p^{micro} = \sum_{i \neq j} U_{ij}(r_{ij})$ interact° Van Der Waals

β- Energie interne

Définition : On appelle energie interne d'un Σ Qcq, la somme de son NRJ agitat° thermique et de son NRJ pot interact° interne : $U = E_c^* + E_p^{int}$.

γ - Energie totale du système :

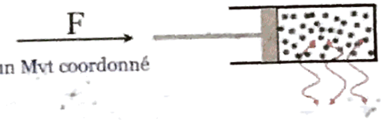
On peut donc généraliser l'Em d'un Σ en tenant compte de son NRJ interne micro. $E_{tot} = E_p + E_c = \underbrace{E_p^{int} + E_c^*}_{U} + \underbrace{E_p^{macro} + E_c^{macro}}_{E_m}$

$\boxed{E_{tot} = E_m + U}$

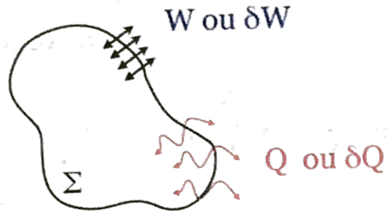
III QUANTIFIER LES TRANSFERTS D'ÉNERGIE

On peut envisager deux sources de transfert d'énergie :

W — Travail macroscopique — action d'un Mvt coordonné



Q — échange de chaleur — agitation microscopique se diffuse de proche en proche (prend du temps)

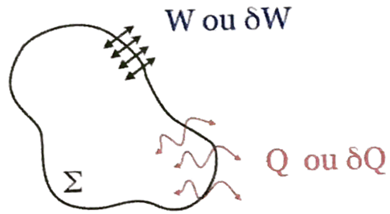


Notation «δ» : δW ou δQ

- infiniment petit
- qui dépend a priori du chemin suivi

Convention de signe des échanges :

- entrant dans le système : positif
- sortant : négatif



W > 0 ou Q>0 : On apporte de l'NRJ au système

W < 0 ou Q<0 : On extrait de l'NRJ du système

Différentes modes de transferts de la chaleur :

Conduction thermique :

$\boxed{\vec{j} = -\lambda \vec{\nabla} T}$ Loi de Fourier (2ème année)

chaud

$\vec{j}$ $\vec{\nabla}(T)$

froid

- L'agitation thermique microscopique diffuse la chaleur des régions les plus chaudes, vers les régions les plus froides. Elle est quantifiée par le coefficient de conductivité thermique λ.

- Il n'y a pas de déplacement de la matière à l'échelle mésoscopique, la chaleur se diffuse de manière isotrope par des chocs à l'échelle microscopique.

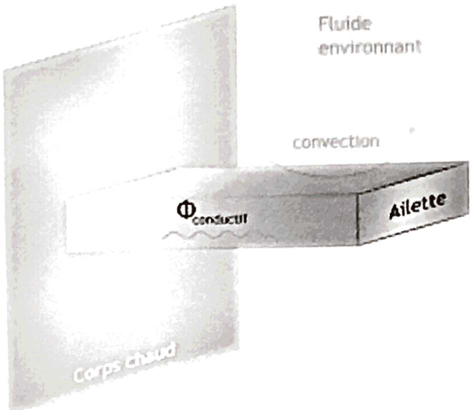
Convection thermique :

- Le fluide est mis en mouvement et emporte avec lui l'agitation microscopique, c-à-d qu'il transporte la chaleur d'un endroit vers un autre.

ex : dans un gaz la «chaleur» monte.
Le gaz chaud est moins dense et monte sous l'effet de la poussée d'Archimède.

Les deux modes de transfert sont généralement couplés :

1 - la **conduction** dans une ailette permet de maximiser la surface de contact avec l'air
2 - l'air assure un brassage qui emporte la chaleur par **convection**



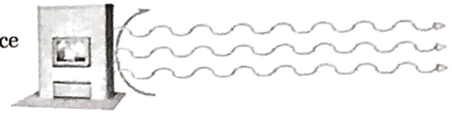
Transfert par rayonnement thermique :

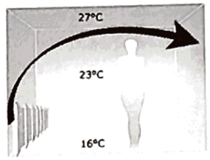
L'agitation thermique d'une région chaude induit l'émission de rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement se propage à la vitesse de la lumière vers une autre région qui peut capter cette énergie.

exemples simples : notre main sent la «chaleur» d'une ampoule électrique sans la toucher.
notre visage ressent la «chaleur» du soleil.

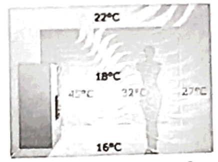
Dans les deux cas on ne capte pourtant que de la lumière.

exemple : le poêle rayonne de la chaleur à travers la pièce (sol, murs, plafond)





Convection



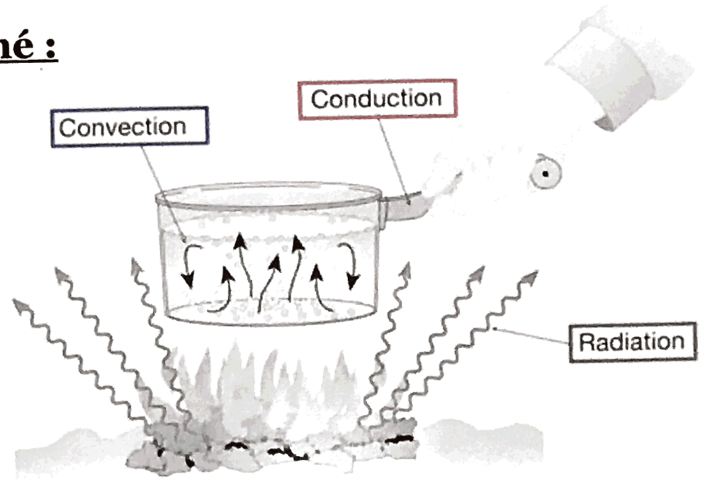
rayonnement

W m^2

exemple : **loi de Stefan** $\boxed{\Phi = S\sigma T^4}$ avec $\sigma = 5.67\ 10^{-8}\ \mathrm{Wm^{-2}K^{-4}}$

Flux émis par un corps noir à la température T et de surface émettrice S.
(Le flux est en Watt)

Résumé :



IV PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

Il s'agit de généraliser le T.E.M en tenant compte des énergies microscopiques.

$$E_{tot} = \underbrace{E_p^{micro} + E_c^{micro}}_{U} + \underbrace{E_p^{macro}}_{E_p} + \underbrace{E_c^{macro}}_{E_c}$$

$$E_{tot} = \overbrace{E_p + E_c}^{E_m} + U$$

$$\Delta E_{tot} = \Delta E_p + \Delta E_c + \Delta U = Q + \boxed{W}$$

Programme

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

↑ tous les travaux...

difficulté ⇒ à clarifier
- * W_{fnc}
- * $W_{\text{pression surfacique}}$ → à travers la frontière ($-P_{ext}\,dV$)

Premier Principe de la thermodynamique

Formulation : (Par coeur)

Pour tout système fermé, il existe une fonction d'état extensive U appelée énergie interne telle que l'énergie totale E_{tot} du système soit conservative :

$E_{tot} = E_m + U$ avec $E_m = E_c + E_p$

et $U = E_{c\_micro} + E_{p\_int}$

Ecritures :

$\Delta E_{tot} = \Delta E_c + \Delta E_p + \Delta U = W + Q$ (sous forme de bilan)

$\delta E_{tot} = \delta E_c + dE_p + dU = \delta W + \delta Q$ (sous forme différentielle)

Le premier principe, en pratique :

On s'intéressera le plus souvent à des systèmes fermés immobiles, c'est à dire tels que $E_{tot} = U$.

L'écriture du premier principe se réduit alors à :

$$\Delta U = W + Q \quad \text{ou} \quad dU = \delta Q + \delta W.$$

dépend du chemin de la Tf° suivi

(Par coeur)

↑ travail force pression surfacique ($-P_{ext}\,dV$)

Rq : On note

dU -> différentielle totale exacte

Il existe une primitive U et $\Delta U = U_B - U_A$ ne dépend pas du chemin suivi.

δW ou δQ -> infiniment petit qui dépend du chemin suivi.

Il n'existe pas de primitive W ou Q --> cela dépend du chemin

$\cancel{\Delta W}$ $\cancel{\Delta Q}$ n'a donc pas de sens : $W_{\Gamma_1} \neq W_{\Gamma_2}$ $Q_{\Gamma_1} \neq Q_{\Gamma_2}$

$$W = \int_{\Gamma\ suivi} \delta W$$

$$Q = \int_{\Gamma\ suivi} \delta Q$$

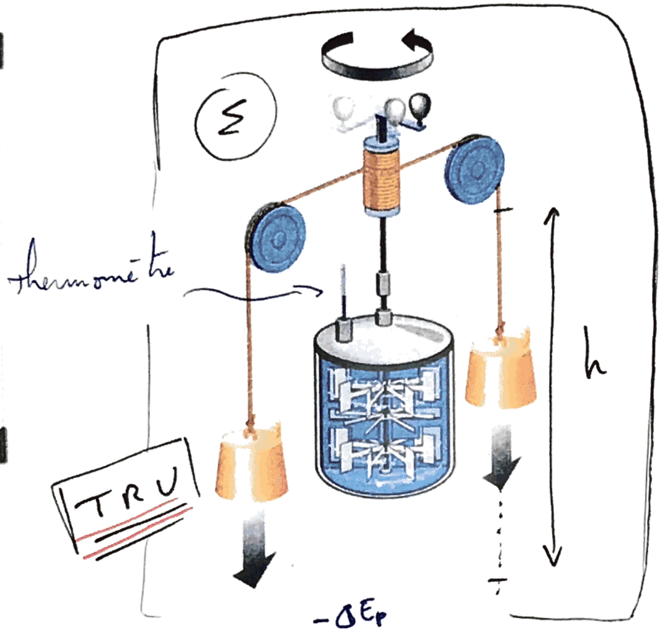
$$\Delta U = \int_{\Gamma'\ qcq} dU = \underbrace{W + Q}$$

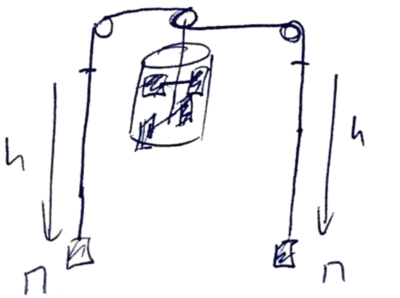
La somme des deux ne dépend pas du chemin suivi

Application : Vérification du premier principe par Joule (1849)

Equivalent mécanique de la chaleur

James Prescott JOULE
(1818-1889)





(*) $\Delta U = \overset{-\Delta E_p}{W} + \cancel{Q}$

$\boxed{W = 2Mgh}$

(*) phase dense : $dU = m_{eau} c_v \, dT$

$$\Delta U = \int_{T_i}^{T_f} m_{eau} c_v \, dT = m_{eau} c_v \underbrace{(T_f - T_i)}_{\Delta T}.$$

Soit $\boxed{\Delta T = \dfrac{2Mgh}{m_{eau} c_v}}$

AN : $M = 12{,}5$ kg $\quad h = 2$ m $\quad g = 9{,}81$

$m_{eau} = 100$ g $\quad c_v^{eau} = 4{,}18.10^3 \text{ J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$

$$\Delta T = \frac{2 \cdot 12{,}5 \times 9{,}81 \times 2}{0{,}1 \cdot 4{,}18.10^3} = 1{,}17 \text{ K} = 1{,}17\ ^\circ\text{C}.$$

→ Rq : $\Delta E_{tot} = \underbrace{\Delta E_p}_{-2Mgh} + \cancel{\Delta E_c} + \underbrace{\Delta U}_{\simeq TRU\ (\delta \simeq 0)} = \cancel{Q} + \cancel{W}$ ‖ Système inclus les mas.

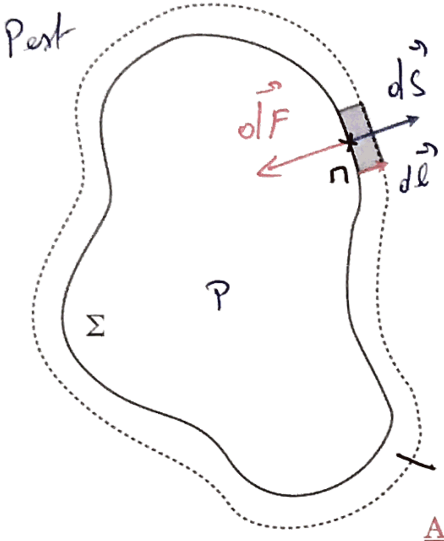
Rq : $\Delta U = \cancel{Q} + W$ ↳ travail des pales sur le fluide.

$\boxed{\Sigma \text{ eau}}$

$W = -\Delta E_p.$

$\delta^3 W = -P_{ext}\, d^2\vec{S}\cdot\vec{d\ell}$

V TRAVAIL DES FORCES EXTÉRIEURES



α- Formulation générale :

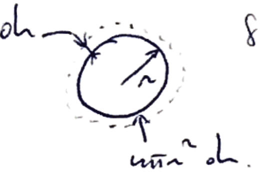
$$\delta W = \iint_\Sigma d^2\vec F\cdot\vec{d\ell} = \overbrace{\iint_\Sigma -P_{ext}\, d^2\vec S\cdot\vec{d\ell}}^{d^3V_n}$$

$$= -P_{ext}\iint_\Sigma d^3V_n = -P_{ext}\, dV$$

$$\boxed{\delta W = -P_{ext}\cdot dV}$$

Attention : On distinguera bien P et P_{ext}

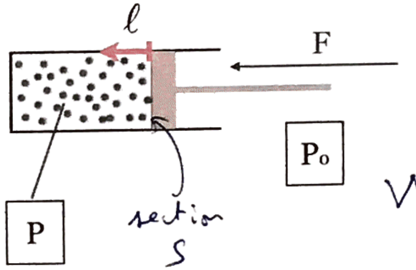
Exemple : cas d'une sphère (Compression-expansion)



$$\delta W = -P_{ext}\cdot \underbrace{4\pi r^2\cdot dr}_{\text{Volume de la coquille sphérique}}$$

* $dr > 0 \Rightarrow \delta W < 0$ donne
* $dr < 0 \Rightarrow \delta W > 0$ reçoit

Application : Travail d'un piston



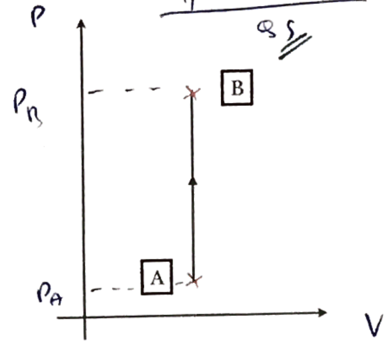
$$P_{ext} = P_0 + \frac{F}{S} = c^{te}$$

$$W = -P_{ext}\,\underset{\ominus}{\Delta V} = -\left(P_0 + \frac{F}{S}\right)(-S\ell)$$

$$\boxed{W = (P_0 S + F)\,\ell} > 0$$ travail donné au système

Cas simples : Quasistatique : $\boxed{P_{ext} = P}$ équilibre des pressions

Tf° isochore QS

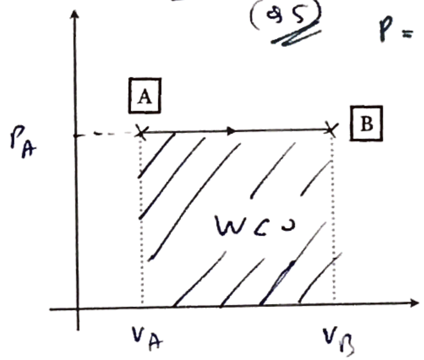


$dV = 0$

$W = \cancel{-\int P_{ext}\, dV} = 0$

$\boxed{W = 0}$

Tf° isobare (QS) $P = P_{ext}$



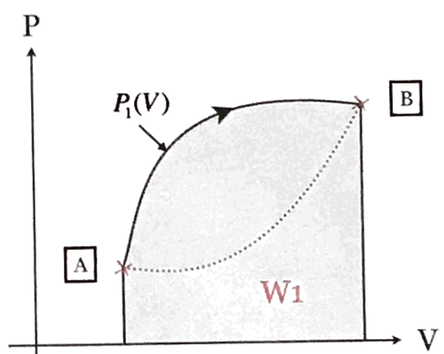
⚠ − Surface balayée

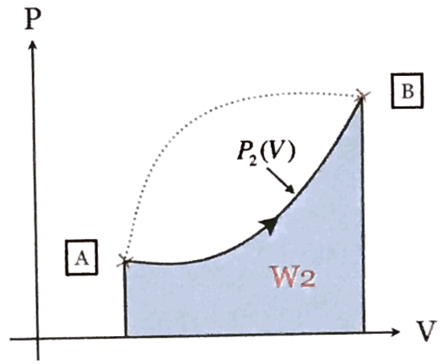
$$W = \int_{V_A}^{V_B} -P_{ext}\, dV = -P_A(V_B - V_A) < 0$$

moteur ⇒ donné par le Σ

β-Propriété : Le travail n'est pas une fonction d'état

-> Il dépend du chemin suivi





Mq W1 < W2 < 0 en supposant la Tf° quasi-statique.

$\forall V \quad P_1(V) > P_2(V)$ $\qquad$ QS $\Rightarrow$ $P_{ext} = P$.

$-P_1 dV < -P_2 dV < 0$ $\qquad$ $dV > 0$. et P_1 et P_2 (+).

$$W_1 = \int_{V_A}^{V_B} -P_1 \, dV < \int_{V_A}^{V_B} -P_2 \, dV = W_2 < 0.$$

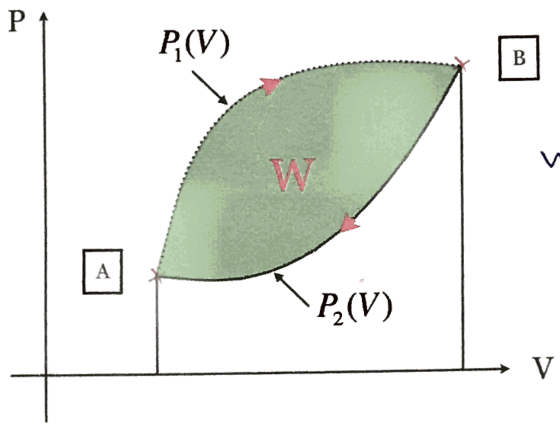
$$\boxed{W_1 < W_2 < 0}$$

- Surface violette (en somme)

- Surface bleue

$$\boxed{T \equiv T_1 \cup T_2^{inv}}$$

Travail lors d'une transformation cyclique :



QS $\Rightarrow$ $P = P_{ext}$.

$$W = \oint_T -P dV$$

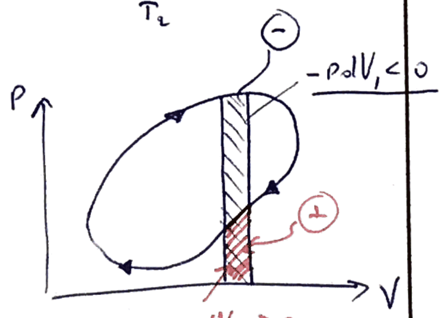
$$W = \int_{T_1} -P_1 dV + \int_{T_2^{inv}} -P_2 \, dV$$

dV change de signe

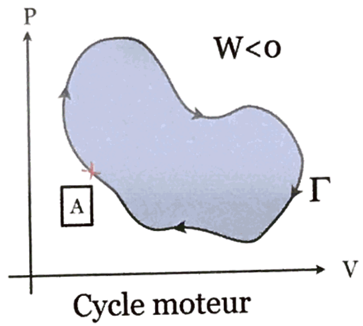
$$- \int_{T_2} -P_2 \, dV$$

Soit $\boxed{W = W_1 - W_2 < 0}$

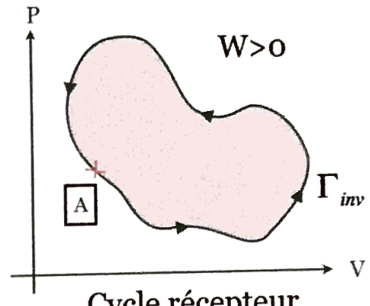
Fig



Cycle moteur ou récepteur ?



Cycle moteur



Cycle récepteur

$W_{cycle} = \oint_{T} -P \, dV < 0$

$W_{cycle\_inverse} = \oint_{T_{inv}} -P dV > 0$

Généralisation à d'autres formes de travaux :

$\delta W = F.dl$ $\qquad$ Un élastique étendu de dl par une force extérieure F

$\delta W = e.dq$ $\qquad$ Une pile qui reçoit une charge dq sous une tension e

$\delta W = A.dS$ $\qquad$ Une bulle de savon dont la surface de tension superficielle A augmente de dS

VI Enthalpie d'un système Q_Δ

↳ capacité thermique à P fixée.

objectif : Nous avons appris à quantifier le travail il faut à présent quantifier les échanges de chaleur

↳ introduire la f^{ct} $\boxed{H}$ "chaleur dans"

- La f^{ct} H joue à P fixée le m̂ rôle que U à V fixé.

α) Définit° de l'enthalpie :

$T_f°$ Monobare P_{ext} fixée $P_A = P_B = P_{ext}$ Mais P variable voire non définie

$$\Delta_{AB} U = U_B - U_A = Q_{AB} + W_{AB} \quad \text{or} \quad W_{AB} = \int_{V_A}^{V_B} -P_{ext}\, dV = -P_{ext}\left[V_B - V_A\right].$$

$$Q_{AB} = U_B - U_A + \underset{P_A = P_B}{\underset{\shortparallel}{P_{ext}}}\left(V_B - V_A\right) = \underbrace{\left(U_B + P_B V_B\right)}_{H_B} - \underbrace{\left(U_A + P_A V_A\right)}_{H_A}.$$

Soit $\boxed{H \equiv U + PV} \Rightarrow \boxed{Q_{AB} = \Delta_{AB} H \quad \forall\ T_f°\ \text{Monobare.}}$

β) Propriétés :

i - H est une grandeur extensive.

$U \to$ ext

$PV \to$ ext.

Soit un syst à l'ép : P uniforme $P_1 V_1 + P_2 V_2 \longrightarrow \underset{\underset{PV}{\shortparallel}}{P(V_1 + V_2)}$ avec $P_1 = P_2$

$V \to$ ext

$H = U + PV \to$ ext.

ii - H est une fonct° d'état càd déterminée de manière univoque par les valeurs des variables d'état.

Dem : $U \to f^{ct}$ d'état.

$PV = P \times V \to f^{ct}$ d'état. $\Big\}$ $H \to f^{ct}$ d'état

$H(P, V, T)$.

$\Longrightarrow$ $dH = d(U + pV) = dU + d(pV) = dU + p\,dV + V\,dp$.

Or $dU = \delta Q - P_{ext}\,dV$.

Soit $dH = \delta Q - P_{ext}\,dV + p\,dV + V\,dp$.

$$\boxed{dH = \delta Q + V\,dp - (P_{ext} - p)\,dV.}$$

Or H est une f^{ct} d'état $\Delta_{AB} H$ ne dépend pas du chemin suivi

→ On peut toujours choisir un chemin quasi-statique (QS) càd tq $\boxed{P = P_{ext}}$ → équilibre mécanique des pressions

Soit $\boxed{dH = \delta Q + V\,dp}$ Rq : $dH = T\,dS + V\,dp$.

chemin QS

iii Cas d'une T$_f$° isobare $P = P_{ext} = c^{te}$ ⇒ $\boxed{\cancel{dp = 0}}$

↳ monobare & QS

$dH = \delta Q$

$$\boxed{\Delta_{AB} H = Q_{AB}}$$

γ) Capacités thermiques à V ou à p fixés

* $\boxed{C_V \equiv \left.\frac{\partial U}{\partial T}\right|_V}$ $U(T,V)$ $\rightarrow$ $dU = C_V\, dT + \cancel{\left.\frac{\partial U}{\partial V}\right|_T dV} = \delta Q - \cancel{p_{ext}\, dV}$

~~à~~ V fixé : $\boxed{Q = \int_{T_A}^{T_B} C_V(T)\, dT}$

* Capacité thermique à p fixé :

$$\boxed{C_p \equiv \left.\frac{\partial H}{\partial T}\right|_p} \qquad dH = \delta Q + \cancel{V dp} = C_p\, dT + \cancel{\left.\frac{\partial H}{\partial p}\right|_T dp}$$

Soit $\delta Q = C_p\, dT$

$$\boxed{Q_{AB} = \int_{T_A}^{T_B} C_p\, dT}$$

* $C^{tés}$ massiques ou molaires associées :

Soit un système fermé de masse m correspondant à n moles

massique

$u = \frac{U}{m}$ $h = \frac{H}{m}$ $J.kg^{-1}$

$\hookrightarrow$ $c_V = \frac{C_V}{m} = \left.\frac{\partial u}{\partial T}\right|_V$

$c_p = \left.\frac{\partial h}{\partial T}\right|_p = \frac{C_p}{m}$ $J.kg^{-1}K^{-1}$

molaire :

$U^{mol} = \frac{U}{n}$ $H^{mol} = \frac{H}{n}$ $J\,mol^{-1}$

$\hookrightarrow$ $c_V^{mol} = \frac{C_V}{n}$ $C_p^{mol} = \frac{C_p}{n}$ $J\,K^{-1}mol^{-1}$.

δ) Propriété des phases condensées : $\boxed{dV \simeq 0}$

→ L'expérience montre que les c_p et c_V sont vraiment très proches pour les solides et les liq. contrairement aux gaz.

Pour les phases denses : $\boxed{c_p \simeq c_V = c}$

Chaleur massique de l'eau :

cf diapo.

$$\delta Q = C\,dT \qquad Q_{AB} = \int_{T_A}^{T_B} C\,dT = C[T_B - T_A]$$

ex : $U = U_1 + U_2$ Système isolé :

$$\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 = 0 \quad \text{or} \quad \Delta U_1 = \int_{T_1}^{T_f} C_1\,dT = C_1(T_f - T_1)$$

$$\Delta U_2 = \int_{T_2}^{T_f} C_2\,dT = C_2(T_f - T_1).$$

Soit $m_1 c_1 (T_f - T_1) + m_2 c_2 (T_f - T_2) = 0.$

$$\boxed{T_f = \frac{m_1 c_1 T_1 + m_2 c_2 T_2}{m_1 c_1 + m_2 c_2}}$$

esp : $c_1 = c_2 = c_{H_2O}$.

$m_1 = m_2$

$$T_f = \frac{m_1 T_1 + m_2 T_2}{m_1 + m_2} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

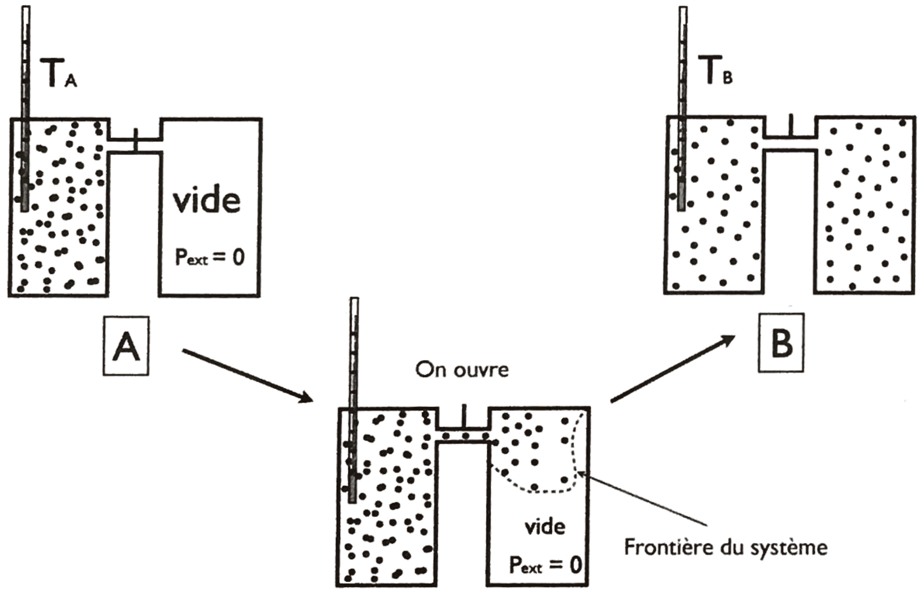
VII APPLICATIONS DU PREMIER PRINCIPE AU GAZ PARFAIT

1 - Les lois de Joule :

Nous allons considérer <u>deux transformations particulières</u>, celles-ci permettant de déterminer dans quelle mesure un gaz réel peut être assimilé à un Gaz Parfait.

Rq : On appelle gaz de J-GL un gaz dont T ne change pas durant l'exp de JGL

α - Première expérience : Détente de Joule - Gay-Lussac



état intermédiaire hors équilibre

Interprétation : - système calorifugé $\boxed{\delta Q = 0}$ pas d'échange avec l'ext.

- Pression extérieure nulle $\delta W = -P_{ext}\, dV = 0$

$$\boxed{\Delta U = Q + W = 0}$$

La détente de J-GL est une Tf° iso-U

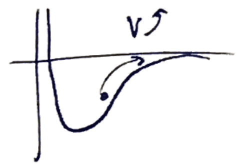
On la réalise avec différents gaz, et pour toutes valeurs initiales de T et V

$$dU = \left.\frac{\partial U}{\partial V}\right|_T dV + \left.\frac{\partial U}{\partial T}\right|_V dT = 0$$

Résultats

Pour un GP : $\Delta T = 0$ Soit $\boxed{\left.\frac{\partial U}{\partial V}\right|_T = 0}$

Pour un gaz réel : $\Delta T < 0$ On ne peut pas conclure



Ep ↗ ⇒ Ec ↘ ⇓ T ↘

Soit la première loi de Joule :

Pour un gaz de Joule - Gay-Lussac, l'énergie interne ne dépend que de la température et pas du volume

On a U(T,V) : si $\left.\frac{\partial U}{\partial V}\right|_T = 0$ => $U(T,\cancel{V}) = U(T)$

$\boxed{dU = C_V\, dT}$ Soit $\Delta U = \int_{T_A}^{T_B} C_V\, dT$

ex : GPM ⟶ U=3/2.nRT

ex : GPD ⟶ U=5/2.nRT

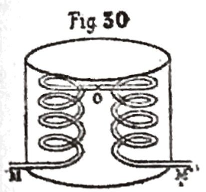
β - seconde expérience : Détente de Joule - Thomson

Mesure du travail intérieur dans les gaz réels par l'expérience.

153. Eh bien, M. Thomson a imaginé précisément un procédé très sensible qui permet non-seulement de mettre en évidence l'existence du travail intérieur dans les gaz réels, mais qui permet aussi de mesurer pour chaque nature de gaz l'intensité de ce travail, et de reconnaître par suite la justesse de ce que nous venons de dire au numéro précédent.

Imaginons deux longs tubes en hélice, deux serpentins, communiquant ensemble *par un orifice très étroit* O (fig. 30) et plongés dans un bain à température constante. Ces tubes étant supposés rectifiés comme l'indique la figure (31), on fait passer dans l'appareil un courant continu de gaz au moyen d'une pompe foulante; le gaz pénètre, je sup-

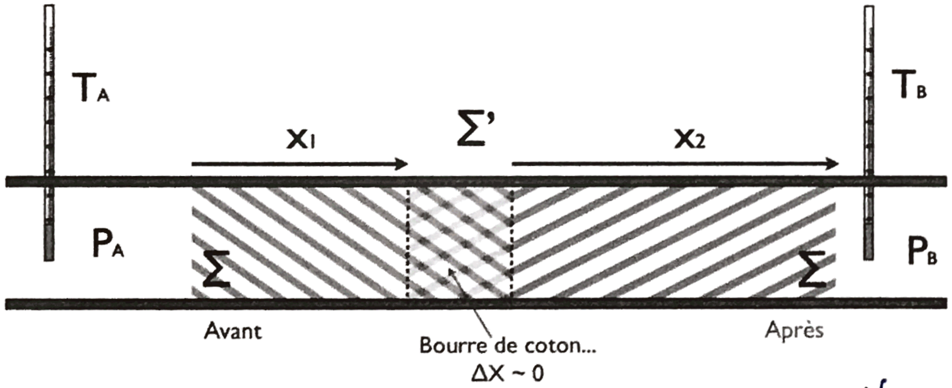
Fig 30



VIRY - Charles, *Leçons de thermodynamique pure*

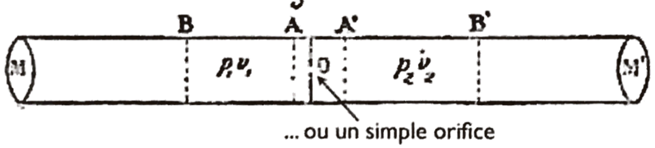
Rq : On appelle gaz de J.T un gaz dont T ne change pas durant l'exp de J-T

β - seconde expérience : Détente de Joule - Thomson



$V_{\Sigma'} = S\Delta x \simeq 0$

Fig. 31



Interprétation :

$\boxed{\Delta U = \cancel{Q} + W}$

Pas de chaleur échangée

- système calorifugé $\boxed{Q = 0}$
- travail reçu $\boxed{W = ?}$

- travail reçu $\Delta U = W = \int_{V_A}^{V_B} -P_{ext}\,dV = -\int_{V_A}^{V_{\Sigma'}} P_A\,dV - \int_{V_{\Sigma'}}^{V_B} P_B\,dV$

$W = -P_A[\cancel{V_{\Sigma'}} - V_A] - P_B[V_B - \cancel{V_{\Sigma'}}] = P_A V_A - P_B V_B$

Soit $U_B - U_A = P_A V_A - P_B V_B$ $\boxed{H_B = H_A}$

Rq : $dU = \delta w$ ... $= -pdV$ ... dépend pas du chemin

La détente de J-T est une Tf° iso-H

On la réalise avec différents gaz, et pour toutes valeurs initiales de T et P

$$dH = \left.\frac{\partial H}{\partial P}\right|_T dP + \left.\frac{\partial H}{\partial T}\right|_P dT = 0$$

Résultats

- Pour un GP : $\Delta T = 0$ Soit $\boxed{\left.\frac{\partial H}{\partial P}\right|_T = 0}$
- Pour un gaz réel : ΔT variable -> On ne peut pas conclure

Principe du réfrigérateur : avec le fréon on a $\Delta T < 0$

Soit la seconde loi de Joule :

Pour un gaz de Joule - Thomson, l'enthalpie ne dépend que de la température et pas de la pression

On a H(T,P) : si $\left.\frac{\partial H}{\partial P}\right|_T = 0$ => $H(T,\cancel{P}) = H(T)$

$dH = C_p . dT$

2) Loi de Mayer pour le GP : $\boxed{PV = nRT}$

$H \equiv U + PV \Rightarrow$ $dH = dU + d(PV) = dU + nRdT$.

Or pour un GP on a établi :

$\left.\frac{\partial U}{\partial V}\right|_T = 0$ $\quad dU = \underbrace{\left.\frac{\partial U}{\partial T}\right|_V}_{C_V} dT + \cancel{\left.\frac{\partial U}{\partial V}\right|_T dV} \Rightarrow$ $dU = C_V dT$.

$\left.\frac{\partial H}{\partial p}\right|_T = 0$ $\quad dH = \underbrace{\left.\frac{\partial H}{\partial T}\right|_p}_{C_p} dT + \cancel{\left.\frac{\partial H}{\partial p}\right|_T dp} \Rightarrow$ $dH = C_p dT$.

Soit $C_p \cancel{dT} = C_V \cancel{dT} + nR \cancel{dT}$

Loi de Mayer du GP :

$$\boxed{C_p - C_V = nR}$$

On introduit $\boxed{\gamma \equiv \frac{C_p}{C_V}}$ Coefficient du Gaz Parfait.

$C_V\left[\frac{C_p}{C_V} - 1\right] = nR$ $\quad$ Soit $C_V(\gamma - 1) = nR$

$C_p = \gamma C_V$

$$\boxed{C_V = \frac{nR}{\gamma - 1}}$$

$$\boxed{C_p = \frac{nR\gamma}{\gamma - 1}}$$

$\boxed{\text{Rq :}}$ $C_p > C_V \Rightarrow \underline{\gamma > 1}$.

Finalement : $\quad dU = C_V dT = \frac{nR}{\gamma - 1} dT$ $\quad \boxed{\Delta_{AB} U = \frac{nR}{\gamma - 1}[T_B - T_A]}$

$dH = C_p dT = \frac{nR\gamma}{\gamma - 1} dT$ $\quad \boxed{\Delta_{AB} H = \frac{nR\gamma}{\gamma - 1}[T_B - T_A]}$

3) Les Tf° classique gaz parfait

par Coeur

α) Tf° isochore :

$$\delta W = -P_{ext}\, dV \overset{QS}{=} \cancel{-p\,dV} = 0 \Rightarrow \boxed{W_{AB} = 0}$$

$$\Delta_{AB} U = Q_{AB} + \cancel{W_{AB}} = Q_{AB} \quad \text{or} \quad \Delta_{AB} U = \int_{T_A}^{T_B} c_v\, dT = \boxed{\frac{nR}{\gamma-1}[T_B - T_A] = \Delta_{AB} U = Q_{AB}}$$

Rq : $PV = nRT$ $\quad Q_{AB} : \dfrac{(P_B - P_A)V}{\gamma - 1}$

β) Tf° isobare :
(monobare & QS)

$$dH = \delta Q + \cancel{V\,dp} \qquad Q_{AB} = \Delta_{AB} H = \int_{T_A}^{T_B} c_p\, dT \qquad c_p = \frac{nR\gamma}{\gamma-1}$$

$$\boxed{Q_{AB} = \Delta_{AB} H = \frac{nR\gamma}{\gamma-1}[T_B - T_A]}$$

$$W_{AB} = \int_{V_A}^{V_B} -\overset{P}{P_{ext}}\, dV = -P[V_B - V_A] \qquad \boxed{\Delta_{AB} U = \frac{nR}{\gamma-1}[T_B - T_A]} = \frac{P[V_B - V_A]}{\gamma - 1}$$

or $W_{AB} = \Delta U_{AB} - Q_{AB} = -\dfrac{nR[T_B - T_A]}{\cancel{\gamma-1}} \times \cancel{[\gamma - 1]} = -P[V_B - V_A]$.

γ) Tf° isotherme :

$$\boxed{\Delta_{AB} U = \frac{nR}{\gamma-1}[T_B - T_A] = 0} \qquad \boxed{\Delta_{AB} H = 0}.$$

car $U(T)$ et $H(T)$ $\Rightarrow$ ne changent pas !

$$\Delta_{AB} U = Q_{AB} + W_{AB} \qquad W_{AB} = \int_A^B -P\, dV = \int_{V_A}^{V_B} -\frac{nRT}{V}\, dV = -nRT\,[\ln(V)]_{V_A}^{V_B}$$

$$\boxed{W_{AB} = nRT \ln\left(\frac{V_A}{V_B}\right)} < 0. \quad \text{car } V \nearrow.$$

$$\boxed{Q_{AB} = +nRT \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right)} > 0$$

reçoit de la chaleur → Transforme en travail.

8] Tf° adiabatique :

Cas général : $\delta Q = 0$: $\boxed{Q_{AB} = 0}$

↳ Soit $\Delta_{AB} U = \cancel{Q_{AB}} + W_{AB}$ $\quad \boxed{\Delta_{AB} U = W_{AB}}$

Cas adiabatique réversible : $dU = \cancel{\delta Q} - p_{ext}\, dV$ réversible $\Rightarrow$ QS $\Rightarrow$ $p_{ext} = p$

bien que p variable

Soit $\boxed{dU = -p\,dV}$ or $dU = C_V dT = \frac{nR}{\gamma - 1} dT$.

$$dU = -\frac{\cancel{n}\cancel{R}T}{V} dV = \frac{\cancel{nR}}{\gamma-1} dT \qquad -(\gamma-1)\frac{dV}{V} = \frac{dT}{T} \qquad d\ln T + (\gamma-1)\, d\ln(V) = 0$$

ou encore $d\ln(T V^{\gamma-1}) = 0$ $\quad \boxed{T V^{\gamma-1} = c^{te}}$ sur une adiabatique réversible

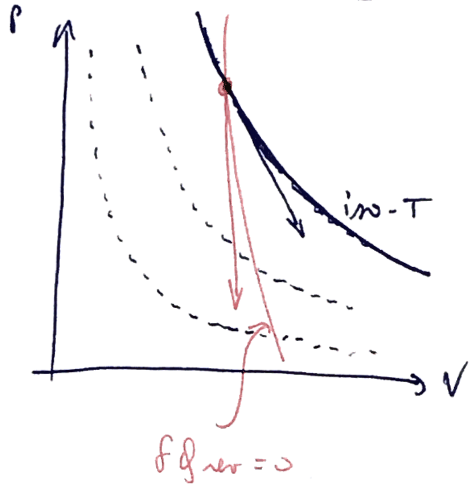
$T \propto pV$ $\qquad$ $V \propto \frac{T}{p}$

Montrer que $\boxed{pV^{\gamma} = c^{te} \iff T V^{\gamma-1} = c^{te} \iff \frac{T^{\gamma}}{p^{\gamma-1}} = c^{te}}$

pour un système fermé.

Loi de Laplace

Loi de Reech :



$$\left.\frac{\partial P}{\partial V}\right|_T = \left.\frac{\partial\left(\frac{nRT}{V}\right)}{\partial V}\right|_T = -\frac{nRT}{V^2} = -\frac{P}{V}$$ Pente de l'isotherme.

$$\left.\frac{\partial P}{\partial V}\right|_S = ?$$

$\delta Q_{rev} = 0 \Rightarrow$ $\quad pV^{\gamma} = c^{te}$ soit $\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dV}{V} = 0$

$$\left.\frac{\partial P}{\partial V}\right|_S = -\gamma \cdot \frac{P}{V}$$ pente de l'adiabatique réversible.

$$\boxed{\frac{\left.\frac{\partial P}{\partial V}\right|_S}{\left.\frac{\partial P}{\partial V}\right|_T} = \gamma}$$

$$\left.\begin{aligned} \chi_T &\equiv -\frac{1}{V}\left.\frac{\partial V}{\partial p}\right|_T = \frac{1}{p} \\ \chi_S &\equiv -\frac{1}{V}\left.\frac{\partial V}{\partial p}\right|_S = \frac{1}{\gamma p} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \boxed{\frac{\chi_T}{\chi_S} = \gamma}$$

Rq : $\chi_T = \frac{1}{p}$ GP

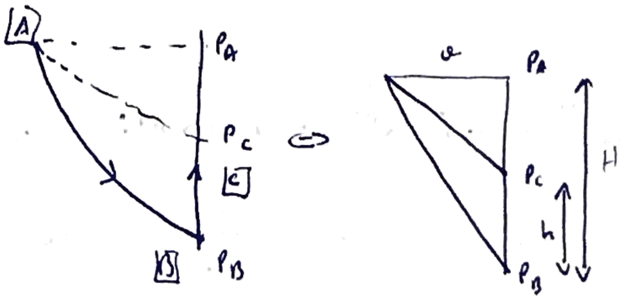
$\boxed{\chi_S = \frac{1}{\gamma p}}$ cf acoustique

4] Mesure de γ : Exp Clément - Desormes.

$\Delta P_1 = P_A - P_0 = \rho g \Delta h_1$ (Loi de Pascal).

$\Delta P_2 = P_B - P_0 = \rho g \Delta h_2 = 0$

$\Delta P_3 = P_C - P_B = \rho g \Delta h_3$



$$\gamma = \frac{(H/\cancel{\alpha})}{(H-h)/\cancel{\alpha}} = \frac{\Delta h_1}{\Delta h_1 - \Delta h_3}$$

Rq

$$dU = \frac{nR}{\gamma-1} dT = -p dV \qquad -(\gamma \cancel{-1}) p dV \cancel{- pdV} = V dp.$$

$$= \frac{d(pV)}{\gamma-1} = \frac{p dV}{\gamma-1} + \frac{V dp}{\gamma-1}. \qquad 0 = \gamma \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = d \ln(pV^\gamma).$$

Soit $\boxed{pV^\gamma = cte}$.