

## T3: Premier principe .

### Bilans d'énergie.



Notions et contenu	Capacités exigibles
<b>Premier principe. Bilans d'énergie.</b>	
Premier principe de la thermodynamique.	<p>Définir un système fermé et établir pour ce système un bilan énergétique faisant intervenir travail <math>W</math> et transfert thermique <math>Q</math>.</p> <p>Exploiter l'extensivité de l'énergie interne.</p> <p>Distinguer le statut de la variation de l'énergie interne du statut des termes d'échange. Calculer le transfert thermique sur un chemin donné connaissant le travail et la variation de l'énergie interne.</p>
<p>Enthalpie d'un système.</p> <p>Capacité thermique <math>C_p</math> dans le cas du gaz parfait et d'une phase condensée incompressible et indilatable.</p>	<p>Exprimer le premier principe sous forme de bilan d'enthalpie dans le cas d'une transformation monobare avec équilibre mécanique dans l'état initial et dans l'état final.</p> <p>Exprimer l'enthalpie molaire <math>H_m(T)</math> du gaz parfait à partir de son énergie interne.</p> <p>Justifier sur un exemple que l'enthalpie molaire <math>H_m</math> d'une phase condensée peu compressible et peu dilatable peut être considérée comme une fonction de l'unique variable <math>T</math>.</p> <p>Citer l'ordre de grandeur de la capacité thermique massique de l'eau liquide.</p>
Enthalpie associée à un changement de phase : enthalpie de fusion, enthalpie de vaporisation, enthalpie de sublimation.	<p>Exploiter l'extensivité de l'enthalpie et réaliser des bilans énergétiques en prenant en compte des transitions de phases.</p> <p><b>Mettre en œuvre un protocole expérimental de mesure d'une grandeur thermodynamique énergétique (capacité thermique, enthalpie de fusion, etc.).</b></p>

# I. PREMIER PRINCIPE

## I-1. Énergie d'un système

**Hypothèse : système fermé**

Pour un **système fermé**, aucune matière ne doit traverser la frontière qui délimite le système. La frontière est souvent constituée de parois réelles, comme les parois d'un récipient contenant un gaz, mais elle peut aussi être imaginaire.

La mécanique a permis de faire émerger le concept d'énergie. L'énergie mécanique n'est pas une grandeur conservative, elle diminue en présence de forces de frottements.

Pour faire un bilan énergétique complet, il est aussi nécessaire de tenir compte de l'énergie stockée à l'échelle microscopique : c'est ce que l'on réalise avec l'énergie interne.

Dans ce cas on peut définir l'énergie  $E$  qui est une grandeur conservative.

On se placera dans un référentiel galiléen.

On peut y définir l'énergie d'un système comme la somme de son énergie cinétique macroscopique (celle qui peut s'exprimer en fonction de la vitesse macroscopique des corps dans le référentiel considéré) , de son énergie potentielle macroscopique interne au système (relative aux forces conservatives internes qui impliquent des déplacements à l'échelle macroscopique) et de son énergie interne (qui comporte tout ce qui est microscopique).

$$E = E_{c,macro} + E_{p, int macro} + U$$

Remarque : un **système isolé** n'échange ni matière, ni énergie avec l'extérieur : **l'énergie d'un système isolé se conserve. Il n'y a ni création, ni disparition d'énergie.**

## I-2. Premier principe

**À tout système thermodynamique on peut associer une fonction d'état extensive  $U$  appelée énergie interne.**

**Lors d'une transformation quelconque d'un système fermé, d'un état d'équilibre (1) vers un état d'équilibre (2), on a :**

$$\Delta ( E_{c,macro} + E_{p, int macro} + U ) = \Delta E_{c,macro} + \Delta E_{p, int macro} + \Delta U = W + Q$$

$W$  et  $Q$  correspondent aux deux modes de transferts d'énergie :

- $W$  travail des forces extérieures

$W > 0$  le système reçoit effectivement de l'énergie;  $W < 0$  le système cède de l'énergie

Par exemple: le travail de forces mécaniques exercées par une machine, le travail des forces de pression de fluides, le travail de forces électromagnétiques, de forces gravitationnelles.

- $Q$  transfert thermique (ou "chaleur")

$Q > 0$  le système reçoit effectivement de l'énergie;  $Q < 0$  le système cède de l'énergie.

U est une **fonction d'état**.

Sa variation :  $\Delta U = U_2 - U_1$  ne dépend donc que de l'état initial et de l'état final: elle ne dépend pas de la transformation subie par le système pour aller de l'état 1 vers l'état 2.

Au contraire, **W et Q dépendent de la nature de la transformation** subie par le système pour aller de l'état 1 vers l'état 2. (Ce sont des grandeurs d'échange).

U est une grandeur **extensive** elle est proportionnelle à la taille du système que cette grandeur caractérise. Elle est additive lors de la réunion de deux systèmes disjoints.

### Cas particulier d'une transformation cyclique

Au bout d'un cycle le système revient à son état initial : état 1 = état 2.

L'énergie interne étant une fonction d'état, on a :  $\Delta U_{\text{cycle}} = 0$ .

On en déduit le bilan énergétique :  $W_{\text{cycle}} + Q_{\text{cycle}} = 0$ .

### Cas où une partie du travail est due à des forces extérieures conservatives.

Dans l'expression du premier principe formulée ci-dessus, W désigne le travail de toutes les forces extérieures subies par le système. Certaines de ces forces peuvent être conservatives (par exemple la force de pesanteur) et donc dériver d'une énergie potentielle  $E_{p,\text{ext}}$ .

On peut écrire  $W = W_{n.c} + W_c = W_{n.c} - \Delta E_{p,\text{ext}}$  avec  $W_c = -\Delta E_{p,\text{ext}}$  le travail des forces conservatives et  $W_{n.c}$  le travail des forces non conservatives.

$$\Delta ( E_{c,\text{macro}} + E_{p,\text{int macro}} + U ) = W_{n.c} - \Delta E_{p,\text{ext}} + Q$$

Le bilan énergétique du premier principe s'exprime alors sous la forme:

$$\Delta ( E_{c,\text{macro}} + E_{p,\text{int macro}} + E_{p,\text{ext}} + U ) = W_{n.c} + Q$$

## **I-3. Premier principe appliqué à un système macroscopiquement au repos**

### a) Bilan énergétique

Pour un **système macroscopiquement au repos** dans le référentiel d'étude (supposé galiléen);  $E_{c,\text{macro}} = 0$  et  $E_{p,\text{int macro}} = 0$ . Le bilan énergétique devient

$$\Delta U = W + Q$$

### b) Cas d'une transformation infinitésimale

Si on considère une **transformation infinitésimale** entre deux états d'équilibre infiniment proches (on peut le faire pour une transformation quasi-statique, on passe d'un état (T, P, V) à un état (T + dT, P + dP, V + dV), le bilan énergétique s'écrira sous la forme :  $dU = \delta W + \delta Q$

$dU$  est la variation élémentaire de  $U$  associée à la variation infinitésimale des paramètres d'état : c'est une **différentielle exacte**.

$\Delta U = U_2 - U_1$  est indépendante du "chemin suivi" (ou de la transformation subie par le système pour passer de l'état 1 à l'état 2).

$\delta W$  et  $\delta Q$  ne sont pas des **différentielles exactes** car le travail "W" ou le transfert thermique "Q" ne sont pas des fonctions d'état.

4

	Evolution élémentaire	Evolution quelconque
Variation de X	$dX = X(t+dt) - X(t)$ .	$\Delta X = X_{\text{final}} - X_{\text{initial}}$
Quantité de X	$\delta X$	X

$\delta X$  représente une petite **quantité** de « X », par exemple la quantité de grandeur X échangée avec l'extérieur, ou créée au sein du système. C'est une transformation **infinitésimale**. **On ne peut pas l'écrire comme la différence entre deux valeurs.**

Dans le cas d'une évolution quelconque (non infinitésimale; transformation finie), la variation d'une grandeur est notée  $\Delta X$ , tandis qu'une quantité est notée X.

## II. BILAN ENERGETIQUE D'UNE TRANSFORMATION ISOCHORE

On suppose le système macroscopiquement au repos dans le référentiel d'étude supposé galiléen. On suppose que seules les forces de pressions sont susceptibles de travailler (pas de travail électrique par exemple).

Le premier principe s'exprime donc sous la forme :  $\Delta U = W + Q$ .

### II-1. Transfert thermique $Q_V$

On note  $Q_V$  le transfert thermique reçu par le système au cours de la transformation isochore.

Pour une transformation isochore  $V = \text{constante}$  alors  $W = 0$ . On en déduit  $\Delta U = Q_V$

### II-2. Exemples

– Transfert thermique reçu par n moles de GPM (monoatomique) au cours d'une transformation isochore :  $Q_V = \Delta U = \frac{3}{2} nR \Delta T = \frac{3}{2} nR(T_2 - T_1)$

– Transfert thermique reçu par n moles de gaz parfait diatomique au cours d'une transformation isochore :  $Q_V = \Delta U = \frac{5}{2} nR \Delta T = \frac{5}{2} nR(T_2 - T_1)$

Remarque: on suppose  $C_V$  indépendante de la température dans le domaine d'étude.

### III. TRANSFORMATION ISOTHERME D'UN GAZ PARFAIT

L'énergie interne d'un gaz parfait ne dépend que de la température. On aura donc pour une transformation isotherme d'un GP :

$$\Delta U = 0 = W + Q \qquad Q = -W$$

On voit ici qu'une transformation isotherme n'est pas adiabatique ( $Q = 0$ ) et qu'il ne faut pas confondre les deux adjectifs.

Remarque : L'énergie interne d'un gaz parfait ne dépendant que de la température (première loi de Joule), pour que l'égalité  $\Delta U = 0$  reste valable il suffit que la température finale soit égale à la température initiale ( $T_2 = T_1$ ), même si au cours de la transformation la température n'est pas définie. On pourra alors encore écrire  $Q = -W$ .

### IV. TRANSFORMATION MONOBARE

#### IV-1. Calcul du transfert thermique $Q_p$ Pour une transformation monobare

Pour une transformation monobare,  $P_{\text{ext}} = \text{Cte}$

L'équilibre mécanique avec l'extérieur est réalisé seulement dans l'état initial et dans l'état final  $P_1 = P_2 = P_{\text{ext}}$  et durant la transformation, seules les forces de pression travaillent :  $Q_p = \Delta H$ .

**Démonstration:** (à connaître)

$$\Delta U = W + Q_p \text{ avec } W = -P_{\text{ext}}(V_2 - V_1)$$

$$\Delta U = U_2 - U_1 = -P_{\text{ext}}(V_2 - V_1) + Q_p$$

$$U_2 + P_{\text{ext}}V_2 - U_1 - P_{\text{ext}}V_1 = Q_p$$

$$U_2 + P_2V_2 - U_1 - P_1V_1 = Q_p \text{ avec } P_1 = P_2 = P_{\text{ext}}$$

$$U_2 + P_2V_2 - (U_1 + P_1V_1) = Q_p$$

$$H_2 - H_1 = Q_p$$

$H = U + PV$        $H$  est une fonction d'état extensive nommée enthalpie.

- Cette relation est a fortiori valable pour une transformation isobare.

- Si d'autres forces que les forces de pression travaillent  $\Delta H = W_u + Q_p$  où  $W_u$  représente le travail des forces autres que les forces de pression.

#### IV-2. Enthalpie d'un gaz parfait

$$H = U + PV = U + nRT$$

Or l'énergie interne d'un gaz parfait ne dépend que de la température, donc l'enthalpie d'un gaz parfait ne dépend que de la température (seconde loi de Joule).

Cas particulier du GP monoatomique:

$$H(T) = U(T) + nRT = \frac{3}{2} nRT + nRT = \frac{5}{2} nRT \quad \text{et} \quad H_m = \frac{H}{n} = \frac{5}{2} RT.$$

Cas particulier du GP diatomique :

$$H(T) = U(T) + nRT = \frac{5}{2} nRT + nRT = \frac{7}{2} nRT \quad \text{et} \quad H_m = \frac{7}{2} RT.$$

### IV-3. Enthalpie d'une phase condensée idéale

Le volume molaire ( ou massique ) pour une phase condensée est très petit par rapport au volume molaire ( ou massique ) d'un gaz. Il varie peu avec la température ou la pression.

Si, on décide de faire  $V \approx \text{cste}$  pour une phase condensée, on obtient alors:  $H \approx U$  et

$$dH \approx dU = m c dT$$

où l'on ne distingue plus  $c_p$  et  $c_v$  pour une phase condensée idéale (indilatable, incompressible).

**NOTATION:** les grandeurs avec un indice m sont des grandeurs molaires, par exemple  $U_m = U/n$  énergie interne molaire ,  $H_m = H/n$  enthalpie molaire (en J/mol), et les grandeurs u, h, s sont des grandeurs massiques, par exemple  $u = U/m$  (en J/kg).

En dehors de ces modèles (GP et phase condensée incompressible et indilatable), il n'existe pas d'expressions aussi simples. On utilise alors des bases des **tables thermodynamiques** (des tableaux à double entrée) ou **diagrammes thermodynamiques** .

### IV-4. Capacité thermique à pression constante

a) Définition

On considère une transformation infinitésimale (c'est à dire une transformation entre deux états d'équilibre infiniment proches) à pression constante durant laquelle la variation de température varie de  $dT$  et l'enthalpie varie de  $dH$ . La capacité thermique à volume constant  $C_p$  est définie par  $dH = C_p dT$  à pression constante (dérivée partielle :  $C_p = (\partial H / \partial T)_p$ )

$C_p$  se mesure en  $J.K^{-1}$  .

On peut aussi définir

– la capacité thermique molaire à pression constante  $C_{pm} = \frac{C_p}{n}$  en  $J.K^{-1}.mol^{-1}$  où n est le nombre de moles de corps pur contenues dans le système.

– la capacité thermique massique à pression constante  $c_p = \frac{C_p}{m}$  en  $J.K^{-1}.kg^{-1}$  où m est la masse de corps pur contenue dans le système.

Or  $m = n M$  d'où  $c_p = \frac{C_{pm}}{M}$  avec M masse molaire du corps pur considéré.

Ainsi,  $dH = C_p dT = n C_{pm} dT = m c_p dT$

Pour un gaz parfait monoatomique :  $H = \frac{5}{2} nRT$  d'où  $H_m = \frac{5}{2} RT$ ,

$$C_p = \frac{5}{2} R \text{ d'où } C_{pm} = \frac{5}{2} R.$$

À pression constante, la capacité thermique  $C_p$  dépend a priori de la température. Si on souhaite calculer la variation d'enthalpie entre un état initial de température  $T_1$  et un état final de température  $T_2$  de même pression que l'état initial :

$$\Delta H = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT$$

Dans la plupart des cas, on pourra considérer que  $C_p$  est indépendante de la température dans le domaine  $[T_1, T_2]$  d'où

$$\Delta H = C_p(T_2 - T_1) = C_p \Delta T = n C_{pm} \Delta T = m c_p \Delta T.$$

**b) Cas du gaz parfait. Relation de Mayer**

$$C_p = C_v + nR$$

$$C_{pm} - C_{vm} = R$$

$$c_p - c_v = R/M$$

On introduit le coefficient sans dimension  $\gamma = C_p / C_v = C_{pm} / C_{vm} = c_p / c_v$

On peut alors écrire :  $C_{vm} = \frac{R}{(\gamma - 1)}$   $C_{pm} = \frac{\gamma R}{(\gamma - 1)}$

Démonstration :  $C_{pm} - C_{vm} = R$  et  $\gamma = C_{pm} / C_{vm}$

d'où  $C_{pm} = \gamma C_{vm}$

$\gamma C_{vm} - C_{vm} = R$   $(\gamma - 1) C_{vm} = R$  d'où  $C_{vm} = R / (\gamma - 1)$

Or  $C_{pm} = \gamma C_{vm}$  d'où  $C_{pm} = \gamma R / (\gamma - 1)$

• Pour un GPM:  $C_{vm} = \frac{3}{2} R$ ,  $C_{pm} = \frac{5}{2} R$  et  $\gamma = \frac{5}{3}$

• Pour un GP diatomique aux températures usuelles:  $C_{vm} = \frac{5}{2} R$ ,  $C_{pm} = \frac{7}{2} R$  et  $\gamma = \frac{7}{5} = 1,4$ .

L'air étant essentiellement constitué de gaz diatomiques, on prendra en général  $\gamma_{air} = 1,4$

### c) Cas d'une phase condensée

Pour une phase condensée idéale,  $H = U$  et ne dépend que de la température. On a alors  $C_p = C_v = C$  avec  $C$  capacité thermique du système. On définit également  $C_m$  et  $c$  respectivement les capacités thermiques molaire et massique. On peut alors écrire  $\Delta H = \Delta U = C \Delta T = n C_m \Delta T = m c \Delta T$  si on peut considérer la capacité thermique constante sur l'intervalle de température considéré.

Ordre de grandeur : la capacité thermique massique de l'eau vaut  $c = 4,18 \cdot 10^3 \text{ J.K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ .

## V. TRANSFORMATION ADIABATIQUE

### V-1. Transformation adiabatique quelconque

$$Q = 0 \quad \text{d'où} \quad \Delta U = W$$

### V-2. Transformation adiabatique quasi-statique d'un gaz parfait

On suppose la transformation quasi-statique.  $T_{\text{transfo}} \gg \tau_p$  et  $T_{\text{transfo}} \gg \tau_T$  : la transformation évolue suffisamment lentement pour que la température et la pression soient définies tout au long de la transformation.

On suppose  $\gamma$  indépendant de la température et que seules les forces de pression travaillent.

Pour une étape intermédiaire entre deux états d'équilibres infiniment proches :  $dU = \delta W$   
La pression du gaz étant définie on peut écrire  $\delta W = -P dV$  ( $P_{\text{ext}} = P$ )

$$dU = -P dV$$

$$n C_{vm} dT = -P dV$$

$$n R / (\gamma - 1) dT = -P dV$$

$$n R dT / (\gamma - 1) = -P dV$$

$$n R dT = -(\gamma - 1)P dV$$

$$d(nRT) = -(\gamma - 1)P dV$$

$$d(PV) = -(\gamma - 1)P dV$$

$$P dV + V dP = -(\gamma - 1)P dV$$

$$P dV + V dP + \gamma P dV - P dV = 0$$

$$V dP + \gamma P dV = 0$$

$$dP/P + \gamma dV/V = 0 \quad (\text{en divisant par } PV)$$

$$d[\ln(PV^\gamma)] = 0$$

$$PV^\gamma = P_0 V_0^\gamma = C_1$$

On en déduit :

$$TV^{\gamma-1} = T_0 V_0^{\gamma-1} = C_2$$

$$P^{1-\gamma} T^\gamma = P_0^{1-\gamma} T_0^\gamma = C_3$$

Ce sont les relations de Laplace.



Ces relations ne sont valables :

- que pour un gaz parfait ou un mélange de gaz parfaits ;
- que si l'on suppose que  $\gamma$  ne dépend pas de la température ( $\gamma = 5/3$  pour un gaz monoatomique et  $7/5$  pour un gaz diatomique) ;
- que lors d'une transformation isentropique (adiabatique réversible).

On montre que :  $TV^{\gamma-1} = T_0V_0^{\gamma-1} = C_2$  et  $P^{1-\gamma}T^\gamma = P_0^{1-\gamma}T_0^\gamma = C_3$

démonstration :

$$PV^\gamma = Cte \text{ et } P = nRT/V$$

$$nRT/V \cdot V^\gamma = Cte \text{ d'où } TV^{\gamma-1} = Cte/nR = \text{Constante}$$

$$PV^\gamma = Cte \text{ et } V = nRT/P$$

$$P(nRT/P)^\gamma = Cte \quad P^{1-\gamma}T^\gamma = Cte/(nR)^\gamma = \text{Constante}$$

### V-3. Comparaison des pentes des isothermes et des adiabatiques quasi-statiques d'un GP dans le diagramme (P, V)

Isotherme :  $PV = P_0V_0$

$$P = \frac{P_0V_0}{V}$$

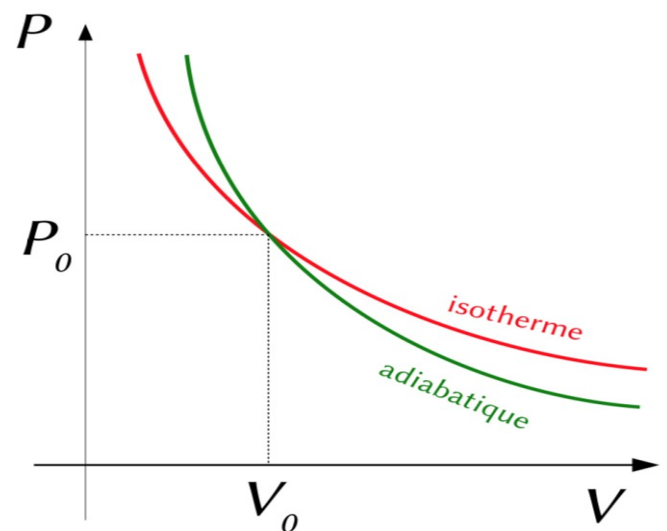
$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_i = -\frac{P_0V_0}{V^2} = -\frac{P}{V}$$

Adiabatique quasistatique :  $PV^\gamma = P_0V_0^\gamma$

$$P = \frac{P_0V_0^\gamma}{V^\gamma}$$

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_a = -\gamma \frac{P_0V_0^\gamma}{V^{\gamma+1}} = -\gamma \frac{P}{V}$$

$$\boxed{\left(\frac{dP}{dV}\right)_a = -\gamma \left(\frac{dP}{dV}\right)_i}$$



En un point donné, la pente de l'adiabatique est supérieure (en valeur absolue) à la pente de l'isotherme.

### V-4. Travail reçu par un GP au cours d'une transformation adiabatique

On suppose de plus,  $\gamma$  constant.

$$W = \Delta U = n C_{vm} \Delta T \text{ soit } W = \frac{nR}{(\gamma-1)} \cdot (T_2 - T_1) = \frac{(nRT_2 - nRT_1)}{(\gamma-1)}$$

$$W = (P_2V_2 - P_1V_1) / (\gamma - 1)$$

## VI. ENTHALPIE DE CHANGEMENT D'ETAT

Au cours d'un changement de phase (excepté au point critique) (ex : transition liquide → vapeur) le volume massique est discontinu ( $v_l \neq v_v$ ). D'autres grandeurs thermodynamiques subissent des discontinuités : l'énergie interne massique ( $u_l \neq u_v$ ) et l'enthalpie massique ( $h_l \neq h_v$ ). Les changements d'états s'opèrent souvent de manière monobare ( $P_{atm}$ ), l'enthalpie s'avère bien adaptée pour y décrire les échanges énergétiques.

Soit  $\Delta h_{1 \rightarrow 2}$  l'enthalpie massique de changement d'état de la phase (1) à la phase (2),

$$\Delta h_{1 \rightarrow 2}(T) = h_2(T) - h_1(T)$$

$h_1(T)$  enthalpie massique du corps pur dans la phase (1) à la température  $T$ , et à la pression d'équilibre  $P_{eq}(T)$

$h_2(T)$  enthalpie massique du corps pur dans la phase (2) à la température  $T$ , et à la pression d'équilibre  $P_{eq}(T)$

$\Delta h_{1 \rightarrow 2}$  ne dépend donc que de la température.

Compte-tenu de l'extensivité de l'enthalpie cela donne pour une masse  $m$  quelconque passe de la phase (1) à la phase (2),  $\Delta H = m h_2(T) - m h_1(T) = m \Delta h_{1 \rightarrow 2}(T)$

*Exemple : enthalpie massique de vaporisation*

$$\Delta h_{vap}(T) = h_v(T) - h_l(T)$$

$h_v(T)$  : enthalpie massique de la vapeur saturante à  $T$ ,  $P_{sat}(T)$ .

$h_l(T)$  : enthalpie massique du liquide saturant à  $T$ ,  $P_{sat}(T)$

L'enthalpie de changement d'état représente l'énergie thermique qu'il faut fournir au système pour qu'il passe de manière isotherme ( $T = T_0$ ), à la pression d'équilibre pour la température considérée  $P_{eq}(T_0)$ , de la phase (1) à la phase (2).

Exemples :

- enthalpie massique de vaporisation :

$$\Delta h_{vap} = h_v - h_l > 0 \text{ on fournit de la chaleur pour vaporiser un liquide.}$$

- enthalpie massique de liquéfaction :

$$\Delta h_{liq} = h_l - h_v = -\Delta h_{vap} < 0$$

- enthalpies massique de fusion et de solidification :

$$\Delta h_{fus} = h_l - h_s > 0 \text{ et } \Delta h_{sol} = -\Delta h_{fus} < 0.$$

- enthalpies massique de sublimation et de condensation :

$$\Delta h_{sub} = h_v - h_s > 0 \text{ et } \Delta h_{cond} = -\Delta h_{sub} < 0.$$

Remarque : on utilise pour l'enthalpie de changement d'état une autre notation et une autre dénomination : on note  $L$  la "chaleur latente de changement d'état".

Par exemple, la chaleur latente massique de vaporisation correspond à l'enthalpie massique de vaporisation :  $L_{\text{vap}} = \Delta h_{\text{vap}}$ .

Remarque : un changement d'état s'opère de manière isotherme, isobare (à la pression d'équilibre).

Pour l'eau  $L_{\text{vap}} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$  à  $100^\circ\text{C}$  sous 1 bar.

Pour faire passer 1 kg d'eau de  $20^\circ\text{C}$  à  $100^\circ\text{C}$ , il faut fournir  $mc_p(T_2 - T_1) = 1 \times 4,18 \cdot 10^3 \times 80 = 334 \text{ kJ}$ .

Pour la vaporiser ensuite à  $100^\circ\text{C}$  sous 1 bar il faut fournir  $L_{\text{vap}} = 2500 \text{ kJ}$  soit près de 7 fois plus d'énergie.

## VII. MESURES CALORIMETRIQUES

Elles visent à mesurer expérimentalement les valeurs des capacités thermiques ou des chaleurs latentes de changement d'état.

- Mesure de la capacité thermique de l'eau par effet Joule .
- Mesure de la capacité thermique d'un métal par la méthode des mélanges
- Mesure d'une enthalpie de réaction ...

# PLAN

## I. PREMIER PRINCIPE

### **I-1. Énergie d'un système**

### **I-2. Premier principe**

### **I-3. Premier principe appliqué à un système macroscopiquement au repos**

## II. BILAN ENERGETIQUE D'UNE TRANSFORMATION ISOCHORE

### **II-1. Transfert thermique $Q_v$**

### **II-2. Exemples**

## III. TRANSFORMATION ISOTHERME D'UN GAZ PARFAIT

## IV. TRANSFORMATION MONOBARE

### **IV-1. Calcul du transfert thermique $Q_p$ Pour une transformation monobare**

### **IV-2. Enthalpie d'un gaz parfait**

### **IV-3. Enthalpie d'une phase condensée idéale**

### **IV-4. Capacité thermique à pression constante**

## V. TRANSFORMATION ADIABATIQUE

### **V-1. Transformation adiabatique quelconque**

### **V-2. Transformation adiabatique quasi-statique d'un gaz parfait**

## VI. ENTHALPIE DE CHANGEMENT D'ETAT

## VII. MESURES CALORIMETRIQUES