

---

## CHAPITRE 4 : LE SECOND PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

---

### I. NECESSITE D'UN SECOND PRINCIPE

#### *I.1. Introduction*

Le premier principe qui énonce la conservation de l'énergie permet de faire un bilan d'énergie des systèmes, sans imposer de conditions sur les types d'échanges possibles. Ce bilan énergétique ne permet pas de prévoir le sens d'évolution des systèmes.

Le premier principe considère que toutes les transformations comme étant possibles. Donc, il nous faut un second principe qui va nous renseigner sur le sens d'évolution des systèmes, et précise les conditions d'équilibre de l'état thermodynamique des systèmes.

#### *I.2. Transformation spontanée*

##### Exemple1 :

Si on met en communication un ballon contenant un gaz avec un autre vide, le gaz occupera la totalité de volume offert, on ne voit jamais le gaz retourné spontanément dans le ballon ou il se trouvait en laissant l'autre vide.

##### Exemple2 :

Lors d'échange de chaleur entre un corps chaud et un corps froid, la chaleur passe de corps chaud au corps froid et ils finissent par être à la même température. Mais on ne voit jamais deux corps à la même température échange de la chaleur de telle sorte que l'un se chauffe et l'autre se refroidisse.

Le premier principe par son bilan n'exclut pas le transfert de la chaleur du froid vers le chaud (ce qui est impossible) et il n'explique pas l'irréversibilité de certaines transformations spontanées ou naturelles.

##### Conclusion :

La transformation naturelle ou spontanée est donc irréversible. Le retour à l'état initial n'est jamais possible spontanément même par un chemin différent.

Il faut donc introduire un deuxième principe, dit aussi principe d'évolution, déduit des faits expérimentaux, qui permettront de prévoir l'évolution des systèmes.

### I.3. Etat macroscopique et état microscopique

L'état macroscopique d'un système est défini par la donnée d'un jeu de variables macroscopiques ( $P, V, T, n \dots$ ) de ce système.

L'état microscopique d'un système est défini par la position, la vitesse, l'énergie à un instant donné de toutes les particules constituant le système.

L'état microscopique peut se modifier sans l'état macroscopique en soit modifier (dans un gaz les molécules changent continuellement de position, vitesse et énergie sans que la pression et la température varient).

Il existe en règle générale un très grand nombre d'état microscopique  $\omega$  pour un état macroscopique donné, au lieu de parler d'une multiplicité d'états microscopiques, on parle d'un désordre.

Si pour un état macroscopique donné on considère un certain nombre d'état microscopique  $\omega$ , Il existe une fonction  $S$  appelé entropie du système défini par la relation :  $S = k \cdot \ln \omega$

$k$  : constante de Boltzmen ( $k = R/N = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K)

Une augmentation d'entropie de système se manifeste par une augmentation de désordre.

**«On dira que l'entropie est une mesure de désordre du système »**

## II. ENONCE DE DEUXIEME PRINCIPE

Pour tout système thermodynamique fermé, il existe un variable d'état extensive, non conservative, appelé entropie  $S$ . Tout système thermodynamique subissant une transformation évolue vers un état d'équilibre. Cet état correspond à celui qui rend l'entropie  $S$  maximale ( $S$  est une mesure de désordre).

L'entropie  $S$  est une fonction d'état pouvant évoluer :

- Par suite d'échange de chaleur et /ou de matière avec le milieu extérieur.
- Par création au sein du système (à la suite de phénomène irréversible)

Lors de l'évolution élémentaire d'un système physique fermé, la variation de la fonction d'état entropie  $S$  du système est donnée par :

$$dS_{\text{sys}} = \delta S_e + \delta S_{\text{créé}}$$

- $\delta S_e$  : Variation d'entropie au cours des échanges du système avec l'extérieur

Elle donnée par  $\delta S_e = \frac{\delta Q_e}{T_e}$

Avec :

- $\delta Q_e$  : La chaleur élémentaire échangée algébriquement par le système
- $T_e$  : Température thermodynamique de la source de chaleur en contact avec le système à l'instant de l'évolution.
- $\delta S_{crée}$  : Variation d'entropie par création ; due aux transformations interne du système.

$$\delta S_{crée} \begin{cases} > 0 \text{ si la transformation est irréversible} \\ = 0 \text{ si la transformation est réversible} \end{cases}$$

Pour une transformation quelconque entre deux états d'équilibres :

$$\Delta S = S_2 - S_1 = S_e + S_{crée}$$

Cette création d'entropie traduit l'irréversibilité de la transformation.

- S est une fonction d'état
- $\Delta S$  ne dépend pas du chemin suivi.
  - $\Delta S_{cycle} = 0$
  - S est une grandeur extensive (additive).
  - l'unité de la grandeur Entropie est le Joule par Kelvin ( $J.K^{-1}$ ).
  - on peut voir l'entropie comme une mesure quantitative du désordre d'un système. Une évolution irréversible fera donc croître le désordre d'un système.

### Conséquences immédiates

#### 1) Système isolé

$$\delta Q_e = 0 \Rightarrow dS = dS_{crée}$$

- Si la transformation est réversible  $dS = 0$
- Si la transformation est irréversible  $dS > 0$

#### 2) Système fermé

- Transformation est réversible  $\delta S_{crée} = 0 \Rightarrow dS = dS_e$
- $$dS = \frac{\delta Q_{rév}}{T} \Rightarrow \Delta S = S_F - S_I = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q_{rév}}{T}$$

Si la température  $T = cte = T_{ext}$

$$\Delta S = \frac{Q_{rév}}{T}$$

- transformation est irréversible  $dS = \delta S_e + \delta S_{crée}$  avec  $\delta S_{crée} > 0$

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{irr}\acute{e}v}}{T} + \delta S_i$$

Si  $T = \text{cte}$

$$dS > \frac{Q_{\text{irr}\acute{e}v}}{T}$$

$$dS_{\text{r}\acute{e}v} = dS_{\text{irr}\acute{e}v} \text{ (S est une fonction d'état)} \Rightarrow \frac{\delta Q_{\text{r}\acute{e}v}}{T} = \frac{\delta Q_{\text{irr}\acute{e}v}}{T} + \delta S_i$$

$$\text{d'o\`u } \frac{\delta Q_{\text{r}\acute{e}v}}{T} > \frac{\delta Q_{\text{irr}\acute{e}v}}{T}$$

L'entropie de l'univers ne peut que croître au cours d'une transformation irréversible.

**CONCLUSION :  $\delta S_{\text{cr}\acute{e}e} \geq 0$**

### III. SOURCE DE CHALEUR OU THERMOSTAT

Pour certaines transformations, le milieu extérieur peut être considéré comme un thermostat. On dit aussi source de chaleur, c'est-à-dire un système à température constante.

On appelle thermostat ou source de chaleur, un dispositif qui évolue à Température constante quelque soit le système avec lequel il est mis en contact thermique. Il est capable d'échanger par conséquent de la chaleur sans que sa température varie.

Exemple : l'eau d'un lac, l'atmosphère d'un local....

$$S_{\text{thermostat}} = \frac{Q_{\text{échangée}}}{T_{\text{thermostat}}}$$

- **Système monotherme :** Le système échange avec une seule source de chaleur de température  $T_e$  une quantité de chaleur  $Q$
- **Système ditherme :** Le système échange avec deux sources de chaleurs (Source 1 de température  $T_1$ , et Source 2 de température  $T_2$ ) respectivement  $Q_1$  et  $Q_2$ .

### IV. IDENTITE THERMODYNAMIQUE

Pour un système simple fermé il y a deux variables thermodynamiques indépendantes à choisir parmi  $T, P, V, U, S, H \dots$

Toutes les fonctions thermodynamique peuvent s'exprimer en fonction des deux variables indépendantes, pour l'énergie interne les variables indépendantes sont S et V; c'est à dire  $U = U(S, V)$  et par conséquent :

$$dS_{\text{r}\acute{e}v} = dS_e = \frac{\delta Q}{T} \Rightarrow \delta Q = T \cdot dS_{\text{r}\acute{e}v} \text{ or } \delta W = -P \cdot dV$$

**dU = TdS - PdV** C'est la 1<sup>ère</sup> l'identité thermodynamique

On a de même pour un système fermé, l'enthalpie peut s'exprimer en fonction des deux variables d'état indépendantes par exemple S et P

On a  $H = U + PV$

$$\Rightarrow dH = dU + PdV + VdP$$

$$\Rightarrow dH = TdS - PdV + PdV + VdP$$

$$\Rightarrow dH = TdS + VdP$$

**D'où dH = TdS + VdP** C'est la 2<sup>ème</sup> identité thermodynamique

Cette identité est très importante, elle est valable pour une transformation infinitésimale réversible ou non réversible.

### Température thermodynamique

$$dU = TdS - P.dV = TdS = dU + PdV$$

$$D'où dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T}dV = \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_V dU + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_U dV$$

$$\Rightarrow \frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_V \quad \text{Pour un système fermé}$$

### Pression thermodynamique

$$dU = TdS - P.dV = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV$$

$$\text{Pour un système fermé } P = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S$$

## V. EXEMPLE DE CALCUL DE VARIATION D'ENTROPIE

Les transformations qu'on réalise sont irréversibles. Pour calculer  $\Delta S$ , on imagine un chemin réversible faisant passer du même état initial au même état final car  $\Delta S_{\text{irév}} = \Delta S_{\text{rév}}$

### V.1. Expression de la variation de l'entropie pour un gaz parfait

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rév}}}{T} = \frac{dU - \delta W}{T} = \frac{C_v dT + PdV}{T} = nC_v \frac{dT}{T} + nR \frac{dV}{V}$$

$$\text{Ce qui conduit après intégration à : } \Delta S = nC_v \ln \frac{T_f}{T_i} + nR \ln \frac{V_f}{V_i} \quad (1^{\text{ère}} \text{ forme})$$

Ou encore avec  $\frac{V_f}{V_i} = \frac{T_f P_i}{T_i P_f}$  et la relation de Mayer :  $C_p - C_v = R$

$$\Delta S = nC_p \ln \frac{T_f}{T_i} + nR \ln \frac{P_i}{P_f} \quad (2^{\text{ème}} \text{ forme})$$

Cette expression est valable quelque soit le type de transformation réversible ou irréversible

- Transformation isotherme :  $T_f = T_i \Rightarrow \Delta S = nR \ln \frac{V_f}{V_i}$
- Transformation isochore :  $V_f = V_i \Rightarrow \Delta S = nC_v \ln \frac{T_f}{T_i}$
- Transformation isobare :  $P_f = P_i \Rightarrow \Delta S = nC_p \ln \frac{T_f}{T_i}$

**Exemple**

**Énoncé :**

1) On chauffe une mole d'oxygène de 20°C à 100°C à volume constant. Calculer  $\Delta S$  ( $C_v=20,9\text{J/K.mol}$ )

$$\Delta S = C_v \cdot \ln \left( \frac{T_f}{T_i} \right) = 5,10 \text{ J/K}$$

2) On chauffe un litre d'eau liquide de 20°C à 100°C en le mettant en contact avec le milieu extérieur à 100°C. Calculer  $\Delta S$ ,  $\Delta S_e$  et  $\Delta S_i$ .

**Réponse :**

1)  $\Delta S = C_v \cdot \ln \left( \frac{T_f}{T_i} \right) = 5,10 \text{ J/K}$

2)  $\Delta S = \left( 1000 \cdot 4,18 \cdot 18 / 18 \right) \ln \frac{373}{298} = 1010 \text{ J/K}$

$$\Delta S_e = \frac{Q}{T_{\text{ext}}} = 1000 \cdot 4,18 \cdot \frac{(100 - 20)}{373} = 897 \text{ J/K}$$

$$\Delta S_{\text{créé}} = \Delta S - \Delta S_e = 113 \text{ J/K}$$

**V.2. Transformation réversible adiabatique d'un gaz parfait**

L'hypothèse d'une transformation adiabatique impose :  $\delta Q = 0$  d'où  $\delta S_e = \frac{\delta Q}{T} = 0$ .

La transformation est réversible :  $\delta S_i = 0 \Rightarrow dS = 0$

On en déduit qu'une transformation adiabatique et réversible **est isentropique**.

Remarque : Une transformation isentropique sera donc toujours adiabatique.

Cette propriété permet également de retrouver de façon élégante la loi de Laplace :

$$\Delta S = nC_v \cdot \ln \frac{T_f}{T_i} + nR \cdot \ln \frac{V_f}{V_i} = 0 \quad \text{d'où} \quad \left( \frac{T_f}{T_i} \right) = \left( \frac{V_i}{V_f} \right)^{\gamma-1}$$

On retrouve la relation de Laplace  $TV^{(\gamma-1)} = \text{cte}$

**V.3. Changement d'état isobare d'un corps pur**

Les changements d'état s'effectuent à  $T=\text{constante}$ , la chaleur latente de changement d'état,

$L_{fus}$ ,  $L_{vap}$  et  $L_{sub}$

$$D'où \Delta S_{fus} = \frac{L_{fus}}{T_{fus}} ; \Delta S_{vap} = \frac{L_{vap}}{T_{vap}} ; \Delta S_{sub} = \frac{L_{sub}}{T_{sub}}$$

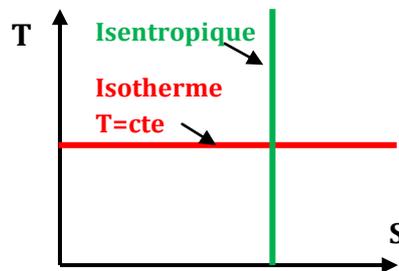
A  $T = cte$ , l'entropie molaire d'un corps pur donné augmente quand on passe de l'état solide à l'état liquide, puis à l'état gazeux.

#### V.4. Diagramme entropique (T, S)

Dans le diagramme entropique, on représente les propriétés du fluide en portant en abscisse l'entropie S et en ordonnée la température T.

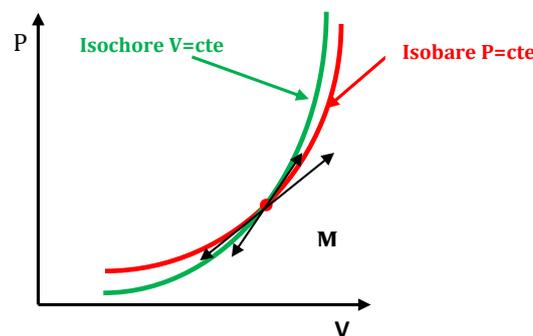
##### a) Représentation des isothermes et isentropiques (adiabatique réversible)

Dans un digramme entropique (T,S) les isothermes sont des droites horizontales et les isentropiques sont des droites verticales



- Les isothermes se déduisent les unes des autres par des translations // à l'axe des abscisses
- Les isentropiques se déduisent les unes des autres par des translations // à l'axe des ordonnées

##### b) Représentation des isobares et isochore sur le diagramme (T, S)



- Transformation isobare réversible  $\delta Q_{rév} = C_p dT$  et  $dS = \delta Q_{rév}/T$

Après intégration  $S = C_p \ln T + cte$  d'où  $T = Ke^{\frac{S}{C_p}}$

- Transformation isochore réversible  $\delta Q_{\text{rév}} = C_v dT$  et  $dS = \delta Q_{\text{rév}}/T$

Après intégration  $S = C_v \ln T + \text{cte}$  d'où  $T = K' e^{\frac{S}{C_v}}$

Les transformations isobares et isochores réversibles sont représentées dans le diagramme entropique (T, S) par *des exponentielles*.

La pente de tangente à l'isochore  $\left(\frac{dT}{dS}\right)_v = \frac{T}{C_p}$  et la de tangente à l'isobare  $\left(\frac{dT}{dS}\right)_p = \frac{T}{C_v} e$

Or  $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$

D'où  $\left(\frac{dT}{dS}\right)_v = \gamma \left(\frac{dT}{dS}\right)_p$

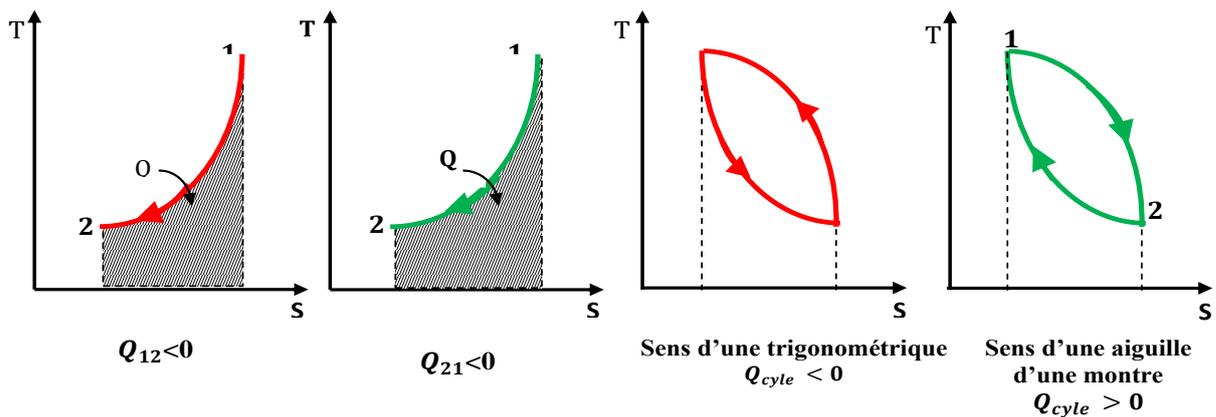
Donc on conclure que la tangente à l'isochore est toujours supérieure à la tangente à l'isobare en ce point M.

c) Représentation de la quantité de chaleur échangée

Pour une transformation infinitésimale la chaleur échangée  $\delta Q_{\text{rév}} = T dS$

Pour une transformation finie entre 1 et 2  $|Q_{\text{rév}}| = \left| \int_{T_1}^{T_2} T dS \right|$  = air hachuré sur la courbe

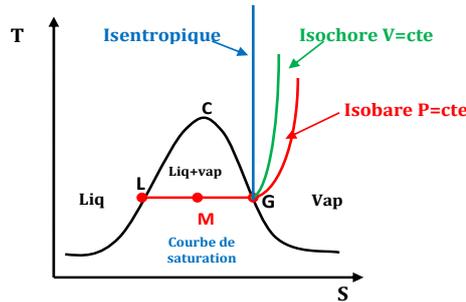
- $Q_{\text{rév}} < 0$  si l'entropie S diminue
- $Q_{\text{rév}} > 0$  si l'entropie S augmente



Pour le cas d'un cycle :  $Q_{\text{cycle}} = \text{air de cycle}$

- $Q_{\text{cycle}} > 0$  si le cycle est parcouru dans le sens horaire
- $Q_{\text{cycle}} < 0$  si le cycle est parcouru dans le sens trigonométrique

d) Cas d'un fluide diphasique (cas de vapeur d'eau)



Dans le cas d'un fluide diphasique les isobares sont des isothermes, représentées par des droites horizontales

## VI. APPLICATIONS POUR UN GAZ PARFAIT

### VI.1. Détente de joule et Gay-Lussac

Calculons la variation d'entropie  $\Delta S$  :

➤ Bilan énergétique :  $dU = W + Q$  avec  $W = 0$  car le récipient est rigide et  $Q = 0$  car les parois sont adiabatiques.

$$\Delta U = 0$$

Comme l'énergie interne est constante, il n'y a pas de

➤ Bilan entropique :  $\Delta S = \Delta S_e + \Delta S_i = \Delta S_i > 0$  car la transformation est adiabatique.

Calcul de  $\Delta S$  : Imaginons une évolution réversible entre l'état initial et l'état final.

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \text{ ou } dU = 0 \text{ donc } \delta Q_{\text{rév}} = -\delta W = P \cdot dV$$

$$dS = \frac{P \cdot dV}{T} = \frac{nR dV}{V} \text{ ou } \Delta S = nR \ln \frac{V_f}{V_i}$$

La détente de Joule & Gay-Lussac s'accompagne d'une augmentation d'entropie :

$$\Delta S > 0 \text{ car } V_f > V_i.$$

Dans une situation où le volume doublerait, on aurait :  $\Delta S = nR \ln 2$

### VI.2. Mélange de deux gaz parfaits

Nous allons calculer ce que l'on appelle *une entropie de mélange*.

Calculons la variation d'entropie  $\Delta S$

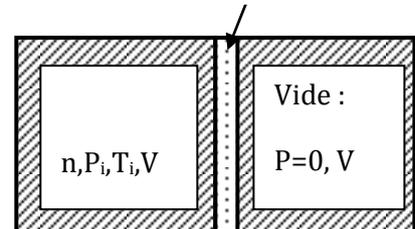
➤ Bilan énergétique :

$$\Delta U = 0 = \Delta U_1 + \Delta U_2$$

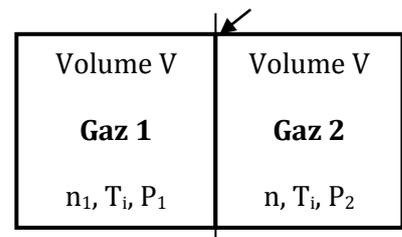
$$\text{Avec } \Delta U_1 = nC_v(T_f - T_i) = \frac{5}{2}nR(T_f - T_i)$$

$$\text{Et } T_f = T_i \text{ pour que } \Delta U = 0$$

Enceinte adiabatique et rigide



Paroi rigide et adiabatique



➤ Bilan entropique :  $\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 > 0$  car l'évolution est irréversible.

Calculons  $\Delta S_1$  le long d'un chemin réversible entre l'état initial (V) et l'état final (2 V).

$$\Delta S_1 = \frac{Q}{T} = \frac{-W}{T} \quad \text{puisque } \Delta U_1 = 0 \Rightarrow Q_1 = -W_1$$

Exprimons le travail  $W_1$  :

$$W_1 = -nRT \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{V} = -nRT \ln \frac{V_f}{V_i} \Rightarrow \Delta S_1 = nR \ln 2$$

Pour  $\Delta S_2$ , le calcul est le même :  $\Delta S_2 = nR \ln 2$

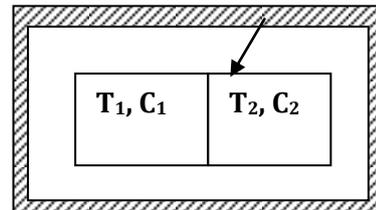
$$\mathbf{D'o\grave{u} \Delta S = 2nR \ln 2}$$

### VI.3. Contact de deux solides de températures différentes

On se propose de calculer la variation d'entropie associée à la transformation irréversible suivante :

Enceinte adiabatique

Imaginant deux corps solides initialement à deux températures différentes  $T_1$  et  $T_2$  et de capacité thermique respectivement  $C_1$  et  $C_2$ , que l'on met en contact dans une enceinte adiabatique indéformable. Réalisons un bilan entropique d'une telle transformation



A l'état final, on doit aboutir à l'équilibre thermique traduit par :  $T_2 = T_1 = T_f$ .

Le système étant isolé :

$$\Rightarrow t_f = \frac{C_1 t_1 + C_2 t_2}{C_1 + C_2}$$

- $\Delta U = 0 = \Delta U_1 + \Delta U_2$
- $\Delta S = \Delta S_i \geq 0$  avec  $\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2$

$$D'o\grave{u} \Delta S_1 = \int_{T_1}^{T_f} \frac{\delta Q_1}{T} = C_1 \ln \frac{T_f}{T_1} \quad \text{et} \quad \Delta S_2 = \int_{T_2}^{T_f} \frac{\delta Q_2}{T} = C_2 \ln \frac{T_f}{T_2}$$

$$\Delta S = C_1 \ln \frac{T_f}{T_1} + C_2 \ln \frac{T_f}{T_2} > 0$$

Si  $C_1 = C_2$ , alors les expressions de la température finale et de la variation d'entropie se simplifient en :

$$T_f = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad \text{et} \quad \Delta S = C \cdot \ln \frac{(T_1 + T_2)^2}{4T_1 T_2}$$

Remarque : Le second principe permet de déterminer dans quel sens se fait l'échange thermique, en effet :

On a d'après le premier principe :  $\delta Q_1 + \delta Q_2 = 0$  soit  $\delta Q_1 = -\delta Q_2$

On peut écrire  $dS = dS_{1r\acute{e}v} + dS_{2r\acute{e}v} = \frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q_2}{T_2} > 0$  soit  $\delta Q_1 \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) > 0$

Ceci entraine : Si  $T_1 < T_2$  alors  $\delta Q_1 > 0 \Rightarrow$  le corps froid 1 se réchauffe.

Si  $T_1 > T_2$  alors  $\delta Q_1 < 0 \Rightarrow$  le corps froid 2 se réchauffe.

Le second principe permet donc bien de prévoir le sens d'évolution de cette transformation irréversible

### VII. Bilans associés aux transformations classiques

Les expressions générales de  $dU$ ,  $\delta W$ ,  $\delta Q$  et  $dH$  pour les différentes transformations sont rassemblées dans le tableau suivant :

| Expressions générales                                | isotherme<br>$T=cte$           | Isobare<br>$P=cte$                            | Isochore<br>$V=cte$                     | adiabatique                             |
|--|--------------------------------|---|---|---|
| $dU = \delta W + \delta Q$<br>$dU = -pdV + \delta Q$ | $dU = 0$                       | $dU = -pdV + \frac{n\gamma R}{\gamma - 1} dT$ | $dU = \frac{nR}{\gamma - 1} dV$         | $dU = \frac{nR}{\gamma - 1} dV$         |
| $\delta W = -pdV$                                    | $\delta W = -\frac{nRT}{V} dV$ | $\delta W = -pdV$                             | $\delta W = 0$                          | $\delta W = \frac{nR}{\gamma - 1} dT$   |
| $\delta Q = \frac{nR}{\gamma - 1} dT + pdV$          | $\delta Q = \frac{nRT}{V} dV$  | $\delta Q = n \frac{\gamma R}{\gamma - 1} dV$ | $\delta Q = \frac{nR}{\gamma - 1} dV$   | $\delta Q = 0$                          |
| $dH = n \frac{\gamma R}{\gamma - 1} dT$              | $dH = 0$                       | $dH = n \frac{\gamma R}{\gamma - 1} dT$       | $dH = n \frac{\gamma R}{\gamma - 1} dT$ | $dH = n \frac{\gamma R}{\gamma - 1} dT$ |
| $dS = nC_v \frac{dT}{T} + nR \frac{dV}{V}$           | $dS = nR \frac{dV}{V}$         | $dS = nC_p \frac{dT}{T}$                      | $dS = nC_v \frac{dT}{T}$                | $dS = 0$                                |

## VIII. EXERCICES D'APPLICATION

### Exercice N°1

#### Enoncé :

On considère la dilatation d'une mole de gaz parfait, du volume  $V_0$  au volume double  $2V_0$ .

Calculer le travail et la chaleur mis en jeu ainsi que la variation d'entropie en fonction de la température initiale  $T_0$  du gaz et du rapport  $\gamma$  des chaleurs spécifiques à pression et volume constants.

- a) Dans une transformation isobare réversible ;
- b) Dans une transformation isotherme réversible ;
- c) Dans une transformation adiabatique réversible.

#### Solution:

La détermination du travail  $W$ ,  $Q$  et  $\Delta S = f(T_0, C_p, C_v, \gamma)$

- a) transformation isobare réversible  $P = \text{cst} = P_0$

- $W_{12} = - \int_{V_1}^{V_2} P_{\text{ext}} \cdot dV = -P_0(V_1 - V_0) = -P_0(2V_0 - V_0) = -P_0V_0 = -RT_0$
- $Q_{12} = \int_{T_1}^{T_2} C_p \cdot dT = C_p(T_1 - T_0)$

Or  $P_0V_0 = RT_0$  et  $P_1V_1 = P_02V_0 = RT_1$  d'où  $T_1 = 2T_0$

$$Q_{12} = C_p T_0 = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \frac{P_0 V_0}{R} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_0 V_0$$

- $dS = \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T} = C_p \frac{dT}{T}$

$$\Delta S = \int_{T_0}^{T_1} C_p \frac{dT}{T} = C_p \cdot \text{Ln} \frac{2T_0}{T_0} = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \cdot \text{Ln} 2$$

- b) Transformation isotherme réversible

$T = T_0 = \text{cte}$  et  $\Delta U = W + Q = 0$

- $W = - \int_{V_0}^{2V_0} P_{\text{ext}} \cdot dV = - \int_{V_0}^{2V_0} \frac{nRT}{V} dV = -RT_0 \cdot \text{Ln} \frac{2V_0}{V_0} = -RT_0 \text{Ln} 2$
- $Q = -W = nT_0 \text{Ln} 2$
- $\Delta S = \frac{Q_{\text{rev}}}{T_0} = R \cdot \text{Ln} 2$

- c) Transformation adiabatique réversible

- $Q = 0$
- $\Delta U = W = C_v(T_1 - T_0)$

D'après la loi de Laplace  $P_1(2V_0)^\gamma = P_0V_0^\gamma \Rightarrow P_1 = P_0 \cdot 2^\gamma$

$$T_1(2V_0)^{\gamma-1} = T_0V_0^{\gamma-1} \Rightarrow T_1 = T_0 \cdot 2^{\gamma-1}$$

$$W = \frac{R}{\gamma - 1} T_0 (2^{\gamma-1} - 1)$$

- o  $\Delta S = 0$  ( transformation adiabatique

Exercice N°2

Enoncé :

1 kg de glace pris à -10 °C est mis en contact avec un milieu extérieur à 25°C. On s'intéresse à la transformation thermodynamique subie par le bloc de glace lorsque celui-ci atteint la température du milieu extérieur.

- 1) Quelle est la quantité de chaleur  $Q_e$  échangée de la masse d'eau avec l'extérieur ?
- 2) Calculer la variation d'entropie de la masse d'eau.
- 3) Calculer l'entropie échangée  $S_e$  et en déduire  $S_{crée}$  au cours de transformation.

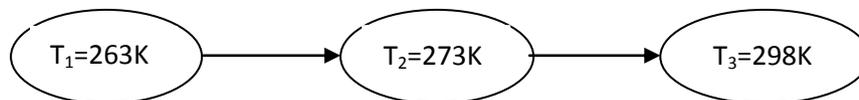
La transformation est-elle réversible ou irréversible ?

On donne :

$$C_{p_{glace}} \text{ (glace)} = 2090 \text{ J/kg } ^\circ\text{K} ; C_{p_{eau}} \text{ (liquide)} = 4180 \text{ J/kg } ^\circ\text{K}$$

$$L_f \text{ (chaleur latente de fusion de la glace à } 273 \text{ } ^\circ\text{C)} = 333 \text{ KJ/kg}$$

Solution :



- 1) La quantité de chaleur échangée

$$Q_{échangée} = [mCp_g(T_2 - T_1) + mL_f + mCp_e(T_3 - T_2)] = 45,48 \cdot 10^4 \text{ J}$$

$$2) \Delta S_{eau} = \int_{T_1}^{T_2} mCp_g \frac{dT}{T} + m \frac{L_f}{T_2} + \int_{T_2}^{T_3} mCp_e \frac{dT}{T}$$

$$\Delta S_{eau} = mCp_g \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + m \frac{L_f}{T_2} + mCp_e \ln\left(\frac{T_3}{T_2}\right) = 1664 \text{ J / K}$$

- 3) Calcul de l'entropie échangé  $S_{échangée}$

$$S_{échangée} = \frac{Q_{échangée}}{T_3} = 1538 \text{ J / K}$$

$$L'entropie créée  $S_{crée} = \Delta S_{eau} - S_{échangée} = 1664 - 1538 = 126 \text{ J / K}$$$

$S_{crée} > 0$  : La transformation est irréversible