Physique : S2

Partie 2 : Thermodynamique

I. Système thermodynamique :

Née au XIX^{ème} siècle, la thermodynamique est une science qui étudie les propriétés de la matière à l'échelle macroscopique. De sa création sont apparus de nombreuses applications : moteur, centrale thermique, climatisation, machine frigorifique…

1. Les états de la matière :

La matière existe, sur Terre, principalement sous trois états bien connus : solide, liquide et gaz. Ces états, ou phases, ont des propriétés particulières :

- Un solide a une forme et un volume propre.
- Un liquide n'a pas de forme propre mais il a un volume propre.
- Un gaz n'a ni forme, ni volume propre.

Les phases solide et liquide sont nommées phases condensées car leurs masses volumiques sont du même ordre de grandeur et sont environ 1000 fois supérieures à celles des gaz : 1,0 kg/L pour l'eau contre 1,3 g/L pour l'air. Les phases liquide et gazeuse sont nommées phases fluides car elles peuvent s'écouler.

2. Du microscopique au macroscopique :

Décrire une mole de matière, c'est décrire 10^{23} particules en interaction ! Nous ne savons pas, en physique classique, résoudre analytiquement le problème à trois corps (Soleil + 2 planètes), une résolution exacte d'un problème à une mole de matière est donc inenvisageable. Les simulations les plus performantes traitent 10^{12} molécules. Stocker la position et la vitesse d'une molécule en simple précision (32 bits) demande 6x32/8 = 24 octects. Pour stocker la position de 10^{10} particules, soit 2.10^{-14} moles ou 5.10^{-11} L de gaz, il faut 1To !

Les particules sont en mouvement constant, même si, à l'échelle macroscopique elles semblent immobiles. On parle d'agitation thermique, ce qui renvoi au caractère désordonné du mouvement des particules. Plus la température est importante, plus l'agitation thermique est

importante elle aussi. D'ailleurs, quand il n'y a plus d'agitation thermique et que les particules sont immobiles, on parle de zéro absolu : c'est le 0 K. (-273,15°C) (Cette température n'est jamais atteinte même si on s'en rapproche asymptotiquement. La température la plus basse atteinte en laboratoire est de l'ordre de 10^{-11}K)

Imaginons un système simple : un cylindre remplit de billes et fermé par un piston pouvant se déplacer, et enregistrons les mouvements du piston. S'il y a peu de billes, le mouvement va se faire par à-coups, mais si le nombre de billes est très important, le nombre de chocs se faisant chaque instant est, en moyenne, le même quel que soit l'instant. On ne pourra plus mesurer la force de chaque particule, mais une force moyenne : c'est ce que l'on nomme la pression. En thermodynamique, plutôt que de mesurer la force qu'exerce chaque bille sur la paroi, il convient de s'intéresser à la pression.

Définition 1 : Pression

Lorsqu'un fluide est en contact avec une paroi, il exerce une force sur la paroi. Plus la paroi est grande, plus la force est grande, et on nomme pression le coefficient de proportionnalité entre force et surface. La relation mathématique est :

$$d\vec{F} = P\, d\vec{s}$$

L'élément de surface $d\vec{s}$ est orthogonal à la paroi et est dirigé vers l'extérieur.

La pression s'exprime en Pascal (Pa), tel que : 1 Pa = 1 N.m^{-2}

Nous venons de voir que les chocs contre la paroi peuvent ne plus être étudiés individuellement, mais globalement, à l'aide de la grandeur nommée pression. Il en est de même pour les vitesses des particules, qui, plutôt que d'être étudiées individuellement, peuvent être étudiées de manière globale grâce à la température.

Définition 2 : Température

La température T est une grandeur qui mesure l'énergie cinétique du mouvement d'agitation thermique des particules microscopique. Dans un gaz monoatomique, l'énergie cinétique moyenne vaut :

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2}\, k_B T$$

Où $k_B = 1{,}38.10^{-23} J.K^{-1}$ est la constante de Boltzmann, et T, la température en Kelvin.

Attention : il ne faut pas confondre chaleur et température. (vidéo)

Nous venons de voir que considérer la pression plutôt que l'ensemble des chocs contre la paroi pouvait simplifier notre problème. Il existe d'autres grandeurs importantes, nommées variables d'état, qui permettent de décrire l'état du système. Dans le cas de notre problème, les paramètres importants à considérer sont :

- La pression
- La température
- Le volume
- La quantité de matière (ou masse)

Il existe deux grandes catégories de variables d'état :

- Les variables d'état **extensives**, qui dépendent de la taille du système. C'est le cas pour le volume ou la quantité de matière : si on double la taille du système, alors ces variables auront aussi doublées.
- Les variables d'état **intensives**, qui ne dépendent pas de la taille du système. C'est le cas pour la température ou la pression : si on double la taille de notre système, ces paramètres restent inchangés.

Dans la suite, nous étudierons des systèmes thermodynamiques, c'est-à-dire, des systèmes constitués d'un très grand nombre de particules. Il en existe plusieurs types :

- Le système **ouvert** : il échange de la matière et de l'énergie avec le milieu extérieur.
- Le système **fermé** : il n'échange pas de matière avec le milieu extérieur.
- Le système **isolé** : il n'échange ni matière ni énergie avec l'extérieur.

4. L'équilibre thermodynamique :

Un système thermodynamique est dit à l'équilibre si ces variables d'états sont toutes définies et constantes dans le temps. Cela implique qu'il soit à l'équilibre mécanique (pas de mouvement macroscopique) et thermique (pas d'échange de chaleur). Dans la suite, nous étudierons un modèle simplifié de gaz : le gaz parfait. Dans ce modèle on suppose que les particules n'interagissent pas entre elles. Il existe alors une équation, nommée équation d'état, qui relie les différentes variables d'état du système :

$PV = nRT$ *avec*

- P *la pression en Pa*
- T *la température en K*
- V *le volume en* m^3
- n *la quantité de matière en mol*
- R est la constante des gaz parfaits (R = $8{,}314 J.K^{-1}mol^{-1}$)

5. L'énergie interne :

L'énergie interne U d'un système thermodynamique est la valeur moyenne de l'énergie totale des particules microscopiques composant le système. Elle s'exprime en Joule (J). C'est une fonction d'état, c'est-à-dire qu'elle dépend des variables d'états du système :

$$U = U(P, T, V, n)$$

Nous la noterons simplement U par soucis de lecture, mais nous n'oublierons pas que c'est une fonction d'état. On nomme capacité thermique à volume constant la grandeur C_v telle que la variation dU de l'énergie interne du système lorsque la température varie de dT est :

$$dU = C_v(T).dT$$

Elle s'exprime en $J.K^{-1}$.

Dans le cadre de notre cours, nous considèrerons que $C_v(T)$ ne dépend pas de la température. Nous pouvons donc écrire :

$$\Delta U = C_v.\Delta T$$

Pour les phases condensées, on utilise souvent des grandeurs analogues, la capacité thermique à volume constant massique c_v, en $J.K^{-1}\,kg^{-1}$ et l'énergie interne massique u en $J.kg^{-1}$. On a alors :

$$C_v = m.c_v$$

Exemple 1 : Chauffer de l'eau

On veut chauffer 150 kg d'eau arrivant dans un chauffe-eau, initialement à 10°C, jusqu'à une température de 60°C. La capacité thermique à volume constant massique de l'eau est de $c_v = 4{,}2$ $kJ.kg^{-1}.K^{-1}$.

On applique la formule :

$$dU = m.c_v.dT$$

$$\int_{Ui}^{Uf} dU = m.c_v.\int_{Ti}^{Tf} dT$$

$$\Delta U = m.c_v.\Delta T = 150 \times 4{,}2 \times 50 = 31\,500\ kJ$$

Pour donner un élément de comparaison, cela représente 8,75 kWh (une unité d'énergie utilisée pour l'électricité). Le tarif actuel du kWh est d'environ 0,25€. Cela représente un coût total de 2,18€.

II. Transformations thermodynamiques :

1. Définitions :

Une transformation thermodynamique est un processus qui fait passer le système d'un état initial d'équilibre à un état final d'équilibre. Ce processus peut être réversible ou irréversible, en voici deux exemples :

Dans ce premier exemple, on considère une enceinte contenant un gaz séparé de l'extérieur par un piston, qui peut se déplacer sans frottement. A partir de l'instant t_1, on pousse très lentement le piston afin de compresser le gaz. Le gaz est, à tout moment, en équilibre avec l'extérieur. On arrête de pousser à t_2, et le gaz atteint l'état d'équilibre finale. On pourrait réaliser cette transformation dans le sens contraire, en relâchant très doucement le piston. Cette transformation est dite de réversible.

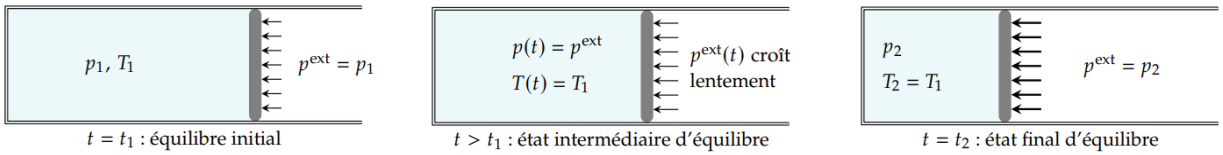


Figure 1 : transformation réversible (source : femto-physique.fr)

Dans ce deuxième exemple, on considère une enceintre contenant un gaz séparé de l'extérieur par un piston qui peut se déplacer sans frottement. On lâche sur le piston une masse m : le système va atteindre un état hors équilibre, où la pression va devoir se réajuster, jusqu'à atteindre l'état d'équilibre final. Si on enlève la masse, on ne reviendra pas à l'état initiale, car une partie de l'énergie mécanique se sera convertie en chaleur. Cette transformation est dite irréversible.

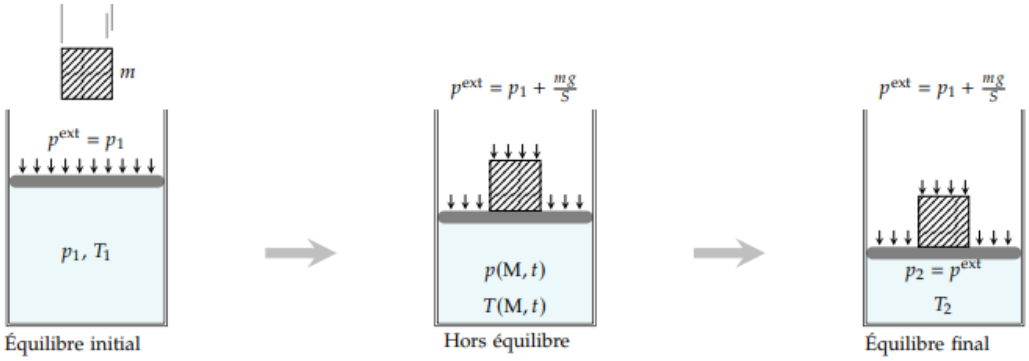


Figure 2 : transformation irréversible (source : femto-physique.fr)

Outre ces deux grandes catégories de transformations, il existe en thermodynamique une nomenclature précise pour certaines transformations particulières :

- Monobare si P_{ext} = cte
- Monotherme si T_{ext} = cte
- Isobare si P = cte
- Isochore V = cte
- Isotherme T = cte

2. Travail macroscopique :

Les échanges d'énergie entre un système et le milieu extérieur peuvent être de nature macroscopique. Ce type d'échange d'énergie se nomme travail, on le note W et il s'exprime en Joule (J). Par convention, un travail est compté positivement si le système reçoit de l'énergie et négativement s'il en perd.

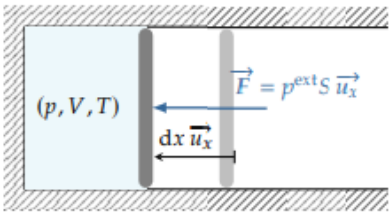


Figure 3 : travail d'une force (source : femto-physique.fr)

Revenons à notre exemple initial. Si on pousse le piston en exerçant sur ce dernier une force, sur une distance dx, alors le volume varie de dV= Sdx et le travail vaut :

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} P_{ext}\, dV$$

Le signe – contenu dans la formule traduit le fait que l'on calcule l'énergie reçue par le système, or si le volume de gaz diminue (dV<0), le travail est bien positif.

3. Transfert thermique :

Les transferts thermiques ou échanges de chaleur se déroulent à un niveau microscopique, de trois façons différentes : (Vidéo)

- La **convection** : c'est le transfert thermique associé au mouvement d'un fluide (Ex : chauffage soufflant)
- La **conduction** : c'est le transfert thermique sans déplacement de matière. Il est dû à une différence de température entre deux endroits d'un même objet. (Ex : une barre en métal chauffé) (Petit détour sur les « températures ressenties » utilisée en météo : video)
- Le **rayonnement** : c'est le transfert thermique par onde électromagnétique

Le transfert thermique est noté Q et s'exprime en Joule (J). Une transformation où aucun échange de chaleur ne s'opère se nomme transformation adiabatique. (Q=0) Une transformation peut être considérée comme adiabatique quand elle est très rapide, c'est-à-dire que l'équilibre mécanique peut se réaliser bien plus rapidement que l'équilibre thermique. Aucune transformation n'est parfaitement adiabatique dans le monde réel : l'équilibre thermique est toujours atteint.

4. Premier principe de la thermodynamique :

Le premier principe de la thermodynamique exprime la conservation de l'énergie. Dans le cadre de ce cours, nous ne considérons que le cas où l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système ne varient pas. L'énergie interne du système ne peut donc varier que de deux manières : par le travail ou le transfert thermique. En termes mathématiques, nous écrirons :

$$\Delta U = Q + W$$

Notons que :

- Le terme ΔU signifie une différence d'énergie interne entre deux instants différents : l'état initial et l'état final, peu importe la façon de passer de l'état initial à l'état final.
- Les termes W et Q sont des grandeurs algébriques, positives si elles sont reçues
- Les termes W et Q dépendent de la façon dont s'opère la transformation thermodynamique, comme nous le verrons juste après : pas de « Δ » devant le W ou le Q !
- Si l'état initial et l'état final sont identiques $\Delta U = 0$. On parle de « cycle ».

5. L'enthalpie :

On nomme enthalpie la fonction d'état :

$$H = U + PV$$

Elle est construite à partir de l'énergie interne et se mesure en Joule. (J)

De manière analogue à la capacité thermique à volume constant découlant de l'énergie interne, il découle de l'enthalpie une capacité thermique à pression constante :

$$dH = C_p . dT$$

Elle s'exprime en $J.K^{-1}$.

Pour les phases condensées, on utilise souvent des grandeurs analogues, la capacité thermique à pression constante massique c_p, en $J.K^{-1}\,kg^{-1}$. De manière similaire l'enthalpie spécifique h est définie comme l'enthalpie par unité de masse et est mesurée en $J.K^{-1}kg^{-1}$.

Exemple 2 : Changement d'état

On chauffe 1,0 g de glace pris à la température $T_1 = 250$ K, sous pression extérieure constante, pour le transformer en eau à la température $T_2 = 300$ K. On souhaite calculer la variation d'enthalpie ΔH. On dispose des informations suivantes :

- La capacité thermique massique de la glace $c_g = 2{,}1$ kJ.kg^{-1}.K^{-1}
- La capacité thermique massique de l'eau $c_e = 4{,}2$ kJ.kg^{-1}.K^{-1}
- Enthalpie massique de fusion de la glace à 273 K $h_{fusion} = 335$ kJ.kg^{-1}

Modélisons la transformation par une suite d'étape :

- Passage de 1,0g de glace de la température $T_1 = 250$ K à $T_{fusion} = 273$ K (ΔH_1)
- Changement d'état de la glace en eau liquide à température constante (ΔH_2)
- Passage de 1,0g d'eau de la température $T_{fusion} = 273$ K à $T_2 = 300$ K (ΔH_3)

Cela nous donne :

$$\Delta H_1 = m.c_g.(T_{fusion} - T_1)$$

$$\Delta H_2 = m.h_{fusion}$$

$$\Delta H_3 = m.c_e.(T_2 - T_{fusion})$$

La variation totale d'enthalpie vaut :

$$\Delta H = \Delta H_1 + \Delta H_2 + \Delta H_3 = 496{,}7 \text{ J}$$

6. Cas particuliers pour le travail et le transfert thermique :

a. Transformation isochore :

Dans le cas d'une transformation isochore, dV = 0, le travail va s'écrire :

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} \mathrm{P_{ext}}\ dV = 0$$

Le transfert thermique va quant à lui s'écrire : $Q = \Delta U$

b. Transformation monobare :

Dans le cas d'une transformation monobare $\mathrm{P_{ext}} = \mathrm{P_0}$ où $\mathrm{P_0}$ est une constante, le travail va s'écrire :

$$W = -\int_{V_i}^{V_f} \mathrm{P_{ext}}\ dV = -\mathrm{P_0}\int_{V_i}^{V_f} dV = -\mathrm{P_0}\ (V_f - V_i)$$

Si la transformation est isobare et que le volume varie, elle est obligatoirement monobare.

Le transfert thermique va quant à lui s'écrire : $Q = \Delta H$

c. Transformation isotherme réversible :

Dans le cas d'une transformation isotherme (à une température $\mathrm{T_0}$) réversible d'un gaz parfait, le travail va s'écrire :

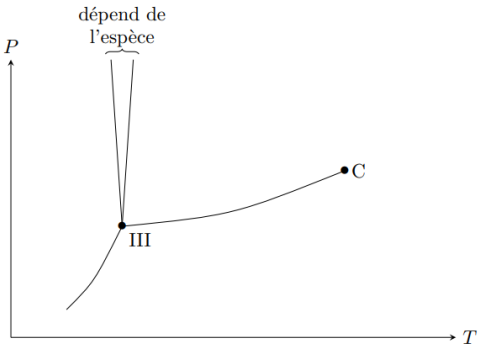
$$W = -\int_{V_i}^{V_f} \mathrm{P_{ext}}\ dV = -\int_{V_i}^{V_f} \frac{\mathrm{nRT_0}}{\mathrm{V}}\ dV = -\mathrm{nRT_0}\int_{V_i}^{V_f} \frac{1}{V}\ dV = \mathrm{nRT_0}\ln\left(\frac{P_f}{P_i}\right)$$

III. Diagrammes :

1. Généralités :

On appelle diagramme de phase ou diagramme d'état une représentation graphique qui cartographie la ou les phase(s) stable(s) d'un échantillon de corps pur en fonction de deux variables d'état, la plupart du temps intensives. A priori, la phase stable d'un corps pur dépend des trois variables d'état T, P et Vm (volume molaire) ou v (volume massique).

2. Diagramme (P,T) :



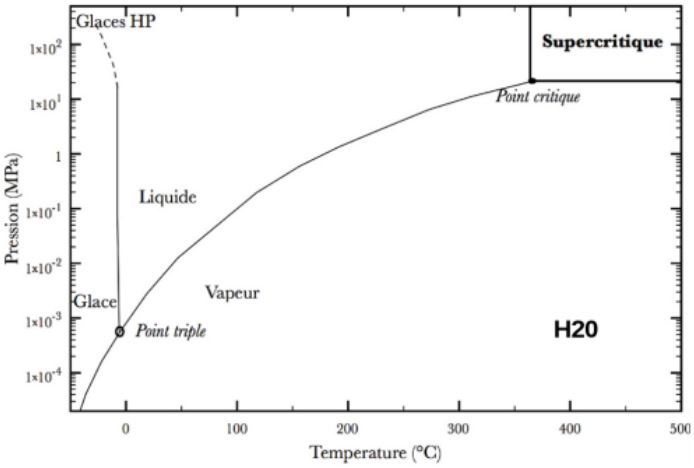
De façon générale, un diagramme de phases (P,T) restreint au voisinage du point triple a l'allure représentée sur la figure ci-contre.

La pente de la droite quasi-verticale est positive pour la plupart des espèces chimiques, mais il existe des exceptions pour qui la pente est négative, au premier rang desquelles figure l'eau.

Il existe deux points particuliers sur ce diagramme :

- Le point triple (noté III) où les trois phrases coexistent de façons stables (vidéo)
- Le point critique au-delà duquel les phases liquide et gaz sont indiscernables et ne forment plus qu'une unique phase appelée fluide supercritique. (vidéo)

Voici ci-dessous deux exemples de diagrammes (P,T) :



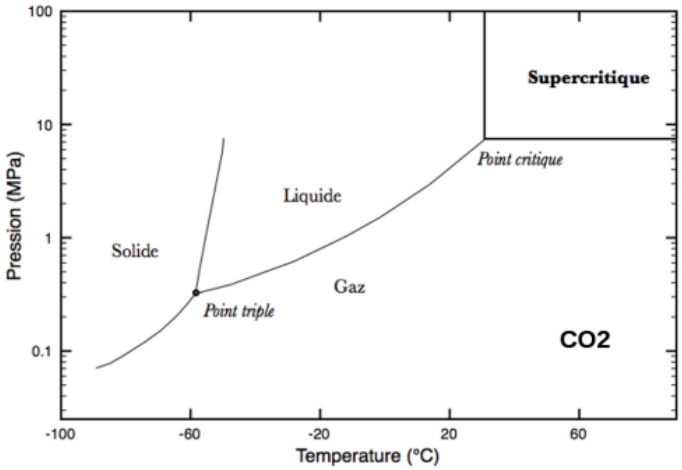


Figure 4 : Diagrammes (P,T) (source: http: // planet-terre. ens-lyon. fr)

3. Diagramme (P,v) :

Dans le diagramme (P,T), le changement d'état a lieu lorsque l'on franchit une frontière séparant deux domaines. Lorsqu'on est sur une frontière, il y a présence des deux phases (liquide et gaz par exemple) en des proportions que le diagramme (P,T) ne permet pas de prédire. C'est pourquoi nous utilisons également le diagramme (P,v) , dit diagramme de Clapeyron : il permet

de connaître l'état du système pendant le changement de phase. Dans ce type de représentation on se limite aux températures et pressions supérieures à celles du point triple.

Les courbes vertes et rouges sont nommées isothermes d'Andrews et comportent un palier traduisant la coexistence des phases liquide et gazeuse. La courbe noire contenant le point critique C, se nomme quant à elle, courbe de saturation. Cette courbe délimite le domaine de coexistence des phases liquide et gazeuse.

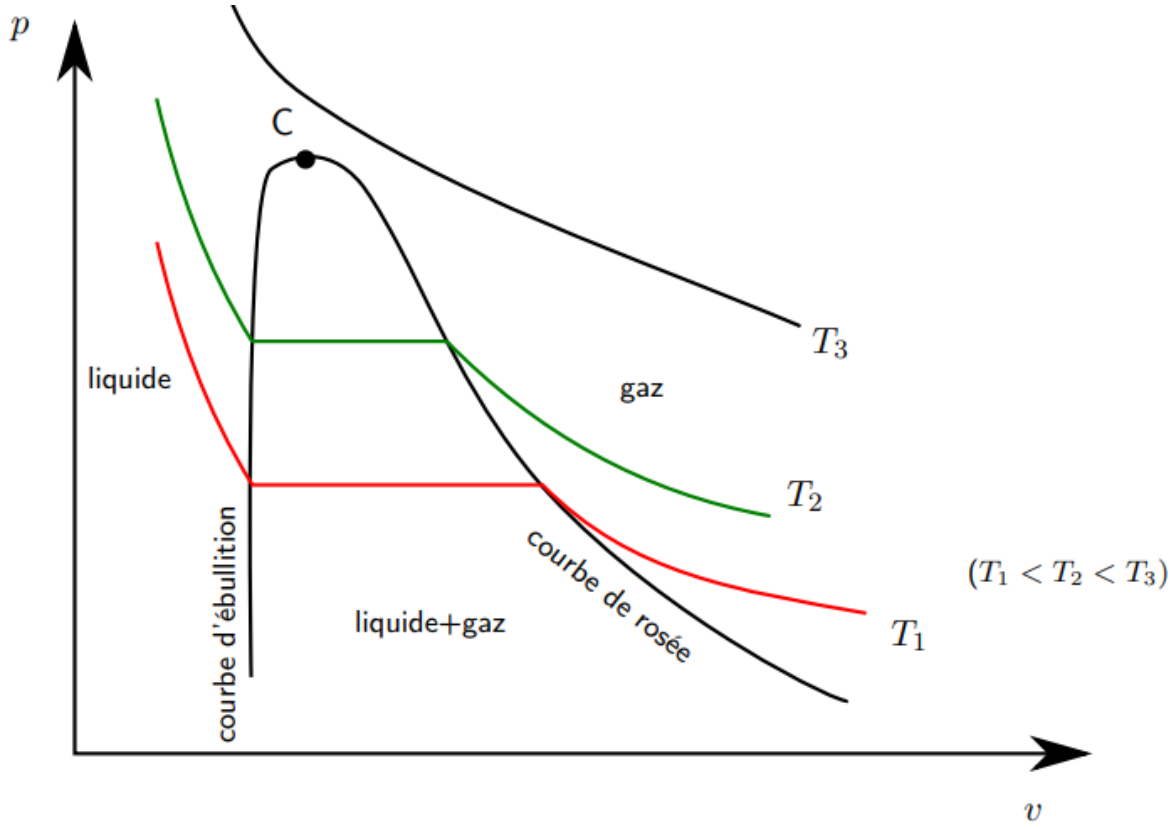


Figure 5 : Diagramme (P,v) (source : http: // planet-terre. ens-lyon. fr)

IV. Entropie et deuxième principe :

4. Expérience de Joule-Gay Lussac :

Un des apports majeurs de la thermodynamique est l'introduction d'un nouveau concept, appelé entropie, notée S. La formulation de ce concept permettra de définir le deuxième principe de la thermodynamique. L'entropie, mesurable à l'échelle macroscopique, traduit le caractère désordonné de la matière à l'échelle microscopique, mais l'objectif de ce cours n'est pas d'aborder la physique statistique.

Le premier principe, qui est un principe de conservation de l'énergie, ne dit rien sur la réversibilité des transformations. Prenons l'expérience de Joule-Gay Lussac afin d'illustrer notre propos : en 1806, il réalise une expérience qui consiste à détendre un gaz dans le vide. Deux récipients aux parois adiabatiques sont reliés par un tuyau muni d'un robinet. A l'ouverture du tuyau le gaz passe du récipient 1 au récipient 2.

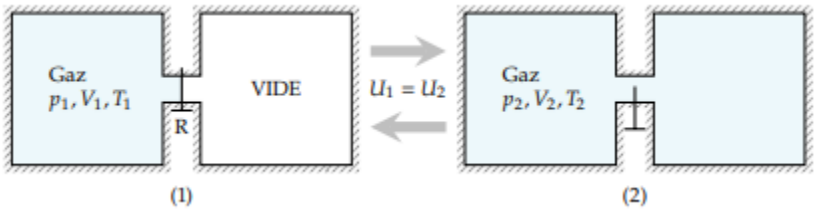


Figure 6 : Expérience de Joule-Gay Lussac (source : femto-phyisque.fr)

La transformation (1) -> (2) est irréversible, car les particules ne vont pas spontanément revenir dans le récipient 1. La transformation (2) -> (1) est, elle, dite impossible. Le premier principe est nécessaire mais non suffisant à modéliser ce qui est observé : il nous manque un principe imposant le sens d'évolution d'un système, c'est le deuxième principe.

Lorsqu'un système subit une transformation d'un état initial à un état final, la variation d'entropie vaut :

$$\Delta S = S_{echangée} + S_{créée}$$

Le premier terme est un terme d'échange dont l'expression est :

$$S_{echangée} = \frac{Q}{T}$$

Le second terme est un terme de création tel que :

$$S_{créée} \geq 0$$

C'est ce second terme qui contraint le système à évoluer dans un sens précis. Si $S_{créée} = 0$, la transformation est réversible. Si de plus la transformation est adiabatique, c'est-à-dire Q = 0, alors la transformation est isentropique. ($\Delta S = 0$)

V. Machine thermique :

1. Définition et méthodologie :

Les machines thermiques sont des systèmes thermodynamiques modélisant des dispositifs permettant d'effectuer des conversions d'énergies : moteur, réfrigérateur, pompe à chaleur, climatiseur…

Les machines que nous étudierons sont dites dithermes, elles échangent :

- De la chaleur avec une source froide T_f
- De la chaleur avec une source chaude T_c
- Du travail avec le milieu extérieur

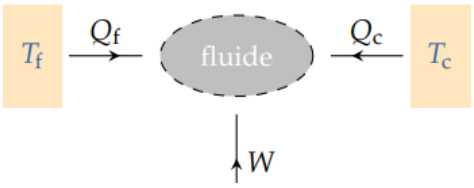


Figure 7 : Schéma énergétique d'une machine ditherme (source : femto-physique.fr)

Sur la figure 7, les flèches représentent les échanges d'énergies, elles sont toutes orientées de l'extérieur vers notre système. Les échanges sont positifs s'ils sont effectivement reçus par la machine (souvent, un fluide contenu par la machine), c'est-à-dire, de même sens que la flèche sur la figure 7.

Le rendement d'une machine thermique est :

$$\rho = \frac{énergie\ utile}{énergie\ coûteuse}$$

Pour obtenir ces valeurs, il faut tout d'abord appliquer les deux premiers principes à un transformation cyclique, ce qui impose que l'état initial du fluide est le même que l'état final.

$$\begin{cases} \Delta U = Q_c + Q_f + W = 0 \\ \Delta S = \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} + S_{créée} = 0 \end{cases}$$

2. Moteur thermique :

Le but d'un moteur est de produire du travail c'est-à-dire W<0. Il fonctionne grâce à la chaleur apportée par la source chaude c'est-à-dire $Q_c > 0$.

En utilisant le premier principe on trouve :

$$W = -(Q_c + Q_f)$$

En considérant la source froide comme l'atmosphère, alors le rendement vaut :

$$\rho = \frac{énergie\ utile}{énergie\ coûteuse} = -\frac{W}{Q_c} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c}$$

En utilisant le deuxième principe on trouve :

$$\frac{T_f}{T_c} + \frac{Q_f}{Q_c} + \frac{T_f . S_{créée}}{Q_c} = 0$$

On en déduit que le rendement peut finalement s'écrire :

$$\rho = 1 - \frac{T_f}{T_c} - \frac{T_f . S_{créée}}{Q_c}$$

Si la transformation est réversible, alors $S_{créée} = 0$, et on obtient :

$$\rho = 1 - \frac{T_f}{T_c}$$

On remarque que si on veut maximiser le rendement, il faut des sources de chaleur de température aussi différente que possible.

3. Machine frigorifique :

Le but d'une machine frigorifique est de produire du froid. Il s'agit donc de prendre de la chaleur à la source froide. La grandeur intéressante est donc Q_f. L'énergie utilisée pour réaliser cela est le travail du moteur W. L'efficacité d'une machine frigorifique s'écrit :

$$e = \frac{énergie\ utile}{énergie\ coûteuse} = \frac{Q_f}{W}$$

En utilisant le premier principe on trouve :

$$W = -(Q_c + Q_f)$$

$$e = -\frac{Q_f}{Q_c + Q_f} = -\frac{1}{1 + \frac{Q_c}{Q_f}}$$

En utilisant le deuxième principe on trouve :

$$\frac{T_c}{T_f} + \frac{Q_c}{Q_f} + \frac{T_c . S_{créée}}{Q_f} = 0$$

On en déduit que l'efficacité peut finalement s'écrire :

$$e = \frac{1}{\frac{T_c}{T_f} - 1 + \frac{T_c . S_{créée}}{Q_f}}$$

D'après le deuxième principe $S_{créée} \geq 0$, et pour une machine frigorifique, la source froide donne de la chaleur donc $Q_f > 0$, donc $\frac{T_c . S_{créée}}{Q_f} \geq 0$. On en déduit donc :

$$e \leq \frac{1}{\frac{T_c}{T_f} - 1} = \frac{T_f}{T_c - T_f}$$

On remarque que l'efficacité d'une machine frigorifique est d'autant plus importante que les températures sont proches. Elle peut d'ailleurs dépasser la valeur de 1, ce qui veut dire que pour 1J d'électricité consommé, on peut refroidir l'air à l'intérieur de la machine frigorifique de 5J si par exemple l'efficacité est de 5.

4. Pompe à chaleur :

Le but d'une PAC est de chauffer la source chaude. La grandeur utile est donc Q_c , et l'énergie utilisée pour réalisée cela est le travail W. Le coefficient de performance (COP) de la PAC est :

$$COP = \frac{énergie\ utile}{énergie\ coûteuse} = -\frac{Q_c}{W}$$

Par un raisonnement similaire à celui de la machine frigorifique, on obtient :

$$COP \leq \frac{T_c}{T_c - T_f}$$

On remarque que l'efficacité d'une PAC est d'autant plus importante que les températures sont proches. Elle peut d'ailleurs dépasser la valeur de 1, ce qui veut dire que pour 1J d'électricité consommé, on peut chauffer l'air à l'intérieur de la PAC de 5J si par exemple l'efficacité est de 5. C'est donc un moyen de chauffage bien plus performant qu'un radiateur classique qui, au mieux, peut avoir un rendement égal à 1.

5. Exemple de cycle : le cycle de Carnot pour un gaz parfait

Le cycle de Carnot correspond à une répétition des 4 étapes suivantes :

- Étape A → B : détente isotherme réversible à T_c
- B → C : détente adiabatique réversible
- C → D : isotherme à Tf donc à nouveau $P \propto 1/V$ mais comme on veut un fonctionnement cyclique il s'agit nécessairement d'une compression ;
- D → A : compression adiabatique réversible

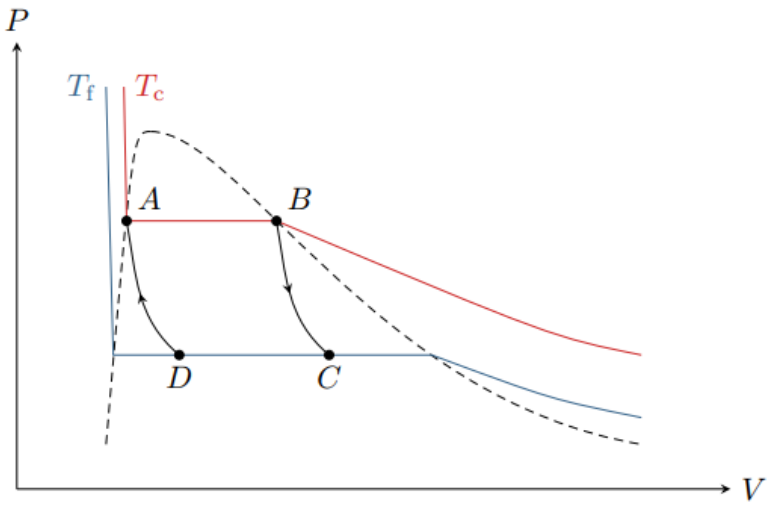


Figure 8: Diagramme (P,V) du cycle de Carnot

Les calculs seront menés en TD.