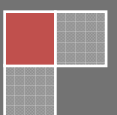
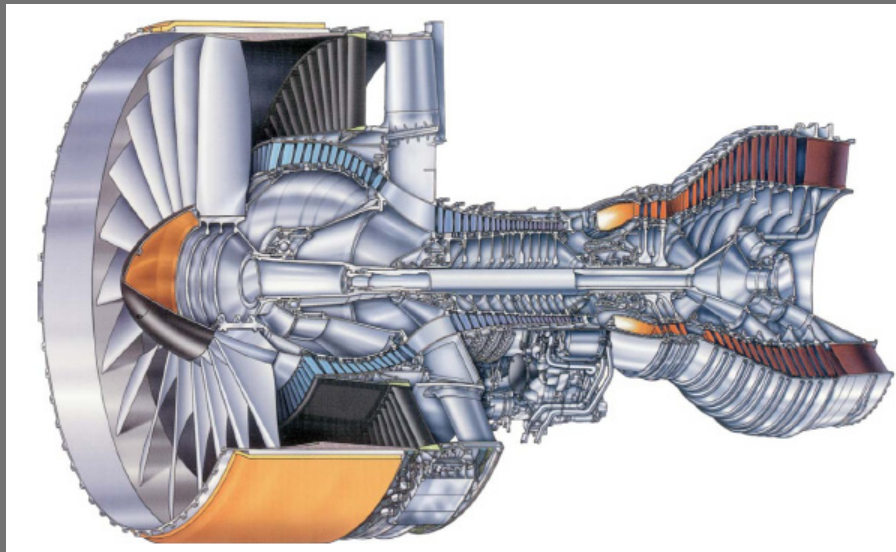


COURS DE THERMODYNAMIQUE

Promotion IEX



COURS DE THERMODYNAMIQUE

Promotion IEX

Version 2.0

*Préparé par
K. Sahnoune
Année Universitaire: 2007/2008*

Sommaire

Sommaire	1
Introduction.....	2
Chapitre 1: Introduction à la Thermodynamique.....	3
Chapitre 2: Le Travail et la Chaleur.....	7
Chapitre 3: Premier Principe de la Thermodynamique.....	11
Chapitre 4: Second Principe de la Thermodynamique.....	17
Chapitre 5: Les Cycles des Machines Thermiques.....	23
Chapitre 6 : Propriétés des substances pures.....	28
Bibliographie.....	32

Introduction

« La thermodynamique est un sujet curieux. La première fois qu'on l'aborde, on ne le comprend pas du tout. La deuxième fois, on pense qu'on le comprend, sauf l'un ou l'autre point. La troisième fois, on sait qu'on ne le comprend pas, mais à ce stade on y est tellement habitué qu'on ne s'en préoccupe plus »

Arnold Sommerfeld

La thermodynamique est une théorie extrêmement générale applicable à des systèmes possédant des caractéristiques mécaniques, chimiques, biologiques ou économiques très complexes.

Dans les domaines des sciences de l'ingénieur, la thermodynamique est le cadre théorique décrivant les machines thermiques (moteur, pompe à chaleur), la combustion, les changements de phase (gaz, liquide solide, ...), et les phénomènes de transport (chaleur, matière, énergie), etc.

L'objectif de ce cours est d'exposer les notions fondamentales de la thermodynamique en les illustrant par des exemples concrets, et d'appliquer ces notions sur des problèmes pratiques.

Chapitre 1

Introduction et notions générales de la thermodynamique

1. Définition de la thermodynamique

La thermodynamique est une branche fondamentale de la physique qui s'intéresse aux transformations et des échanges d'énergie, et ses rapports avec les propriétés de la matière.

2. Définition de l'énergie

L'énergie est une propriété que possède un corps liée à la capacité de fournir un travail "Un effet". Il y a plusieurs types d'énergie :

- Energie Mécanique : cinétique, potentielle.
- Energie thermique : chaleur.
- Energie chimique.
- Energie électrique.
- Energie nucléaire.

L'énergie peut se convertir d'une forme à une autre

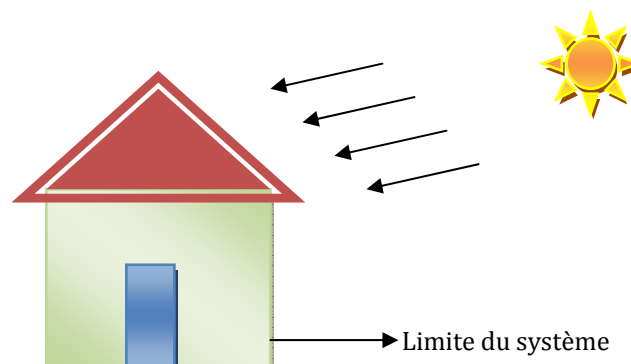
Exemple : énergie électrique \rightarrow énergie thermique, dans une résistance électrique (effet Joule).

3. Notion de Système

3.1 Définition

En thermodynamique, la notion de système est employée pour identifier le sujet de l'analyse; on le sépare de l'extérieur par une paroi imaginaire à travers laquelle se produisent les échanges entre le système et l'extérieur (énergie et matière).

Exemple : une maison



3.2 Types de système

Il y a deux types principaux de système: système fermés et systèmes ouverts.

Un système fermé contient toujours la même quantité de matière, il n'y a pas d'échange de matière avec l'extérieur. Exemple : une cocotte minute.

Un système isolé: est un cas particulier des systèmes fermés qui n'échange rien avec l'extérieur (ni matière ni énergie).

Un système ouvert: échange la matière et l'énergie avec l'extérieur, et généralement on le prend comme un volume fixe de l'espace et à travers ses surfaces se font les échanges (Volume de contrôle). Exemple : moteur de voiture.

3.3 Convention de signe

Ce qui est reçu par le système sera compté positivement, alors ce qui est cédé ou perdu sera compté négatif.

4. Substance pure et Phase

4.1 Phase

Le mot phase se rapporte à une quantité de matière qui possède une composition chimique et une structure physique homogène. La homogénéité en structure physique signifie que la matière est totalement solide, liquide, ou vapeur. Un système peut contenir une ou plusieurs phases.

4.2 Substance pure :

Une substance pure est une matière qui possède une composition chimique uniforme et invariable. Une substance pure peut exister sous forme de plusieurs phases, mais sa composition chimique doit être la même pour chaque phase.

5 Propriété, état, Equilibre

5.1 Propriété (variable d'état)

Décrire un système et prévoir son comportement exige la connaissance de ses propriétés et comment ces propriétés sont liées. Une propriété est une caractéristique macroscopique d'un système tel que la masse, volume, énergie, pression, et la température à laquelle une valeur numérique peut être mesurée on les appelle variables d'état.

On dit qu'une variable est une fonction d'état si elle ne dépend pas du chemin suivi par la transformation, mais seulement du point initial et le point final de l'évolution.

5.2 Etat

Puisqu'il y a généralement des relations parmi les variables d'état d'un système, l'état du système peut être spécifié en fournissant les valeurs de l'ensemble de ses propriétés.

5.3 Équilibre

Le concept de l'équilibre en mécanique, signifie un état de repos par une égalité de forces opposées. Dans la thermodynamique, le concept est fondamental et plus étendu, comprenant non seulement un équilibre des forces mais également celui d'autres influences.

En conséquence, plusieurs types d'équilibre doivent exister pour remplir la condition de l'équilibre complet ou équilibre thermodynamique total. Parmi ces types d'équilibre il y a l'équilibre mécanique, thermique, et chimique.

5.4 Etat d'équilibre

Quand un système est isolé, il n'est pas affecté par le milieu extérieur néanmoins des changements peuvent se produire à l'intérieur du système qu'on détecte au moyen des instruments de mesure (thermomètres et manomètres, ...). On observe alors qu'après un certain moment les changements s'arrêtent. On dit que le système est arrivé à un **état d'équilibre**, et avant d'arriver à cette étape le système était en **déséquilibre**.

Un système est en équilibre quand ses propriétés intensives, comme la température et la pression ont des valeurs uniformes.

5.5 Grandeurs extensives et grandeurs intensives :

- Les grandeurs extensives dépendent de la quantité de matière du système comme: m , V , n (nombre de moles).

- Les grandeurs intensives ne dépendent pas de la quantité de matière du système comme : La température T , la pression P .

5.6 Equation d'état :

L'état d'un système à l'équilibre est caractérisé par les valeurs des variables indépendantes x, y, T , il existe une relation entre ces trois variables :

$$f(x,y,T)=0 \text{ appelée équation d'état.}$$

En thermodynamique les variables couramment utilisés pour étudier le comportement des gaz sont P, V, T l'équation d'état devient $f(P,V,T)=0$

Exemple : l'équation d'état des gaz parfaits:

$$PV=nrT \text{ ou } PV=nRT$$

6. Variables thermodynamiques :

L'état d'un système thermodynamique est décrit à l'aide de variables thermodynamiques, les grandeurs les plus utilisés en thermodynamique sont :

6.1 La Température :

La température est une notion intuitive qui prend naissance dans la sensation de chaud et froid. Physiquement elle traduit l'énergie d'agitation des molécules.

On mesure la température à l'aide de différents types de thermomètres. A liquide, métallique, à résistance. Elle est définie suivant deux échelles fondamentales.

a- Echelle Centésimale (Echelle de Celsius)

La température est définie à partir de deux températures de référence :

- $T(^{\circ}\text{C})=0^{\circ}\text{C}$ pour la fusion de la glace à 1Atm.
- $T(^{\circ}\text{C})=100^{\circ}\text{C}$ pour l'eau bouillante à 1 Atm.

b- Echelle absolue (Echelle de Kelvin)

Cette échelle permet une véritable mesure de la température et elle est liée à l'échelle Celsius par la relation:

$$T(\text{K})=T(^{\circ}\text{C})+273.15$$

Le zéro absolu $0\text{ K}=-273.15^{\circ}\text{C}$ est la température la plus basse dans la nature et on ne peut descendre en dessous de cette valeur

6.2 La pression :

C'est le rapport de l'intensité de la force \vec{F} exercée sur une surface S .

$$P = \frac{\|\vec{F}\|}{S} \text{ L'unité est le pascal et le bar.}$$

$$1\text{ Pa}=1\text{N/m}^2; 1\text{ bar}=10^5\text{ Pa}$$

En thermodynamique elle traduit les efforts exercés par le fluide sur les parois du système.

6.3 Le volume spécifique

Le volume spécifique est défini comme étant que l'inverse de la densité.

$v=V/m=1/\rho$: C'est le volume par unité de masse. Comme la densité, le volume spécifique est une variable intensive et son unité est le m^3/kg .

6. Transformations Thermodynamiques :

6.1 Transformation (Processus)

Quand une des propriétés d'un système change, l'état du système change on dit qu'il a subi une transformation (processus). Donc un processus est une transformation d'un état à un autre. Il y a les transformations ouvertes et fermées pour les premières l'état final du système est différent de l'état et pour les transformations fermées c'est l'inverse.

En thermodynamique il y a quatre transformations fondamentales :

- **Transformation isochore:** $V=Cte$

- **Transformation isobare:** $P=Cte$

- **Transformation isotherme:** $T=Cte$

- **Transformation adiabatique:** $Q=Cte$

Application: Etude d'exemples de transformations.

6.2 Cycle Thermodynamique

Un cycle thermodynamique est une suite de processus qui débute et finit au même état. À la fin d'un cycle toutes les variables d'état ont les mêmes valeurs initiales.

Les Cycles qui se répètent périodiquement jouent un rôle important dans le domaine industriel. Par exemple le cycle d'un moteur d'une voiture.

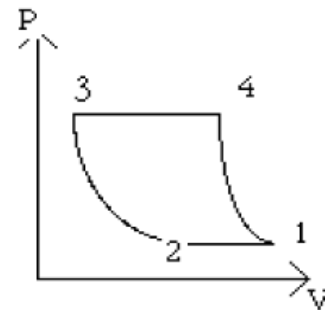


Fig .1 : Un cycle thermodynamique

6.3 Transformation réversible:

Une transformation réversible est une transformation qui peut se faire dans les deux sens, c'est une transformation parfaite (sans frottements ni pertes de chaleur). Elle fournit un travail maximum et un minimum de chaleur dégagée.

6.4 Transformation irréversible:

C'est une transformation qui ne peut être décrite dans les deux sens. Le travail fourni est moindre que le cas réversible, la chaleur fournie est supérieure.

Exemples:

- Mouvement avec frottement d'une bille sur une surface.
- Combustion de l'essence dans un moteur.

7. Représentation graphique d'une transformation:

Pour étudier les transformations subies par un gaz on utilise les paramètres P , V , T qui sont liés par l'équation d'état $f(P,V,T)=0$.

Donc 2 paramètres suffisent pour étudier le système, le représenter sur un diagramme. Par exemple on a les diagrammes (P, V) (de Clapeyron), (P, T) , (V, T) .

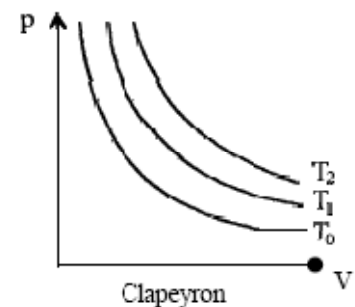


Fig.2 : Diagramme de Clapeyron

Chapitre 2

Le Travail et la Chaleur, Mélange des gaz

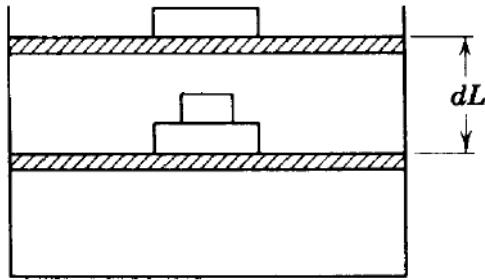
1. TRAVAIL

1.1 Notion du travail thermodynamique

Un système échange du travail avec le milieu extérieur lorsque l'action du système sur le milieu extérieur peut se réduire au déplacement d'une masse dans le champ de la pesanteur, on a la formule générale: $W = \int \vec{F}_{ext} \cdot d\vec{l}$

1.2 La forme différentielle du travail thermodynamique

Soit le système constitué du gaz contenu dans le dispositif cylindre/piston ci-dessous.



Imaginons qu'un poids infinitésimal soit retiré du piston. Il va dès lors se soulever d'une distance dL . Comme la force exercée par le gaz sur le piston vaut $F = P_{ext}S$, le travail fourni par le système au cours de ce déplacement vaut :

$$\Rightarrow \delta W = P_{ext} S dL \quad (dV = S dL)$$

Et d'après la convention de signe on obtient enfin:

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

P_{ext} est la pression extérieure exercée sur le système.

Le travail effectué au cours d'une transformation quasi-statique sera alors obtenu en intégrant la relation précédente. Il faut, pour ce faire, connaître l'évolution de la pression en fonction du volume au cours de la transformation $P = f(V)$. Donc

$\delta W = -P(V) dV$ ou sous forme intégrale

$$W = - \int_{V_1}^{V_2} P(V) dV \quad \dots(1)$$

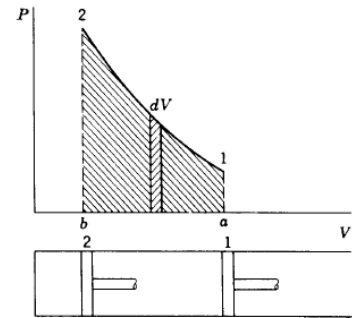
Cas particuliers:

- Transformation isochore $dV=0 \Rightarrow W=0$
- Transformation isobare $P=Cte \Rightarrow W=-P(V_2-V_1)$

1.3 Remarques complémentaires sur le travail

- La relation(1) n'est valable que si la transformation soit quasi-statique, c.-à-d. que tous les états intermédiaires soient des états d'équilibre.

- Comme la compression de 1 à 2 peut se faire de multiples manières différentes, On déduit que le travail dépend non seulement des états initial et final, mais aussi du chemin parcouru entre ces états. Donc ce n'est pas une fonction d'état.



2. CHALEUR

2.1 Notion de chaleur

La chaleur est une forme d'énergie qui est transférée entre deux corps du seul fait de leur différence de température. On dit que le système reçoit de l'énergie sous forme de chaleur, ou plus simplement reçoit de la chaleur. C'est une **quantité algébrique** : elle est positive si elle est reçue par le système, négative si elle est cédée par le système au milieu extérieur.

L'unité légale de la chaleur est le Joule (J). On utilise aussi l'ancienne unité appelée calorie (cal), c'est la quantité de chaleur nécessaire pour élever la température d'un gramme d'eau de 14,5°C à 15,5°C sous la pression atmosphérique.

Tout comme pour le travail, la chaleur échangée par un système avec le milieu extérieur au cours d'une transformation dépend aussi du chemin parcouru.

2.2 GRANDEURS CALORIMÉTRIQUES

2.2.1 Capacité thermique

Considérons un système qui reçoit une quantité de chaleur ΔQ et dont la température passe de T à $T+\Delta T$. Par définition, la **capacité thermique** C du système est :

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T}$$

C représente donc la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter la température du système de 1 °C ; elle s'exprime en J/K.

La valeur de la capacité calorifique d'un corps dépend aussi de la façon de déroulement du processus thermodynamique. Pour une transformation isochore on a la capacité calorifique à volume constant:

$$\Delta Q_V = C_V \Delta T$$

Pour une transformation isobare on a la capacité calorifique à pression constante:

$$\Delta Q_P = C_P \Delta T$$

Pour les solide est les liquide on a: $C_P = C_V = C$

2.2.2 Capacité thermique massique (Chaleur massique)

La chaleur massique est définie à partir de la relation suivante :

$$\Delta Q = mc \Delta T$$

c est la **capacité thermique massique** de la substance dont est constitué le corps.

$c = C/m$ donc son unité est le J/Kg.K.

2.2.3 Chaleur latente de changement d'état

Les changements d'état ou transition de phase: fusion, solidification, ébullition et condensation,..., ont lieu à température et à pression constante donc une quantité de chaleur supplémentaire survient pour effectuer ce changement d'état, on appelle cette quantité de chaleur "**chaleur latente de changement d'état**" $L_f, L_s, L_v, L_c...$

Ex: $\Delta Q = L_f(\text{fusion})(\text{l'unité est le Joule « J »})$

- Chaleur latente massique l (J/Kg)

$$\Delta Q = L = ml$$

- Chaleur latente molaire l_n (J/mole)

$$\Delta Q = L = n l_n$$

2.2.3 Chaleur massique moyenne

En général la chaleur massique n'est pas constante mais varie faiblement avec l'augmentation de la température suivant la formule:

$$C(T) = a + bT + cT^2 + \dots$$

Les valeurs des paramètres a, b, c, \dots sont tirés à partir de l'expérience et sont représentés sous forme de tableaux. Dans ce cas on calcule la quantité de chaleur échangée comme suit:

$$\Delta Q = m \int_{T_1}^{T_2} c(T) dT = m \bar{c} (T_2 - T_1)$$

Où \bar{c} représente la Chaleur massique moyenne.

Exemple d'application : Calculer la quantité de chaleur pour faire passer 256 kg de SO₂ de la température de 100 °C à 1000 °C. La masse molaire de SO₂ est de 64 g. La chaleur molaire du SO₂ est donnée par :
 $C_p = 7.70 + 53.10^{-4} T - 83.10^{-8} T^2$ cal/mole.K.

2.3 CALORI MÉTRIE

2.3.1 Principe de la calorimétrie

Lorsqu'on met en contact thermique deux corps A et B, initialement à des températures différentes T_A et T_B (figure 1.a), ils atteignent au bout d'un certain temps un état d'équilibre caractérisé par l'égalité de leurs températures (figure 1.b). Cette égalité des températures est obtenue par échange de chaleur entre les deux corps, celle-ci passant du corps le plus chaud vers le corps le plus froid.

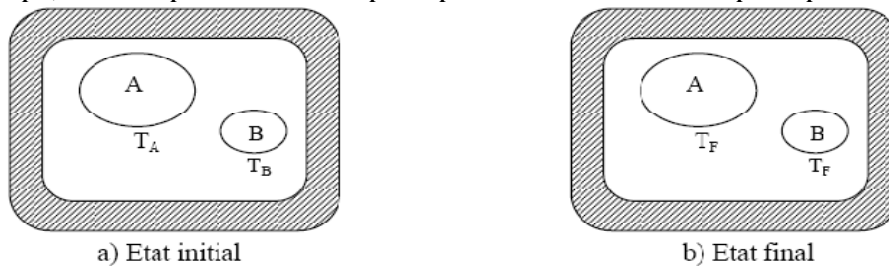


Figure1 : Evolution spontanée vers l'équilibre thermique

Puisque nous considérons la chaleur reçue par un système comme une quantité algébrique (positive quand elle est effectivement reçue, négative dans le cas contraire), on peut dire que : *La somme algébriques des quantités de chaleur reçues par chacun de deux corps est nulle*, ce que nous traduisons par :

$$Q_B + Q_A = 0.$$

Cette équation, appelée **équation calorimétrique**, elle constitue le principe de base de la calorimétrie.

3 MÉLANGE DE GAZ PARFAITS

3.1 Généralités sur les mélanges de gaz parfaits

Soit un mélange de n_s constituants, chacun étant une substance pure. La masse et le nombre de moles totaux sont respectivement :

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_q = \sum m_i$$

$$n = n_1 + n_2 + \dots + n_q = \sum n_i$$

On caractérise ce mélange par le titre ou fraction molaire

$$x_i = \frac{n_i}{n}$$

Ou par le titre ou fraction massique

$$z_i = \frac{m_i}{m}$$

Ces deux grandeurs sont évidemment liées. En effet, puisque $m_i = n_i M_i$ où M_i est la masse molaire du constituant i .

$$z_i = \frac{n_i M_i}{\sum n_j M_j} = \frac{x_i M_i}{\sum x_j M_j}$$

et inversement

$$x_i = \frac{m_i / M_i}{\sum m_j / M_j} = \frac{z_i / M_i}{\sum z_j / M_j}$$

La masse molaire du mélange vaut, elle

$$M = \frac{m}{n} = \sum x_i M_i = \frac{1}{\sum z_i / M_i}$$

3.2 Mélange idéal de gaz parfaits

Considérons un mélange dans l'état (P, V, T) de q gaz parfaits sans interaction. Chaque gaz i dans le mélange, est présent à raison n_i de moles. Le mélange est idéal s'il se comporte comme un gaz parfait. Son équation d'état s'écrit alors :

$$PV = \sum_{i=1}^n n_i RT = nRT$$

3.3 Notion de pression partielle

Soit un mélange de gaz parfaits, On définit la pression partielle P_i du gaz i dans le mélange comme la pression qu'il exercerait sur les parois s'il était seul dans le volume V à la température T. Le gaz i étant parfait, on a :

$$P_i = n_i \frac{RT}{V}$$

or le mélange est idéal : $PV = nRT$, on en déduit :

$$P_i = \frac{n_i}{n} P = x_i P$$

$$P = \sum_{i=1}^q P_i$$

C'est la loi de Dalton : La pression d'un mélange idéal de gaz parfaits est égale à la somme des pressions partielles des différents constituants.

Chapitre 3

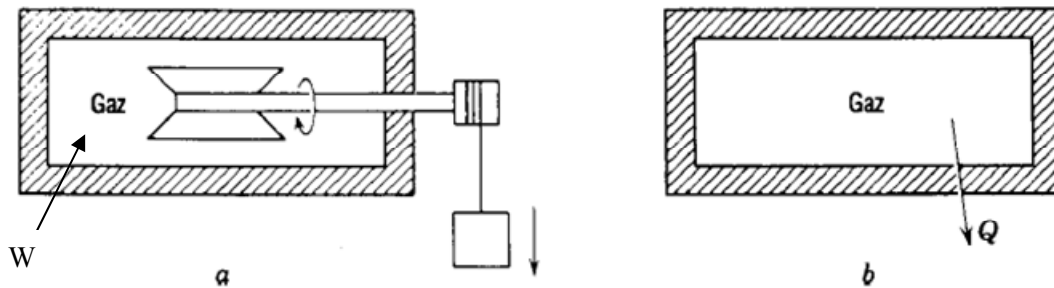
Premier Principe de la Thermodynamique

1. Introduction:

Ayant défini les concepts de travail et de chaleur, nous sommes maintenant en mesure de présenter le premier principe de la thermodynamique, désigné encore sous le nom de **principe de conservation de l'énergie**. On commencera par les transformations de systèmes fermés, puis on l'étendra aux systèmes ouverts.

2. Le premier principe de la thermodynamique pour un système fermé

2.1 Transformations d'un système fermé:



Considérons le système fermé ci-dessus; qui ressemble à l'expérience de Joule, dans un premier temps on fournit un certain travail W au système en faisant tourner l'agitateur (a). Le frottement entre le gaz et l'agitateur fournit une chaleur qui élève la température et la pression du gaz.

On laisse le système se refroidir et donc il revient à son état initial par un échange d'une quantité de chaleur Q avec le milieu extérieur, l'ensemble des deux transformations constitue un cycle. Le premier principe postule après le résultat de cette expérience que le travail et la chaleur échangée au cours d'un tel cycle sont équivalents.

$$|Q| = |W| \Leftrightarrow \oint \delta Q = -\oint \delta W \quad (1)$$

Ce postulat est fondé sur l'observation expérimentale.

On peut écrire (1) comme suit $\oint (\delta Q + \delta W) = 0 \dots (2)$

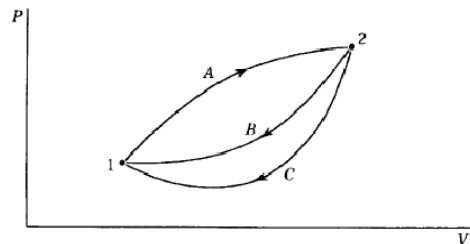
2.2 L'expression du premier principe pour un système fermé

Considérons un système fermé subissant un cycle formé de deux transformations ouvertes successives A et B représentées ci-dessous dans un diagramme P-V.

En vertu du premier principe (2), on a:

$$\oint (\delta Q + \delta W) = \int_1^2 (\delta Q + \delta W)_A + \int_2^1 (\delta Q + \delta W)_B :$$

Mais semblablement, sur le cycle formé des transformations A et C, on aura:



$$\int_1^2 (\delta Q + \delta W)_A + \int_2^1 (\delta Q + \delta W)_C = 0 \quad \text{Et par identification on déduit :}$$

$$\int_2^1 (\delta Q + \delta W)_B = \int_2^1 (\delta Q + \delta W)_C$$

On en déduit que, puisque les chemins B et C sont arbitraires, l'intégrale $\oint (\delta Q + \delta W) = 0$ est indépendante du chemin parcouru, et ne dépend que des états initial et final, et par conséquent que $\delta Q + \delta W$ est une différentielle exacte, On désigne par le symbole E et on écrit:

$$dE = \delta Q + \delta W$$

C'est l'expression du premier principe de la thermodynamique pour un système fermé où E présente l'énergie totale du système.

2.3 Concept de l'Energie totale du système

L'énergie totale du système est la somme de toutes les formes d'énergie qu'il contient:

$$E = E_p + E_c + E_{el} + Q + W + \dots$$

Dans le cas d'un système isolé l'énergie totale est constante.

2.4 Application à la thermodynamique

Généralement en thermodynamique (notamment pour les systèmes fermés) on s'intéresse aux transformations de l'énergie interne seulement qui dépend des variables d'état du système P, V, T,...

Donc pour les problèmes purement thermiques on néglige les autres formes de l'énergie (E_p , E_c , E_{el}). Donc on écrit le premier principe comme suit:

$$dU = \delta Q + \delta W \quad \text{Ou après intégration:}$$

$$\Delta U = Q + W$$

3. L'Energie Interne

3.1 Nature de L'Energie Interne

L'origine de l'énergie interne est microscopique elle provient des propriétés individuelles des molécules: Agitation moléculaire, interactions entre molécules. De ce fait on ne dispose pas de formule précise de U, cependant la formule du premier principe permet sa détermination au cours des transformations thermodynamiques. L'énergie interne est une grandeur extensive, et c'est une fonction d'état.

3.2 Application aux Transformations

Transformation ouverte

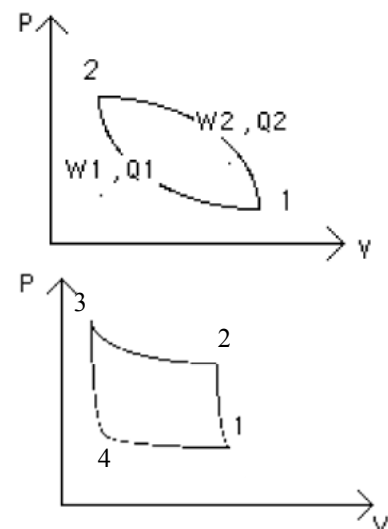
L'énergie interne est une fonction d'état elle ne dépend pas du chemin suivie par la transformation, mais seulement de l'état initial et final

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

Transformation fermé (Cycle)

$$\left. \begin{array}{l} W_T = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41} \\ Q_T = Q_{12} + Q_{23} + Q_{34} + Q_{41} \end{array} \right\} W_T = -Q_T$$

Donc $\Delta U = 0$



3.3 Expression différentielle du premier principe

Au cours d'une transformation infinitésimale on a:

$$dU = \delta Q + \delta W$$

Et pour un système soumis uniquement aux forces de pression et au cas d'une transformation réversible on écrit: $\delta W = -PdV$ donc on obtient finalement:

$$dU = \delta Q - PdV$$

4. L'Enthalpie

4.1 Définition de l'enthalpie

Toute grandeur qui s'exprime en fonction des variables indépendantes qui caractérisent l'état d'un système est une fonction d'état, et toute combinaison de ces variables joue aussi le rôle d'une fonction d'état.

Ainsi pour un système où P,V peuvent être choisies comme variables indépendantes, le produit PV joue le rôle de fonction d'état, U est une fonction d'état, donc U+PV est aussi une fonction d'état qui est appelée **L'Enthalpie** qui est une grandeur très utilisée en thermodynamique elle est notée H.

$$H = U + PV$$

4.2 Forme différentielle de l'enthalpie

On a $H = U + PV$

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

mais $dU = \delta Q - PdV$ (Transformation réversible) \Rightarrow

$$dH = \delta Q + VdP$$

5. Relations thermodynamiques des gaz parfaits

5.1 Les lois de Joule pour les gaz parfaits

a- La première loi de Joule: "l'énergie interne d'un gaz parfait n'est fonction que de la température"

$U = U(T)$ donc on a la formule suivante: $dU = n c_V dT$ ou $dU = m c_V dT$

b- La deuxième loi de Joule: "l'enthalpie d'un gaz parfait n'est fonction que de la température"

$H = H(T)$ donc on a la formule suivante: $dH = n c_P dT$ ou $dH = m c_P dT$

on déduit que pour un gaz parfait

$$dH = \frac{c_P}{c_V} dU \Rightarrow dH = \gamma dU$$

$$\gamma = \frac{c_P}{c_V} \text{ s'appelle l'exposant adiabatique}$$

5.2 Relation de Mayer

On a $H = U + PV \Rightarrow dH = dU + d(PV)$

Pour un gaz parfait $PV = nRT$ et d'après les lois de Joule:

$n c_P dT = n c_V dT + nR \Rightarrow n(c_P - c_V) = nR$ donc on obtient la relation de Mayer

$$c_P - c_V = R$$

Sachant que: $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ on obtient les formules:

$$c_v = \frac{R}{\gamma-1} \text{ et } c_p = \frac{\gamma R}{\gamma-1}$$

6. Application du premier principe aux gaz parfaits

L'équation des gaz parfaits $PV=nRT$ donc lors d'une transformation d'un point 1 (P_1, V_1, T_1) vers un point 2 (P_2, V_2, T_2) on a:

$$\frac{PV_1}{T_1} = \frac{PV_2}{T_2}$$

6.1 Transformation Isochore:

$$V=\text{Cte} \Rightarrow \frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}$$

$$W_{12}=0 \Rightarrow dU=\delta Q_V=mc_VdT$$

$$U_{12}=Q_{12}=mc_V(T_2-T_1); H_{12}=\gamma U_{12}=mc_P(T_2-T_1)$$

6.2 Transformation Isobare

$$P=\text{Cte} \Rightarrow \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

$$dP=0 \Rightarrow dH=\delta Q_P=mc_PdT$$

$$H_{12}=Q_{12}=mc_P(T_2-T_1); W_{12}=-P_1(V_2-V_1); U_{12}=mc_V(T_2-T_1)$$

6.3 Transformation Isotherme

$T=\text{Cte} \Rightarrow dT=0$ et $P_1V_1=P_2V_2$ d'après les lois de Joule on aura $dH=dU=0$

$$\delta Q = -\delta W = PdV = PV \frac{dV}{V} \text{ Après intégration on obtient:}$$

$$W_{12} = -Q_{12} = -\int_{V_1}^{V_2} PV \frac{dV}{V} = -PV_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = mrT_1 \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$$

6.4 Transformation Adiabatique

$$\delta Q=0 \Rightarrow dU=dW=-PdV \text{ et } dH=VdP=-\gamma dU=-\gamma PdV \Rightarrow VdP=-\gamma PdV \Rightarrow$$

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0 \text{ Donc on aboutit aux relations:}$$

$$PV^\gamma=\text{Cte et } TV^{\gamma-1}=\text{Cte}$$

$$dH=dU+d(PV) \Rightarrow dH-dU=d(PV) \Rightarrow (\gamma-1)dU=d(PV) \Rightarrow dU=d(PV)/(\gamma-1)$$

$$U_{12} = mc_V (T_2 - T_1) = \frac{P_2V_2 - P_1V_1}{\gamma - 1} = W_{12}$$

$$H_{12} = \gamma U_{12}$$

6.5 Transformation Polytropique

On appelle transformation polytropique une transformation qui satisfait à la relation : $PV^k=\text{Cte} \Rightarrow P_1V_1^k = P_2V_2^k$ ($k \neq \gamma$)

$$W_{12} = \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{k-1}$$

$$U_{12} = m c_v (T_2 - T_1); H_{12} = \gamma U_{12}; Q_{12} = U_{12} - W_{12}$$

Application:

On refroidit 10Kg d'air de 100°C à 10°C dans un récipient fermé. Trouver la pression finale de l'air P_2 . Calculer le travail effectué, la chaleur échangée et la variation de l'énergie interne.

7. Le premier principe pour un système ouvert

En considérons un système ouvert qui échange de la matière et de l'énergie avec le milieu extérieur, l'énergie totale du système s'écrit:

$$E = U + E_c + E_p$$

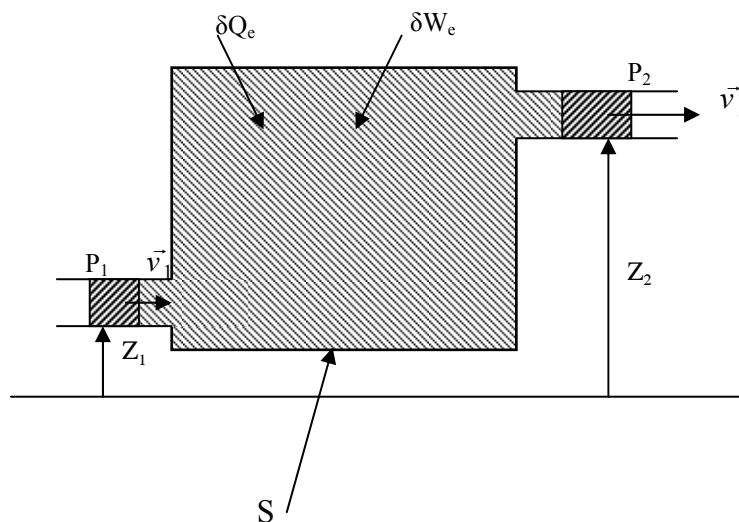
Le premier principe s'écrit alors:

$$dE = d(U + E_c + E_p) = \delta Q_e + \delta W_e$$

7.1 Le bilan énergétique d'un système ouvert:

Pendant un intervalle de temps dt une masse de fluide dm_1 pénètre le système, à travers la surface d'entrée S_1 , à la vitesse v_1 , la pression P_1 et la température T_1 (fig. 12). Une autre masse dm_2 sort du système par une surface S_2 , à la vitesse v_2 , la pression P_2 et la température T_2 .

Le système reçoit de l'extérieur une énergie mécanique W_e (travail), pour son fonctionnement. Et échange la quantité de chaleur Q_e avec le milieu environnant.



Appliquons le bilan de tous les échanges d'énergies:

$$dE_{tot} = \delta W_e + \delta Q_e - \left[(U_2 - U_1) + (P_1 V_1 - P_2 V_2) + \frac{1}{2} (dm_2 v_2^2 - dm_1 v_1^2) + g (dm_2 Z_2 - dm_1 Z_1) \right]$$

en régime permanent on a $dm_1 = dm_2 = dm$ et $dE_{tot} = 0$ on obtient

$$\delta W_e + \delta Q_e = (U_2 + P_2 V_2) - (U_1 + P_1 V_1) + \frac{1}{2} dm (v_2^2 - v_1^2) + dm \cdot g (Z_2 - Z_1)$$

$$\Rightarrow \delta W_e + \delta Q_e = dm(h_2 - h_1) + \frac{1}{2}dm(v_2^2 - v_1^2) + dm \cdot g(Z_2 - Z_1) \text{ (h l'enthalpie massique).}$$

En divisant par dt on obtient:

$$\dot{W}_e + \dot{Q}_e = \dot{m}(h_2 - h_1) + \frac{1}{2}\dot{m}(v_2^2 - v_1^2) + \dot{m}g(Z_2 - Z_1)$$

Où \dot{m} est le débit massique à travers le système.

7.2 Application aux machines à écoulement continu

Dans le cas spécifique où la chaleur dégagée au milieu extérieur est négligeable (transformation adiabatique, $Q=0$). Et si les vitesses à l'entrée et à la sortie du compresseur sont faibles ($v_1 \approx v_2 \approx 0$). Et en négligeant les variations l'élévation. ($Z_1=Z_2$). L'expression précédente serait alors :

$$\dot{W}_e = \dot{m}(h_2 - h_1)$$

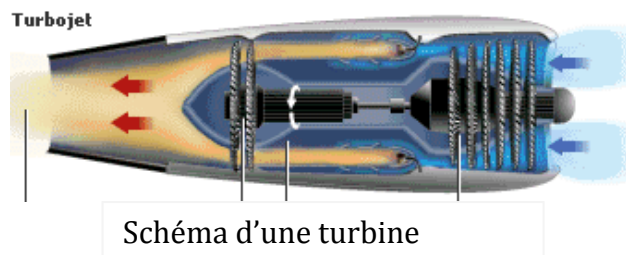
Cette expression représente la relation du premier principe de la thermodynamique pour une machine réceptrice comme un compresseur.

Pour une machine motrice, telle que les turbines la relation du premier principe est la suivante :

$$\dot{W}_e = \dot{m}(h_1 - h_2)$$

Pour obtenir le travail il faut multiplier par le débit massique:

$$W_e = H_2 - H_1$$



Exemple d'application :

Un compresseur qui comprime de l'air est conçu de telle façon que la vitesse à l'entrée est égale à celle de la sortie. La température à l'entrée vaut $T_1=20^\circ\text{C}$; à la sortie $T_2=130^\circ\text{C}$. Le débit massique égal 20 kg/s. Quelle est la puissance absorbée par ce compresseur ?

La chaleur spécifique de l'air est égale à : $C_p=1 \text{ kJ/kg.K}$.

Chapitre 4

Second Principe de la Thermodynamique

1. Introduction

Le premier principe de la thermodynamique exprime la conservation de l'énergie au cours d'une transformation quelconque. Il ne fait aucune distinction entre les diverses formes d'énergie, et n'impose aucune restriction quant au sens dans lequel chaleur et travail sont échangés. Ainsi un transfert de chaleur d'un corps chaud vers un corps froid s'effectue sans travail, mais pas l'inverse.

Le second principe de la thermodynamique établit précisément un critère permettant de distinguer entre les transformations possibles et impossibles.

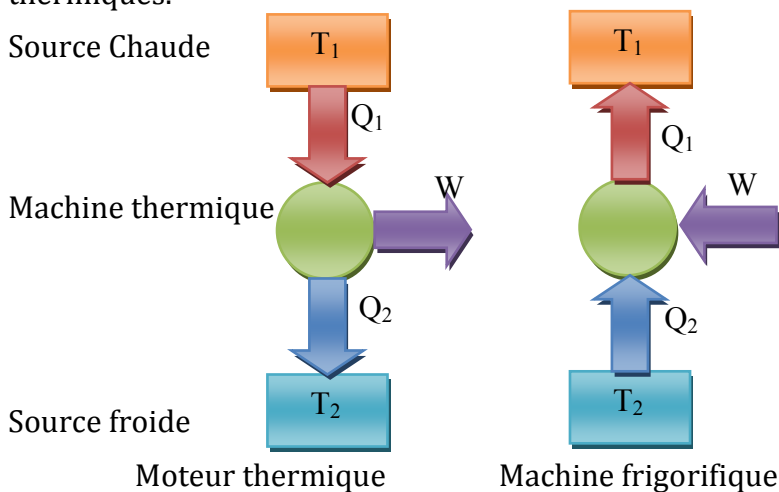
2. Les Machines thermiques

2.1 Définition

On appelle machine thermique tout dispositif dans lequel un fluide décrit des cycles en échangeant du travail avec l'extérieur et de la chaleur avec des sources de chaleur (ou thermostats).

On appelle source de chaleur un système extérieur au système fluide et permet d'absorber ou de fournir de la chaleur tout en demeurant à température constante.

Une machine ditherme est une machine qui échange de la chaleur avec deux sources de chaleur. Le schéma suivant illustre les deux types des machines thermiques.



D'où d'après le premier principe on aura :

$$W + Q_1 + Q_2 = 0 \quad (Q_1 \text{ et } Q_2 \text{ sont de signes différents})$$

2.2 Rendement d'une machine thermique ditherme

2.2.1 Cas d'un moteur thermique:

$$\eta = \frac{\text{Travail fourni}}{\text{chaleur absorbée}}$$

$$\eta = \frac{|W|}{|Q_1|} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} < 1$$

2.2.2 Cas d'une machine frigorifique:

$$\eta = \frac{\text{chaleur absorbée}}{\text{Travail reçu}} = \frac{Q_2}{W}$$

3. Le second principe de la thermodynamique

Il existe deux formulations classiques du second principe de la thermodynamique, qui décrivent le comportement des machines thermiques.

❖ **Enoncé de Kelvin-Planck** *"Il est impossible de réaliser un appareil décrivant un cycle qui fournirait du travail en échangeant de la chaleur avec une seule source".*

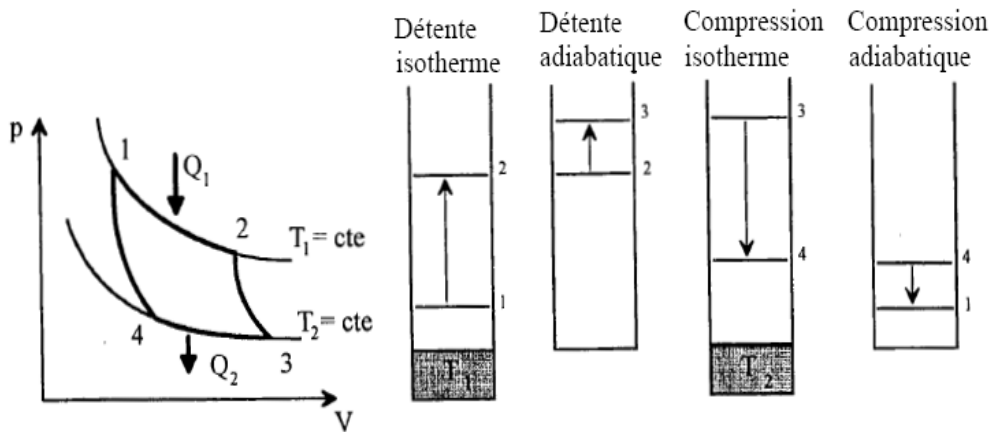
Cet énoncé se réfère aux machines thermiques et stipule qu'une machine ne peut transformer intégralement la chaleur reçue d'une source chaude en travail. Il faut qu'une certaine quantité de chaleur soit cédée à une source froide.

❖ **Enoncé de Clausius** *"Il est impossible de réaliser un appareil décrivant un cycle dont le seul effet serait de transférer une quantité de chaleur d'une source froide à une source chaude".*

Cet énoncé se réfère aux machines frigorifiques et aux pompes à chaleur et stipule qu'on ne peut réaliser une machine frigorifique sans apport de travail.

4. Cycle de Carnot, théorème de Carnot

On dit qu'un système parcourt un cycle de Carnot lorsqu'il échange de la chaleur avec deux sources thermiques de températures différentes, et toutes les transformations sont réversibles. Voir le diagramme suivant:



4.1 Le rendement du cycle de Carnot

Pour ce cycle on a pour les transformations isothermes:

$$1 \rightarrow 2: Q_{12} = -W_{12} = nRT_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$

$$3 \rightarrow 4: Q_{34} = -W_{34} = nRT_2 \ln\left(\frac{V_4}{V_3}\right)$$

Et pour les transformations adiabatiques:

$$2 \rightarrow 3: T_2 V_2^{\gamma-1} = T_3 V_3^{\gamma-1}$$

$$4 \rightarrow 1: T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$$

Si on fait rapport on obtient: $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$ donc

$$\frac{Q_2}{Q_1} = -\frac{T_2}{T_1} \text{ Donc le rendement du cycle est;}$$

$$\eta = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \text{ Finalement le rendement Carnot est défini:}$$

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

4.2 Théorème de Carnot.

"Tous les cycles de Carnot évoluant entre les deux isothermes T_1 et T_2 ont le même rendement. Ce rendement est uniquement fonction des températures T_1 de la source chaude et T_2 de la source froide. C'est le rendement maximal que peuvent avoir les machines".

Toute cause d'irréversibilité augmente l'énergie perdue et diminue le rendement. Donc pour les machines réelles:

$$\eta_{réel} \leq \eta_{Carnot}$$

5. Entropie et Second Principe de la thermodynamique

5.1 L'inégalité de Clausius

L'inégalité de Clausius déduite à partir du théorème de Carnot s'exprime comme suit: *Pour tout système fermé à température uniforme décrivant un cycle, on a:*

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

δQ est la chaleur reçue sur un élément de cycle, et T la température du système.

Pour un cycle de Carnot réversible, les échanges de chaleur sont isothermes, à la température de la source avec laquelle s'effectue l'échange. Il en résulte que

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

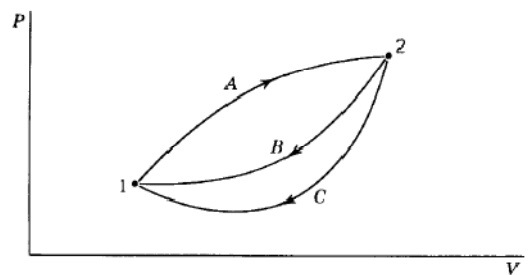
Donc pour un cycle réversible on a :

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

5.2 L'entropie

Considérons deux cycles réversibles composés respectivement des transformations A et B, et A et C. Puisque les deux cycles sont réversibles on a:

Pour le cycle formé des transformations A et B, on a:



$$\oint (\delta Q / T) = \int_1^2 (\delta Q / T)_A + \int_2^1 (\delta Q / T)_B = 0$$

Mais semblablement, sur le cycle formé des transformations A et C, on aura :

$$\int_1^2 (\delta Q / T)_A + \int_2^1 (\delta Q / T)_C = 0 \quad \text{Et par identification on déduit :}$$

$$\int_1^2 (\delta Q / T)_A = \int_1^2 (\delta Q / T)_C$$

On voit que l'intégrale ne dépend pas du chemin parcouru et par conséquent que $(\delta Q / T)_{\text{rév}}$ est une différentielle exacte. On désigne par le symbole S la fonction dont la différentielle :

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rév}}}{T}$$

Et on lui donne le nom d'entropie du système qui est une fonction d'état. L'entropie S , ainsi définie, qui ne dépend pas du chemin suivi. C'est une grandeur extensive.

6. Calcul des variations d'entropie

6.1 Transformation réversible

Pour une transformation infinitésimale réversible au cours de laquelle une quantité de chaleur $\delta Q_{\text{rév}}$ est échangée par le système, la variation d'entropie s'écrit :

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rév}}}{T}$$

Pour calculer la variation d'entropie d'un système passant d'un état initial (1) à un état final (2), il suffit d'intégrer :

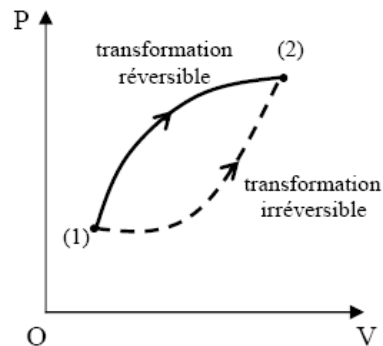
$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q_{\text{rév}}}{T}$$

dS étant une différentielle totale, la variation totale d'entropie de tous les cycles réversible est nulle :

$$\Delta S_{\text{rév}} = \oint \frac{\delta Q_{\text{rév}}}{T} = 0$$

6.2 Transformation irréversible

Dans le cas d'une transformation irréversible, la formule $dS = \delta Q / T$ n'est plus valable. En revanche, l'entropie étant une fonction d'état, sa variation ne dépend que des états initial et final ; pour calculer variation d'entropie associée à une transformation irréversible, il convient, par exemple, d'imaginer une transformation réversible entre les mêmes états (1) et (2) et de calculer la variation d'entropie lors de cette transformation réversible. On aura alors :



$$\Delta S_{\text{irréversible}} = S_2 - S_1 = \Delta S_{\text{réversible}} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q_{\text{rév}}}{T}$$

Pour les cycles irréversibles on aura $\oint \frac{\delta Q_{irrev}}{T} \leq 0$

6.3 Calcul des variations d'entropie pour les solides et les liquides:

Dans ce cas $\delta Q = mc_p dT$ donc

$$\Delta S = S_2 - S_1 = mc_p \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Exemple: soit un morceau de fer de masse $m=100\text{g}$, $c_p=0,46\text{J/g}$ à une température initiale de 350K , on le plonge dans un lac à 280K lorsqu'il atteint cette température. Calculer sa variation d'entropie.

6.4 L'entropie d'un gaz parfait

L'entropie d'un gaz parfait s'exprime aisément avec le choix de variables indépendantes: (V, T) . D'après le premier principe de la thermodynamique on a:

$$dU = \delta Q - PdV \Rightarrow \delta Q = dU + PdV \text{ En plus } dU = mc_v dT \text{ plus } P = mRT/V$$

$$\Rightarrow \delta Q = mc_v dT + mRT \frac{dV}{V} \text{ Ce qui permet d'écrire l'entropie:}$$

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \Rightarrow dS = \frac{mc_v dT + mRT \frac{dV}{V}}{T} \text{ Finalement on aura:}$$

$$dS = mc_v \frac{dT}{T} + mR \frac{dV}{V} \text{ (Cas réversible)}$$

La variation d'entropie pour la transformation d'un gaz parfait d'un état (1) à l'état (2) s'obtient après intégration:

$$\int_{S_1}^{S_2} dS = mc_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + mR \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} \text{ Finalement:}$$

$$\Delta S = S_2 - S_1 = mc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}$$

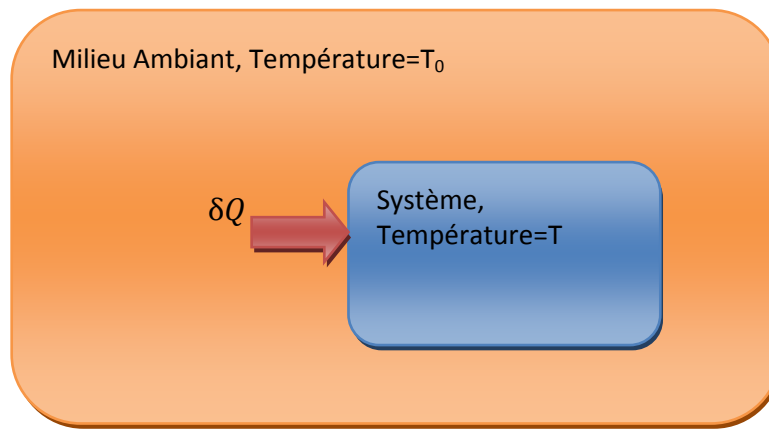
6.5 Variation d'entropie lors d'un changement de phase:

Le changement de phase s'effectue à $T=\text{Cte}$ donc la variation d'entropie:

$$\Delta S = \frac{ml}{T} \text{ (l : chaleur latente massique)}$$

7. Le Principe d'accroissement de l'entropie:

Considérons un système fermé subissant une transformation infinitésimale. Au cours de cette transformation, il reçoit une quantité de chaleur δQ du milieu extérieur. Et supposons qu'au cours de cette transformation, le système soit à une température T et que le milieu extérieur soit à une température $T_0 > T$.



Pour le système c'est un échange de chaleur irréversible et donc:

$$dS_{sys} > \frac{\delta Q}{T}$$

Alors que pour le milieu extérieur, puisque, on le considère comme une source, l'échange de chaleur ne modifie pas sa température, et donc la transformation est réversible.

$$dS_{ext} = -\frac{\delta Q}{T_0}$$

Sommant les deux variations d'entropie, on a :

$$dS_{tot} = dS_{sys} + dS_{ext} \geq \frac{\delta Q}{T} - \frac{\delta Q}{T_0} = \frac{\delta Q}{T} \left(1 - \frac{T}{T_0}\right) > 0$$

De sorte que la variation d'entropie de l'ensemble système + milieu extérieur soit toujours positive. Ce résultat est connu sous le nom de **principe d'accroissement de l'entropie**. Il indique que les seules transformations possibles sont celles pour lesquelles l'entropie globale augmente.

L'accroissement global d'entropie peut se décomposer entre contributions interne et externe. La variation d'entropie du système s'écrit selon la relation:

$$dS_{tot} = dS_i + dS_e \quad (dS_e = dS_{sys} + dS_{ext})$$

dS_i est la production d'entropie due aux irréversibilités internes.

dS_e étant la production d'entropie externe due à l'irréversibilité de l'échange de chaleur avec le milieu extérieur.

Application:

Reprendre l'exemple précédent et calculer la variation d'entropie totale.

Chapitre 5

Les Cycles des Machines Thermiques

1. Définition:

On désigne sous le nom de machines thermiques des appareils ayant pour but la conversion de la chaleur en travail, ou le transfert de la chaleur au moyen du travail.

Les machines thermiques fonctionnent en faisant subir à des fluides des évolutions qui constituent des cycles fermés ou ouverts.

Parmi les machines à cycles fermées nous citons les machines à vapeur avec condenseur, les machines frigorifiques et les pompes à chaleur.

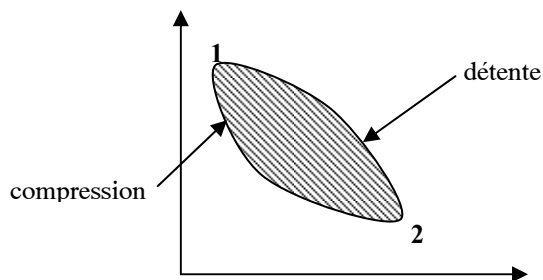
Parmi les machines à cycle ouvert il y a les moteurs à combustion interne, les turbomoteurs,...

2. Evolution cyclique d'un fluide dans une machine thermique

Dans toute machine thermique effectuant une transformation de la chaleur en travail, le fluide moteur doit nécessairement subir une détente qui est le seul moyen de produire du travail positif. La production continue du travail exige donc la répétition continuelle de détente successives du fluide moteur, cette répétition se réalise en deux façons:

1- Le fluide est expulsé de la machine dès qu'il termine la phase de détente et il est remplacé par une quantité égale d'un même fluide de l'état initial, on aura un cycle ouvert.

2- Le fluide moteur une fois terminée la phase de détente, revient à l'état initial par compression et recommence l'évolution, c'est le cas des cycles fermés.



3. Les cycles théoriques à air

Bon nombre de moteurs emploient un fluide actif toujours à l'état gazeux.

- Moteurs volumétriques à allumage commandé (moteurs à essence) ;
- Moteurs volumétriques à allumage spontané (moteurs Diesel) ;
- Turbines à gaz de propulsion et turboréacteurs.

Dans tous ces moteurs, la composition du gaz varie entre l'entrée et la sortie en raison de la combustion du carburant. C'est pour cette raison qu'on les appelle moteurs à combustion interne. Par contre, la machine à vapeur ou le générateur de puissance d'une centrale à vapeur sont des moteurs à combustion externe.

Pour faciliter l'étude de ces machines thermiques, il est s'avère intéressant de les modéliser par des cycles ayant les propriétés suivantes :

1. Une masse fixe d'air parcourt le cycle, et l'air est considéré un gaz parfait.
2. La combustion est remplacée par un échange de chaleur provenant d'une source externe.
3. Le cycle se complète par un échange de chaleur avec le milieu ambiant.
4. Toutes les transformations sont réversibles intérieurement.
5. En outre, on suppose souvent que la chaleur massique est constante.

4. Cycles divers des machines thermiques

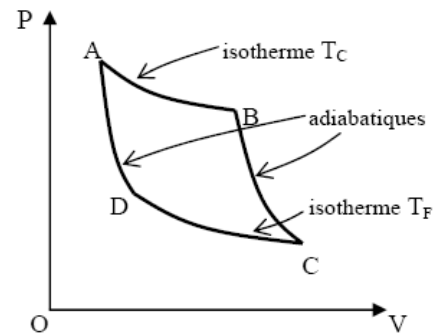
Une machine thermique fournit du travail positif à l'extérieur, en prenant de la chaleur à la source chaude et en restituant une partie de cette chaleur à la source froide. Dans leurs études on est conduit à considérer en plus du cycle de Carnot, des autres cycles d'évolution des gaz parfaits.

4.1 Cycle de Carnot

Le cycle de Carnot est un cycle ditherme réversible comportant deux isothermes AB et CD aux températures T_1 (source chaude) et T_2 (source froide) reliées par deux adiabatiques réversibles BC et DA.

Le rendement du cycle à pour expression:

$$\eta_{th} = \frac{\text{Travail fourni}}{\text{Chaleur reçue}} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$



4.2 Le cycle de Joule

Appelé également le cycle de Brayton, c'est le cycle des turbines à gaz. Il est composé de deux adiabatiques reliées par deux isobares.

1-2: compression adiabatique.

2-3: échauffement isobare.

3-4: détente adiabatique.

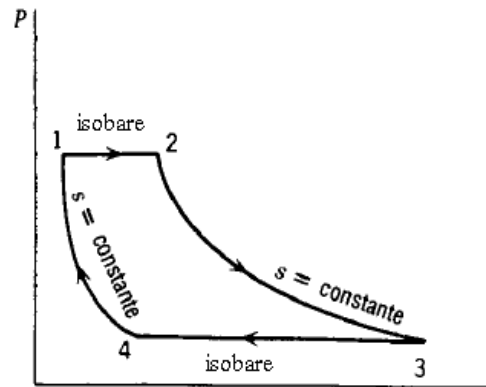
4-1: refroidissement isobare.

Lelong de 1-2 il y a échauffement à pression constante de T_1 à T_2 , et entre 3 et 4 il y a refroidissement isobare de T_3 à T_4 .

Les quantités de chaleur échangées:

$$Q_C = m c_p (T_2 - T_1) > 0$$

$$Q_F = m c_p (T_4 - T_3) < 0$$



Le rendement du cycle à pour expression:

$$\eta_{th} = \frac{\text{Travail fourni}}{\text{Chaleur reçue}} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C} \Rightarrow \eta_{th} = 1 - \frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1}$$

Mais sachant que:

$$\frac{T_1}{T_4} = \left(\frac{P_1}{P_4} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \quad \frac{T_2}{T_3} = \left(\frac{P_2}{P_3} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{Avec } P_1=P_2 \text{ et } P_3=P_4$$

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1} \quad \text{Donc le rendement s'écrit:}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_4}{T_1} = 1 - \frac{T_3}{T_2} = 1 - \left(\frac{P_4}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{on peut écrire aussi}$$

$$\eta_{th} = 1 - \left(\frac{V_4}{V_1} \right)^{1-\gamma} = 1 - a^{1-\gamma} \quad \text{avec}$$

$$a = \frac{V_4}{V_1} = \text{rapport de compression volumétrique}$$

Expression du travail total:

$$W_{12} = P_1(V_1 - V_2); \quad W_{34} = P_3(V_3 - V_4)$$

$$W_{23} = U_3 - U_2; \quad W_{41} = U_1 - U_4$$

$$\text{Avec } P_1 = P_2 \text{ et } P_3 = P_4$$

$$W_{tot} = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41}$$

$$W_{tot} = P_1(V_1 - V_2) + U_3 - U_2 + P_3(V_3 - V_4) + U_1 - U_4$$

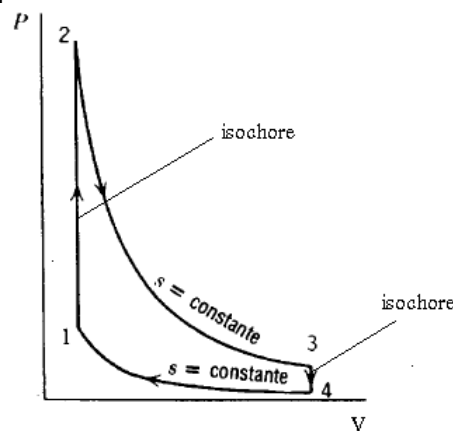
$$W_{tot} = (P_1 V_1 + U_1) - (P_2 V_2 + U_2) + (P_3 V_3 + U_3) - (P_4 V_4 + U_4)$$

$$W_{tot} = (H_1 - H_2) + (H_3 - H_4)$$

4.3 Le cycle d'Otto ou de Beau de Rochas

Le cycle d'Otto est le cycle idéalisé des moteurs à allumage commandé (moteur à essence). Il est représenté ci-dessous dans le diagramme P-V

Ce cycle est composé de deux transformations isochores 1-2 et 3-4 et deux adiabatiques 2-3 et 4-1.



Lelong de 1-2 il y a échauffement à volume constant de T_1 à T_2 , et entre 3 et 4 il y a refroidissement isochore de T_3 à T_4 .

Les quantités de chaleur échangées:

$$Q_C = mc_v(T_2 - T_1) > 0$$

$$Q_F = mc_v(T_4 - T_3) < 0$$

Le rendement du cycle à pour expression:

$$\eta_{th} = \frac{\text{Travail fourni}}{\text{Chaleur reçue}} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C} \Rightarrow \eta_{th} = 1 - \frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1}$$

Mais sachant que:

$$\frac{T_1}{T_4} = \left(\frac{V_1}{V_4} \right)^{1-\gamma}, \quad \frac{T_2}{T_3} = \left(\frac{V_2}{V_3} \right)^{1-\gamma} \quad \text{Avec } V_1 = V_2 \text{ et } V_3 = V_4$$

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1} \text{ Donc le rendement s'écrit:}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_4}{T_1} = 1 - \frac{T_3}{T_2} = 1 - \left(\frac{V_4}{V_1} \right)^{1-\gamma} \text{ on peut écrire aussi}$$

$$\eta_{th} = 1 - a^{1-\gamma} \text{ avec}$$

$$a = \frac{V_4}{V_1} = \frac{V_3}{V_2} \text{ rapport de compression volumétrique}$$

Expression du travail total:

$$W_{12}=0; W_{34}=0$$

$$W_{23}=U_3-U_2; W_{41}=U_1-U_4$$

$$W_{tot} = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41} \text{ donc}$$

$$W_{tot} = (U_1 - U_2) + (U_3 - U_4)$$

4.4 Cycle de Diesel:

Le cycle de Diesel est le cycle idéalisé des moteurs à allumage spontané (moteur Diesel). Il diffère du cycle d'Otto par le fait que le processus de combustion, pour le mélange air/essence, est supposé isobare.

Ce cycle est composé d'une transformation isobare 1-2, une isochore 3-4 et deux adiabatiques 2-3 et 4-1.

Le long de 1-2 il y a échauffement à pression constante de T_1 à T_2 , et entre 3 et 4 il y a refroidissement isochore de T_3 à T_4 . Les quantités de chaleur échangées:

$$Q_C = m c_p (T_2 - T_1) > 0$$

$$Q_F = m c_v (T_4 - T_3) < 0$$

Le rendement du cycle à pour expression:

$$\eta_{th} = \frac{\text{Travail fourni}}{\text{Chaleur reçue}} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C} \Rightarrow \eta_{th} = 1 - \frac{c_v (T_3 - T_4)}{c_p (T_2 - T_1)} \text{ D'où}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_3 - T_4}{T_2 - T_1}$$

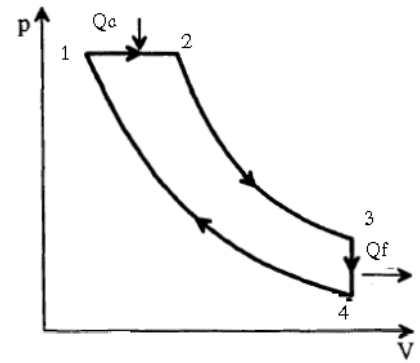
$$\text{Soit : } a = \frac{V_4}{V_1} : \text{ rapport de compression volumétrique.}$$

$$\text{et } b = \frac{V_3}{V_2} : \text{ rapport de détente volumétrique, donc On peut écrire le rendement}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{b^{-\gamma} - a^{-\gamma}}{b^{-1} - a^{-1}}$$

Et si on introduit le rapport $c = V_2/V_1$ appelé "rapport d'injection" on obtient l'expression suivante du rendement:

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{1}{a^{\gamma-1}} \frac{c^{\gamma} - 1}{c - 1}$$



Le rendement thermique du moteur Diesel dépend du rapport d'injection et du rapport de compression.

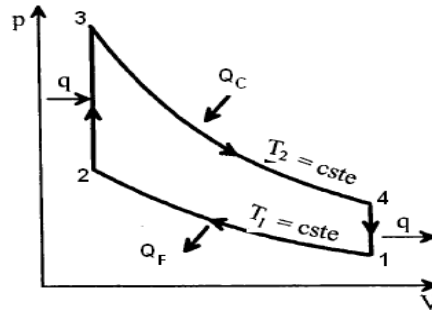
Expression du travail total:

$W_{12}=P_1(V_1-V_2)$; $W_{34}=0$; $W_{23}=U_3-U_2$; $W_{41}=U_1-U_4$; Avec $P_1=P_2$ on obtient:

$$W_{tot} = (H_1 - H_2) + (U_3 - U_4)$$

4.5 Cycle de Stirling:

Il se compose de deux isothermes 1-2 et 3-4 et plus deux isochores 2-3 et 4-1.



Le cycle est constitué des quatre transformations suivantes :

1-2 Compression isotherme: $W_{12} = -mRT_1 (V_2/V_1) > 0$ et $Q_{12} = -W_{12}$

2-3 Chauffage isochore: $W_{23}=0$ et $Q_{23} = U_3 - U_2 = mc_v(T_2 - T_1)$

3-4 Détente isotherme: $W_{34} = -mRT_2 \ln(V_4/V_3) < 0$ et $Q_{34} = -W_{34}$

4-1 Refroidissement isochore: $W_{41} = 0$ et $Q_{41} = U_4 - U_1 = mc_v(T_1 - T_2)$

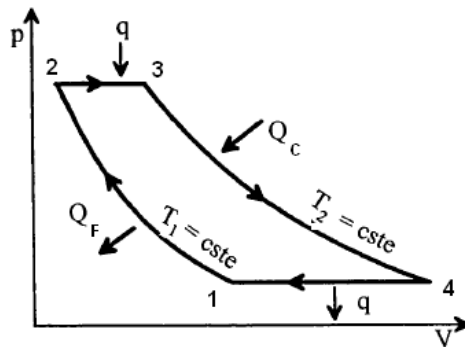
Expression du rendement:

$$\eta_{th} = 1 + \frac{Q_C}{Q_F} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \eta_{Carnot}$$

Ce cycle est intéressant car son rendement théorique est maximum. Cependant les machines pouvant le réaliser sont complexes et donc peu répandues.

4.6 Cycle d'Ericsson

Il se compose de deux isothermes 1-2 et 3-4 et plus deux isochores 2-3 et 4-1.



Expression du rendement:

De la même façon que pour le cycle de Stirling on peut montrer que le rendement théorique du cycle est maximum et vaut:

$$\eta_{th} = 1 + \frac{Q_C}{Q_F} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \eta_{Carnot}$$

Chapitre 6

Evaluation des Propriétés des substances pures

1. Substance pure

Une substance pure est une substance de composition chimique homogène et stable. Par exemple : L'eau liquide, un mélange eau/glace ou eau/vapeur sont des substances pures.

2 Equilibre des phases d'une substance pure

Soit le système constitué de la masse d'1 kg d'eau (liquide) contenue dans le dispositif cylindre-piston représenté ci-dessous. La température initiale est de 20 °C et la pression d'équilibre est la pression atmosphérique.

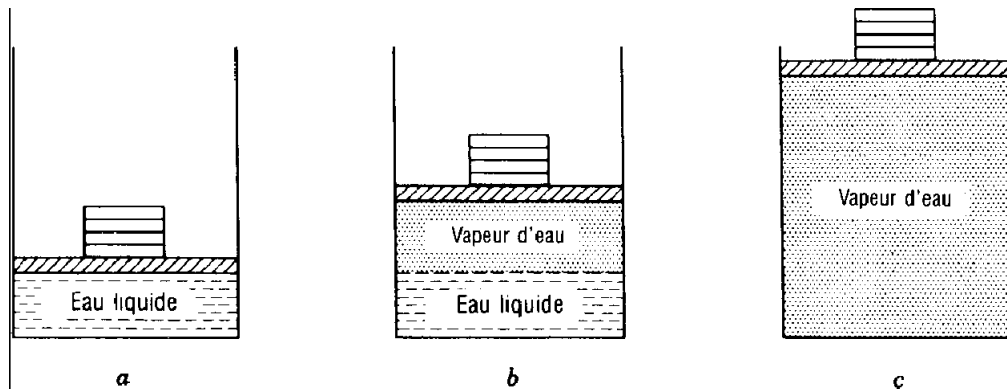


Fig.1. Chauffage d'eau à pression constante

On chauffe l'eau, sa température s'élève (sans changement de volume appréciable). Lorsque la température atteint 100 °C, tout nouvel apport de chaleur entraîne la vaporisation d'une certaine quantité d'eau (b). Pendant cette transformation, la pression et la température restent constantes, alors que le volume augmente considérablement. Lorsque tout le liquide a disparu, tout nouvel apport de chaleur s'accompagne d'une augmentation de volume et de température (c).

On appelle température de saturation la température à laquelle la vaporisation se produit pour une pression donnée. Semblablement, cette même pression est appelée pression de saturation pour la température donnée.

- Lorsqu'une substance est à l'état liquide dans des conditions (p, T) de saturation, on la désigne sous le nom de liquide saturé.
- Une substance à l'état liquide à une température inférieure à la température de saturation à la pression donnée (et par conséquent à une pression supérieure à la pression de saturation à la température donnée) est appelée liquide refroidi ou comprimé.
- Lorsqu'une substance est à en partie sous forme liquide et en partie sous forme de vapeur (mélange liquide/vapeur), on définit le titre en vapeur ou simplement titre comme le rapport de la masse de vapeur à la masse totale:

$$x = m_v/m.$$

Il n'est défini que lorsque la substance est dans un état saturé.

- Lorsqu'une substance est à l'état de vapeur dans des conditions de saturation, on la désigne sous le nom de vapeur saturée.
- Une substance à l'état de vapeur à une température supérieure à la température de saturation est appelée vapeur surchauffée ou sèche

Portons à présent l'évolution de l'eau dans un diagramme température-volume (Fig. 2):

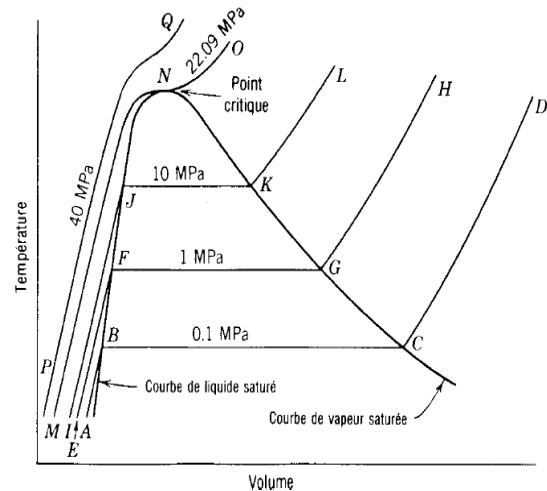


Fig.2. Diagramme température - volume

Les différentes étapes de la transformation décrite précédemment apparaissent clairement sur le diagramme.

Chauffage de l'eau représenté par la ligne AB.

Vaporisation représenté par la ligne BC.

Chauffage de la vapeur représenté par la ligne CD.

Le point N étant simplement un point d'inflexion à pente nulle de la courbe: c'est le point critique. Au delà de la pression critique, l'évolution de la température est continue et une seule phase est présente en chaque point : on ne peut plus distinguer liquide et vapeur, on parle simplement de fluide.

3. Diagramme des phases

Il existe une pression qui marque la frontière entre les processus de fusion puis évaporation et le processus de sublimation. Pour l'eau, cette pression vaut 0,6113 kPa la température vaut 0,01 °C. Ce point est appelé point triple car en ce point il peut exister les trois phases (solide, liquide, vapeur) en équilibre.

Ces divers processus sont clairement visualisés dans le diagramme de phase suivant.

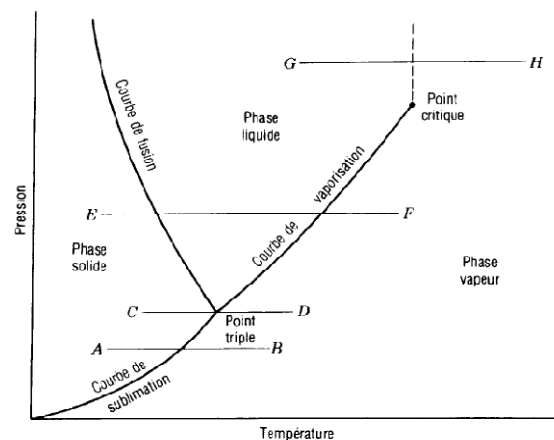


Fig.3. Diagramme de phases

Si on considère un corps pur à la pression p et à la température T , lorsque le point appartient à l'une des trois courbes d'équilibre, on aura un équilibre entre les deux phases du corps; sinon le corps existe sous une seule phase.

4. Evaluation des propriétés thermodynamiques

Des données de propriété thermodynamique peuvent être obtenues dans diverses manières: les tableaux, les diagrammes, les équations, et les logiciels. Dans cette on s'intéresse à l'utilisation des tables des propriétés thermodynamiques, qui sont généralement disponibles pour les substances pures compressibles pratique. L'utilisation de ces tables est une compétence importante.

4.1 Evaluation de la pression, du volume spécifique, et de la température

4.1.1 Tableaux de vapeur sèche et de liquide comprimé

Les propriétés de la vapeur sèche sont présentées dans les Tableaux T-4 et de l'eau liquide dans les Tableaux T-5. Celles-ci désignent souvent sous le nom des tables de vapeur surchauffées et les tables de liquide comprimé respectivement.

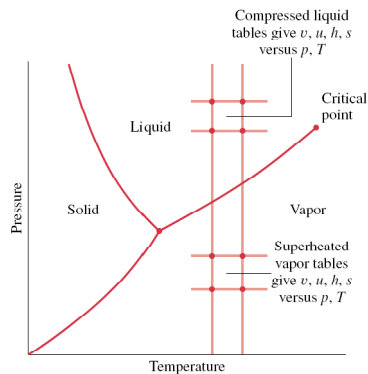


Fig.4. Diagramme de phases : Evaluation des grandeurs

Le diagramme de phase montré dans la figure met en évidence la structure de ces tables. Puisque la pression et la température sont variables indépendantes, elles peuvent être employées pour designer l'état dans ces régions. En conséquence, les Tableaux donnent des valeurs de plusieurs propriétés comme fonctions de la pression et de la température.

Pour chaque pression donnée, les valeurs indiquées dans la table de vapeur surchauffée (Tables T-4) commencent par l'état de vapeur saturée et puis procèdent aux températures plus élevées. Les données dans la table du liquide comprimée (Tables T-5) finissent avec les états de liquides saturés. C'est-à-dire, pour une pression indiquée les valeurs d'une propriété sont indiquées à mesure que la température augmente jusqu'à la température de saturation.

Par exemple... dans les Tableaux T-4 et T-5, à une pression de 10 MPa, la température de saturation vaut 311° C.

4.1.2 Tables de saturation

Les tables de saturation T2 et T-3, donnent les propriétés le liquide saturé et la vapeur saturée. Les valeurs d'une propriété à ces états sont dénotées par les indices inférieurs l et g, respectivement.

Le volume spécifique d'un mélange e liquide-vapeur peut être déterminé en employant les tables de saturation et la définition du titre définie précédemment.

$$v = (1 - x)v_l + xv_g = v_l + x(v_l - v_g)$$

Par exemple... considérons un mélange liquide-vapeur de à 100°C avec un titre de 0.9. Du Tableau T2 à 100 °C, $v_f = 1.0435 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ du et $v_g = 1.673 \text{ m}^3/\text{kg}$ de. Le volume spécifique du mélange est:

$$v = v_l + x(v_l - v_g) = 1.506 \text{ m}^3 / \text{Kg}$$

Pour faciliter la localisation des états dans les tables, il est souvent commode d'employer des valeurs des tables de saturation ainsi qu'un diagramme P-V.

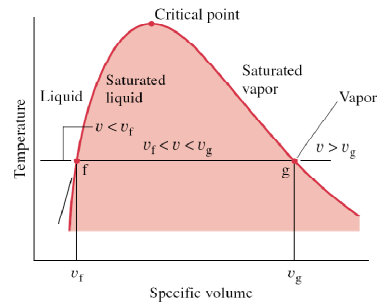


Fig.5. Diagramme P-V : Localisation des états

4.2 Evaluation de l'énergie interne et l'enthalpie spécifique

Les tables de propriété présentées fournissent également des valeurs de l'énergie interne spécifique u , de l'enthalpie spécifique h , et de l'entropie S .

Des données pour l'énergie interne spécifique u et l'enthalpie h sont illustrées des tables de propriété de la même façon que pour le volume spécifique.

L'énergie interne spécifique pour un mélange liquide-vapeur est calculée pour une valeur du titre donnée comme suit :

$$u = (1-x)u_l + xu_g = u_l + x(u_g - u_l)$$

De même pour l'enthalpie spécifique:

$$h = (1-x)h_l + xh_g = h_l + x(h_g - h_l)$$

Par exemple... évaluons T , v , et h pour l'eau à 0.10 MPa et une énergie interne spécifique de 2537.3 kJ/kg.

Utilisons la table T-3, noter que la valeur indiquée de u est plus grande que l' u_g à 0.1 MPa ($u_g = 2506.1$ kJ/kg). Ceci suggère que l'état se situe dans la région surchauffée de vapeur. Du Tableau T-4 on le constate que pour $u=2537.3$ kJ/kg : $T=120^\circ\text{C}$, et $v= 1.793$ m³/kg et finalement $h= 2716.6$ kJ/kg.

4.3 Evaluation de l'entropie

Tout comme pour toutes les autres variables massiques, l'entropie massique d'un mélange saturé est liée au titre par la relation:

$$S = (1-x)S_l + xS_g = S_l + x(S_g - S_l)$$

BIBLIOGRAPHIE

1. F.CHARVET, P.PERCHE: « Cours de Thermodynamique »: Ecole Nationale de la Marine Marchande (France).
2. Patrick Ferrand « P2 thermodynamique » Université Aix-Marseille III (2005).
3. G. Degrez : « cours Thermodynamique Appliquée » MECA 357 (2003).
4. Maurice Bailly : « Thermodynamique technique » Tome 1 Bordas (1971).
5. Maurice Bailly : « Thermodynamique technique » Tome 2b Bordas (1971).
6. Maurice Bailly : « Thermodynamique technique » Tome 3 Bordas (1971).
7. André LALLEMAND: Deuxième Principe. Entropie (Techniques D'ingénieur).
8. André LALLEMAND: Premier Principe de la thermodynamique. (Techniques D'ingénieur).
9. P. Amiot: « Thermodynamique »; Université Laval Canada.
10. M. J. Moran, H. N. Shapiro, B. R. Munson, D. P. DeWitt: "Introduction to Thermal Systems Engineering": Thermodynamics, Fluid Mechanics, and Heat Transfer. John Wiley & Sons.
11. G. J. Van Wylen, R. E. Sonntag, P. Desrochers « Thermodynamique appliquée ». Editions du Renouveau Pédagogique, Montréal.