

Conformément à l'usage, une exception sera cependant faite pour l'énergie cinétique K , le travail des forces externes W et la chaleur échangée avec l'extérieur Q , qui seront écrits en majuscules même exprimées en unités massiques, et pour le travail utile τ , qui sera toujours écrit en minuscules.

On passe des unes aux autres en multipliant les premières par la masse m (pour les systèmes fermés), ou le débit massique \dot{m} (pour les systèmes ouverts).

$$\text{volume } v = \frac{V}{m} = \frac{\dot{V}}{\dot{m}} \quad (\text{m}^3 \text{ kg}^{-1}) \quad \text{énergie interne } u = \frac{U}{m} = \frac{\dot{U}}{\dot{m}} \quad (\text{J kg}^{-1})$$

$$\text{entropie } s = \frac{S}{m} = \frac{\dot{S}}{\dot{m}} \quad (\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}) \quad \text{enthalpie } h = \frac{H}{m} = \frac{\dot{H}}{\dot{m}} \quad (\text{J kg}^{-1})$$

Pour des raisons de commodité, nous nous ramènerons, chaque fois que possible, à l'unité de masse du fluide considéré.

Dans cet ouvrage, nous n'utiliserons que très rarement les grandeurs extensives, aussi prendrons-nous la liberté, pour ne pas alourdir les notations, d'utiliser aussi les majuscules pour les grandeurs molaires, auxquelles nous aurons parfois recours. Lorsque ce sera le cas, nous l'indiquerons.

Rappelons par ailleurs qu'une kilomole (1 kmole) est la quantité d'une substance dont la masse est égale à sa masse molaire M exprimée en kilogramme : 1 kmole de O_2 a une masse de 32 kg.

Si M^* est la masse d'une molécule, $M^* = \frac{M}{N_0}$, N_0 étant le nombre d'Avogadro :

$$N_0 = 6 \cdot 10^{23} \text{ molécules /g.}$$

A l'état normal (0°C, 1 bar), le volume occupé par une kilomole est égal à 22,414 m³.

2.2 ÉCHANGES D'ÉNERGIE AU COURS D'UNE TRANSFORMATION

Les composants des machines thermiques sont parcourus par des fluides qui sont le plus souvent à l'état gazeux ou liquide. Au cours des transformations qu'ils y subissent, ces fluides échangent de l'énergie avec l'extérieur ou entre eux sous deux formes : mécanique, notée traditionnellement W , et thermique notée Q . Compte tenu de leur importance pratique, nous commencerons par étudier ces échanges d'énergie.

Conformément à notre parti pris de privilégier un exposé aussi simple que possible des bases de la thermodynamique, nous nous limiterons dans ce qui suit à des systèmes en régime permanent, car, même si les résultats que nous établirons se généralisent assez facilement, il est alors nécessaire d'adopter un formalisme plus lourd si l'on veut être rigoureux.

2.2.1 TRAVAIL δW DES FORCES EXTERNES SUR UN SYSTÈME FERMÉ

Considérons un système fermé monophasé. Les forces extérieures qui s'exercent sur lui se limitent généralement d'une part à l'action de la pesanteur sur la masse fluide, et d'autre part aux pressions qui s'exercent sur ses frontières.

Dans les machines thermiques, le travail de la pesanteur est dans la majorité des cas négligeable devant celui des actions dites "de contact". Pour fixer les idées, le travail fourni par une masse de 1 kg d'eau tombant d'une hauteur de 100 m est égal à

980 J, alors que celui de la même masse de vapeur d'eau détendue de manière isentropique de 100 bars et 500 °C à 1 bar est égal à 983 kJ, soit 1000 fois plus importante.

En conséquence, dans les machines thermiques, le travail des forces massiques sera le plus souvent négligeable devant celui de la pression.

Considérons un fluide au repos (figure 2.2.1), donc à pression uniforme P , enfermé dans un cylindre dont toutes les parois sont fixes excepté un piston susceptible de se déplacer dans une direction. Exerçons maintenant une force \vec{F} sur ce piston, afin de le déplacer suffisamment lentement (pour qu'à tout moment le système puisse être assimilé à une phase).

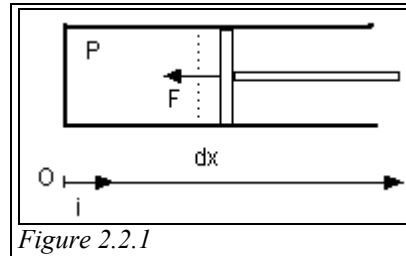


Figure 2.2.1

Donnons-nous un axe $(O; \vec{i})$ orienté depuis le fond du cylindre ($x=0 \Rightarrow V=0$). La force étant exercée par l'extérieur sur le système, $\vec{F} = -\|F\| \vec{i}$

Appelons A la section du piston, et $d\vec{x} = dx \vec{i}$ le déplacement effectué.

On a bien évidemment $\|F\| = P A$, et le travail $m \delta W_A$ reçu par la masse m de fluide est :

$$m \delta W_A = \vec{F} \cdot d\vec{x} = -\|F\| dx \vec{i} \cdot \vec{i} = -P A dx = -P dV.$$

dV étant la variation de volume de la masse, égale à mdv , et :

$$\delta W_A = -Pdv \quad (2.2.1)$$

S'il s'agit d'une compression, la variation de volume est négative et le travail reçu est positif. Nous notons d'un indice A ce travail, pour bien indiquer qu'il est exercé à la surface du système considéré.

Cette expression, qui se généralise sans peine à un système fermé de forme quelconque, n'est valable que si le système reste en équilibre statique, c'est-à-dire si les hypothèses ci-dessous sont vérifiées :

- la pression reste uniforme dans le système ;
- le fluide reste au repos.

On remarquera que la formule (2.2.1) implique que le travail reçu par le système est positif, et que le travail qu'il cède est négatif. Par convention, on généralise ce résultat en comptant positivement l'énergie reçue par un système, et négativement celle qu'il fournit à l'extérieur.

Au cours d'une transformation réversible faisant passer une phase fermée d'un état 1 à un état 2, le travail massique des actions de contact a donc pour valeur :

$$W_A = - \int_1^2 Pdv \quad (2.2.2)$$

Dans le cas où le travail de la pesanteur n'est pas négligeable, on peut facilement montrer qu'il s'exprime sous la forme :

$$dW_v = -g dz \quad (2.2.3)$$

$g > 0$ étant l'accélération de la pesanteur, et z l'altitude du point, comptée positivement vers le haut. Nous notons d'un indice v ce travail, pour bien indiquer qu'il s'exerce dans le volume du système considéré.

On a donc :

$$W = W_A + W_v \quad (2.2.4)$$

2.2.2 TRANSFERTS DE CHALEUR

Soit une masse fluide simple, à l'intérieur de laquelle il ne se produit pas de frottements. Soit δQ la quantité de chaleur échangée avec l'extérieur et reçue par l'unité de masse de ce fluide, au cours d'une transformation infiniment petite.

Un fait expérimental essentiel, base de la thermodynamique des fluides compressibles, est que **δQ est une forme différentielle de l'état de cette masse fluide**, appelée équation calorimétrique.

A titre d'exemple, dans le cas d'un système monovariant (équilibre entre phases lors d'un changement d'état), l'équation calorimétrique ne dépend que du titre x , rapport de la masse de vapeur à la masse totale (vapeur + liquide) dans le cas d'une vaporisation ou d'une condensation :

$$\delta Q = L dx$$

L étant l'enthalpie de changement d'état.

Plus généralement, l'équation calorimétrique qui relie δQ aux variables d'état du fluide simple (bivariant) peut prendre les trois formes canoniques équivalentes entre elles bien connues :

$$\begin{aligned} \delta Q &= c_p dT + h dP \\ \delta Q &= c_v dT + l dv \\ \delta Q &= \mu dP + \lambda dv \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

Les coefficients c_p , c_v , h , l , μ et λ sont dits coefficients calorimétriques d'équilibre du fluide (on notera que h **n'est pas** l'enthalpie, qui sera introduite plus loin). Ils sont reliés par des relations différentielles que l'on peut obtenir sans difficulté notable mais qui ne présentent pas d'intérêt particulier pour nous. Il suffit de savoir que les propriétés calorimétriques d'un fluide sont déterminées par la connaissance de deux de ces six coefficients.

Par la suite, nous nous servirons uniquement des coefficients c_p et c_v , qui sont appelés respectivement capacité thermique massique à pression constante, et capacité thermique massique à volume constant, dont l'ancienne appellation était "chaleur massique" (ou spécifique).

Pour un solide ou un liquide, $c_p \approx c_v$, et $\delta Q \approx c dT$

Pour un gaz idéal, comme nous le verrons au paragraphe 2.6.2, $h = l = 0$, et, selon que l'on a affaire à un système ouvert ou fermé, $\delta Q = c_p dT$ ou $\delta Q = c_v dT$. Pour un gaz réel, il faut utiliser une des formes canoniques ci-dessus.

Les équations précédentes ne sont cependant valables que si certaines conditions sont respectées :

- tout d'abord, la masse fluide doit être parfaitement homogène, c'est-à-dire assimilable à une phase ;
- ensuite, on a supposé qu'il n'y avait pas d'irréversibilité à l'intérieur ou aux limites de la masse fluide. S'il y en a, la relation devient :

$$\delta Q < c_p dT + h dP \quad \text{On posera alors :}$$

$$\delta Q = c_p dT + h dP - \delta\pi \quad (2.2.6)$$

$\delta\pi$, terme essentiellement positif, a une signification physique très simple : c'est la chaleur dégagée par les frottements mécaniques au sein du fluide. Bien qu'elle en diffère profondément, elle produit le même effet qu'une chaleur reçue de l'extérieur. Son sens sera précisé lors de la présentation du deuxième principe de la thermodynamique (section 2.4).

Par convention donc, nous noterons δQ la chaleur échangée avec l'extérieur, et comptée positivement si elle est reçue par le système, et $\delta\pi$ la chaleur dissipée en interne par les frottements s'il y en a. En pratique, il importe de bien distinguer ces deux formes de chaleur, faute de quoi de graves erreurs de raisonnement peuvent être faites. En particulier, les transformations sans échange de chaleur avec l'extérieur, appelées adiabatiques, sont telles que $\delta Q = 0$, qu'elles soient ou non le siège d'irréversibilités, c'est-à-dire que $\delta\pi$ soit nul ou non.

2.3 PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

Maintenant que nous avons établi les expressions permettant de calculer les échanges d'énergie mécanique et thermique d'une masse fluide avec son environnement, nous pouvons faire un rappel du premier principe de la thermodynamique. Selon l'usage, nous commencerons par son expression pour les systèmes fermés, bien connue de tous, et nous la généraliserons pour les systèmes ouverts.

Le premier principe, connu aussi sous le nom de principe de l'équivalence ou principe de la conservation de l'énergie, exprime que l'énergie contenue dans un système isolé ou qui évolue selon un cycle fermé reste constante, quelles que soient les transformations qu'il subit. Les différentes formes que peut prendre l'énergie d'un système : énergie mécanique, énergie calorifique, énergie potentielle, énergie cinétique... sont toutes équivalentes entre elles au sens du premier principe.

2.3.1 DÉFINITION DE L'ÉNERGIE INTERNE U (SYSTÈMES FERMÉS)

A tout système physique fermé est attaché un scalaire U, fonction des seules variables d'état, et tel qu'on a en toute transformation réelle :

$$\Delta U + \Delta K = W + Q \quad (2.3.1)$$

K étant l'énergie cinétique du système, W le travail des forces externes, exprimé pour la masse totale du système et donné par la relation (2.3.4) $W = W_A + W_v$, et Q la quantité de chaleur échangée par le système avec l'extérieur pendant la transformation considérée.

U est une grandeur extensive appelée **l'énergie interne** du système, U + K est parfois appelée son **énergie totale**. Pour une phase de masse m, $U = m u$, u étant l'énergie interne massique.