

Chapitre 1. Rappel sur les notions de base de la thermodynamique

Introduction

La thermodynamique est l'une des sciences fondamentales. Elle est applicable dans un très grand nombre de situations, que ce soit dans le domaine de la mécanique, celui de la physique ou celui de la chimie. La thermodynamique (comme une partie de la physique) prend corps au XVIII^{ème} siècle avec l'invention de la machine à vapeur pour préciser les conditions de transformation de la chaleur en travail. Son domaine a rapidement dépassé ce cadre en raison de la portée universelle des principes qui la fondent. Les deux premiers principes ont été énoncés pratiquement en même temps, au cours des années 1850 : dans le premier, énoncé par J. Mayer, on généralise le concept d'énergie mécanique et on postule l'existence d'une grandeur conservative, l'énergie totale d'un système, dans le deuxième principe, énoncé sous divers formes par S. Carnot, R. Clausius, J. Thomson et I. Prigogine, on introduit une nouvelle grandeur non conservative, l'entropie, dont la production est directement reliée au sens d'écoulement du temps, appelé flèche du temps.

Cette première conception s'est élargie et la thermodynamique étudie tous les phénomènes physiques, chimiques et techniques où intervient la chaleur (thermodynamique classique, thermodynamique statistique, thermodynamique des phénomènes irréversibles, thermodynamique technique, thermodynamique chimique,...).

Plus particulièrement, il est possible d'affirmer que cette science est à la base de l'énergétique, puisqu'elle sert à décrire et à analyser le fonctionnement des systèmes énergétiques et d'en rechercher les fonctionnements optimisés.

Comme toute discipline scientifique, la thermodynamique s'appuie sur un certain nombre de définitions précises. L'essentiel de ces définitions est rappelé dans ce chapitre.

1.1 Systèmes thermodynamiques

Un système thermodynamique est un corps, ou un ensemble de corps de masse déterminée, ou encore plus généralement une portion de l'Univers parfaitement déterminée, où se produisent les transformations à étudier. Tout système sera en interaction avec d'autres systèmes de l'Univers qui constituent le milieu extérieur. L'interaction se traduit par des échanges de matière et des échanges d'énergie sous forme de travail et de chaleur.

1.2 Transformations et état d'équilibre d'un système

Dans une transformation il y a variation d'au moins une variable d'état du système qui évolue d'un état initial à un état final. Pour que la transformation puisse être définie convenablement, il conviendra que les états initial et final soient des états d'équilibre. On dit qu'un système est en équilibre lorsque toutes ses variables d'état demeurent constantes au cours du temps.

Parfois les conditions qu'impose le milieu extérieur, bien que constantes, entraînent dans le système des flux ou des courants permanents (de matière, d'énergie, de charge électrique....) ; l'état du système est alors stationnaire, mais ce n'est pas un état d'équilibre.

Un exemple d'état stationnaire peut être fourni par la diffusion thermique dans une barre métallique : en maintenant les extrémités de la barre à des températures constantes différentes, T_1 et $T_2 < T_1$, un état stationnaire de transport d'énergie, de la source chaude 1 à la source froide 2, s'établit ; la température n'est pas uniforme mais sa valeur en un point du système est constante. Retenons qu'un état d'équilibre d'un système est un état stationnaire sans échange de matière ou d'énergie d'un point à l'autre du système.

1.2.1 Transformation réversible

C'est une transformation qui se fait par une succession d'états d'équilibre infiniment voisins, la condition d'équilibre concernant aussi bien le système étudié que le milieu extérieur avec lequel il interagit.

Pour qu'une transformation soit réversible, il faut que le système et le milieu extérieur puissent repasser par tous les états antérieurs, lorsque l'on fait varier en sens inverse les divers paramètres d'état avec inversion des différents transferts.

1.2.2 Transformation irréversible

C'est une transformation qui ne répond pas au critère précédent. C'est le cas si les états intermédiaires ne sont pas des états d'équilibre. Parmi les phénomènes qui sont à l'origine de l'irréversibilité, nous devons citer : les flux de matière ou de chaleur dus à des hétérogénéités de concentration ou de température, les phénomènes de frottement mécanique ou d'hystérésis, ceux de frottement visqueux.

1.2.3 Transformation quasi statique

C'est une transformation qui se fait par une suite d'états infiniment voisins d'états d'équilibre. Cette définition nécessite quelques précisions : "infiniment voisins" implique qu'il y ait continuité des paramètres et non discontinuité même très faible ; de plus précision qu'il s'agit d'états d'équilibre interne pour le système étudié.

La transformation quasi statique doit être suffisamment lente pour que les variables caractérisant l'état du système s'ajustent à tout instant et restent bien définies. Cette transformation n'exclue pas la présence des frottements.

1.3 Transformations énergétiques

1.3.1 Echange d'énergie par travail

Le travail que reçoit, algébriquement, un système S , à travers la surface qui le délimite, est celui des forces qui s'exercent sur cette surface. Il exprime un échange d'énergie, par l'intermédiaire de ces forces, entre le système et l'extérieur. Lorsqu'il est positif, le système reçoit effectivement de l'énergie ; s'il est négatif, le système fournit effectivement de l'énergie au milieu extérieur. En mécanique, ce travail est celui des forces de contact, de tension ou de pression.

Il est nécessaire de connaître l'expression du travail reçu par le système et notamment les conditions dans lesquelles ce travail s'exprime à l'aide des seules variables qui caractérisent le système.

a) **Travail reçu par un fil** : Désignons par " f " la force de traction que l'on exerce sur un fil et par dL son allongement élémentaire suivant sa direction (Fig. 1.1). Le travail élémentaire reçu par le fil au cours d'un allongement entre deux positions d'équilibre mécanique a pour expression :

$$\delta W = f \cdot dL \quad (1.1)$$

b) **Travail reçu par un fluide**

Considérons un fluide enfermé dans un récipient dont le volume V peut varier grâce au déplacement d'un piston.

Supposons, pour simplifier, que son déplacement se fasse normalement à la surface plane du piston, d'aire S , suivant la normale entrante ($-n_{ex}$) coïncidant avec la verticale descendante, sous l'action d'une force occasionnelle F_{op} dont le point d'application est le centre "A" du piston. Si la masse du piston est négligeable et si les forces de frottement sur les parois n'ont aucune influence, le travail fourni par F_{op} est :

$$\delta W = F_{op} \cdot dOA = F_{op} dx = \frac{F_{op}}{S} S dx \text{ soit } \delta W = -p_{ex} dV \quad (1.2)$$

En introduisant la pression extérieure $p_{ex} = F_{op,x}/S$ et en remarquant que $S dx$ représente l'opposé de la variation de volume $S dx = -dV$.

Si le gaz se détend ($dV > 0$), le travail reçu par le fluide est négatif ($\delta W < 0$); s'il est comprimé ($dV < 0$), c'est l'opposé ($\delta W > 0$).

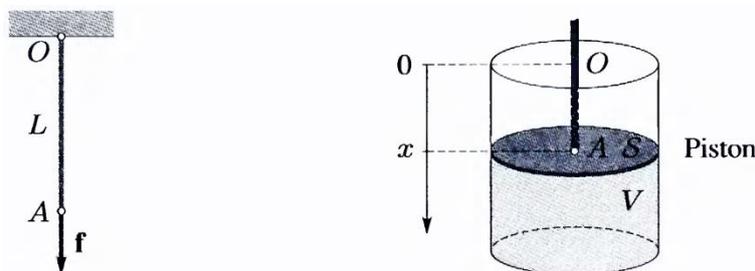


Fig. 1.1 Travail reçu par un fil ou un fluide.

Au cours d'une transformation entre deux états distincts, le travail reçu par un fluide s'obtient en effectuant l'intégrale le long du chemin suivi. Suivant que la transformation est quelconque ou non, on a :

$$W = -\int_C P_{ex} \cdot dV \text{ ou } W = -\int_C P \cdot dV \quad (1.3)$$

Sur les figures ci-dessous, on représenté, dans le diagramme (P, V) , appelé diagramme de Clapeyron, différentes variations de la pression en fonction du volume ; le travail est égal à l'aire grisée : en **a)** la pression extérieure est constante en **b)** elle varie selon $(P = A/V)$, A étant une constante, et en **c)** la transformation est cyclique. Dans les deux premiers cas, le travail reçu a pour expression, respectivement :

$$W = -P_{ex} \int_1^2 dV = -P_{ex} (V_2 - V_1) \text{ et } W = -\int_1^2 P dV = -A \int_1^2 \frac{dV}{V} = A \ln \left(\frac{V_1}{V_2} \right) \quad (1.4)$$

Ces travaux sont positifs si $(V_2 < V_1)$. En **c)**, le travail reçu est positif car le cycle est décrit dans le sens trigonométrique.

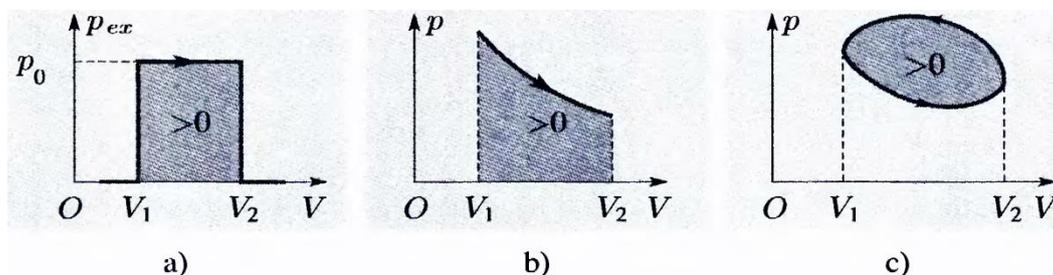


Fig. 1.2 Travail reçu par un fluide

Exemple : Calculs de différents travaux reçus par un gaz parfait

On comprime une masse de 1 kg d'air, de température $T_1 = 300\text{K}$ et de pression $P_1 = 2\text{bar}$, de telle sorte que son volume initiale soit réduit de moitié. Sachant que l'air peut être considéré comme un gaz parfait diatomique, de masse molaire $M = 29 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$, calculer le travail qu'il reçoit dans les évolutions suivantes pour lesquelles l'équilibre mécanique est réaliser :

1. La compression se fait à la pression constante P_1 .

2. La compression est isotherme à la température T_1 .
3. La compression suit la loi : $PV^\gamma = Cte$, dite loi des transformations polytropiques. Comparer ce cas aux précédents.

Solution : Puisque l'équilibre mécanique est supposé réalisé, le travail reçu par le gaz a pour expression : $\delta W = -PdV$.

1. À pression constante, on a :

$$W = \int -P_1 dV = -P_1 \Delta V = \frac{P_1 V_1}{2} = \frac{nRT_1}{2} = \frac{RT_1}{2M} \approx 43 \text{ kJ}$$

2. Si la transformation est isotherme, on a :

$$W = \int -PdV = -\int nRT_1 \frac{dV}{V} = -nRT_1 \ln\left(\frac{V_f}{V_1}\right) = -\frac{RT_1}{M} \ln\left(\frac{V_f}{V_1}\right) = \frac{RT_1}{M} \ln 2 = 59,6 \text{ kJ}$$

Dans le cas d'une transformation polytropique, il vient :

$$W = \int -PdV = -\int Cte \frac{dV}{V^\gamma} = -P_1 V_1^\gamma \frac{1}{-\gamma+1} \left[\frac{1}{V^{\gamma-1}} \right]_{V_1}^{V_2} = \frac{1}{\gamma-1} \left[\frac{P_2 (V_1/2)^\gamma}{(V_1/2)^{\gamma-1}} - \frac{P_1 V_1^\gamma}{V_1^{\gamma-1}} \right]$$

D'où :

$$W = \frac{P_2 V_1/2 - P_1 V_1}{\gamma-1} = nRT_1 \left(\frac{2^{\gamma-1} - 1}{\gamma-1} \right) = \frac{RT_1}{M} \left(\frac{2^{\gamma-1} - 1}{\gamma-1} \right) = 68,7 \text{ kJ}$$

Notons que l'on restitue le premier cas en faisant $\gamma = 0$, mais pas le deuxième, car la formule établie dans le cas polytropique suppose que $\gamma \neq 1$, puisque $\gamma = 0$ figure au dénominateur de l'expression du travail.

1.3.2 Echange d'énergie par chaleur

Pour un système fermé, c'est-à-dire qui n'échange pas de matière avec l'extérieur, on sait que le travail des forces, définies à l'échelle macroscopique, qui s'exercent sur la surface délimitant le système, traduit un échange d'énergie.

L'énergie pouvait être aussi échangée lorsque le travail reçu était nul. En effet le long d'une barre métallique dont les extrémités sont maintenues à des températures différentes T_1 et $T_2 < T_1$, la température T en un point de barre est comprise entre T_1 et T_2 , ce qui prouve bien que de l'énergie peut être échangée entre les deux extrémités.

La chaleur est précisément l'échange d'énergie qu'il faut ajouter au travail reçu pour obtenir l'échange totale d'énergie ($E^r = Q + W$). Ainsi définie, la chaleur, comme le travail, n'est pas une énergie mais un transfert d'énergie. C'est finalement un transfert d'énergie interne ; en l'absence de convection (déplacement global de matière) et de rayonnement, c'est une diffusion d'énergie.

S'il n'y a pas d'échange thermique du système avec le milieu extérieur, $Q = 0$, la transformation qui subit est adiabatique. On réalise une telle transformation en interposant, entre la surface et l'extérieur, un matériau qui empêche tout transfert thermique.

La convention de signe utilisée en thermodynamique est la suivante :

L'énergie reçue par un système matériel (travail mécanique ou chaleur) est positive.
L'énergie fournie par un système au milieu extérieur est négative.

1.4 Premier principe de la thermodynamique

C'est en mécanique que le concept d'énergie a été initialement élaboré, d'abord celui d'énergie cinétique, lié à l'état de mouvement d'un corps, ensuite celui d'énergie potentielle lié à l'état de position et associé aux forces qui dérivent d'une énergie potentielle, c'est-à-dire aux forces dont le travail ne dépend pas du chemin suivi. On définit alors l'énergie mécanique E_m d'un système comme la somme de son énergie cinétique macroscopique E_c^M , de son énergie potentielle associée aux forces extérieures $E_{p,ex}$ et de celle associée aux forces intérieures $E_{p,in}$. On établit en mécanique qu'une telle énergie est constante lorsque le système est soumis exclusivement à des forces dérivant d'une énergie potentielle. Dans le cas contraire, l'énergie mécanique n'est pas constante : sa variation est égale au travail des forces extérieures et intérieures qui ne dérivent pas d'une énergie potentielle :

$$\Delta E_m = W_{ex} + W_{in} \quad \text{Avec} \quad E_m = E_c^M + E_{p,ex} + E_{p,in} \quad (1.5)$$

Rappelons que, dans cette expression, l'énergie mécanique et le travail sont bien distincts : le premier concept est une fonction d'état qui ne dépend pas de la façon dont cet état a été atteint, alors que le second en dépend. On dit que le travail n'est pas une énergie mais un transfert d'énergie.

Ainsi, l'énergie mécanique n'est pas une grandeur conservative, d'où la question qui se pose : peut-on introduire un concept nouveau qui généralise celui d'énergie mécanique et qui soit conservatif? La réponse constitue précisément le premier principe de la thermodynamique.

Le premier principe de la thermodynamique a été énoncé clairement en 1845 par le médecin allemand J. R. Von Mayer. Il concerne les systèmes fermés, c'est-à-dire des systèmes qui ne peuvent échanger avec le milieu extérieur que de l'énergie. Le cas des systèmes ouverts, qui peuvent aussi échanger de la matière avec le milieu extérieur, peut être déduit de ce principe.

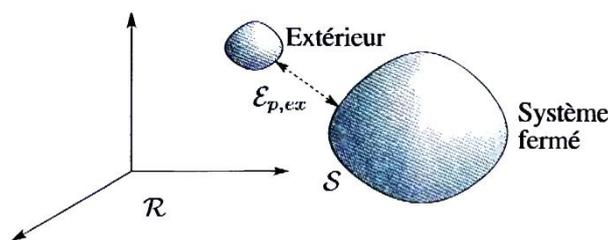


Fig. 1.3. Échange d'énergie entre un système et son milieu extérieur.

1.4.1 Énoncé du premier principe

Pour tout système fermé, on peut définir une fonction U des variables d'état, extensive, appelée *énergie interne*, telle que l'énergie totale :

$$E_{tot} = E_c^M + E_{p,ex} + U \quad (1.6)$$

Soit *conservative*, c'est-à-dire constante lorsque le système n'échange pas d'énergie avec l'extérieur.

1.4.2 Bilan d'énergie

La variation d'énergie totale d'un système matériel, entre deux instants t_1 et t_2 , se met sous la forme :

$$\Delta E_{tot} = E^r + E^p \text{ Avec } E^p = 0 \text{ d'où } \Delta E_{tot} = E^r \quad (1.7)$$

Comme il n'y a pas d'énergie produite E^p (créée ou détruite), la variation d'énergie se réduit à l'énergie E^r reçue par le système à travers la surface qui le délimite.

Entre deux dates voisines t et $t+dt$, le bilan s'écrit :

$$dE_{tot} = \delta E^r + \delta E^p \text{ Avec } \delta E^p = 0 \text{ d'où } dE_{tot} = \delta E^r \quad (1.8)$$

1.4.3 Énergie interne

L'énergie interne U est l'énergie totale du système de laquelle on a enlevé l'énergie cinétique macroscopique $E_c^M = \sum_i m_i v_i^2 / 2$, telle qu'on la définit en mécanique, en considérons des éléments macroscopiquement petits, et l'énergie potentielle $E_{p,ex}$ associée aux forces extérieures :

$$U = E_{tot} - (E_c^M + E_{p,ex}) \quad (1.9)$$

Pour les systèmes macroscopiquement au repos ($E_c^M = 0$) et non soumis à un champ extérieur ($E_{p,ex} = 0$), l'énergie totale E_{tot} se réduit à l'énergie interne U . Il convient cependant de ne pas confondre E_{tot} et U car, en toute rigueur, seule l'énergie E_{tot} est conservative.

L'énergie interne comporte : l'énergie cinétique microscopique E_c^m , l'énergie potentielle associée à toutes les forces intérieures $E_{p,in}$, d'origine microscopique ou macroscopique, et la somme des énergies de masse des particules :

$$U = E_c^m + E_{p,in} + \sum_{\alpha} m_{\alpha} c^2 \quad (1.10)$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide.

- L'énergie cinétique microscopique E_c^m est égale à la différence entre l'énergie cinétique totale $E_{c,tot}$ et l'énergie cinétique macroscopique E_c^M :

$$E_c^m = E_{c,tot} - E_c^M \quad \text{Avec} \quad E_{c,tot} = \sum_{\alpha} \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 \quad (1.11)$$

- L'énergie potentielle interne $E_{p,in}$ associée à toutes les forces intérieures entre particules physiques est souvent d'origine électromagnétique et parfois d'origine gravitationnelle.

En explicitant l'énergie et l'échange d'énergie, le bilan énergétique du premier principe de la thermodynamique, entre deux dates t_1 et t_2 , s'écrit :

$$\Delta(E_c^M + E_{p,ex} + U) = W + Q \quad (1.12)$$

Sous forme différentielle, cela donne :

$$\delta(E_c^M + E_{p,ex} + U) = \delta W + \delta Q \quad (1.13)$$

Exemple : Une masse d'eau de 10^3 kg, en mouvement de translation, reçoit un travail de 50kJ, fournit une chaleur de 15 kilocalories, alors que sa vitesse passe de $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et que son altitude diminue de 10m. Calculons la variation d'énergie interne du fluide, à partir du bilan du premier principe :

$$\Delta(E_c^M + E_{p,ex} + U) = W + Q \quad \text{D'où} \quad \Delta U = W + Q - \frac{m}{2}(v_f^2 - v_i^2) - mg(z_f - z_i)$$

$$\Delta U = (50 \times 10^3) - (15 \times 4,186 \times 10^3) - \frac{10^3}{2}(5^2 - 1^2) - 10^3 \times 9,8 \times (-10) = 72,7 \text{ kJ}$$

La prise en compte de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle extérieure dans le bilan énergétique du premier principe n'est que rarement évoquée, notamment en chimie où l'on travaille généralement avec des systèmes

macroscopiquement au repos et soumis à des champs extérieurs que l'on peut négliger. Le bilan énergétique du premier principe se réduit alors à :

$$\Delta U = W + Q \text{ Ou } dU = \delta W + \delta Q \quad (1.14)$$

Sous cette forme particulière que l'on exprime le bilan énergétique, il conviendra de ne pas confondre l'énergie totale E_{tot} et l'énergie interne U .

1.4.5 Application à la calorimétrie

La calorimétrie est la mesure des transferts d'énergie par chaleur dans le cas où $\Delta(E_c^M + E_{p,ex}) = 0$.

a. Calorimétrie à volume constant

À volume constant, le travail mécanique reçu étant nul, la variation d'énergie interne est égale à la chaleur reçue :

$$\Delta U = Q_v \quad (1.15)$$

Ainsi, en calculant la variation d'énergie interne, on peut en déduire la chaleur reçue Q_v à volume constant et la capacité thermique à volume constant :

$$C_v = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = \frac{1}{n} \frac{\delta Q_v}{dT} \quad (1.16)$$

b. Calorimétrie à pression constante

Expérimentalement, il est plus facile de déterminer la chaleur Q_p reçue par un système à pression constante. Le travail élémentaire des forces de pression n'est pas nul ; il vaut $-PdV$ avec $P = Cte$. Le bilan énergétique s'écrit donc :

$$dU = -PdV + \delta Q = -d(PV) + \delta Q \text{ Ce qui s'écrit } dH = \delta Q \text{ en posant :}$$

$$H = U + PV \quad (1.17)$$

Cette quantité, homogène à une énergie, est appelée *enthalpie* du système. Ce nom, introduit vers les années 1930 par le physicien des basses températures K. Onnes, vient du grec *thalpein* qui signifie chauffer.

En intégrant, on obtient la relation suivante entre la chaleur à pression constante Q_p reçue par le système et sa variation d'enthalpie :

$$\Delta H = Q_p \quad (1.18)$$

Ainsi, en calculant la variation d'enthalpie, on peut en déduire la chaleur reçue Q_p à pression constante et la capacité thermique correspondante :

$$C_p = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{n} \frac{\delta Q_p}{dT} \quad (1.19)$$

Exemple : Marteau-pilon

Un marteau-pilon P , de masse $m_p = 1500\text{kg}$, tombe d'une hauteur $h = 3\text{m}$ sur un objet en aluminium à travailler A , de masse $m_a = 50\text{kg}$. La température de P ne varie pratiquement pas alors que celle de A varie de ΔT .

Effectuer le bilan d'énergie du système isolé par A et P . En déduire ΔT , sachant que la capacité thermique molaire de l'aluminium est $C_v = 3R$ et que sa masse molaire est $M_a = 27\text{ g.mol}^{-1}$. On prendre $g = 9,81\text{ m.s}^{-2}$.

Solution

Le bilan du premier principe de la thermodynamique, effectué sur le système des deux masses, s'écrit :

$$\Delta(E_{p,ex} + U) = 0, \text{ puisque } W = 0 \text{ et } Q = 0, \text{ avec :}$$

$$\Delta U = m_a c_v \Delta T \quad \text{Et} \quad \Delta E_{p,ex} = -m_p g h$$

Il en résulte, puisque $c_v = C_v / M = 923,8\text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$:

$$m_a c_v \Delta T - m_p g h = 0 \text{ D'où } \Delta T = \frac{m_p g h}{m_a c_v} = 9,56 K$$

1.5 Premier principe de la thermodynamique pour le système ouvert

Le premier principe de la thermodynamique pour un système fermé s'écrit :

$$\frac{E_2 - E_1}{\delta t} = \frac{\delta W}{\delta t} + \frac{\delta Q}{\delta t} \quad (1.20)$$

Cependant, la situation est différente pour le système ouvert et nous devons tenir compte des changements de masse et ses propriétés qui peuvent se produire avec le temps. La masse aussi bien que la chaleur et le travail peuvent traverser la surface de contrôle du système.

Le principe de la conservation de l'énergie pour un système ouvert peut être exprimé sous la même forme appliquée au système fermé sauf que : E_1 et E_2 sont respectivement les énergies du système au temps " t " et " $t + dt$ ". Par conséquent :

$$E_1 = E_t + \delta E_{ent} \text{ Et } E_2 = E_{t+dt} + \delta E_{sor} \quad (1.21)$$

Et E_t et E_{t+dt} sont respectivement les quantités d'énergie dans le volume de contrôle. Alors que δE_e est l'énergie de la masse δm_e qui entre dans le *volume de contrôle* à l'instant " t " et δE_s représente l'énergie de la masse δm_s qui en sorte à l'instant " $t+dt$ ".

δE_e et δE_s représente la somme des énergies internes, potentielles, cinétiques et de pression possédées par le fluide à l'entrée et à la sortie du volume de contrôle. Donc, on peut écrire :

$$\delta E_e = \delta m_e (u_e + e_{p,e} + e_{c,e} + P v_e) \text{ Et } \delta E_s = \delta m_s (u_s + e_{p,s} + e_{c,s} + P v_s) \quad (1.22)$$

$$\text{Donc : } \frac{E_{t+\delta t} - E_t}{\delta t} + \frac{\delta m_s}{\delta t} \left(h_s + \frac{v_s^2}{2} + g z_s \right) - \frac{\delta m_e}{\delta t} \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} + g z_e \right) = \dot{Q} + \dot{W}$$

Lorsque $\delta t \rightarrow 0$:

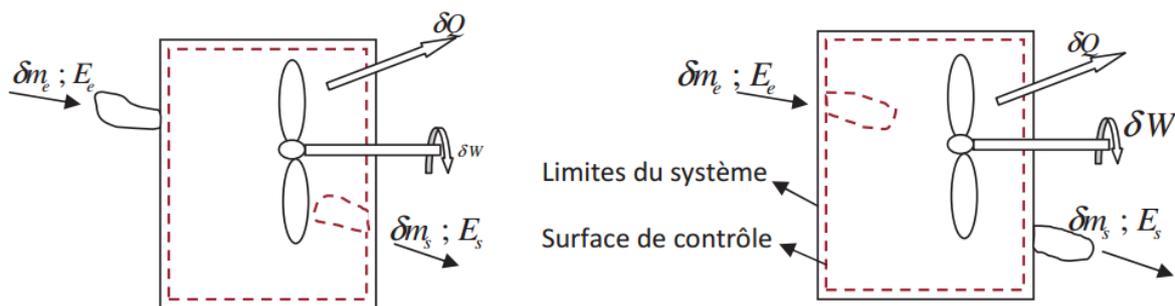
$$\frac{dE}{\delta t} + \sum \dot{m}_s \left(h_s + \frac{v_s^2}{2} + gz_s \right) - \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e \right) = \dot{Q} + \dot{W} \quad (1.23)$$

Cas du régime permanent

Dans ces régimes d'écoulement, l'état de la masse en chaque point du volume de contrôle ne varie pas avec le temps et le taux de changement de l'énergie à l'intérieur du volume de contrôle est nul.

$$\sum \dot{m}_s \left(h_s + \frac{v_s^2}{2} + gz_s \right) - \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e \right) = \dot{Q}_{v,c} + \dot{W}_{v,c} \quad (1.24)$$

La différence entre le débit d'énergie totale du fluide entrant et le débit d'énergie totale du fluide sortant du volume de contrôle est égale à la somme de la puissance sous forme de chaleur $\dot{Q}_{v,c}$ plus la puissance $\dot{W}_{v,c}$ sous forme de travail.



a) Le système à l'instant t a une masse $m_t + \delta m_e$ et une énergie $E_t + \delta E_e$

b) Le système à l'instant $t + \delta t$ a une masse $m_{t+\delta t} + \delta m_s$ et une énergie $E_{t+\delta t} + \delta E_s$

Fig. 1.4. Schéma pour l'illustration du premier principe pour un système ouvert.

Exemple

Dans le compresseur axial d'une turbine à gaz représenté symboliquement en figure ci-dessous, l'air entre avec un débit massique de 80 kg/s, à la pression de 0,925 bar, possède une énergie interne de 205 kJ/kg et, à une masse volumique de 1,127 kg/m³, et sort comprimé à la pression 4,757 bar et possède une énergie interne de 345 kJ/kg et à une masse volumique de 3,453 kg/s. La vitesse de l'air est inchangée.

Quelle est la puissance du compresseur, si la chaleur cédée par le compresseur est de 8,5 kW.

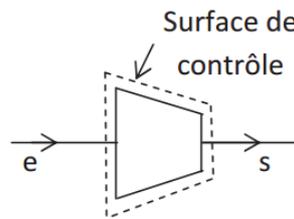


Fig. 1.5. Volume de contrôle entourent le compresseur.

Solution

On considère une surface de contrôle entourant le compresseur (fig. 1.3). Pour un écoulement permanent l'équation du premier principe peut s'écrire comme suit :

$$\dot{m}_s \left(u_s + P_s v_s + \frac{V_s^2}{2} + gz_s \right) - \dot{m}_e \left(u_e + P_e v_e + \frac{V_e^2}{2} + gz_e \right) = \dot{Q}_{v,c} + \dot{W}_{v,c}$$

La vitesse de l'air est inchangée, $V_s = V_e$, et le débit est constant $\dot{m} = \dot{m}_s = \dot{m}_e$; d'où :

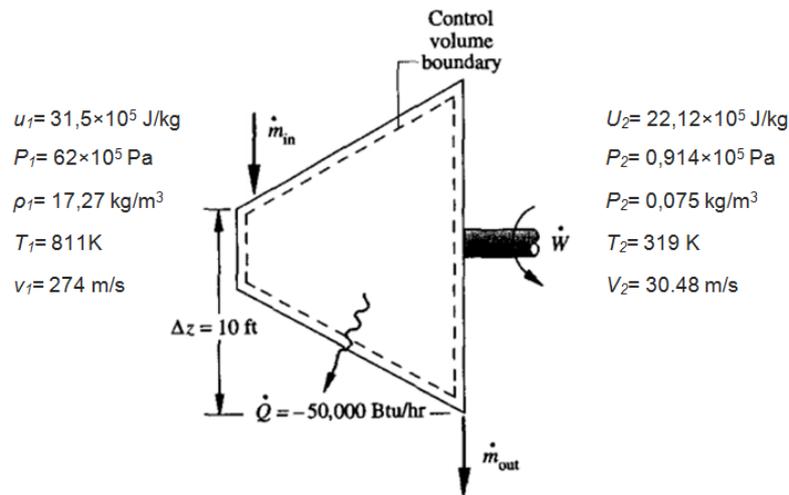
$$\dot{W}_{v,c} = \dot{m} \left((u_s + P_s / \rho_s) - (u_e + P_e / \rho_e) \right) - \dot{Q}_{v,c}$$

$$\begin{aligned} \dot{W}_{v,c} &= 80 \left((345 \times 10^3 + 4,757 \times 10^5 / 3,453) - (205 \times 10^3 + 0,925 \times 10^5 / 1,127) \right) + 8,5 \times 10^3 \\ &= 15663,54 \text{ kW} \end{aligned}$$

Exemple

La turbine à vapeur d'un navire reçoit de la vapeur à une pression de 62×10^5 Pa et à une vitesse de 274 m/s. La vapeur quitte la turbine à $0,914 \times 10^5$ Pa avec une vitesse de 30,48 m/s. L'entrée de la turbine est à 3,05 m au-dessus du niveau de sortie. Trouvez la puissance produite si le débit massique de la vapeur est de 45360 kg/h et que la chaleur dégagée par la turbine est de 52 MJ/h. La vapeur a les propriétés suivantes.

	Entrée	Sortie
Pression	62×10^5 Pa	$0,914 \times 10^5$ Pa
Température	811K	319K
Vitesse	274 m/s	30.48 m/s
Energie interne spécifique	$31,5 \times 10^5$ J/kg	$22,12 \times 10^5$ J/kg
Masse volumique	17,27 kg/m ³	0,075 kg/m ³



Solution

Hypothèses : La turbine est un système ouvert traversé par de la vapeur ; le signe du flux de chaleur est négatif car il s'écoule du système vers l'environnement ; le débit massique est stable, de sorte que le débit d'entrée est égal au débit de sortie.

Une turbine reçoit de la vapeur à haute pression et la refoule à basse pression, travaillant dans le processus de détente.

Pour un écoulement permanent l'équation du premier principe (pour un système ouvert) peut s'écrire comme suit :

$$\dot{m}_2 \left(u_2 + P_2 v_2 + \frac{V_2^2}{2} + g z_2 \right) - \dot{m}_1 \left(u_1 + P_1 v_1 + \frac{V_1^2}{2} + g z_1 \right) = \dot{Q}_{V,C} + \dot{W}_{V,C} \quad [W]$$

$$\dot{W}_{V,C} = \dot{m} \left[(u_2 - u_1) + \left(\frac{P_2}{\rho_2} - \frac{P_1}{\rho_1} \right) + \left(\frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} \right) + g (z_2 - z_1) \right] - \dot{Q}_{V,C}$$

$$\dot{W}_{V,C} = \frac{45360}{3600} \times \left[10^5 \times (22,12 - 31,5) + 10^5 \times \left(\frac{0,914}{0,075} - \frac{62}{17,27} \right) + \left(\frac{30,48^2}{2} - \frac{274^2}{2} \right) + 9,81 \times (-3,05) \right] + \frac{52 \times 10^6}{3600}$$

On trouve finalement : $\dot{W}_{V,C} = -11,88 \times 10^5 \text{ W}$.

Notez l'ampleur du terme d'énergie potentiel. Très souvent, dans les problèmes, le changement d'énergie potentielle est négligé comme étant numériquement insignifiant par rapport aux autres termes énergétiques.