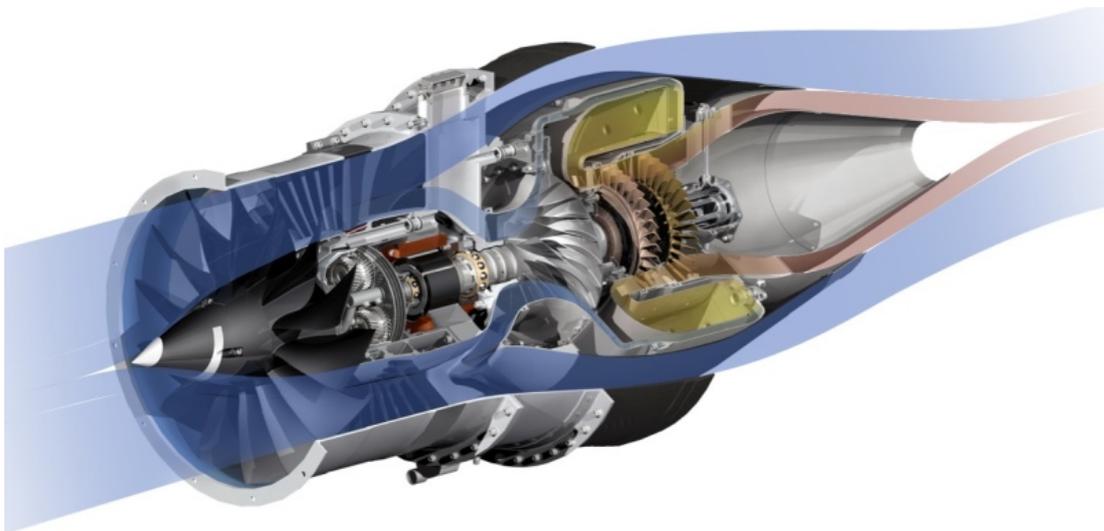


IUT de Saint Denis
Département Génie Industriel et Maintenance

Thermodynamique et Machines Thermiques

Module THERMa

Semestre 1



septembre 2012

Pascal Tobaly
<http://ptob.free.fr>

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Objectifs de ce cours :	1
1.2	Coup d’oeil historique.	1
1.3	Propriétés de la matière :	2
1.3.1	Pression :	3
1.3.2	Température :	4
1.3.3	Représentation de l’état d’un système :	4
1.3.4	L’énergie en mécanique	6
1.3.5	Conservation de l’énergie mécanique.	6
1.3.6	Expression du travail des forces de pression	6
1.3.7	Notions fondamentales en thermodynamique	8
1.3.7.1	Notion de chaleur	8
1.3.7.2	Notion de travail	8
1.4	Gaz parfait	9
1.4.1	Equation d’état et unités	9
1.4.2	Mélanges de gaz parfaits	11
2	Premier principe	13
2.1	Principe de l’équivalence	13
2.2	Premier principe : Enoncé	14
2.2.1	Enoncé : Notion d’énergie interne	14
2.2.1.1	Fonction d’état	14
2.2.1.2	Energie Interne	14
2.2.2	Enthalpie	15
2.2.3	Exemples : Deux cas particuliers importants	15
2.2.3.1	Transformation à volume constant	15
2.2.3.2	Transformation à pression constante	15
2.2.4	Annexe : Expression différentielle du premier principe	16
2.3	Chaleurs massiques	17
2.3.1	Cas des solides et des liquides	17
2.3.2	Cas des gaz	18
2.3.2.1	Chaleurs molaires :	18
2.4	Propriétés énergétiques des gaz parfaits	19

2.4.1	Première loi de Joule	19
2.4.2	Deuxième loi de Joule	19
2.4.3	Conséquences	20
3	Notion de réversibilité	23
3.1	Echange réversible	23
3.1.1	Les transformations réversibles	24
3.2	Application Calcul des grandeurs énergétiques pour une transformation réversible d'un gaz parfait.	24
3.2.1	Description en variables (V,T)	25
3.2.2	Description en variables (P,T)	25
3.2.3	Description en variables (P,V)	25
3.2.4	Récapitulation :	26
3.3	Transformation adiabatique et réversible	26
3.3.1	Equation caractéristique : Equation de Laplace	26
3.3.1.1	autres formes de l'équation de l'adiabatique réversible :	27
3.3.2	Position relative de l'adiabatique et de l'isotherme réversibles dans un diagramme (P,V).	28
4	Deuxième principe de la thermodynamique	29
4.1	Historique : Enoncés classiques	29
4.2	Enoncé moderne : Entropie	30
4.3	Cycles	31
4.3.1	Cycles monothermes	31
4.3.2	Cycles dithermes	31
5	Ecoulements de fluides	37
5.1	Notions utiles pour l'étude des écoulements	38
5.1.1	Débit de fluide	38
5.1.2	Propriétés locales	38
5.1.3	Volume de contrôle	39
5.2	Travail de transvasement - Travail utile.	40
5.2.1	Cas général	40
5.2.2	Cas particulier : régime permanent	41
5.3	Application du premier principe dans un cas simple	41
5.4	Généralisation	43

Chapitre 1

Introduction

Notions de base : Température, énergie, propriétés des fluides

1.1 Objectifs de ce cours :

Il est utile, avant de commencer de préciser les objectifs poursuivis dans cet exposé : Ils seront de deux ordres : d'une part la connaissance scientifique , d'autre part les très nombreuses applications techniques.

du point de vue scientifique, les notions suivantes seront abordées

- L'énergie, sa conservation (premier principe)
- L'entropie, son caractère non conservatif (deuxième principe)
- Les propriétés des fluides (gaz, liquides, vaporisation.....)

Les différents modes de transfert de chaleur

du point de vue des applications, nous verrons notamment :

- les moteurs (différents cycles, turbines ...)
- les machines frigorifiques
- La climatisation
- l'isolation thermique.

L'étude des différentes machines thermiques s'appuiera sur le comportement thermodynamique des fluides. C'est pourquoi nous commencerons par comprendre ce comportement en relation avec la notion d'énergie.

1.2 Coup d'oeil historique.

La thermodynamique classique s'est essentiellement développée au 19ème siècle sous l'impulsion du développement du machinisme et en particulier de la machine à vapeur.

Parallèlement aux essais empiriques des “inventeurs” un certain nombre de tentatives de compréhension théorique des phénomènes ont lieu. Au début du siècle, on considère la chaleur comme un fluide qui s’écoule dans la matière et qui se conserve. Cette idée fautive sera dissipée au cours du siècle au fur et à mesure que les relations entre chaleur et travail mécanique seront précisées. Sadi Carnot qui est encore imprégné de cette idée, joue néanmoins le rôle de précurseur et dans son essai de 1824 “Réflexions sur la puissance motrice du feu” pose déjà les bases de ce qu’on appellera plus tard le deuxième principe de la thermodynamique.

Viennent ensuite les travaux de Mayer, de Joule puis de Thomson et Clausius qui précisent les relations entre chaleur, température, travail. On doit notamment à Clausius la notion subtile d’entropie que nous aborderons dans le chapitre sur le deuxième principe. Vers la fin du siècle, la thermodynamique dite classique est bien établie avec ses deux principes et les notions d’énergie interne et d’entropie. C’est vers cette époque que l’américain W.J. Gibbs développe les applications de cette science à la chimie et en particulier aux mélanges fluides multiphasiques. Enfin, il manquait une interprétation microscopique de la thermodynamique qui est réalisée par L. Boltzmann qui développe au début du 20ème siècle la thermodynamique statistique. En effet, à cette époque, la théorie atomique a complètement supplanté la théorie de la matière continue et la thermodynamique statistique pourra aussi être appliquée à des assemblées d’objets quantiques. Aujourd’hui, la thermodynamique joue un rôle dans un grand nombre d’applications qui vont de la biologie à la cosmologie en passant par la science des matériaux. Nous nous contenterons pour notre part d’introduire les concepts d’énergie et de voir les applications aux machines thermiques.

1.3 Propriétés de la matière :

Nous allons tout d’abord rappeler quelques faits établis sur la nature de la matière et préciser un certain nombre de notions sur lesquelles nous reviendrons constamment :

On peut observer la matière à différentes échelles. Elle nous apparaît alors sous des aspects bien différents.

- aspect microscopique : La matière est constituée d’innombrables particules qui sont en perpétuel mouvement. Par exemple, les gaz sont constitués d’atomes ou de molécules dont le mouvement est très libre du fait de la faible densité. Seuls quelques chocs (peu nombreux relativement au nombre de molécules) vont modifier les mouvements. Dans le cas d’un solide cristallin, l’agitation se traduit par des vibrations des atomes autour de leur position d’équilibre.
- aspect macroscopique : Le résultat au niveau macroscopique de cette agitation microscopique est traduit par des grandeurs physiques que nous appellerons des paramètres macroscopiques.
 - Température : C’est le paramètre qui traduit au niveau macroscopique l’énergie cinétique du système de particules en mouvement. En d’autres termes, plus les particules bougent, plus la température est élevée.
 - Pression : Dans un fluide, les particules en mouvement s’entrechoquent ce qui induit

des forces qui rapportées à la surface vont donner des pression. En particulier, les particules venant frapper la paroi du réservoir qui contient le fluide vont créer sur celle-ci une force dite de pression.

- *Système thermodynamique* : On appelle système thermodynamique une quantité de matière bien définie généralement séparée du milieu extérieur par une surface fermée appelée *frontière*. Étudier ce système du point de vue thermodynamique consiste à analyser ses échanges d'énergie avec le *milieu extérieur* et de relier ceux-ci à l'évolution de l'état de ce système.
- Etat d'équilibre thermique : C'est un état du système qui en l'absence d'échange d'énergie avec l'extérieur, ne doit pas changer. C'est à dire que si on isole le système du milieu extérieur en lui interdisant tout échange d'énergie avec le milieu extérieur, l'état du système restera inchangé. Ceci implique en particulier que le système doit être homogène en température. (Température égale en tout point du système)

On trouvera ci-dessous une description de certaines grandeurs caractérisant l'état du système :

1.3.1 Pression :

La pression est définie comme le rapport d'une force à une surface : $P = \frac{F}{S}$. La pression est une grandeur scalaire contrairement à la force qui est vectorielle. La pression dans un fluide est en effet indépendante de l'orientation de la surface sur laquelle s'exerce la force de pression. L'unité S.I. est le Pascal (Pa) qui est égal à 1N/m.

Les autres unités usuelles sont : le bar (bar) qui vaut $10^5 Pa$

l'atmosphère (atm) qui vaut : $1atm = 1,011325 Bar$

le Torr (Torr) correspond à la pression exercée par une colonne de mercure de 1mm de hauteur ce qui correspond environ à 133,3 Pa.

note :

Les unités données ci-dessus ont été nommées ainsi en hommage à la contribution des personnages suivants :

Blaise Pascal (1623-1662) : Célèbre physicien et mathématicien Français inventeur notamment d'une des premières machines à calculer et auteur de recherches sur la transmission des pressions dans les liquides. Il a aussi écrit des essais philosophiques dont les fameuses "Pensées".

Torricelli (1608- 1647) Mathématicien et physicien italien a collaboré avec Galilée vers la fin de la vie de celui-ci est l'inventeur du baromètre qui porte son nom et qui est constitué d'un tube de mercure renversé dans un récipient à l'air libre. La hauteur de la colonne de mercure indique la pression atmosphérique.

1.3.2 Température :

La température est une indication de l'agitation régnant au niveau microscopique. Elle est mesurée par un thermomètre qui est un dispositif physique dont une grandeur varie avec la température. Il existe une grande variété de types de thermomètres selon la grandeur physique prise comme témoin. Le premier et le plus connu a été attribué à Galilée (vers 1640) utilise des ludions de différentes densités plongés dans un liquide. Les thermomètres à colonne de liquide (souvent du mercure) qui lui ont succédé ont dominé pendant longtemps mais sont en voie de disparition pour des raisons pratiques et écologiques. Les autres modèles font appel à la mesure d'une résistance électrique (sonde à résistance de platine) à des thermocouples, à des thermistances, à des capteurs à semiconducteurs.

La mesure de la température et la définition des échelles de températures est un sujet complexe que nous n'aborderons pas ici. Il nous suffira de savoir qu'il existe différentes échelles de températures et de connaître leurs correspondances.

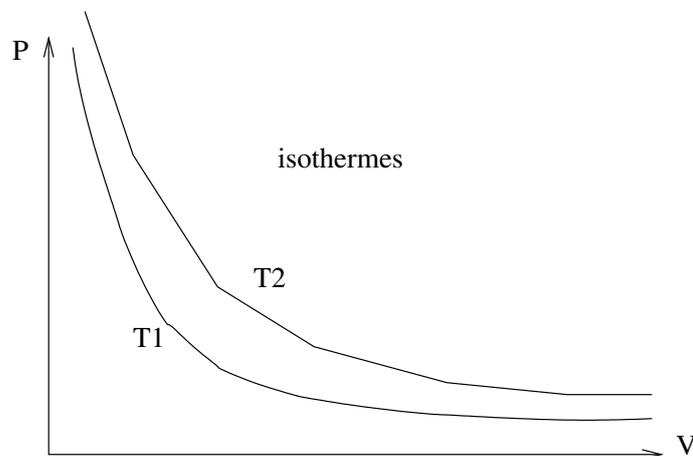
Les échelles Celsius et Fahrenheit héritées du passé ont un zéro arbitraire tandis que l'échelle Kelvin est une échelle thermodynamique qui introduit le Zéro absolu. (Température en dessous de laquelle on ne peut pas descendre qui correspondrait à l'arrêt de tout mouvement microscopique)

- L'échelle Celsius est une échelle affine possédant 2 points fixes :
 - 0°C correspond à la température de fusion de la glace
 - 100°C correspond à la température d'ébullition de l'eau sous une pression de 1 atm.
- L'échelle Fahrenheit encore en usage dans les pays anglo-saxons est basée sur des points fixes différents. la correspondance est la suivante :
 - 0°C \rightarrow 32°F
 - 100°C \rightarrow 212°F
- L'échelle Kelvin est une échelle thermodynamique vraie. Elle ne nécessite qu'un seul point fixe et coïncide avec l'échelle des gaz parfaits. (voir plus loin). La correspondance avec l'échelle Celsius est la suivante : $T(K) = t(^{\circ}C) + 273,15$. C'est à dire que la température de la glace fondante est de 273,15 K et celle de l'eau en ébullition sous 1 atm est de 373,15 K.

1.3.3 Représentation de l'état d'un système :

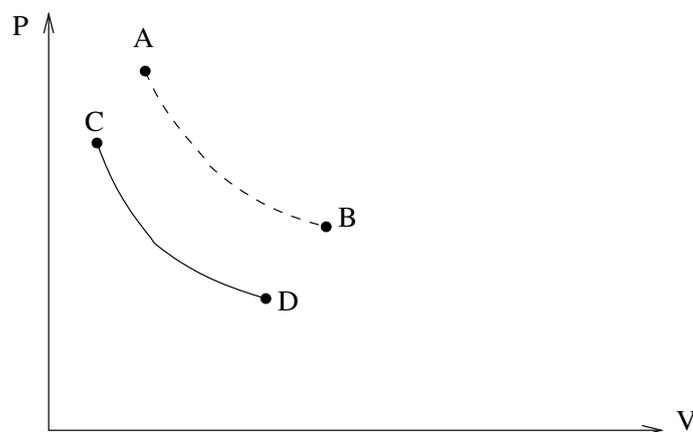
L'état d'un système est caractérisé par un certain nombre de paramètres physiques macroscopiques. Pour un fluide pur, dont la masse est fixée, l'état du système sera caractérisé par la pression, la température et le volume occupé par le gaz. En règle générale, ces trois paramètres sont liés par une relation appelée équation d'état en sorte que deux seulement sont indépendants (voir plus loin). La représentation la plus classique consiste à placer un point sur un diagramme dont l'abscisse est le volume et l'ordonnée la pression. Un tel diagramme est appelé diagramme de Clapeyron. On trace généralement sur un tel diagramme les courbes reliant tous les points représentant des états correspondant à une même température. De telles courbes sont appelées courbes isothermes (voir figure ci dessous). Ces courbes sont analogues aux courbes de niveau qu'on trouve sur les cartes

géographiques de randonnée, l'altitude étant l'analogie de la température.



représentation de l'évolution d'un système dans un diagramme de Clapeyron.

- évolution réversible (première approche). Il s'agit ici d'une première approche, nous reviendrons longuement sur le sujet. L'évolution d'un système modifie généralement l'état du système. Si l'évolution est lente (par rapport au temps de remise à l'équilibre), le système peut être considéré à chaque instant dans un état de quasi-équilibre. On est alors fondé de représenter l'évolution par une ligne continue sur le diagramme.
- évolution réelle (irréversible). Dans ce cas, on connaît généralement l'état initial et l'état final qui sont représentés par 2 points sur le diagramme. Pour représenter une telle évolution on relie les 2 points par une ligne en pointillés pour bien signifier que les états intermédiaires ne sont pas forcément atteints.



Rappels de notions de mécanique

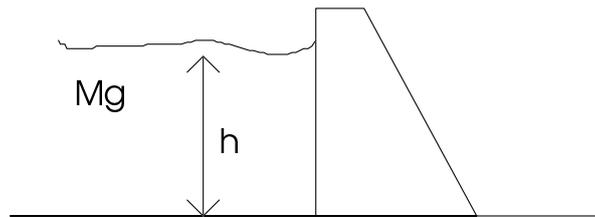
1.3.4 L'énergie en mécanique

Dans toutes les transformations variées qui sont étudiées en physique, une grandeur joue un rôle fondamental : c'est l'énergie. Cette notion apparaît d'abord en mécanique où elle signifie : capacité de travail. Le travail est défini en mécanique comme une grandeur scalaire : produit scalaire de la force et du déplacement. Il est exprimé en joules (J) avec $1J = 1N.m$.

Le travail peut avoir le signe positif ou négatif. Positif si le déplacement est dans le sens de la force, nous disons qu'il y a travail moteur. Négatif si le déplacement se fait en sens contraire de la force, nous l'appelons alors travail résistant. Un système mécanique susceptible de fournir du travail contient de l'énergie.

Energie potentielle si cette énergie est due à la position des éléments du système dans l'espace.

- Ex : un lac de barrage rempli d'eau en montagne. L'énergie potentielle est par définition mesurée par le travail que l'eau peut fournir par sa chute jusqu'au niveau de référence. Si la hauteur de la chute est h et le poids de l'eau Mg , elle vaudra : $E_{pot} = M.g.h$



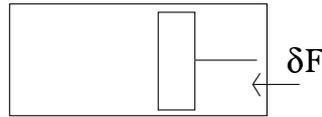
- Ex : énergie potentielle d'un gaz comprimé. En se détendant ce gaz peut fournir du travail, il peut actionner une turbine.
- Un corps en mouvement est susceptible de fournir du travail. Il possède de l'énergie cinétique.
- Ex : dans les moulins à vent ou les éoliennes nous utilisons l'énergie cinétique des masses d'air qui se déplacent pour produire du travail.

1.3.5 Conservation de l'énergie mécanique.

Une grande loi domine la mécanique, c'est la loi de conservation de l'énergie mécanique. Dans les phénomènes purement mécaniques (sans frottement, sans production ou dissipation de chaleur) l'énergie mécanique se conserve. C'est à dire : **En l'absence d'efforts extérieurs**, si un système perd de l'énergie potentielle il gagne de l'énergie cinétique et réciproquement.

1.3.6 Expression du travail des forces de pression

Nous aurons à évaluer fréquemment un travail mécanique exercé sur un fluide par le milieu extérieur.



Soit un gaz enfermé dans un corps de pompe par un piston mobile.

A l'état d'équilibre les forces extérieures F_e exercées sur le gaz par le piston équilibrent les forces de pression que le gaz exerce sur la face intérieure du piston.

Si S représente la surface du piston et P la pression du gaz, cette force est égale à $F_e = F_i = P.S$.

Si le piston subit un déplacement dx vers la droite, le volume du gaz augmente de $S.dx$ et le gaz effectue contre le milieu extérieur le travail :

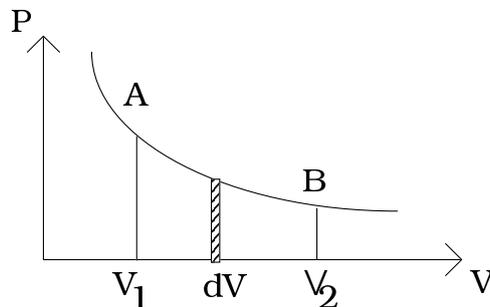
$$d\tau = F.dx = P.S.dx = PdV.$$

Pour un déplacement fini ce travail sera égal à :

$$\tau = \int PdV$$

somme à calculer entre le volume initial et le volume final du gaz.

Ce travail est calculable si la relation entre pression P et volume V est connue. Cette relation peut être représentée par une courbe :



Le travail total τ sera représenté par l'aire sous la courbe entre les points A et B.

En thermodynamique on s'intéresse plutôt au travail W exercé par les forces extérieures au système. Lorsque le mouvement du piston est infiniment lent et que les énergies cinétiques sont négligeables, c'est à dire lorsque l'évolution est réversible (voir plus loin), le travail τ effectué par les forces de pression du gaz contre le milieu extérieur est égal et de signe opposé au travail W effectué par les forces extérieures s'exerçant sur le gaz. Donc dans ce cas et uniquement dans ce cas :

$$W = -\tau = - \int_A^B P.dV$$

1.3.7 Notions fondamentales en thermodynamique

Notion de température

Nous en avons déjà parlé au paragraphe 1.3.2. Cette notion est différente de celle de quantité de chaleur. La distinction entre ces deux notions est due à Black, physicien britannique au XVIII^e siècle.

La température est un des paramètres caractérisant l'état d'un système. Sa valeur est reliée à l'agitation moléculaire. Elle a son origine dans nos sensations : un corps nous paraît, au toucher, froid, tiède ou chaud. Des changements dans l'état physique des corps accompagnent les modifications de ces sensations. Nous observons des changements d'état : l'eau de glace se transforme en liquide puis en vapeur quand la température augmente. Les métaux chauffés fondent. Nous observons également des variations continues des dimensions des corps qui s'échauffent, ce que nous nommons dilatation.

Le principe d'équilibre thermique énoncé ci-dessous permet de repérer les températures. On admet que les températures de deux corps en équilibre thermique sont égales.

* Deux corps mis en contact prolongé se mettent en équilibre thermique. C'est à dire qu'en l'absence d'interaction avec le milieu extérieur, ils ne doivent plus évoluer.

* Deux corps mis en équilibre thermique avec un troisième sont aussi en équilibre thermique entre eux.

Grâce à ce principe un *thermomètre* permet de repérer non seulement sa propre température mais aussi celle du milieu dans lequel il est plongé. Ce qui fait son intérêt.

* Echelle Kelvin : c'est l'échelle de température absolue du système SI, elle est définie en prenant comme grandeur thermométrique le produit P.V d'un gaz parfait quelconque : L'échelle sera entièrement définie par le choix d'une température de référence. On choisit 273.16 pour la température du point triple de l'eau (état d'équilibre entre l'eau liquide, la glace et la vapeur d'eau). Il revient au même de poser : $T = t + 273,15$ avec T en Kelvin (K) et t en °C. Le zéro absolu est la température de 0 K, c'est la limite la plus basse des températures possibles. On ne peut jamais l'atteindre.

1.3.7.1 Notion de chaleur

La chaleur est une quantité d'énergie transférée entre deux systèmes matériels. Elle caractérise non pas un état du système mais une transformation du système, une modification de l'état du système. Le plus généralement (mais pas toujours), un échange de chaleur modifie la température du système. Un échange de chaleur est créé par une différence de température.

1.3.7.2 Notion de travail

Ce sera l'énergie échangée sous forme mécanique avec le milieu extérieur au cours d'une transformation. En thermodynamique, on s'intéresse au travail exercé par les *forces extérieures* au système. On considère le plus souvent le travail de déformation des fluides sous l'effet d'une pression extérieure. L'expression du travail élémentaire est dans ce cas,

comme nous l'avons vu :

$$\delta W = -P_e dV$$

où P_e est la pression extérieure et dV la variation de volume.

Le langage du thermodynamicien

- Système : corps ou ensemble de corps de masse déterminée et délimité dans l'espace. Le reste du monde est appelé " milieu extérieur " . Quand il n'échange pas de matière avec le milieu extérieur le système est dit fermé.
- Etat d'équilibre : un système est en état d'équilibre si, lorsqu'il est isolé du milieu extérieur, il ne se produit aucune modification à l'intérieur du système au cours du temps. Si ce n'est pas le cas il y a transformation du système.
- Transformation adiabatique : transformation sans échange de chaleur avec le milieu extérieur. Le système est thermiquement isolé du milieu extérieur. Elle est souvent utilisée comme modèle d'une évolution quasi instantanée.
- Transformation isotherme : transformation au cours de laquelle la température du système reste constante. Elle est souvent utilisée comme modèle d'une évolution infiniment lente.
- Transformation isochore : transformation au cours de laquelle le volume du système reste constant.
- Transformation isobare : transformation effectuée à pression constante. Elle est souvent utilisée pour les transformations ayant lieu à l'air libre (sous la pression atmosphérique) exemple : réactions chimiques à l'air libre.
- Source de chaleur : c'est un milieu extérieur au système à température uniforme T_0 de capacité calorifique très grande par rapport à celle du système. Ainsi un échange de chaleur entre le système et la source de chaleur ne modifie pas la température de la source de chaleur. Quand un système est en contact avec une seule source de chaleur la transformation est dite monotherme.
- Cycle : lorsqu'un système initialement dans un certain état (P_0, V_0, T_0) subit un certain nombre de transformations successives et lorsqu'à la fin de ces transformations il se retrouve dans un état d'équilibre final identique à l'état initial (P_0, V_0, T_0) nous disons que le système a décrit un cycle.

1.4 Gaz parfait

1.4.1 Equation d'état et unités

Le gaz parfait est un gaz modèle, une approximation représentant le comportement thermoélastique des gaz aux basses pressions. Historiquement, il a été introduit comme la limite des gaz réels pour des pressions tendant vers zéro. La loi des gaz parfaits, donnée ci après résume à elle seule les lois approchées mises en évidence au 19^{ème} siècle par les

travaux de Mariotte, Charles, Gay-Lussac, Avogadro. Exemple : Loi de Mariotte : à température constante, le volume d'une masse donnée de gaz parfait varie en raison inverse de sa pression soit : $P.V = Constante$. L'isotherme d'un gaz parfait est donc représentée par une hyperbole dans un système d'axe (P,V). (Voir figure plus haut)

L'équation d'état d'un gaz parfait est :

$$P.V = n.R.T$$

avec : P pression en Pascals (Pa),

T température absolue Kelvin (K) n nombre de moles

R constante universelle des gaz parfaits (la même pour tous les gaz)

Avec les unités SI précisées ci-dessus, R vaut : $R = 8.314 J K^{-1}$

Autres formes de l'équation d'état A chaque gaz réel on associe un gaz parfait de même masse molaire M. ce qui donne :

$$P.V = m.r.T$$

où m est la masse et $r = \frac{R}{M}$ Notons que la constante r est alors dépendante de la nature du gaz.

On trouve aussi parfois la loi des gaz parfaits exprimée en termes de volume molaire ou massique soit :

$$P.v = RT$$

où $v = \frac{V}{n}$ est le volume molaire

Applications

– Volume molaire normal d'un gaz parfait (Loi d'Avogadro)

C'est le volume d'une mole de gaz parfait à 0 °C, sous la pression d'une atmosphère. Il est indépendant de la nature du gaz et vaut :

$$V_0 = \frac{R.T_0}{P_0} = \frac{8.314 * 273.15}{101325} = 22.4 * 10^{-3} m^3 (= 22.4 litres)$$

– Masse volumique d'un gaz parfait

La masse volumique s'écrit, par définition :

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{M.P}{R.T}$$

Pour un gaz donné, elle est donc proportionnelle à sa pression et inversement proportionnelle à sa température absolue. Si ρ_0 est la masse volumique dans les conditions (P_0, T_0) , la masse volumique ρ du même gaz dans les conditions (P, T) s'écrit :

$$\rho = \rho_0 \frac{P.T_0}{P_0.T}$$

Cette relation permet, par exemple, le calcul de la masse volumique dans des conditions quelconques à partir de la masse volumique normale.

– Densité d'un gaz par rapport à un autre

Par définition, la densité d'un gaz A par rapport à un gaz B est le quotient de la masse d'un volume du gaz A par la masse d'un volume égal du gaz B, les gaz étant pris dans les mêmes conditions de température et de pression.

C'est donc également le quotient de la masse volumique ρ_A de A par la masse volumique ρ_B de B.

$$d = \frac{m_A}{m_B} = \frac{\rho_A}{\rho_B} = \frac{M_A}{M_B}$$

La densité ne dépend pas des conditions de température et de pression ; elle est égale au rapport des masses molaires. En particulier la densité par rapport à l'air (ou plus exactement au gaz parfait associé à l'air) est : $d = \frac{M}{29}$ (où M est la masse molaire du gaz exprimée en grammes).

1.4.2 Mélanges de gaz parfaits

Lorsqu'on mélange deux gaz réels qui ne réagissent pas chimiquement l'un sur l'autre, le nombre de molécules du mélange est la somme des nombres de molécules des deux gaz. Il en est de même pour les gaz parfaits associés.

note : Le modèle du gaz parfait suppose que les molécules n'interagissent pas. Ce qui implique ici que chaque gaz se comporte comme s'il était seul à occuper le volume.

Pour simplifier, raisonnons sur deux gaz :

– pour le premier gaz :

$$P_A = \frac{n_A \cdot R \cdot T}{V}$$

– pour le deuxième gaz :

$$P_B = \frac{n_B \cdot R \cdot T}{V}$$

– pour le mélange :

$$P = P_A + P_B = (n_A + n_B) \frac{R \cdot T}{V}$$

P_A est appelé pression partielle du gaz A (respectivement B) dans le mélange. Il s'agit de la pression que le gaz exercerait s'il était seul à occuper le volume. La pression totale P est alors la somme des pressions partielles.

Il est utile de caractériser la composition du mélange par les fractions molaires de chacun des gaz.

$$x_A = \frac{n_A}{n_A + n_B}$$

est la fraction molaire du gaz A dans le mélange.

Les propriétés suivantes sont faciles à démontrer :

$$x_A + x_B = 1$$

$$P_A = x_A P \text{ de même que } P_B = x_B P$$

Chapitre 2

Premier principe

Premier principe de la thermodynamique ou principe de la conservation de l'énergie.

2.1 Principe de l'équivalence

Le travail et la chaleur sont deux formes d'énergie. Elles s'expriment dans la même unité dans le système d'unité SI : le joule (J). Pratiquement on utilise souvent la calorie comme unité de chaleur : $1 \text{ calorie} = 4.18 \text{ Joules}$. Cette égalité n'a pas d'autre signification qu'un changement d'unités.

Dans les phénomènes purement mécaniques l'énergie mécanique se conserve en l'absence de efforts extérieurs (c.a.d. pour un système isolé).

Dans les phénomènes d'échange de chaleur entre plusieurs corps, conduisant à l'équilibre thermique de ces corps, la quantité de chaleur se conserve pour un système isolé. Il existe dans la nature d'autres phénomènes qui mettent en jeu à la fois des échanges de travail mécanique et de chaleur, où ces deux grandeurs ne se conservent pas séparément mais apparaissent liées l'une à l'autre.

Par exemple, dans les machines thermiques, dans la machine à vapeur notamment, il y a création continue de travail mécanique. Ces machines consomment du combustible qui fournit de la chaleur à la machine. L'étude systématique et quantitative de ces phénomènes vers le milieu du XIXe siècle a conduit à l'idée que l'énergie mécanique et la chaleur sont deux formes d'énergie liées et qui peuvent se transformer l'une en l'autre. On a ainsi érigé en principe l'idée d'équivalence entre l'énergie mécanique et l'énergie calorifique. Lorsqu'un système matériel parcourt un cycle de transformations au cours duquel il échange de la chaleur avec le milieu extérieur (sans échange d'autre forme d'énergie), il existe un rapport constant entre les signes et les grandeurs des quantités de travail et de chaleur échangées. Ce rapport a une valeur universelle quelles que soient la structure physique et la composition chimique du système qui assure cet échange et quel que soit le sens de l'échange. Cette équivalence entre ces 2 formes d'énergie a été mise en lumière par la fameuse expérience de Joule.

2.2 Premier principe : Énoncé

2.2.1 Énoncé : Notion d'énergie interne

Rappel sur la notion de principe. On appelle principe, une loi générale déduite de l'observation que l'on admet tant qu'elle n'est pas remise en cause par l'expérience. Toutes les conséquences de ce principe sont examinées et le principe est tenu pour valide tant qu'il n'entre pas en contradiction avec l'expérience. Le premier principe de la thermodynamique que nous allons énoncer et qui généralise l'idée de conservation de l'énergie n'a à ce jour jamais été mis en défaut.

Principe de l'état initial et de l'état Final : Lorsqu'un système évolue entre un état initial (A) et un état final (B), la totalité de l'énergie échangée avec le milieu extérieur est indépendante de l'évolution suivie. En d'autres termes, si 2 évolutions différentes conduisent de l'état A à l'état B, la somme algébrique $W + Q$ des travaux et quantités de chaleur sera la même.

Si l'on note W_1 et Q_1 les énergies échangées au cours de l'une des évolutions et W_2, Q_2 , les énergies échangées au cours de l'autre, on aura :

$$W_1 + Q_1 = W_2 + Q_2$$

Remarque : ceci n'implique aucunement que $W_1 = W_2$ ni que $Q_1 = Q_2$

Ceci conduit à l'idée d'énergie interne qui serait en quelque sorte une réserve d'énergie contenue dans le système et qui ne dépendrait que de l'état du système..

2.2.1.1 Fonction d'état

On appelle fonction d'état une grandeur quelconque fonction des paramètres caractérisant l'état du système. Pour deux états identiques, la valeur de cette grandeur sera identique quelle que soit l'évolution qui a permis d'atteindre cet état.

2.2.1.2 Énergie Interne

Il existe une fonction d'état notée U et appelée énergie interne telle que, quel que soit le chemin suivi pour passer d'un état 1 à un état 2, on ait :

$$U_2 - U_1 = W + Q$$

avec W et Q travail et chaleur échangés avec le milieu extérieur.

Les conventions de signe étant les suivantes :

> 0 reçu par le système

< 0 fourni (perdu) par le système

Remarques :

– L'énergie interne n'est définie qu'à une constante près.

– L'énergie interne est une mesure de la potentialité d'un système à fournir de l'énergie sous forme de chaleur ou de travail

- L'énergie interne est la traduction au niveau macroscopique des énergies des molécules (énergie cinétique due à l'agitation thermique au niveau moléculaire et énergie potentielle due aux interactions entre les molécules. Rappelons que cette dernière n'intervient pas pour les gaz parfaits).

2.2.2 Enthalpie

La grandeur définie par $H = U + P.V$ est appelée enthalpie.

C'est une fonction d'état puisque U , P et V ne dépendent que de l'état du système. Son utilisation peut être avantageuse dans certains cas :

- Elle sera généralement utile pour étudier les transformations à pression constante (voir ci-dessous). Elle joue notamment un rôle très important en chimie.
- Une autre utilisation importante de cette fonction fera l'objet d'un chapitre de ce cours, il s'agit de l'application du premier principe aux fluides en écoulement. La plupart des machines thermiques sont traversées par de tels écoulements de fluides. La fonction enthalpie jouera un rôle majeur dans leur étude.

2.2.3 Exemples : Deux cas particuliers importants

Supposons que les seules forces qui donnent lieu à du travail mécanique sont les forces de pression.

2.2.3.1 Transformation à volume constant

Les états A et B correspondent au même volume et la transformation entre A et B se fait à volume constant. Dans ce cas il n'y a pas d'échange de travail avec le milieu extérieur :

$$W_{AB} = 0$$

ce qui implique

$$U_B - U_A = Q_{AB}$$

Pour une transformation effectuée à volume constant, la quantité de chaleur échangée avec le milieu extérieur est égale à la variation d'énergie interne.

Elle a donc une valeur définie qui ne dépend que de l'état initial et de l'état final.

2.2.3.2 Transformation à pression constante

Les états A et B correspondent à la même pression et la totalité de la transformation a lieu à pression constante P_0 .

$$W_{AB} = - \int_A^B P.dV = -P_0 \int_A^B dV = -P_0 (V_B - V_A)$$

Donc :

$$U_B - U_A = W_{AB} + Q_{AB} = P_0 (V_A - V_B) + Q_{AB}$$

soit

$$Q_{AB} = U_B + P_0 V_B - (U_A + P_0 V_A)$$

Mais puisque :

$$P_0 = P_A = P_B$$

ceci peut encore s'écrire :

$$Q_p = Q_{AB} = H_B - H_A$$

Pour une transformation effectuée à pression constante, la quantité de chaleur échangée avec le milieu extérieur est égale à la variation d'enthalpie du système.

2.2.4 Annexe : Expression différentielle du premier principe

Cette annexe nécessite la connaissance des notions mathématiques suivantes : Fonctions de plusieurs variables, dérivées partielles, formes différentielles exactes, intégrale curviligne, théorème de Cauchy.

On peut exprimer le premier principe de la façon suivante :

Pour une transformation élémentaire, on a :

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

où dU est la différentielle de la fonction U .

et δW et δQ sont respectivement le travail élémentaire et la quantité de chaleur élémentaire échangés avec le milieu extérieur au cours de la transformation.

δW ainsi que δQ sont des formes différentielles qui en général ne sont pas exactes (voir le cours de mathématique)

En revanche, la somme $\delta W + \delta Q$ est une différentielle exacte d'où l'existence de la fonction U .

L'expression de ces quantités en fonction du couple de variables choisies pour la description du système sera explicitée ultérieurement dans le cas particulier des transformations réversibles du gaz parfait.

Pour préciser la signification de ce qui précède, plaçons nous dans le cas où le système est analysé à l'aide du couples de variables indépendantes (P, V) . Soient alors deux évolutions distinctes ε_1 et ε_2 ayant le même état initial A et le même état final B. La représentation dans le diagramme (P, V) est donnée ci-dessous.

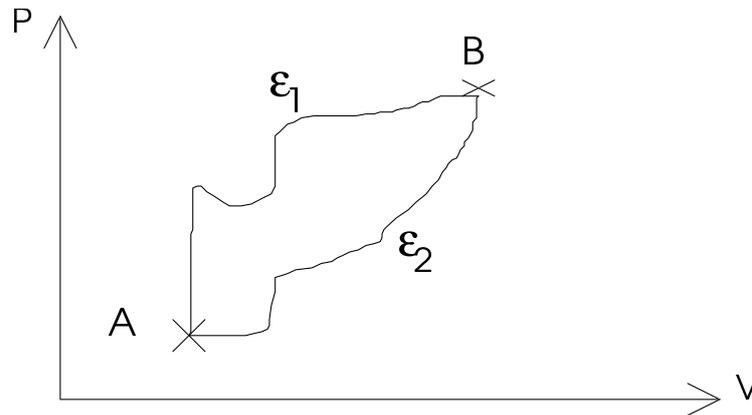
On a alors :

$$\int_{\varepsilon_1 \varepsilon} dU = \int_{\varepsilon_2} dU = U_B - U_A$$

$$\int_{\varepsilon_1} dU = \int_{\varepsilon_1} \delta W + \int_{\varepsilon_1} \delta Q = W_1 + Q_1$$

$$\int_{\varepsilon_2} dU = \int_{\varepsilon_2} \delta W + \int_{\varepsilon_2} \delta Q = W_2 + Q_2$$

En général, $W_1 \neq W_2$ et $Q_1 \neq Q_2$ car δW et δQ ne sont pas des formes exactes.



En revanche : $W_1 + Q_1 = W_2 + Q_2$ car $\delta W + \delta Q$ est une forme exacte. Et c'est la différentielle de la fonction $U(P,V)$

2.3 Chaleurs massiques

2.3.1 Cas des solides et des liquides

La pression joue peu dans ces deux cas car le corps est incompressible. Le travail des forces de pression restera alors négligeable.

On définit la chaleur massique moyenne :

Soit une masse m recevant une quantité de chaleur Q . Sa température passe de T_1 à T_2 . Sa chaleur massique moyenne c dans cet intervalle de température sera définie par :

$$Q = m.c. (T_2 - T_1)$$

On peut aussi, définir la chaleur massique vraie en passant à la limite : $\delta Q = m.c.\delta T$ avec : δQ quantité de chaleur élémentaire reçue pendant un temps infiniment court et dT la variation de température correspondante.

En général c varie lentement avec la température et pratiquement pas avec la pression ce qui justifie l'emploi de chaleurs massiques moyennes.

On a donc :

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} m.c.dT$$

, et, si c est constant : $Q = m.c. (T_2 - T_1)$.

Unités :

Les unités se déduisent aisément des formules précédentes. Dans le système S.I ,les chaleurs massiques s'exprimeront en $J.kg^{-1}K^{-1}$

2.3.2 Cas des gaz

Dans le cas des gaz l'influence de la pression est importante, il est nécessaire de préciser l'évolution.

On a toujours, par définition, à chaque instant :

Mais ici c dépend de l'évolution car Q (contrairement à la somme $W + Q$) dépend de l'évolution.

On distingue généralement :

- c_p chaleur massique à pression constante : Lorsque la pression est constante, et seulement dans ce cas, on peut écrire :

$$\delta Q_p = m.c_p.dT$$

- c_v chaleur massique à volume constant : Lorsque le volume est constant, et seulement dans ce cas, on peut écrire :

$$\delta Q_v = m.c_v.dT$$

Remarque : Un même échange de chaleur peut modifier la température de manière très différente pour deux évolutions différentes (à pression ou à volume constant). Inversement, on peut dire que pour obtenir une variation de température donnée, la quantité de chaleur qu'il est nécessaire d'échanger est différente dans les 2 cas. Cette différence vient bien entendu du travail des forces de pression.

Avertissement : Historiquement, les chaleurs massiques ont été introduites comme ci dessus en référence à la chaleur. Mais nous verrons par la suite qu'une définition bien plus générale de ces coefficients peut être donnée sans faire référence à la chaleur. En conséquence, l'emploi de c_p et c_v ne sera pas limité aux transformations à pression et à volume constant. (voir plus bas)

2.3.2.1 Chaleurs molaires :

Il est parfois plus avantageux d'utiliser des chaleurs molaires plutôt que des chaleurs massiques. Les définitions sont similaires à celles données ci-dessus en remplaçant la masse par le nombre de moles. Nous les noterons par des majuscules. On aura alors :

- Pour une évolution isobare : $\delta Q_p = n.C_p.dT$
- Pour une évolution isochore : $\delta Q_v = n.C_v.dT$

où n est le nombre de moles.

Dans le système d'unités S.I., C_p et C_v s'exprimeront en $J.mol^{-1}K^{-1}$

2.4 Propriétés énergétiques des gaz parfaits

2.4.1 Première loi de Joule

Expérience de Joule Gay-Lussac : détente d'un gaz dans le vide.

L'expérience consiste à détendre un gaz dans le vide de manière adiabatique. Etant donné qu'aucune pression extérieure ne s'oppose à la détente, le travail est nul. De même que la quantité de chaleur. On en déduit que $\Delta U = 0$. Un grand nombre d'expériences de ce type réalisées avec des gaz réels à basse pression ont montré que :

- La variation de température est généralement très faible
- La variation de température est d'autant plus faible que l'expérience a lieu à basse pression.

On en déduit que pour un gaz parfait, la variation de température serait nulle. (On rappelle que le modèle du gaz parfait correspond à la limite du comportement des gaz réels lorsqu'on fait tendre la pression vers 0).

On aura donc pour un gaz parfait $\Delta T = 0$ et $\Delta U = 0$ alors même que l'état du gaz a changé puisque sa pression et sa température ont changé. Dès lors, on peut admettre que de manière générale, si la température ne change pas, l'énergie interne ne changera pas non plus. Ce qui conduit à la

première loi de Joule *L'énergie interne d'un gaz parfait ne dépend que de la température*

Autrement dit, l'énergie interne n'est fonction que d'une seule variable, la température soit $U = U(T)$

Pour un fluide réel, l'énergie interne sera fonction de 2 variables : $U = U(V, T)$ ou bien $U = U(P, T)$.

2.4.2 Deuxième loi de Joule

Expérience de Joule-Thomson : Détente adiabatique à travers un milieu poreux. (Laminage d'un fluide).

Considérons la détente d'un gaz à travers un milieu poreux. On supposera la détente adiabatique et le régime permanent. En régime permanent, les conditions d'écoulement ne varient pas avec le temps. On considèrera donc que l'état du gaz compris entre les sections d'entrée et de sortie reste constant. Dans ces conditions, pendant un temps donné, si une masse m entre dans le système, la même masse ressort de l'autre côté. L'état de la masse m sortante étant différent de celui de la masse entrante, on est conduit à faire le bilan d'énergie suivant :

$$(\text{energie entrante}) - (\text{energie sortante}) + \text{travail} + \text{chaleur} = 0$$

En effet, en régime permanent l'état du système (gaz dans le poreux) reste constant. Le bilan d'énergie doit donc être nul.

Le bilan peut s'écrire :

$$U_s - U_e + W + Q = 0$$

où U_e, U_s, W, Q sont les énergies internes dans la section d'entrée et de sortie ainsi que les travaux et quantités de chaleur échangés avec le milieu extérieur.

On a :

$Q = 0$ puisque la détente est adiabatique

et $W = P_1V_1 - P_2V_2$. Il s'agit du travail exercé par les forces de pression qui poussent la masse m dans le poreux à l'entrée et s'opposent à sa sortie de l'autre côté. Conformément à notre convention de signe, le premier terme est positif car il s'agit d'un travail moteur, le deuxième est négatif car résistant.

Il en résulte que

$$U_2 + P_2V_2 - (U_1 + P_1V_1) = 0$$

ou encore :

$$H_2 - H_1 = 0$$

De même que précédemment, un grand nombre d'expériences ont été menées et donnent les résultats suivants :

- La variation de température est généralement très faible.
- La variation de température est d'autant plus faible que l'expérience a lieu à basse pression.

Un raisonnement identique au précédent mène à la

Deuxième loi de Joule *L'enthalpie d'un gaz parfait ne dépend que de la température*

C'est à dire que l'enthalpie d'un gaz parfait n'est fonction que de la seule température soit $H = H(T)$

Remarque : On aurait pu montrer facilement la deuxième loi de Joule à partir de la première et de la loi de Mariotte. (Exercice)

Remarque : pour un gaz réel, la variation de température lors d'une détente de Joule-Thomson bien que faible peut être mise à profit. Elle est notamment utilisée pour la liquéfaction des gaz.

2.4.3 Conséquences

- Pour un gaz parfait, la variation d'énergie interne et d'enthalpie s'écrivent :

$$\Delta U = mc_v \Delta T$$

$$\Delta H = mc_p \Delta T$$

et ce, quelle que soit l'évolution. Ce résultat peut paraître paradoxal compte tenu de la manière dont les chaleurs massiques ont été introduites. Une définition plus générale de C_p et C_v donnée plus loin permettra de le comprendre.

- Pour un gaz parfait C_p et C_v ne dépendent que de la température.

$$C_p = C_p(T)$$

$$C_v = C_v(T)$$

- on en déduit la relation de Mayer : *pour un gaz parfait* :

$$C_p - C_v = R$$

ou encore :

$$c_p - c_v = \frac{R}{M}$$

La démonstration de ces propriétés sera traitée sous forme d'exercice en Travaux dirigés.

Chapitre 3

Notion de réversibilité

3.1 Echange réversible

Un échange d'énergie est dit réversible si le sens peut en être inversé à tout moment par une variation infinitésimale de la cause qui lui donne naissance. En d'autres termes, la cause qui produit l'échange doit, elle-même, être infiniment petite.

Les transformations réelles sont toujours non réversibles. Si une transformation est réversible, on peut, sans pratiquement modifier les paramètres d'état, en inverser le sens et faire passer le système par tous les états de la transformation directe. Dans deux transformations réversibles inverses le travail et la chaleur échangés avec l'extérieur ont respectivement des valeurs opposées (par exemple la pression reprend les mêmes valeurs tandis que les variations de volume prennent des valeurs opposées).

Causes d'irréversibilité :

* Phénomènes de frottement : le travail des forces de frottement est négatif quelle que soit la transformation.

* Phénomènes de diffusion : par exemple l'obtention d'eau salée par mise en contact de glace et de sel (chlorure de sodium). Il y a diffusion de chacun des corps dans l'autre.

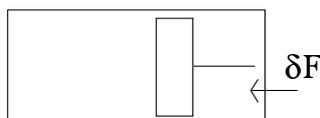
Tous ces phénomènes sont irréversibles, on ne voit pas quels paramètres il faudrait modifier infiniment peu pour que les deux corps mélangés se séparent.

* Les échanges de chaleur : tout échange de chaleur entre systèmes ou parties de systèmes est réversible si, et seulement si, les parties qui échangent de la chaleur sont à des températures infiniment voisines (à la limite égales).

* Les réactions chimiques : les réactions chimiques réellement observées par mise en présence des corps réagissant sont généralement irréversibles et les paramètres d'état du système, différents de ceux du système en équilibre.

Exemple :

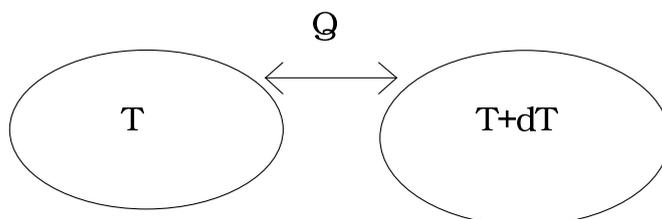
* Réversibilité mécanique.



La résultante des forces qui agissent sur le piston est infiniment petite.

* Réversibilité thermique.

L'écart de température entre les deux corps qui échangent de la chaleur est infiniment petit.



3.1.1 Les transformations réversibles

Ce sont des transformations constituées d'une suite continue d'états d'équilibre telles que, à chaque instant, les échanges sont réversibles.

On appelle quelquefois transformation *quasi-statique*, une transformation constituée d'une suite continue d'états d'équilibres.

Remarque : les transformations réversibles n'existent pas dans la nature. Elles représentent une vue de l'esprit : la limite de ce qu'il est possible d'observer en faisant tendre les déséquilibres vers 0.

3.2 Application Calcul des grandeurs énergétiques pour une transformation réversible d'un gaz parfait.

Considérons une masse de gaz parfait subissant une transformation réversible élémentaire *quelconque*. Le système passe d'un état E_1 à un état E_2 (très proches). Les variations (infinitésimales) des paramètres d'état seront notées par des différentielles :

$$E_1 \begin{cases} P \\ V \\ T \end{cases} \longrightarrow E_2 \begin{cases} P + dP \\ V + dV \\ T + dT \end{cases}$$

De même U et H vont varier d'une quantité dU et dH .

Le travail et la quantité de chaleur échangés au cours de cette transformation seront notés : δW et δQ

Les quantités peuvent être exprimées en fonction de trois couples de variables indépendantes distincts : (P,V) , (P,T) et (V,T) .

Il en résulte trois descriptions différentes mais équivalentes. Dans la pratique, le choix de l'une ou l'autre de ces descriptions dépend des données du problème et dans certains cas de la simplicité d'une des représentations par rapport à l'autre :

3.2. APPLICATION CALCUL DES GRANDEURS ÉNERGÉTIQUES POUR UNE TRANSFORMATION

3.2.1 Description en variables (V,T)

Comme nous l'avons vu, pour un gaz parfait, c_v et c_p ne dépendent que de la température, les variations d'énergie interne ne dépendront donc que de la température et pas du volume. On pourra donc écrire : $dU = mc_v dT$ ainsi que $dH = mc_p dT$

Le travail est donné par : $\delta W = -PdV$ ce qui peut être transformé pour faire apparaître uniquement les variables V et T :

$$\delta W = -\frac{nRT}{V}dV$$

On peut ensuite en déduire :

$$\delta Q = dU - \delta W = mc_v dT + nRT \frac{dV}{V}$$

3.2.2 Description en variables (P,T)

Pour les mêmes raisons que précédemment, les expressions de la variation d'énergie interne et d'enthalpie restent identiques à celles définies en variables (V,T). En revanche, l'expression du travail élémentaire devra être réécrite pour éliminer la variable V.

Différentions l'expression de la loi des gaz parfaits. On obtient :

$$d(PV) = PdV + VdP = nRdT \quad (3.1)$$

après remplacement de dV , il vient :

$$\delta W = -PdV = -nRdT + VdP = -nRdT + nRT \frac{dP}{P}$$

On en déduit

$$\delta Q = dU + PdV = (mc_v + nR) dT - nRT \frac{dP}{P} = mc_p dT - nRT \frac{dP}{P}$$

3.2.3 Description en variables (P,V)

Il est d'usage d'introduire ici le rapport des chaleurs spécifiques :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{C_p}{C_v}$$

On est amené à exprimer les chaleurs spécifiques en fonction de γ grâce à la formule de Mayer : $C_p - C_v = R$ d'où

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1}$$

Les expressions de dU et dH sont obtenues en tirant de nouveau dT de 3.1 ce qui donne :

$$dU = \frac{PdV + VdP}{\gamma - 1}$$

$$dH = \frac{\gamma}{\gamma - 1} (PdV + VdP)$$

L'expression du travail est évidente et la quantité de chaleur est donnée par :

$$\delta Q = dU + PdV = \frac{1}{\gamma - 1} (PdV + VdP) + PdV = \frac{\gamma PdV + VdP}{\gamma - 1}$$

3.2.4 Récapitulation :

Les trois descriptions sont résumées dans le tableau ci-dessous :

	(P, T)	(V, T)	(P, V)
dU	$mc_v dT$	$mc_v dT$	$\frac{PdV + VdP}{\gamma - 1}$
dH	$mc_p dT$	$mc_p dT$	$\frac{\gamma(PdV + VdP)}{\gamma - 1}$
δW	$nRT \frac{dP}{P} - nRdT$	$-nRT \frac{dV}{V}$	$-PdV$
δQ	$mc_p dT - nRT \frac{dP}{P}$	$mc_v dT + nRT \frac{dV}{V}$	$\frac{\gamma PdV + VdP}{\gamma - 1}$

Ces expressions peuvent être intégrées en tenant compte des particularités de l'évolution.

Remarque : lorsque $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ est constant, on peut intégrer

$$dU = \frac{1}{\gamma - 1} d(PV)$$

ce qui donne :

$$\Delta U = \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{\gamma - 1}$$

Cette expression est valable même lorsque la transformation n'est pas réversible car U est une fonction d'état.

3.3 Transformation adiabatique et réversible

3.3.1 Equation caractéristique : Equation de Laplace

Pour une transformation adiabatique, on a à tout instant : $\delta Q = 0$

Si γ est constant alors par intégration on obtient l'équation caractéristique de l'évolution dite équation de Laplace :

On a, d'après le tableau précédent :

$$\delta Q = \frac{\gamma PdV + VdP}{\gamma - 1} = 0$$

Objectifs de ce cours :

Il est utile, avant de commencer de préciser les objectifs poursuivis dans cet exposé : Ils seront de deux ordres : d'une part la connaissance scientifique , d'autre part les très nombreuses applications techniques.

du point de vue scientifique, les notions suivantes seront abordées

- L'énergie, sa conservation (premier principe)
- L'entropie, son caractère non conservatif (deuxième principe)
- Les propriétés des fluides (gaz, liquides, vaporisation.....)

Les différents modes de transfert de chaleur

du point de vue des applications, nous verrons notamment :

- les moteurs (différents cycles, turbines ...)
- les machines frigorifiques
- La climatisation
- l'isolation thermique.

L'étude des différentes machines thermiques s'appuiera sur le comportement thermodynamique des fluides. C'est pourquoi nous commencerons par comprendre ce comportement en relation avec la notion d'énergie.

par conséquent :

$$\gamma PdV + VdP = 0$$

en divisant par PV , on obtient l'équation :

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0$$

et par intégration, l'équation de Laplace :

$$PV^\gamma = Cte$$

3.3.1.1 autres formes de l'équation de l'adiabatique réversible :

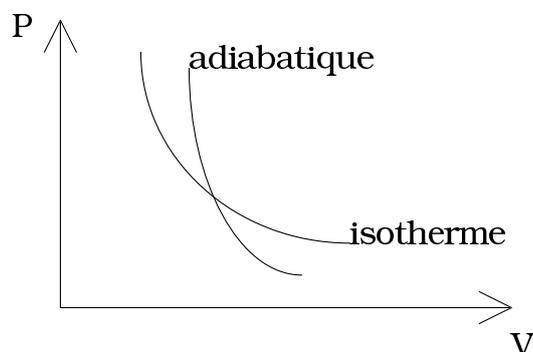
A partir de l'équation de Laplace, et en utilisant la loi des gaz parfaits, on peut exprimer l'équation caractéristique de l'adiabatique avec les 2 autres couples de variables :

$$P^{1-\gamma} T^\gamma = Cte$$

$$TV^{\gamma-1} = Cte$$

Exercice : Démontrer ces 2 dernières formules.

3.3.2 Position relative de l'adiabatique et de l'isotherme réversibles dans un diagramme (P,V).



La pente de l'adiabatique est plus forte que celle de l'isotherme.

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_{adiabatique} = \gamma \left(\frac{dP}{dV}\right)_{isotherme}$$

en effet : pour l'isotherme : $PV = Cte$ entraîne $PdV + VdP = 0$

Soit :

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_{isotherme} = -\frac{P}{V}$$

De même, $PV^\gamma = cte$ entraîne :

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0$$

Soit :

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_{adiabatique} = -\gamma \frac{P}{V}$$

or γ est supérieur à 1 d'après la formule de Mayer :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1 + \frac{R}{C_v}$$

Chapitre 4

Deuxième principe de la thermodynamique

Deuxième principe de la thermodynamique ou principe de Carnot . Notion d'Entropie

Le deuxième principe permet de déterminer le sens des transformations naturelles.

Le premier principe de la thermodynamique exprime l'existence d'une grandeur, l'énergie interne, qui reste constante au cours de transformations d'un système isolé : on dit que c'est un principe de conservation.

Mais si E et E' sont deux états du système, il ne permet pas de savoir si celui-ci peut passer de E à E' ou de E' à E , dans des conditions extérieures imposées.

Le second principe de la thermodynamique permet de répondre à cette dernière question : on dit que c'est un principe d'évolution. Alors que le premier principe fait jouer des rôles symétriques au travail et à la chaleur, le second principe leur fait jouer des rôles dissymétriques.

4.1 Historique : Enoncés classiques

Les idées sur le deuxième principe ont cristallisé vers le milieu du 19ème siècle. En effet, Sadi Carnot est mort assez jeune et ses travaux de pionnier (1824) sont tombés dans l'oubli pendant près d'un quart de siècle. C'est en raisonnant sur le cycle de Carnot avec ses 2 sources de chaleur de températures différentes que les physiciens de l'époque vont établir ce que nous connaissons aujourd'hui comme le second principe de la thermodynamique. On a coutume de distinguer deux expressions équivalentes de ce principe :

Enoncé de Clausius (1851) Le passage de la chaleur d'un corps froid vers un corps chaud n'a jamais lieu spontanément ou sans compensateur dans le milieu extérieur.

Énoncé de Kelvin (1850) Une machine décrivant un cycle et n'échangeant de la chaleur qu'avec une seule source de chaleur ne peut pas fournir du travail.

Équivalence des deux énoncés. Si le premier énoncé était faux, si la chaleur passait spontanément d'un corps froid à un corps chaud, on pourrait ainsi accentuer des écarts de température, et en particulier obtenir à partir d'une source monotherme un ensemble de sources à températures différentes. Le deuxième énoncé deviendrait faux également. Si le deuxième énoncé était faux, s'il était possible de créer du travail à l'aide d'une source à température unique (en lui enlevant de la chaleur, d'après le principe de l'équivalence), on pourrait par le frottement, convertir ce travail en chaleur à une température supérieure à celle de la source et ainsi on aurait, en définitive, transporté de la chaleur d'une température inférieure à une température supérieure sans autre modification. Le premier énoncé serait inexact.

4.2 Énoncé moderne : Entropie

Les travaux de Clausius sur les cycles de Carnot l'ont amené à définir une fonction d'état nommée entropie que nous définirons comme suit :

Il existe une fonction d'état S telle que pour toute transformation permettant de passer d'un état 1 à un état 2,

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T_e} \leq S_2 - S_1$$

où δQ est la quantité de chaleur échangée à chaque instant avec un milieu extérieur à la température T_e .

L'égalité a lieu pour toutes les transformations réversibles :

$$\int_1^2 \frac{\delta Q_{rev}}{T} = S_2 - S_1$$

Dans ce cas, on peut utiliser la température du système car si la transformation est réversible, on doit avoir : $T \simeq T_e$

ou encore :

$$dS = \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

Cette dernière formule permet de calculer S . L'unité S.I. pour l'entropie se déduit aisément : $J.K^{-1}$)

De plus, on peut ainsi donner une nouvelle définition de la température qui devra coïncider avec l'ancienne :

$T = \frac{\delta Q_{rev}}{dS}$ est appelé température thermodynamique du système.

Il est possible de montrer l'équivalence de cette notion de température avec la température absolue du thermomètre à gaz parfait (K) qui est une température thermodynamique. C'est toujours elle que nous utiliserons. Rappelons que T est alors la température du système puisqu'il y a réversibilité.

Conséquences :

- Pour une transformation adiabatique, on a $\delta Q = 0$ ce qui implique : $S_2 - S_1 \geq 0$ et si elle est réversible : $S_2 - S_1 = 0$. on dit alors que la transformation est isentropique.
- Evolution irréversible quelconque :

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T_e} \leq S_2 - S_1$$

La différence entre les deux membres de cette inéquation fournit une mesure de la réversibilité du processus ce qui conduit certains auteurs à poser :

$$\Delta S_{cree} = S_2 - S_1 - \int_1^2 \frac{\delta Q}{T_e}$$

quantité qui doit rester toujours positive. ($\Delta S_{cree} \geq 0$)

- Pour un système isolé, là encore : $\delta Q = 0$ soit :

$$S_2 - S_1 \geq 0$$

L'entropie d'un système isolé ne peut qu'augmenter. On dit qu'il y a création d'entropie. La création d'entropie est due à des échanges internes au système (entre différentes parties du système).

- Un peu de philosophie : On peut considérer l'univers comme un système isolé. Son entropie ne peut donc qu'augmenter. Dès lors, ce qu'affirme le deuxième principe, c'est que l'univers est en constante évolution vers une plus grande entropie. L'idée très longtemps admise d'un univers statique (ou cyclique) où tout est un éternel recommencement est ainsi battue en brèche. Le deuxième principe est un des arguments forts en faveur de la théorie dite du "Big Bang".

4.3 Cycles

4.3.1 Cycles monothermes

Un cycle monotherme ne peut pas produire de travail (énoncé de Kelvin).

Si le système produit du travail, on doit avoir, selon nos conventions de signe : $W < 0$.

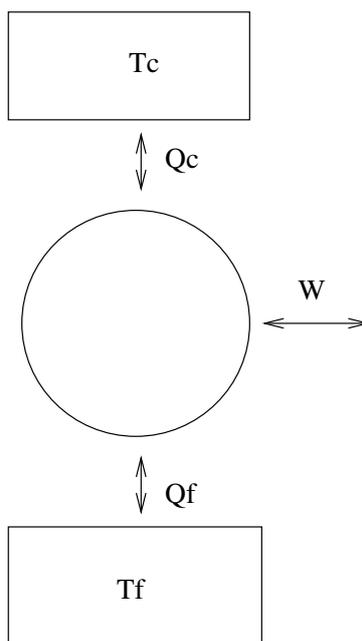
Or, si le système décrit un cycle monotherme, ceci est impossible. En effet, pour un cycle $\Delta S = 0$ donc $\int \frac{\delta Q}{T_e} \leq 0$ donc ici $Q \leq 0$ car T est positif et il n'y a ici qu'une seule source de chaleur. Le premier principe exige alors que W soit positif car pour un cycle,

$$\Delta U = 0 \text{ soit ici } W = -Q \geq 0 .$$

Remarque : Dans le cas d'un cycle réversible monotherme, la seule solution est $W = 0$ et $Q = 0$, ce qui correspond à une machine de peu d'intérêt.

4.3.2 Cycles dithermes

Pour qu'une machine cyclique ditherme fournisse du travail, il faut qu'elle reçoive de la chaleur de la source chaude et qu'elle en restitue une partie à la source froide.



Une machine thermique ditherme emprunte nécessairement de la chaleur à la source chaude et restitue une quantité de chaleur plus petite à la source froide. C'est la différence qui apparaît sous forme de travail.

Ce que nous venons de dire peut être envisagé comme une conséquence du deuxième principe. En effet, considérons une machine cyclique ditherme fonctionnant entre 2 sources de chaleur Σ_c (source chaude) et Σ_f (source froide) dont les températures seront respectivement T_c et T_f . Au cours du cycle, la machine (ou plutôt l'agent thermique qu'elle contient) va échanger la quantité de chaleur Q_c avec la source chaude et Q_f avec la source froide. De plus, le travail échangé par notre système avec le milieu extérieur sera noté W .

Machine motrice :

Pour que la machine soit un moteur, c'est à dire qu'elle produise du travail, il faut que W soit négatif. Voyons dans quelles conditions cela est possible au regard du deuxième principe :

D'après le premier principe, s'agissant d'une machine cyclique Q doit être positif. on a donc :

$$Q_c + Q_f \geq 0$$

Par ailleurs, l'application du second principe se traduit ici par l'inégalité suivante appelée inégalité de Clausius :

$$\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} \leq 0$$

Remarque :

Historiquement, c'est cette inégalité qui a conduit Clausius à définir la notion d'Entropie en généralisant à une infinité de sources.

Pour obtenir :

$$Q_c + Q_f \geq 0$$

il y a trois cas possibles :

- $Q_c \geq 0$ et $Q_f \geq 0$. Or ceci est impossible car d'après l'inégalité de Clausius, l'une au moins des 2 quantités de chaleur devrait être négative car les températures sont elles aussi bien entendu positives.
- $Q_c \leq 0$ et $Q_f \geq 0$ avec $|Q_f| \geq |Q_c|$ c'est à dire $Q_f \geq -Q_c$. Un tel cas est encore impossible en raison de l'inégalité de Clausius qui implique

$$Q_f \leq -\frac{T_f}{T_c} Q_c$$

. or $T_f < T_c$ donc $Q_f \leq -Q_c$ ce qui rentre en contradiction avec l'hypothèse de départ.

- $Q_f \leq 0$ et $Q_c \geq 0$ avec $|Q_c| \geq |Q_f|$ c'est à dire $Q_c \geq -Q_f$. Ce dernier cas est le seul possible et il correspond au fonctionnement décrit plus haut. Le système reçoit de la chaleur de la source chaude ($Q_c \geq 0$) et cède à la source froide une quantité de chaleur inférieure ($Q_f \leq 0$ et $|Q_c| \geq |Q_f|$) la différence, à savoir

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

est transformée en travail.

Rendement :

Théorème de Carnot

Le rendement est défini comme le rapport du travail produit à la quantité de chaleur prise à la source chaude. En effet, c'est cette dernière qui doit être fournie à la machine pour la faire fonctionner tandis que la quantité de chaleur cédée à la source froide est généralement perdue. Celle-ci est généralement rejetée dans le milieu ambiant qui tient lieu de source froide. En tout état de cause, cette quantité de chaleur est considérée comme perdue car elle n'a pas été transformée en travail.

on a donc :

$$\rho = \frac{|W|}{|Q_c|} = \frac{|W|}{Q_c} = \frac{-W}{Q_c}$$

ce qui donne :

$$\rho = \frac{Q_c + Q_f}{Q_c} = \frac{|Q_c| - |Q_f|}{|Q_c|} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c}$$

soit, d'après l'inégalité de Clausius

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

En effet, l'inégalité de Clausius implique :

$$\frac{Q_f}{Q_c} \leq \frac{T_f}{T_c}$$

Théorème de Carnot : Le rendement maximal d'une machine motrice ditherme est égal à

$$\rho_{max} = 1 - \frac{T_f}{T_c}$$

Ce rendement ne peut être atteint que si le cycle est réversible.

Toutes les machines thermiques cycliques réversibles fonctionnant entre deux sources de chaleur ont le même rendement thermique : Toutes les machines irréversibles entre ces deux sources auront un rendement inférieur.

Cycle de Carnot d'un gaz parfait

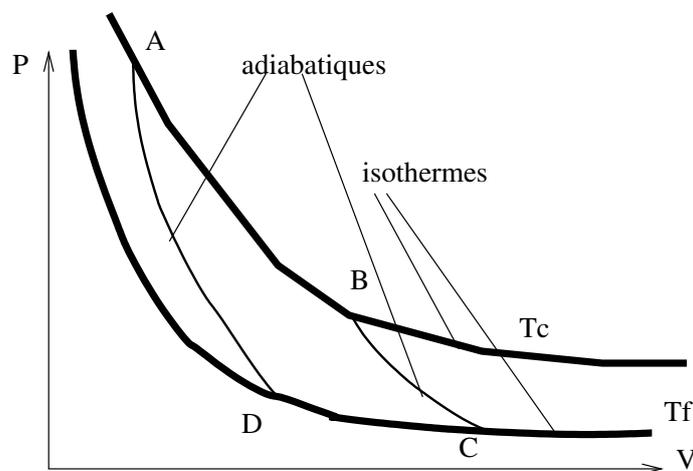
Le cycle ditherme réversible par excellence est le cycle de Carnot présenté ci-dessous.

Le cycle de Carnot est constitué de 2 isothermes et de 2 adiabatiques réversibles. La réversibilité thermique est assurée du fait que le système restant en contact avec une source de chaleur échange de la chaleur avec elle en restant sensiblement à la même température sur les isothermes et aussi du fait qu'il n'y a aucun échange de chaleur avec le milieu extérieur pendant que le système change de température.

Note : il existe d'autres cycles réversibles équivalents au cycle de Carnot et donc ayant le même rendement. Ces cycles font appel à un régénérateur de chaleur et doivent forcément comporter 2 isothermes à la température des sources ; sinon, l'échange de chaleur avec les sources ne pourrait pas être réversible. Certains de ces cycles seront étudiés en travaux dirigés.

Cycle de Carnot d'un gaz parfait.

Le cycle de Carnot d'un gaz parfait est illustré dans la figure ci-dessous. Il se compose de deux branches d'isothermes réversibles AB et CD et de deux branches d'adiabatiques réversibles BC et DA.



Exercice : Montrer que le rendement d'un tel cycle est égal à

$$\rho_{max} = 1 - \frac{T_f}{T_c}$$

Chapitre 5

Écoulements de fluides

Introduction

Un grand nombre d'applications de la thermodynamique font intervenir des fluides en écoulements. On citera quelques exemples :

- Un turboréacteur d'avion voit entrer de l'air par l'avant. Cet air subit un certain nombre de transformations (Compression, apport de chaleur dû à la combustion, ...) puis il est éjecté à l'arrière.
- Dans une centrale thermique de production d'électricité (voir le chapitre correspondant), c'est de l'eau qui circule dans les différents appareils afin de produire l'électricité. Par exemple, la turbine qui entraîne l'alternateur est traversée par un flux de vapeur.
- Dans une machine frigorifique (voir le chapitre correspondant) un fluide frigorigène (freon) circule à travers les différents éléments de l'appareil.
- Dans une usine de transformation chimique, dans une raffinerie de pétrole, ... etc, un grand nombre de flux de fluides traversent de nombreux appareils et subissent des transformations thermodynamiques diverses en fonction des buts recherchés.

Il va donc être nécessaire d'adapter notre formulation précédente du premier principe pour l'adapter à cette situation

Rappelons que dans le chapitre 2 nous avons établi le premier principe dans le cas suivant :

- système clos (ou système fermé) c'est à dire pour une quantité de matière constante. Aucune entrée ou sortie de matière du système n'était considérée.
- au repos : C'est à dire que la vitesse moyenne de l'ensemble des molécules était nulle. Il n'y avait pas de mouvement d'ensemble du système.

En revanche, nous nous intéresserons ici à des systèmes :

- ouverts : c'est à dire qu'on devra considérer les flux de matière entrant et sortant du système
- en mouvement du pt de vue macroscopique. La vitesse ne sera pas nulle et il sera donc nécessaire de tenir compte de l'énergie cinétique correspondante en plus de l'énergie

interne.

5.1 Notions utiles pour l'étude des écoulements

5.1.1 Débit de fluide

Le débit de fluide est la quantité de matière passant à travers une surface donnée pendant un temps unitaire.

On définira un débit volumique moyen q_v de la façon suivante : Soit une surface traversée par un volume de matière ΔV pendant un temps Δt .

$$q_v = \frac{\Delta V}{\Delta t}$$

De la même manière, un débit volumique instantané (ou débit volumique vrai) sera défini par passage à la limite par :

$$q_v = \frac{dV}{dt}$$

Les débits volumiques sont assez souvent utilisés en mécanique des fluides incompressibles. Pour ce qui nous concerne, étant donné que la masse volumique peut varier en fonction des conditions thermodynamiques, on préférera utiliser des débits massiques :

$$q_m = \frac{\Delta m}{\Delta t}$$

ou encore le débit vrai :

$$q_m = \frac{dm}{dt} = \dot{m}$$

dans la suite on adoptera la notation \dot{m} pour le débit massique.

Régime permanent.

Le régime est permanent lorsque les propriétés en tout point ne dépendent pas du temps (sont constantes). Attention, cela ne signifie pas que les propriétés soient les mêmes en tout point.

Ceci implique en particulier que les débits seront constants ; de même d'ailleurs que les flux de chaleur (entre autres).

5.1.2 Propriétés locales

Dans le cas des systèmes fermés au repos nous avons considéré des système homogènes. Dans ce cas, les variables intensives sont identiques en tout point du système. Par exemple, la température et la pression sont les mêmes en tout point du système.

Dans les systèmes en écoulement, en général les variables intensives ne seront pas les mêmes en tout point. Par exemple, la pression (ou la température) seront différentes à

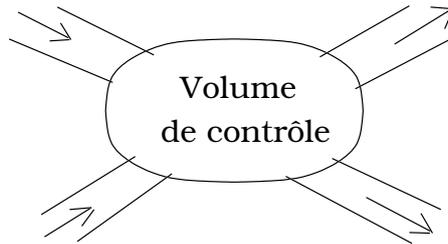


FIGURE 5.1 – Volume de contrôle

l'entrée et à la sortie d'un appareil. Dans ce cas, ce qui pose problème, ce sont les variables extensives qui doivent être définies localement. On considère qu'en chaque point du système on a un équilibre local.

Les propriétés extensives telles que V , U , H , S peuvent alors être rendues intensives de la manière suivante : considérons un petit volume δV contenant une masse δm

le volume massique local est alors défini par :

$$v = \frac{\delta V}{\delta m}$$

(c'est l'inverse de la masse volumique ρ)

de même, on définit

l'énergie interne massique :

$$u = \frac{\delta U}{\delta m}$$

l'enthalpie massique :

$$h = \frac{\delta H}{\delta m} = u + Pv$$

l'entropie massique :

$$s = \frac{\delta S}{\delta m}$$

l'énergie cinétique massique :

$$e_c = \frac{\delta E_c}{\delta m} = \frac{V^2}{2}$$

5.1.3 Volume de contrôle

Pour étudier un système ouvert, il est assez commode de définir un volume de contrôle qui permet de fixer les idées :

Définition : Un Volume de contrôle est un volume délimité par une surface fictive, fermée, au travers de laquelle a lieu l'écoulement. La frontière du volume de contrôle peut être mobile mais on supposera qu'il n'y a pas de variation d'énergie cinétique ni potentielle pour le contour du volume de contrôle.

Par exemple, le volume de contrôle sera délimité par la surface fermée constituée par les parois d'une machine et les sections d'entrée et de sortie du fluide.

Le système sera constitué de la matière contenue dans ce volume. Il s'agit d'un système ouvert dans lequel la matière peut entrer et/ou sortir.

5.2 Travail de transvasement - Travail utile.

5.2.1 Cas général

Il s'agit du travail des forces de pression à l'entrée et à la sortie du volume de contrôle. Dans la section d'entrée, les forces de pressions poussent la matière à l'intérieur du volume (on s'attend donc à un travail positif selon nos conventions de signe); dans la section de sortie, le fluide extérieur exerce un travail qui résiste à la sortie du fluide. (on s'attend donc à un travail négatif dans ce cas)

Considérons une masse δm_e entrant dans le volume pendant le temps dt . Le travail des forces de pression peut s'écrire

$$\delta W_e = -P_e dV = -P_e (-v_e \delta m_e) = P_e v_e \delta m_e$$

où P_e et v_e sont respectivement la pression et le volume massique dans la section d'entrée. En effet, le volume balayé dV est négatif ici ce qui reste conforme à notre convention de signe. Par ailleurs, v_e est essentiellement une quantité positive et pour rester conforme à notre convention de signe, on doit considérer que toute masse entrant dans le système est positive soit $\delta m_e > 0$.

De même, si on considère une masse δm_s sortant du système dans une section de sortie pendant le temps dt , on pourra calculer la travail des forces de pression extérieures comme :

$$\delta W_s = -P_s dV = -P_s (-v_s \delta m_s) = P_s v_s \delta m_s$$

ici ce travail est négatif car le volume balayé dV est ici négatif et la masse δm sortante est considérée comme négative.

au total, le travail de transvasement sera la somme des travaux des forces de pression dans toutes les sections d'entrée et de sortie du volume de contrôle :

$$W_t = \sum_e W_e + \sum_s W_s$$

Travail utile.

par définition, le travail utile est le travail effectivement récupérable :

$$W_u = W - W_t$$

en effet, le travail de transvasement est utile pour faire circuler le fluide mais il n'est généralement pas utilisable dans le cas d'une machine motrice. Le travail utile est généralement un travail qui met en mouvement des pièces mécaniques comme dans une turbine ou bien (plus rarement) un travail qui déforme le volume de contrôle.

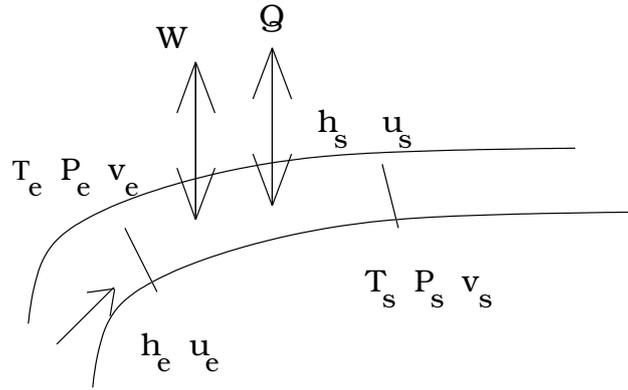


FIGURE 5.2 – Cas simple. Une entrée et une sortie. Régime permanent

5.2.2 Cas particulier : régime permanent

On se limitera au cas où seules une entrée et une sortie de matière sont présentes.

Pendant le temps dt la masse δm_e entre dans le système alors que la masse δm_s en sort pendant le même temps. puisque nous sommes en régime permanent, on a : $\delta m = \delta m_e = -\delta m_s$. Le travail des forces de pression s'écrira alors :

$$\delta W_t = \delta W_e + \delta W_s = (P_e v_e - P_s v_s) \delta m$$

On définit le travail massique w comme le travail par unité de masse transférée de l'entrée vers la sortie soit : $w = \frac{\delta W}{\delta m}$

Le travail massique de transvasement sera donc égal à :

$$w_t = P_e v_e - P_s v_s$$

Travail utile

Le travail massique utile w_u sera égal ici à : $w_u = w - w_t$ où w est le travail massique total.

5.3 Application du premier principe dans un cas simple

Il s'agit du cas le plus courant où on a un régime permanent à travers une machine disposant d'une entrée et d'une sortie uniquement. Il y a lieu ici de tenir compte de l'énergie cinétique autant que de l'énergie interne.

Pour appliquer le premier principe à un tel système, on considère que l'énergie interne du volume de contrôle ne varie pas. Dans ces conditions, la somme algébrique des énergies entrantes et sortantes doit être nulle ce qui donne pendant le temps dt :

$$\delta m_s \left(u_s + \frac{V_s^2}{2} \right) + \delta m_e \left(u_e + \frac{V_e^2}{2} \right) + \delta W + \delta Q = 0$$

où δW et δQ sont respectivement le travail et la quantité de chaleurs échangés avec le milieu extérieur et où V est la vitesse.

Ici on a encore $-\delta m_s = \delta m_e = \delta m$. Ce qui donne

$$\delta m \left(- \left(u_s + \frac{V_s^2}{2} \right) + \left(u_e + \frac{V_e^2}{2} \right) + w + q \right) = 0$$

où

$$\left(u_s + \frac{V_s^2}{2} \right) - \left(u_e + \frac{V_e^2}{2} \right) = w + q$$

où $w = \frac{\delta W}{\delta m}$ et $q = \frac{\delta Q}{\delta m}$ sont respectivement le travail et la quantité de chaleur massiques c'est à dire le travail et la quantité de chaleur par unité de masse transférée (par exemple par kg de matière transférée). On met en évidence le travail utile en le distinguant du travail de transvasement ce qui donne :

$$\left(u_s + \frac{V_s^2}{2} \right) - \left(u_e + \frac{V_e^2}{2} \right) = w_u + w_t + q$$

$$\left(u_s + \frac{V_s^2}{2} \right) - \left(u_{e1} + \frac{V_e^2}{2} \right) = w_u + P_e v_e - P_s v_s + q$$

$$\left(u_s + P_s v_s + \frac{V_s^2}{2} \right) - \left(u_e + P_e v_e + \frac{V_e^2}{2} \right) = w_u + q$$

L'Expression du premier principe est donc finalement dans ce cas :

$$\left(h_s + \frac{V_s^2}{2} \right) - \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} \right) = w_u + q$$

On définit quelquefois sous le nom de dynalpie la grandeur suivante : $h^* = h + \frac{V^2}{2}$ ce qui permet d'exprimer le premier principe sous la forme condensée suivante :

$$h_s^* - h_e^* = w_u + q$$

Remarque

La variation d'énergie est ici évaluée entre la sortie et l'entrée de la machine étudiée et non plus entre 2 états successifs d'un même système matériel fermé.

Puissances :

Pour exprimer le premier principe en termes de puissance, il suffit de diviser par dt l'équation établie pour cet intervalle de temps. Ce qui donne :

$$\dot{m} \left(\left(h_s + \frac{V_s^2}{2} \right) - \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} \right) \right) = \dot{m} (w_u + q) = \dot{W}_u + \dot{Q}$$

où \dot{W}_u et \dot{Q} sont respectivement la puissance mécanique utile et la puissance calorifique.

5.4 Généralisation

On peut généraliser en introduisant :

- Plusieurs entrées, plusieurs sorties
- Un régime non permanent ce qui implique que la masse et l'énergie interne contenues dans le volume de contrôle peuvent varier.
- Une énergie potentielle due à un autre champ de force. Il peut s'agir par exemple de l'énergie de pesanteur $E_p = mgz$ où g est l'accélération de la pesanteur terrestre et z la cote.

En étendant le raisonnement ci dessus, on écrira que la variation d'énergie interne du contenu du volume de contrôle est égale à la somme algébrique des énergies entrantes (c'est à dire que comme toujours, dans cette somme, on comptera positivement la matière et l'énergie entrante tandis que la matière et l'énergie sortantes seront comptées négativement. On obtient alors :

Formule générale

$$\frac{dU_{vc}}{dt} = \sum \dot{m}_i h_i^* + \dot{W}_u + \dot{Q}$$

avec cette fois ci : $h^* = h + \frac{V^2}{2} + gz$ qui généralise la dynalpie.

Remarques :

- En général le terme de gravitation est négligeable pour les problèmes de thermodynamique.
- Les sommes sont étendues à toutes les entrées et toutes les sorties du volume de contrôle,
- \dot{m}_i et h_i^* sont les débits et dynalpies correspondant à chaque entrée et sortie.
- notez que \dot{m}_i est positif pour une entrée et négatif pour une sortie.
- L'idée générale qui conduit à cette équation est la suivante : L'énergie accumulée dans le volume de contrôle est égale à la somme des énergies entrantes diminuée de la somme des énergies sortantes que ce soit sous forme de travail, de chaleur ou sous forme d'énergie apportée par une masse entrante ou emportée par une masse sortante.
- En régime permanent, on aura $\frac{dU_{vc}}{dt} = 0$ et on retrouve le cas du paragraphe précédent.