

Thermodynamique - Rappels

I	La thermodynamique en questions	2
1.	La pression, c'est quoi ?	2
2.	Et la température ?	2
3.	Température cinétique - modèle du gaz parfait	3
II	La thermodynamique a des principes	3
1.	1er principe : on conserve !	3
(a)	Pourquoi une énergie interne ?	3
(b)	Pourquoi des transferts thermiques ?	4
(c)	Expression du premier principe ?	4
(d)	Le cas d'un corps soumis aux seules forces de pression	5
(e)	Energie, enthalpie, capacités thermiques	6
(f)	Diagramme de Clapeyron	6
2.	2ème principe : on évolue !	7
(a)	La vie est irréversible	7
(b)	Faisons un bilan	7
(c)	Les identités thermodynamiques	9
III	Gaz parfait : le retour	9
1.	Fonctions fondamentales	9
2.	Lois d'évolution des transformations isotherme et isentropique	10
(a)	Expression analytique	10
(b)	Représentations graphiques	11
3.	Bilans associés aux transformations classiques	11

IV Les machines thermiques	12
1. Principe de fonctionnement	12
(a) Transferts thermiques associés aux sources	12
(b) Schémas théoriques des machines dithermes	12
2. Application des 2 principes aux machines cycliques	13
3. Rendement et efficacités	13
4. Cycle de Carnot	14
5. Réalisation pratique d'une machine thermique	14
V Thermodynamique des machines	15
1. Position du problème	15
2. Bilan énergétique	15
3. Application aux composants des machines	16
(a) Compresseurs	16
(b) Détendeur isenthalpique	17
(c) Tuyère	17
(d) Turbine	17
(e) Chambre de combustion, évaporateur, condenseur	17

I. La thermodynamique en questions

1. La pression, c'est quoi ?

La notion de pression en tant que quotient d'une force par une surface est bien connue : on diminue la pression sur la neige en chaussant des skis, une même force, le poids du corps, engendrant une pression plus faible sur une surface d'appui plus grande que celle des pieds...

Comment cependant définir la pression au sein d'un gaz, dans une bouteille d'air comprimé par exemple ? Et quelle est l'origine de cette pression exercée sur les parois de la bouteille ?

Principalement de nature cinétique : la pression est due aux mouvements microscopiques incessants des molécules de gaz, et à leurs chocs sur ces parois. Plus généralement, la pression est définie comme la **force par unité de surface s'exerçant sur l'une des faces (quelconque) d'une surface (réelle ou fictive) immergée au sein du gaz.** C'est un scalaire qui ne dépend pas de l'orientation de la surface. La force de surface correspondante est normale à la surface suivant l'expression :

$$\vec{dF} = P d\vec{S}$$

On montre que la **pression cinétique** est reliée à la vitesse quadratique moyenne des molécules de gaz suivant la formule :

$$P = \frac{1}{3} n m u^2$$

où n est la densité des molécules (nombre de molécules par unité de volume), m leur masse et u la vitesse quadratique moyenne.

De plus, il existe des interactions intermoléculaires attractives engendrant une pression moléculaire : une molécule allant frapper une paroi est « retenue » par ses voisines. La **pression moléculaire** vient donc diminuer la pression cinétique dans sa contribution à la pression totale.

La pression est une variable intensive qui s'exprime en Pascals. Quelques ordres de grandeur :

$P_{\text{atm}} \simeq 10^5 \text{ Pa} = 1 \text{ bar}$, la pression dans l'eau augmente avec la profondeur d'1 bar tous les 10 m, pression artérielle $\simeq 100 \text{ hPa}$, pression au centre de la Terre $\simeq 300 \text{ GPa}$, vide extrême $P < 10^{-12} \text{ hPa}$, surpression acoustique $P \in [3 \cdot 10^{-5}, 30] \text{ Pa}$...

2. Et la température ?

C'est la variable intensive caractéristique de la thermodynamique : tout problème qui doit prendre en compte la température participe à la thermodynamique.

Historiquement, on l'a utilisée pour quantifier les sensations de « chaud » et de « froid » : ainsi, on a bâti l'échelle centésimale Celsius en attribuant arbitrairement la valeur 0°C au système glace-eau en équilibre à pression atmosphérique et la valeur 100°C au système eau liquide-vapeur en équilibre à la même pression.

Cette modélisation macroscopique n'explique cependant pas l'origine physique de ces sensations et ne relie pas la variable température à un phénomène physique précis.

Le phénomène physique à l'origine de la notion de température est en effet essentiellement microscopique : il s'agit de l'agitation thermique moléculaire.

Au niveau microscopique, la matière (atomes et molécules) n'est pas immobile. Le « froid ultime » correspondrait à une immobilité parfaite à ce niveau et la température macroscopique d'un corps sera d'autant plus élevée que les molécules qui le composent sont fortement « agitées » au niveau microscopique.

Le modèle du gaz parfait permet de modéliser plus précisément le phénomène.

3. Température cinétique - modèle du gaz parfait

A partir d'un modèle idéal, le gaz parfait monoatomique, (assez bien concrétisé par les gaz réels monoatomiques à faible pression), on a défini la température du gaz parfait en la posant proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne des particules.

$$\frac{1}{2}m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}k_B T \quad \text{où } k_B \text{ est la constante de Boltzmann.}$$

La température T ainsi définie est donc strictement positive. Elle est mesurée en kelvins, le kelvin ayant même valeur que le degré Celsius.

La correspondance entre les échelles Celsius et Kelvin est donnée par :

$$T = t + 273,15$$

Rq : La température ainsi définie est appelée température cinétique. On peut aussi définir de façon plus formelle une température thermodynamique à partir des fonctions d'état dont nous allons parler. **On montre que la température thermodynamique s'identifie en fait à la température cinétique, ce qui justifie une notation identique.**

II. La thermodynamique a des principes

1. 1er principe : on conserve !

(a) Pourquoi une énergie interne ?

Tout corps possède une température qui reflète l'énergie cinétique microscopique des particules qui le composent. Une variation de cette température implique donc une variation de cette énergie et donc des échanges énergétiques avec l'extérieur.

Le 1er principe postule l'existence d'une variable extensive d'un système thermodynamique appelée énergie interne U dont les variations sont associées à des échanges d'énergie avec l'extérieur.

Cette **énergie interne** n'est autre que la **somme de l'énergie cinétique microscopique totale des particules composant le système et d'une éventuelle énergie potentielle d'interaction de ces particules**.

(b) Pourquoi des transferts thermiques ?

Certains échanges énergétiques sont directement calculables à partir du travail d'une force macroscopique s'exerçant sur le système : ainsi un gaz qu'on comprime rapidement pourra voir son énergie interne, donc sa température augmenter car il reçoit un travail des forces de pression. Cependant une compression très lente lui permettra de garder une température constante : c'est donc que le travail reçu est compensé par un autre échange énergétique laissant finalement l'énergie interne invariante. On voit apparaître très aisément cet échange quand on chauffe une casserole d'eau sur une plaque chauffante : il s'agit d'un échange énergétique d'origine microscopique, associé aux chocs moléculaires et qui n'est pas directement calculable par le travail d'une force : on parle d'**échange ou de transfert thermique**.

Pourquoi avoir abandonné le terme usuel de « chaleur » ? Pour tout un chacun, un corps qu'on « chauffe », c'est-à-dire qui reçoit de la chaleur, est donc plus « chaud », c'est-à-dire a une température plus élevée. Or, ce qui est vrai pour la casserole d'eau ne l'est plus nécessairement pour le gaz : on vient de voir qu'un gaz comprimé lentement peut rester à température constante bien qu'il cède de la chaleur, parce que, en compensation il reçoit du travail.

Chaleur et température ne sont pas, comme dans le langage usuel « synonymes » !

Plus concrètement encore, dans l'étude des transformations des gaz :

Il ne faut surtout pas confondre transformation isotherme (à température constante) et transformation adiabatique (sans transfert thermique)

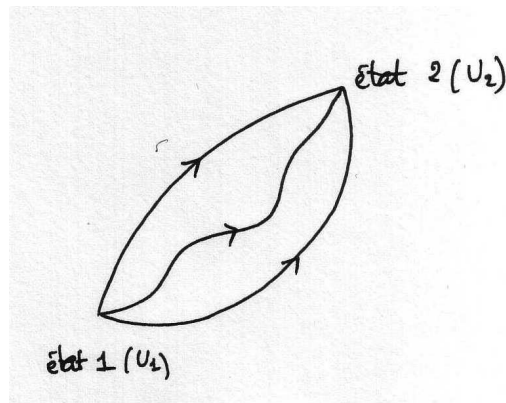
(c) Expression du premier principe ?

Il s'écrit simplement :

$$\Delta U = W + Q$$

Il est essentiel de comprendre que cette variation ΔU ne dépend que des états initial et final du système et peut se calculer directement si l'on connaît ces états et l'expression analytique de U .

En revanche, le travail W et le transfert thermique Q ne peuvent être évalués qu'avec la connaissance précise de la transformation faisant passer de l'état 1 à l'état 2. On peut d'ailleurs imaginer plusieurs transformations allant de 1 à 2 selon le schéma théorique :



$$U = U_2 - U_1 = W + Q = W' + Q' = \dots$$

Le premier principe est essentiellement un principe de conservation de l'énergie : l'énergie interne d'un système isolé est constante. Pour un système isolé subissant des transformations internes, ou un système effectuant un cycle, on a :

système isolé ou transformation cyclique $\Delta U = 0$

Rq : Le premier principe ainsi écrit suppose le système fermé (c'est-à-dire de masse constante) et sans énergie cinétique macroscopique susceptible d'intervenir dans un bilan énergétique.

Les échanges W et Q , algébriques, sont toujours évalués du point de vue du système qu'on oppose à « l'extérieur ». Les mêmes échanges, du point de vue de l'extérieur, seraient de signe contraire.

Les échanges reçus par le système de la part de l'extérieur sont positifs, les échanges fournis par le système à l'extérieur sont négatifs.
--

(d) Le cas d'un corps soumis aux seules forces de pression

Pour un système de volume V soumis à une pression extérieure P_e , **le travail des forces de pression échangé par le système avec l'extérieur au cours d'une transformation faisant varier son volume s'écrit** :

$W = \int -P_e dV$

(1) Dans le cas d'une **transformation monobare**, la pression P_e restant constante, on a :

Transformation monobare $W = -P_e \Delta V$

(2) Dans le cas d'une **transformation quasi-statique**, la pression P du système est à chaque instant définie et, si la transformation est **mécaniquement réversible**, cette pression est égale à la pression extérieure. On a alors :

$$\text{Transformation mécaniquement réversible } W = \int -PdV$$

Pression (intensive) et volume (extensif) apparaissent alors comme deux variables conjuguées.

(e) Energie, enthalpie, capacités thermiques

Nous nous plaçons toujours dans le cas d'un corps pur soumis aux seules forces de pression, et dont on peut définir la pression P et le volume V .

A l'énergie interne U de ce corps on associe l'enthalpie H par la relation :

$$\text{Enthalpie } H = U + PV$$

Alors, dans une **transformation élémentaire mécaniquement réversible** l'expression du premier principe aboutit à :

$$dU = -PdV + \delta Q \quad dH = VdP + \delta Q$$

Ainsi, pour une transformation isochore $dU = \delta Q$, et pour une transformation isobare $dH = \delta Q$. Ces variations sont alors, dans ces cas particuliers, directement proportionnelles à des variations de température associées selon les expressions :

$$\text{Transformation isochore } dU = \delta Q = C_v dT$$

$$\text{Transformation isobare } dH = \delta Q = C_p dT$$

Ainsi sont définies les **capacités thermiques** C_v (à volume constant) et C_p (à pression constante) du système. Ces grandeurs exprimées en $J.K^{-1}$ sont associées au système dans sa totalité. On leur préfère des grandeurs molaires (notées C_{vm} et C_{pm}) ou massique (notées c_v et c_p) respectivement en $J.K^{-1}.mol^{-1}$ et $J.K^{-1}.kg^{-1}$.

Rq : Dans le cas des solides et des liquides, en première approximation incompressibles, volume et pression disparaissent des variables d'état. Les fonctions U et H sont alors identiques, U , H , S ne dépendant plus que de la température. On définit alors une capacité thermique isobare C telle que :

$$dH = C dT$$

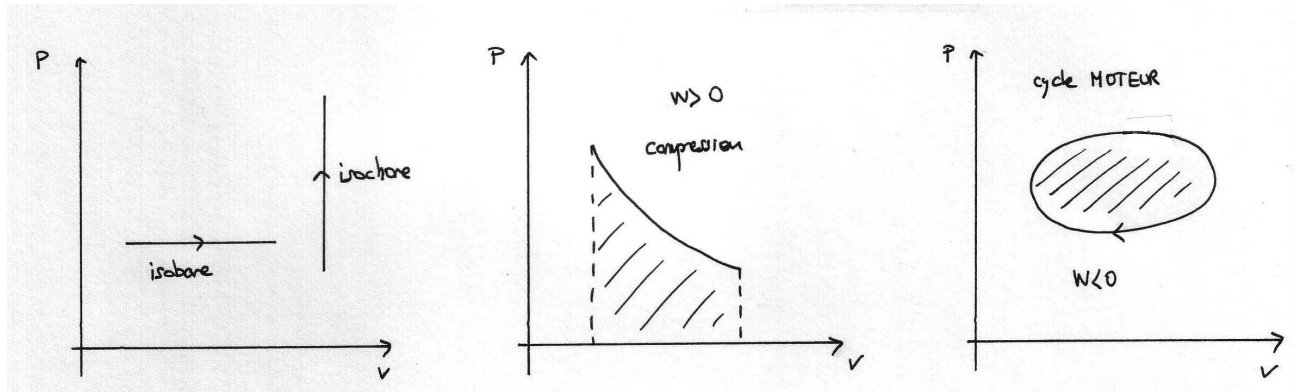
(f) Diagramme de Clapeyron

L'état d'équilibre d'un corps pur (de masse donnée : système fermé) peut être représenté par un point dans un diagramme à deux dimensions. On peut choisir les variables P et V à n ou m fixés) : **diagramme de Clapeyron**.

Son intérêt réside (entre autres) dans l'**interprétation graphique du travail des forces de pression**. En effet, pour une transformation mécaniquement réversible, le travail W apparaît comme l'aire sous la courbe $P = f(V)$ régissant l'évolution du corps pur au cours de la transformation.

Le signe de W peut être facilement mémorisé : à une compression est associé un travail positif, à une détente un travail négatif.

Dans le cas d'un cycle, le travail est représenté par l'aire du cycle avec les conventions décrites sur la figure ci-dessous :



2. 2ème principe : on évolue !

(a) La vie est irréversible

Le premier principe régit les échanges énergétiques d'un système passant d'un état 1 à un état 2. De son point de vue, rien n'interdit que le système reprenne exactement le chemin inverse, repassant de l'état 2 à l'état 1, avec une expression du premier principe simplement changée de signe : la transformation 1 – 2 sera dite alors réversible.

Cependant, de même que le gaz parfait est un modèle idéal, donc irréel, une telle transformation n'existe pas en réalité : **toute transformation réelle est irréversible.**

De même un système initialement hors d'équilibre va spontanément évoluer vers un état d'équilibre que le premier principe est incapable de prédire. Il est donc nécessaire d'introduire un second principe :

(b) Faisons un bilan

Le 2ème principe postule l'existence d'une variable extensive d'un système thermodynamique appelée **entropie** S dont les variations sont exprimées par le bilan entropique :

$$\Delta S = S_{\text{transfert thermique}} + S_{\text{créée}}$$

Le premier terme est associé à l'existence d'un transfert thermique Q au cours de la transformation : il est donc nul en son absence (transformation adiabatique). Son signe est celui de Q : il peut donc être positif ou négatif.

Le deuxième terme est associé à l'existence d'irréversibilité au cours de la transformation (on l'appelle encore $S_{\text{irréversibilité}}$). Il est strictement positif :

$$\boxed{\text{transformation irréversible } S_{\text{créée}} > 0}$$

$$\boxed{\text{transformation réversible } S_{\text{créée}} = 0}$$

Le deuxième principe est essentiellement un principe d'évolution : un système isolé subissant des transformations internes peut être le siège d'irréversibilités.

On a donc :

$$\boxed{\text{système isolé } \Delta S \geq 0}$$

Par le terme de création dans le bilan entropique, le second principe permet de différencier les transformations « idéales » réversibles des transformations réelles irréversibles.

On se ramène souvent au cas d'un système isolé en introduisant la notion de variation d'entropie de l'univers : en associant le système et l'extérieur, on obtient évidemment un système isolé qu'on, baptise « univers » et pour lequel $\Delta S_u \geq 0$. On a l'habitude de dire que l'entropie de l'univers augmente constamment...

Rq : Pour une transformation cyclique, S étant une fonction d'état, on a $\Delta S = 0$, que la transformation soit réversible ou non (le terme de création, s'il existe, étant compensé par le terme de transfert). En outre, entropie (extensive) et température (intensive) peuvent former un couple de variables conjuguées.

Le terme de transfert du bilan entropique s'écrit en effet :

$$\boxed{S_{\text{transfert thermique}} = \int \frac{\delta Q}{T_e}}$$

où δQ représente le transfert thermique élémentaire et T_e la température de l'extérieur. On peut alors envisager deux cas particuliers intéressants :

- (1) Dans le cas d'une **transformation monotherme**, où la température T_e reste constante, on a :

$$\boxed{S_{\text{transfert thermique}} = \frac{Q}{T_e}}$$

Cette température T_e doit d'ailleurs être la température du système à l'état initial et à l'état final, ces deux états étant des états d'équilibre...

On rencontrera cette configuration dans les machines thermiques notamment.

- (2) Dans le cas d'une **transformation réversible**, où la température T du système, à chaque instant définie, est égale à la température extérieure, on a :

$$\boxed{\Delta S_{\text{réversible}} = \int \frac{\delta Q}{T}}$$

(c) Les identités thermodynamiques

Appliquons le premier principe à une transformation élémentaire réversible (donc idéale) d'un corps pur soumis aux seules forces de pression. Compte tenu des résultats précédents, il s'écrit :

$$\boxed{dU = TdS - PdV}$$

Ce résultat, appelé **identité thermodynamique**, exprime en fait la différentielle de la fonction U , fonction des variables « naturelles » S et V : $U(S, V)$. Elle peut être obtenue à partir de l'expression de $U(S, V)$ mais ne représente une variation élémentaire de U associée à une transformation où le travail δW s'identifie à $-PdV$ et la chaleur δQ à TdS que si celle-ci est réversible.

On peut également écrire :

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{P}{T}dV$$

Cette nouvelle différentielle est à l'origine des définitions thermodynamiques de T et P (par opposition à la définition cinétique associée au modèle de GP). Elle fait apparaître l'entropie comme fonction des variables U et V : $S(U, V)$.

De même pour l'enthalpie, il vient :

$$\boxed{dH = TdS - VdP}$$

III. Gaz parfait : le retour

1. Fonctions fondamentales

L'**équation d'état** de n moles de gaz parfait, de masse molaire M , et donc de masse $m = nM$ et de masse volumique $\rho = \frac{m}{V}$ s'écrit :

$$\boxed{PV = nRT \text{ ou } PV = mrT \text{ ou } P = \rho rT}$$

avec $R = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (constante molaire des GP) et $r = \frac{R}{M}$ (constante massique des GP).

Rappelons bien qu'il s'agit d'un **modèle idéal, qu'on peut approcher dans la réalité par un gaz à faible pression**, et qui peut d'ailleurs être affiné dans des modèles plus sophistiqués (gaz de Van Der Waals par exemple ...)

Les capacités C_{pm} et C_{vm} sont souvent considérées comme constantes et reliées par la **relation de Mayer** :

$$C_{pm} - C_{vm} = R \quad (\text{molaire})$$

$$c_p - c_v = r \quad (\text{massique})$$

$$\frac{C_{pm}}{C_{vm}} = \frac{c_p}{c_v} = \gamma$$

Coefficient de Laplace

D'où

$$C_{vm} = \frac{R}{\gamma - 1} \quad C_{pm} = \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$$

Les fonctions U, H, S du GP sont données par :

$$\ast U = U_0 + nC_{vm}(T - T_0) \Rightarrow$$

$$\Delta U = nC_{vm}\Delta T = n\frac{R}{\gamma - 1}\Delta T = \frac{1}{\gamma - 1}\Delta(PV)$$

$$\ast H = H_0 + nC_{pm}(T - T_0) \Rightarrow$$

$$\Delta H = nC_{pm}\Delta T = n\frac{\gamma R}{\gamma - 1}\Delta T = \frac{1}{\gamma - 1}\Delta(PV) = \gamma\Delta U$$

$$\ast S = S_0 + nC_{vm} \ln \frac{T}{T_0} + nR \ln \frac{V}{V_0} = S_0 + nC_{pm} \ln \frac{T}{T_0} - nR \ln \frac{P}{P_0} \Rightarrow$$

$$\Delta S = nC_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} + nR \ln \frac{V_2}{V_1} = nC_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1} - nR \ln \frac{P_2}{P_1}$$

Insistons bien sur le fait que, par la nature même de **fonction d'état** :

Les variations ΔU , ΔH , ΔS écrites ci-dessus sont vraies pour toute transformation du GP.

2. Lois d'évolution des transformations isotherme et isentropique

(a) Expression analytique

Pour toute **transformation isotherme**, le loi d'évolution du **GP** est :

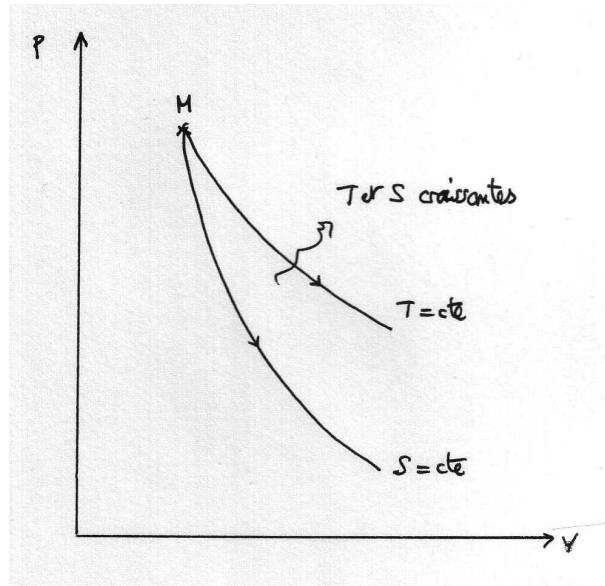
$$PV = C^{te} \text{ loi de Mariotte}$$

Pour toute **transformation isentropique** (ou encore adiabatique réversible), la loi d'évolution du **GP** est :

$$PV^\gamma = C^{te} \text{ loi de Laplace (ou } TV^{\gamma-1} = C^{te} \text{ ou } P^{1-\gamma}T^\gamma = C^{te})$$

(b) Représentations graphiques

Dans le diagramme de Clapeyron on peut tracer un réseau de courbes isothermes du GP, courbes qui sont des hyperboles équilatères. De même, on peut tracer un réseau de courbes isentropiques.



Par un point quelconque du diagramme il passe une isotherme et une isentropique dont le rapport des pentes est donné par la **relation de Reech** :

$$\frac{\text{pente isentropique}}{\text{pente isotherme}} = \gamma$$

3. Bilans associés aux transformations classiques

On a rassemblé les principaux résultats dans le tableau ci-dessous :

transformation	isobare	isochore	isotherme	isentropique
caractéristiques	$P = C^{te}$	$V = C^{te}$	$T = C^{te}$	$S = C^{te}$
évolution	$\frac{V}{T} = C^{te}$	$\frac{P}{T} = C^{te}$	$PV = C^{te}$	$PV^\gamma = C^{te}$
travail	$W = -P\Delta V$	$W = 0$	$W = nRT \ln \frac{V_1}{V_2}$	$W = \Delta U$
chaleur	$Q = \Delta H$	$Q = \Delta U$	$Q = -W$	$Q = 0$

IV. Les machines thermiques

1. Principe de fonctionnement

(a) Transferts thermiques associés aux sources

Les machines thermiques dithermes effectuent des transformations (le plus souvent cycliques) au cours desquelles se produisent des transferts thermiques avec deux sources de température différente.

Rappelons ici qu'il existe deux types de sources :

- * les **sources de température constante appelées thermostats** (encore appelées réservoirs de température). Ce sont en fait des sources de capacité thermique suffisamment importante pour qu'on puisse négliger leurs variations de température. Ce sont les sources les plus utilisées en pratique : atmosphère, eau d'un lac, etc. . .

Pour des sources de température constante, la variation d'entropie par transfert thermique entre la machine et la source s'écrit simplement :

$$S_{\text{transfert thermique}} = \frac{Q}{T_S} \quad \text{où } T_S \text{ est la température de la source}$$

- * les sources de capacité thermique C finie (réservoir d'eau chaude, solide de masse m . . .) dont la température est variable. Dans ce cas, quand la température de la source est passée de T_1 à T_2 , le transfert thermique Q s'écrit :

$$Q = -C(T_2 - T_1) \quad Q \text{ toujours calculé du point de vue de la machine}$$

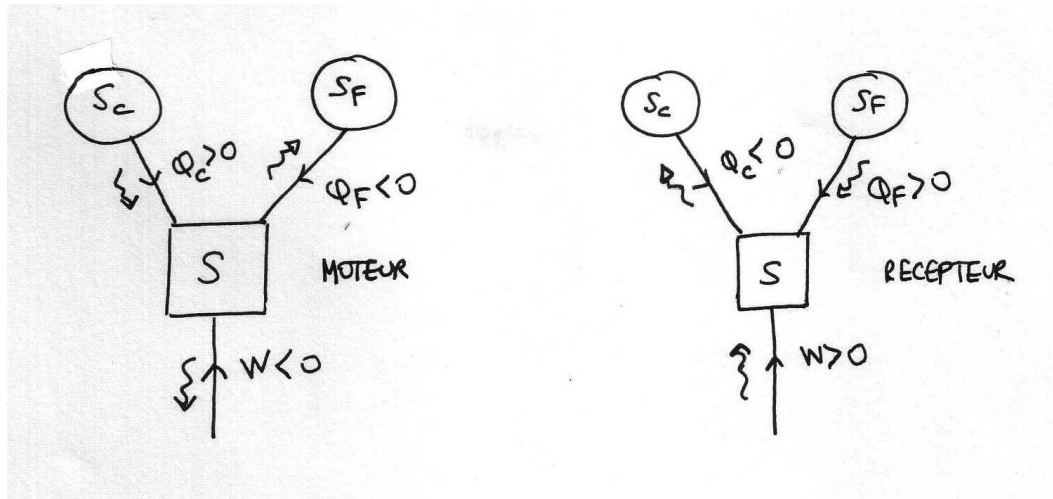
et donc :

$$S_{\text{transfert thermique}} = \int \frac{\delta Q}{T_e} = -C \ln \frac{T_2}{T_1}$$

(b) Schémas théoriques des machines dithermes

Insistons bien tout d'abord sur le fait qu'une fois encore, transferts thermiques et travail sont calculés du point de vue du système.

Dans les deux schémas théoriques représentés ci-dessous, les sens des flèches ondulées correspondent au sens réel des échanges, les autres flèches au sens conventionnel.



Ces schémas correspondent en fait à trois types de machines :

Schéma 1 : le **moteur** qui reçoit de la chaleur de la source chaude, en fournit à la source froide et surtout fournit du travail à l'extérieur ;

Schéma 2 :

- la **pompe à chaleur** qui reçoit du travail de l'extérieur, reçoit de la chaleur de la source froide, et surtout fournit de la chaleur à la source chaude ;
- la **machine frigorifique** qui reçoit du travail de l'extérieur, fournit de la chaleur à la source chaude, et surtout reçoit de la chaleur (donc en prélève) de la source froide.

2. Application des 2 principes aux machines cycliques

La machine fonctionnant par cycles, on a $\Delta U = 0$ et $\Delta S = 0$. Le premier principe s'écrit donc :

$$W + Q_C + Q_F = 0$$

De façon générale, on a $\Delta S = \int \frac{\delta Q_C}{T_C} + \int \frac{\delta Q_F}{T_F} + S_{\text{créée}}$. Ce dernier terme étant positif et ΔS nul, il en résulte :

$$\int \frac{\delta Q_C}{T_C} + \int \frac{\delta Q_F}{T_F} \leq 0 \text{ inégalité de Clausius}$$

3. Rendement et efficacités

De façon générale, on construit le **rapport de la grandeur énergétique « intéressante »** (celle pour laquelle on a fabriqué la machine), **à la grandeur énergétique « nécessaire »** (celle que nous devons fournir pour faire fonctionner la machine). On rend ce rapport positif en prenant les valeurs absolues des grandeurs négatives s'il y a lieu.

Pour le **moteur**, on obtient un **rendement**, toujours inférieur à 1, donné par :

$$\eta = \frac{|W|}{Q_C} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C}$$

Pour la **pompe à chaleur** et la **machine frigorifique**, on obtient des **efficacités**, supérieures à 1, données par :

$$e_{\text{pompe}} = \frac{|Q_C|}{W} \quad e_{\text{frigo}} = \frac{Q_F}{W}$$

4. Cycle de Carnot

Il s'agit d'un **cycle réversible ditherme** avec deux sources de températures constantes T_C et T_F . Il se compose de **2 transformations isothermes** et de **2 transformations isentropiques**.

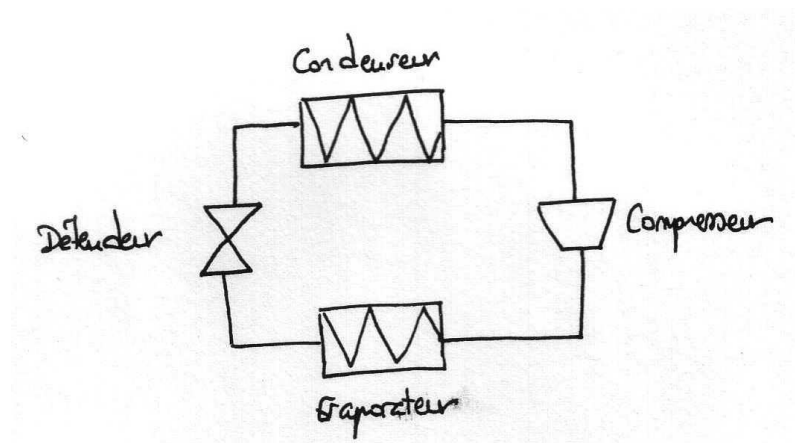
Suivant le sens de parcours du cycle, il peut servir de support soit à un moteur, soit à une pompe à chaleur ou une machine frigorifique.

Des calculs simples permettent d'aboutir à :

$$\eta = 1 - \frac{T_F}{T_C} \quad e_{\text{pompe}} = \frac{T_C}{T_C - T_F} \quad e_{\text{frigo}} = \frac{T_F}{T_C - T_F}$$

5. Réalisation pratique d'une machine thermique

Une machine thermique est souvent constituée de plusieurs organes où **circule un fluide** qui peut changer d'état. A chaque organe correspond un des échanges caractéristiques mis en jeu dans la machine.



Ainsi dans le schéma de principe d'une machine frigorifique représenté ci-dessus, le compresseur fournit à la machine le travail W . Le condenseur (situé à l'arrière d'un réfrigérateur par exemple) constitue la source chaude : le fluide, en se liquéfiant, restitue à l'extérieur la chaleur négative Q_C . L'évaporateur (à l'intérieur du réfrigérateur) constitue la source froide : le fluide y reçoit, en se vaporisant, la chaleur positive Q_F .

V. Thermodynamique des machines

1. Position du problème

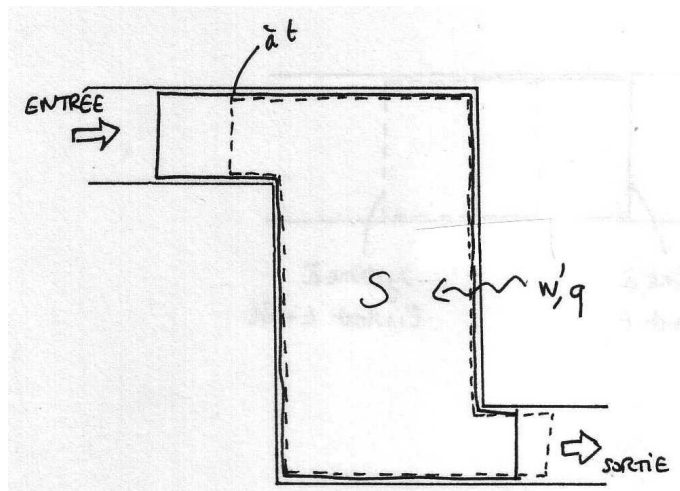
Dans une machine réelle, il est difficile de raisonner avec des systèmes fermés, puisque du fluide (gaz ou liquide) circule dans la machine en rentre et sort constamment de chacun des composants de celle-ci.

Une quantité donnée de fluide est en outre environnée par les parois de la machine mais aussi par du fluide « amont » et du fluide « aval » avec lequel il échange aussi de l'énergie.

Nous allons devoir refaire un bilan énergétique complet au niveau de chaque organe :

2. Bilan énergétique

Considérons le schéma suivant symbolisant un organe de machine industrielle :



Un fluide transite à travers un système S . A l'intérieur de ce système, le travail et la chaleur massiques éventuellement échangés avec l'extérieur sont notés w et q (chaque fois qu'une masse δm transite dans S , elle échange avec l'extérieur $\delta W = w\delta m$ et $\delta Q = q\delta m$). Outre l'énergie cinétique macroscopique associée à la vitesse c du fluide, on a envisagé l'existence d'une énergie potentielle (énergie potentielle de pesanteur par exemple...). Les grandeurs (massiques pour les grandeurs extensives) caractéristiques à l'entrée du système sont :

u_1	: énergie interne massique
v_1	: volume massique
e_{pm1}	: énergie potentielle massique
T_1	: température
P_1	: pression
c_1	: vitesse

Les mêmes grandeurs, à la sortie seront caractérisées par l'indice 2 ...

Nous nous plaçons en **régime permanent** où, pendant le temps dt , la même masse de fluide δm entre et sort de S.

Raisonnons sur le système fermé constitué, à l'instant t , par le fluide contenu dans S et la masse δm qui y pénétrera pendant le temps dt . A l'instant $t + dt$, le même système est formé du fluide contenu dans S et de la masse δm sortie pendant le temps dt . Nous appliquons le **premier principe de la thermodynamique à ce système fermé** :

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

Le régime étant permanent, l'énergie interne U et l'énergie cinétique E_c du fluide présent dans S à t sont identiques à celles du fluide présent dans S à $t + dt$. Les variations dU et dE_c ne sont dues qu'aux masses δm de fluide entrée et sortie pendant dt . D'où :

$$dU = (u_2 - u_1)\delta m \text{ et } dE_c = \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2)\delta m = (e_{c2} - e_{c1})\delta m$$

D'autre part, on peut distinguer trois formes de travaux intervenant pendant dt :

- * le travail des forces dérivant d'une énergie potentielle. Il se met sous la forme $\delta W_1 = -dE_p$. Pour les raisons précisées ci-dessus, on doit avoir $\delta W_1 = -(e_{pm2} - e_{pm1})\delta m$;
- * le travail spécifique échangé par le fluide dans S avec l'extérieur : $\delta W_2 = w'\delta m$;
- * le travail des forces de pression à l'entrée et à la sortie. Le système, entre les instants t et $t + dt$, voit son volume varier de $-v_1\delta m$ à l'entrée, où la pression est P_1 , et de $+v_2\delta m$ à la sortie, où la pression est P_2 . On a donc : $\delta W_3 = -P_1(-v_1\delta m) - P_2(+v_2\delta m)$.

En rassemblant tous ces résultats, on obtient :

$$(u_2 - u_1)\delta m + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2)\delta m = -(e_{pm2} - e_{pm1})\delta m + (P_1v_1 - P_2v_2)\delta m + (w' + q)\delta m$$

Soit, en remarquant que l'enthalpie massique s'écrit $h = u + Pv$, et en posant $\Delta g = g_2 - g_1$ la variation de toute grandeur massique entre l'entrée et la sortie :

$$\Delta(h + e_{cm} + e_{pm}) = w' + q$$

**premier principe (massique) des systèmes en écoulement ou
premier principe industriel**

3. Application aux composants des machines

(a) Compresseurs

Dans un compresseur, les énergies cinétiques et potentielles sont en général identiques à la sortie et à l'entrée. Le premier principe s'écrit alors simplement :

$$\Delta h = w' + q$$

La détermination du travail propre de compression de la machine suppose qu'on connaisse q c'est à dire en fait les caractéristiques propres de la phase de compression. On peut envisager un compresseur isotherme par exemple, mais le cas le plus fréquent reste celui d'un compresseur isentropique pour lequel on a $q = 0$. Dans ce dernier cas, le travail w' s'identifie à la variation d'enthalpie Δh entre les états 1 et 2.

(b) Détendeur isenthalpique

Il est modélisé par la classique « détente de Joule-Thomson » : le fluide passe de l'état P_1, T_1 à l'état P_2, T_2 , en traversant une paroi poreuse à l'intérieur d'une canalisation calorifugée. Aucun travail n'est échangé avec l'extérieur, les forces de pesanteur n'interviennent pas et la vitesse du fluide n'est pas modifiée avant et après la paroi. Le premier principe s'écrit :

$$\Delta h = 0$$

(c) Tuyère

Elle est toujours supposée parfaitement calorifugée et le fluide n'échange encore aucun travail avec l'extérieur. En revanche il entre dans la tuyère avec une vitesse en général négligeable devant la vitesse de sortie c_s . Le premier principe s'écrit alors :

$$c_s = \sqrt{-2\Delta h}$$

(d) Turbine

Encore parfaitement calorifugée, elle permet de recueillir un travail w' , soit par variation d'enthalpie à vitesse égale entre l'entrée et la sortie, soit par variation de vitesse à enthalpie égale entre l'entrée et la sortie. D'où :

$$w' = \Delta h \text{ ou } w' = \Delta \left(\frac{1}{2} c^2 \right)$$

(e) Chambre de combustion, évaporateur, condenseur

Dans ces dispositifs au contraire apparaît un transfert thermique positif (chambre de combustion, évaporateur) ou négatif (condenseur) sans travail ni variation de vitesse. Dans tous les cas, on a :

$$\Delta h = q$$