

# CHAPITRE 1

## LES 2 PRINCIPES DE LA THERMODYNAMIQUE

### APPLICATIONS

#### 1. LES FONDEMENTS DE LA THERMODYNAMIQUE

##### 1.1. La variable température

La température est la variable **intensive** caractéristique de la thermodynamique : tout problème qui doit prendre en compte la température participe de 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.

**La notion de température est essentiellement d'origine microscopique : elle est liée à l'agitation thermique moléculaire :**

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 :**

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T, \text{ où } k_B \text{ est la constante de Boltzman.}$$

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

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

$$T = \theta + 273,15$$

Enfin, on définit une température thermodynamique associée à la variable entropie selon :

$$T = \left( \frac{\partial U}{\partial S} \right)_v$$

On montre que **la température thermodynamique s'identifie en fait à la température du gaz parfait**, ce qui justifie une notation identique.

## 1.2. Le 1<sup>er</sup> principe : principe de conservation

### 1.2.1. Expression

**Le 1<sup>er</sup> principe postule l'existence d'une variable extensive d'un système thermodynamique fermé appelée énergie interne  $U$  dont les variations sont associées à des échanges d'énergie sous forme de travail  $W$  ou de transfert thermique  $Q$ .**

Il s'écrit simplement :

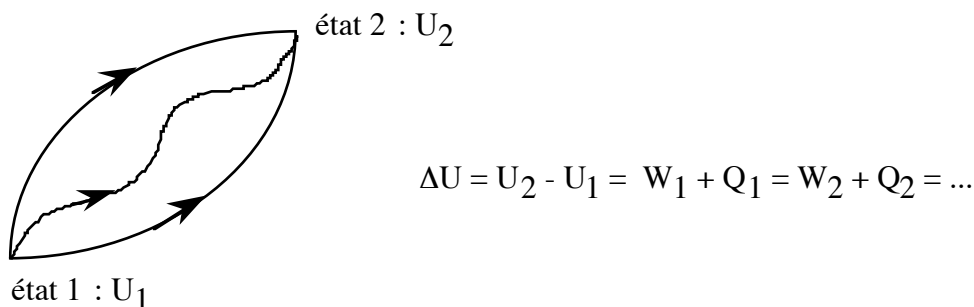
$$\Delta U = W + Q$$

*Remarque<sub>1</sub>* : on rappelle qu'un système fermé est un système comprenant une quantité de matière donnée et invariable. On le décrit entre deux instants, entre lesquels il a évolué du point de vue de ses grandeurs intensives et/ou extensives (température, énergie, entropie...) sous l'effet d'actions extérieures.

*Remarque<sub>2</sub>* : au niveau microscopique, l'énergie interne d'un système est définie comme la somme de l'énergie potentielle d'interaction entre les particules constitutives du système et de l'énergie cinétique microscopique.

Il est essentiel de comprendre que cette variation  $\Delta U$  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  $Q$  fournis au système entre les deux instants pour lesquels on effectue le bilan 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 :



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	$\Delta U = 0$
---	----------------

Le premier principe ainsi écrit suppose que le système possède une énergie cinétique macroscopique et une énergie potentielle (dont dériveraient éventuellement des forces extérieures appliquées au système comme l'énergie potentielle de pesanteur par exemple) inchangées.

De façon générale, le premier principe de la thermodynamique pour un système  $\Sigma$  fermé s'écrira :

$$\Delta E_{\Sigma} = \Delta E_{\text{cmacro}} + \Delta U + \Delta E_{\text{pext}} = W + Q, \text{ avec } \Delta U = \Delta E_{\text{cmicro}} + \Delta E_{\text{pint}}$$

où  $E_{\text{cmacro}}$  représente l'énergie cinétique macroscopique du système, c'est-à-dire l'énergie cinétique du centre de masse dans le référentiel d'étude et où  $E_{\text{pext}}$  représente l'énergie potentielle dont dérivent des forces extérieures conservatives (comme l'énergie potentielle de pesanteur). On ne conserve alors dans l'expression du travail  $W$  que les termes correspondant à des forces extérieures non conservatives.

### 1.2.2. Conventions de signe

**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.**

## 1.3. Travail des forces de pression et transfert thermique

### 1.3.1. Travail des forces de pression

On a déjà rencontré dans le cours de mécanique différents types de forces dont on a exprimé le travail. Ce cours portait sur le point matériel, voire sur des systèmes de points et même sur des solides, bref, des « objets » dont le « volume » n'était soit pas défini, soit invariable. La thermodynamique s'intéressant notamment aux fluides (liquides, gaz), il est un autre type de force qui peuvent fournir du travail à ces systèmes : les forces pressantes.

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

$$W = \int - P_e dV$$

On peut ici encore envisager deux cas particuliers :

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

$$\text{Transformation monobare } W = - P_e \Delta V$$

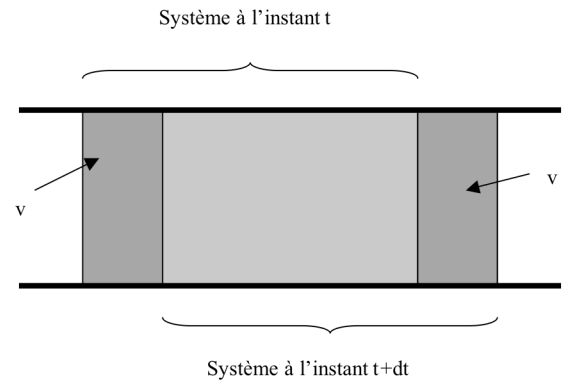
2) Dans le cas d'une transformation **quasi-statique**, la pression  $P$  du système est à chaque instant définie et, si la transformation est **mécaniquement réversible**, cette pression est égale à la pression extérieure. On a alors :

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

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

*Remarque* : comme on l'a fait remarqué plus haut, l'expression  $W = -\int P_e dV$  n'est valable que si  $P_e$  est uniforme autour du système.

Dans le cas ci-contre, un système de volume  $V$  enfermé entre deux parois, fixes l'une par rapport à l'autre, évolue dans une conduite où la pression en amont  $P_1$  est différente de la pression en aval  $P_2$ . Le volume du système  $V$  reste constant, mais le travail des forces de pression extérieures n'est pas nul ....



### 1.3.2. Transferts thermiques

Les transferts thermiques peuvent être échangés selon 3 modes :

#### 1.3.2.1. Conduction thermique

Il peut avoir lieu à travers des milieux matériels macroscopiquement immobiles : un tisonnier dont une extrémité plonge dans un feu, voit progressivement sa température augmenter du fait des échanges thermiques par conduction tout le long de la barre. L'explication vient du mouvement d'agitation thermique des particules qui composent le solide, mouvement qui se propage de proche en proche.

#### 1.3.2.2. Convection

Cette fois, les transferts thermiques se font par l'intermédiaire d'un fluide caloporteur : ce fluide, au contact d'une zone « chaude » peut recevoir de la chaleur. En se déplaçant par des mouvements macroscopiques, le fluide pourra ensuite céder de la chaleur à des zones « froides ».

Ce mode de transfert thermique est beaucoup plus rapide que le précédent et permet la thermalisation rapide des fluides.

On peut noter que lorsqu'un fluide est au contact d'un solide ou d'un liquide immobile, une petite couche de fluide adhère à l'interface entre les deux corps sur une petite épaisseur dans laquelle le transfert thermique mis en jeu est de type conductif. Le fluide se décrochant de la paroi va ensuite pouvoir participer aux transferts convectifs. On parle alors parfois de transfert conducto-convectifs.

#### 1.3.2.3. Rayonnement

C'est le troisième mode de transfert thermique qui ne nécessite aucun support matériel : le Soleil réchauffe notre planète alors que le vide les sépare....

#### 1.3.2.4. La bouteille thermos

## 1.4. Le 2<sup>nd</sup> principe : principe d'évolution

### 1.4.1. Fonction entropie, bilans entropiques

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

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

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.**

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 :

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

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...

*Remarque :* 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).

### 1.4.2. Entropie, température et transfert thermique

La notion de température a été historiquement liée à celle de transfert thermique (chaleur) : pour un solide ou un liquide, en première approximation incompressibles, toute variation de température est associée à un échange de chaleur. Cette propriété est fautive en général :

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

Ainsi, à la compression ou la détente d'un gaz pourront être associés des échanges thermiques sans variation de température, des variations de température sans échange thermique, ou les deux à la fois selon les cas...

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 :

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

où  $\delta Q$  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 :

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

On rencontrera cette configuration dans les machines thermiques notamment. Dans quel cas pourra-t-on considérer  $T_e$  constante ?

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 :

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

On a donc:  $dS = \frac{\delta Q_{\text{réel}}}{T_e} + \delta S_c = \frac{\delta Q_{\text{rév}}}{T}$ , et  $dU = \delta Q_{\text{réel}} + \delta W_{\text{réel}} = \delta Q_{\text{rév}} + \delta W_{\text{rév}} = TdS - PdV$  (identité thermodynamique).

## 2. APPLICATION AU CORPS PUR MONOPHASE

### 2.1. Fonctions U, S, H du corps pur

#### 2.1.1. Variance du corps pur monophasé : équation d'état

Considérons le système fermé formé de  $n$  moles de corps pur monophasé, de masse totale  $m$ , occupant un volume  $V$  sous une pression  $P$  et une température  $T$ . A ce système, on peut associer, entre autres, 3 variables intensives :  $P$ ,  $T$  et le volume molaire  $\frac{V}{n}$  (ou le volume massique  $\frac{V}{m}$ ).

Le système est **divariant** : deux variables intensives suffisent à fixer entièrement son état. Il existe donc une relation liant les 3 paramètres indiqués plus haut : c'est l'équation d'état du corps pur ( en pratique du gaz ) qu'on met sous la forme générique :  $f(P, T, \frac{V}{n}) = 0$ .

2.1.2. Fonction U(S, V)

De même, l'énergie interne du corps pur, extensive, doit être une fonction de deux paramètres d'état du système (dont l'un au moins extensif). En appliquant le premier principe à une transformation élémentaire réversible, on a :

$$\mathbf{dU = - P dV + T dS}$$

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) et représente une variation élémentaire de U associée à une transformation quelconque. Il n'y a que si celle-ci est réversible que le travail  $\delta W$  s'identifie à  $- PdV$  et le transfert thermique  $\delta Q$  à  $TdS$ .

On peut également écrire :

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

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), à savoir  $(\frac{\partial S}{\partial U})_V = \frac{1}{T}$  et  $(\frac{\partial S}{\partial V})_U = \frac{P}{T}$

Elle fait apparaître l'entropie comme fonction des variables U et V : S(U, V).

2.1.3. Fonction H(S, P)

La fonction enthalpie H est définie par  $H = U + PV$ . On obtient alors facilement son expression différentielle :

$$\mathbf{Enthalpie \quad H = U + PV \Rightarrow \quad dH = V dP + T dS}$$

2.1.4. Capacités thermiques  $C_p$  et  $C_v$ 

Rien n'interdit d'exprimer U et H en fonction d'autres couples de variables du corps pur. Il est fructueux de construire les expressions U(T, V) et H (T, P).

En effet, Pour **une transformation isochore** d'un corps pur soumis aux seules forces de pression,  $W = 0$ . Le premier principe permet alors d'affirmer :  $\Delta U = Q$ . Or, par définition :

$$\mathbf{C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v}$$

Dans la même transformation isochore, on a donc :  $\Delta U = \int C_v dT$ . On retiendra :

$$\mathbf{Transformation isochore \quad \Delta U = Q = \int C_v dT}$$

De même, pour une transformation **monobare** d'un corps pur soumis aux seules forces de pression,  $W = - P_e \Delta V$ . Le premier principe permet alors d'affirmer :  $\Delta U = - P_e \Delta V + Q \Rightarrow \Delta H = Q$  puisque  $P_e$  est aussi la pression du système dans les états initial et final d'équilibre. Ce résultat est évidemment à fortiori vérifié pour une transformation **isobare**...

Or, par définition :

$$C_p = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p$$

Dans la même transformation isobare, on a donc :  $\Delta H = \int C_p dT$ . On retiendra :

$$\text{Transformation isobare } \Delta H = Q = \int C_p dT$$

### 2.1.5. Cas des phases condensées

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 :

$$\Delta U = \Delta H = \int C dT \quad \Delta S = \int C \frac{dT}{T}$$

## 2.2. Représentation graphique de l'état d'un corps pur

### 2.2.1. Diagramme de Clapeyron P, V

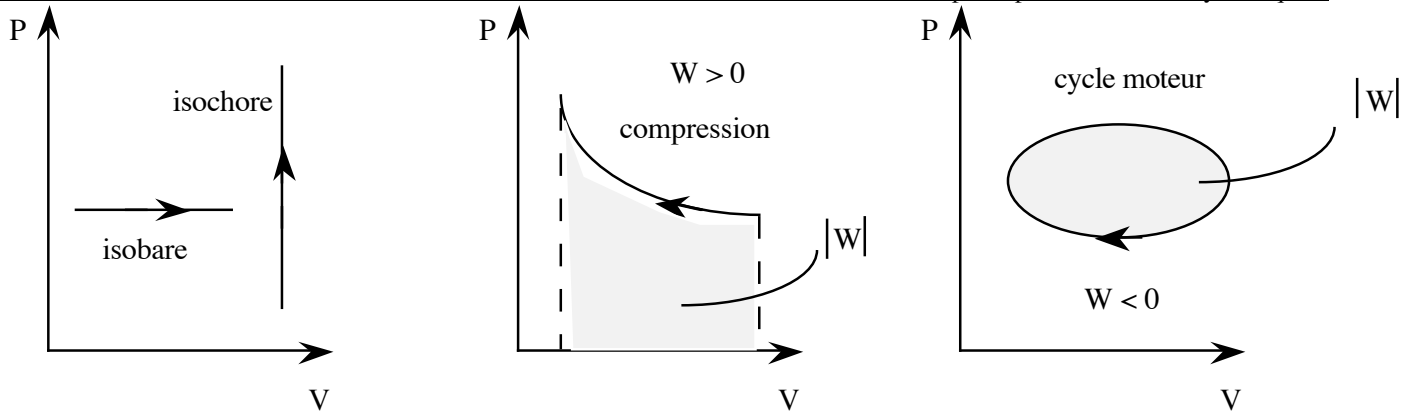
L'état d'équilibre d'un corps pur (de masse donnée : système fermé) peut être représenté par un point dans un diagramme à deux dimensions. On peut choisir les variables P et V (à n ou m fixés) : **diagramme de Clapeyron.**

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.**

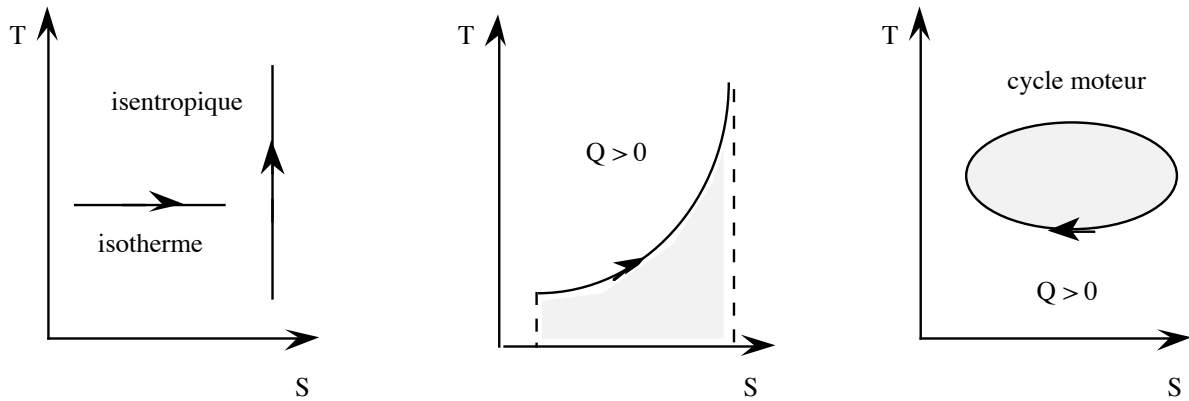
**Dans le cas d'un cycle, le travail est représenté par l'aire du cycle avec les conventions décrites sur la figure ci-dessous :**





### 2.2.2. Diagramme entropique T, S

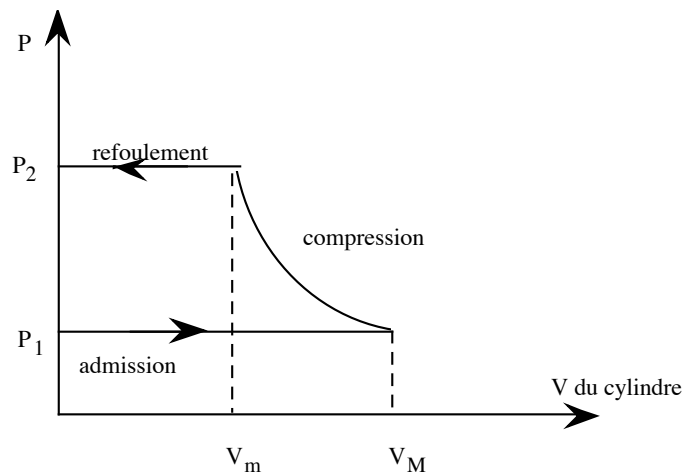
On peut aussi choisir de représenter les mêmes états d'équilibre et les mêmes évolutions du système dans un diagramme associant les variables T et S : **le diagramme entropique**. Dans ce diagramme, pour une transformation réversible, l'aire sous la courbe  $T = f(S)$  régissant l'évolution du corps pur au cours de la transformation représente le transfert thermique associé :



### 2.2.3. Remarque : diagramme de Watt

Lorsqu'un fluide est en transit dans un récipient de volume variable (ex : gaz dans un cylindre de moteur), il est plus judicieux d'utiliser un diagramme de Watt qu'un diagramme de Clapeyron. Il porte en ordonnées la pression du gaz à l'intérieur du cylindre et en abscisses le volume du cylindre.

Dans le schéma ci-contre par exemple, un gaz est admis, dans une première étape, dans le cylindre. Dans une seconde étape, après fermeture des soupapes, le gaz est comprimé. A l'issue de cette phase, les soupapes sont à nouveau ouvertes et le gaz refoulé en dehors du cylindre (par un piston, par exemple).



### 3. LE GAZ PARFAIT

#### 3.1. Equation et fonctions d'état du GP

Rappelons l'équation d'état de  $n$  moles de gaz parfait, de masse molaire  $M$ , et donc de masse  $m = nM$  :

$$PV = nRT = mrT \quad R \text{ cste molaire} = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}\text{.K}^{-1} \quad r \text{ cste massique} = \frac{R}{M}$$

Les capacités  $C_p$  et  $C_v$  sont souvent considérées comme constantes et reliées par :

Relation de Mayer :  $C_p - C_v = R$  (molaire)  $c_p - c_v = r$  (massique)  $\frac{C_p}{C_v} = \frac{c_p}{c_v} = \gamma$

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

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

◆  $U = U_0 + nC_v (T - T_0) \Rightarrow$

$$\Delta U = nC_v \Delta T = \frac{nR}{\gamma - 1} \Delta T = \frac{1}{\gamma - 1} \Delta(pV)$$

◆  $H = H_0 + nC_p (T - T_0) \Rightarrow$

$$\Delta H = nC_p \Delta T = \frac{nR\gamma}{\gamma - 1} \Delta T = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \Delta(pV) = \gamma \Delta U$$

◆  $S = S_0 + nC_v \ln \frac{T}{T_0} + nR \ln \frac{V}{V_0} = S_0 + nC_p \ln \frac{T}{T_0} - nR \ln \frac{P}{P_0}$

$$\Delta S = nC_v \ln \frac{T}{T_0} + nR \ln \frac{V}{V_0} = nC_p \ln \frac{T}{T_0} - nR \ln \frac{P}{P_0}$$

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

**Les variations  $\Delta U$ ,  $\Delta H$ ,  $\Delta S$  écrites ci-dessus sont vraies pour toute transformation du GP**

### 3.2. Lois d'évolution des transformations isotherme et isentropique

#### 3.2.1. Expression analytique

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

$$PV = \text{cste} \text{ Loi de Mariotte}$$

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

$$P V^\gamma = \text{cste} \text{ loi de Laplace (ou } T V^{\gamma-1} = \text{cste ou } P^{1-\gamma} T^\gamma = \text{cste)}$$

#### 3.2.2. 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 de Clapeyron il passe une isotherme et une isentropique dont le rapport des pentes est donné par la relation de Reech :

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

*Représenter graphiquement dans les deux types de diagramme les transformations : isotherme, isobare, isochore et isentropique.*

En outre, de l'expression de l'entropie du GP découle l'équation des courbes isochores et isobares dans le diagramme entropique :

$$\text{isobare } T = T_0 e^{\frac{S - S_0}{nC_p}} \quad \text{isochore } T = T_0 e^{\frac{S - S_0}{nC_v}}$$

On peut en déduire qu'en un point du diagramme entropique où se coupent une isochore et une isobare on a la relation :

$$\frac{\text{pente isochore}}{\text{pente isobare}} = \gamma$$

### 3.3. Bilans associés aux transformations classiques

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

	isobare	isochore	isotherme	isentropique
<b>caractéristiques</b>	<b>P = cste</b>	<b>V = cste</b>	<b>T = cste</b>	<b>S = cste</b>
<b>évolution</b>	$\frac{V}{T} = \text{cste}$	$\frac{P}{T} = \text{cste}$	<b>PV = cste</b>	$P V^\gamma = \text{cste}$ $T V^{\gamma-1} = \text{cste}$ $P^{1-\gamma} T^\gamma = \text{cste}$
<b>travail</b>	<b>W = - pΔV</b>	<b>W = 0</b>	$W = nRT \ln \frac{V_1}{V_2}$	<b>W = ΔU</b>
<b>chaleur</b>	<b>Q = ΔH</b>	<b>Q = ΔU</b>	<b>Q = - W</b>	<b>Q = 0</b>

## 4. MACHINES THERMIQUES

### 4.1. Principe

#### 4.1.1. 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** ( encore appelées **réservoirs 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 :

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

◆ 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 :

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

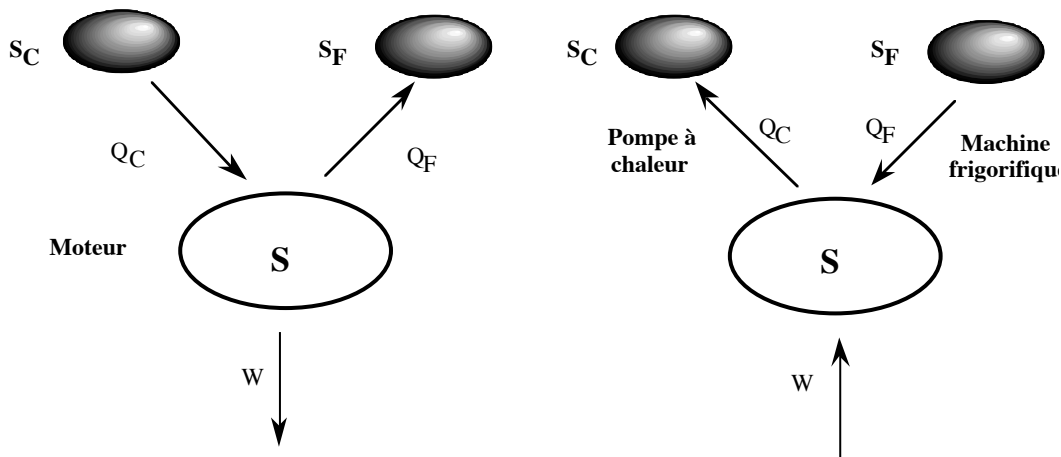
et donc :

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

4.1.2. 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 ne sont nullement conventionnels mais correspondent au sens réel des échanges.**



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**

**4.2. 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  $\Delta S = \int \frac{dQ_C}{T_C} + \int \frac{dQ_F}{T_F} + S_{\text{création}}$  Ce dernier terme étant positif et  $\Delta S$  nul, il en

résulte :  $\int \frac{dQ_C}{T_C} + \int \frac{dQ_F}{T_F} \leq 0$  **inégalité de Clausius**

### 4.3. Rendement et efficacités

#### 4.3.1. Définition

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 :

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

Le but d'un réfrigérateur par exemple est de maintenir la source froide à la température  $T_1$  malgré les fuites thermiques. Son efficacité est donc caractérisée par son aptitude à compenser ces fuites en fournissant pour cela un minimum de travail.

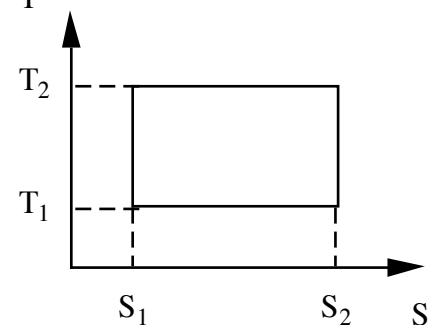
#### 4.3.2. Cycle de Carnot

C'est un **cycle** (idéal) **réversible ditherme** : il est donc forcément composé de deux adiabatiques réversibles reliés par deux isothermes aux températures  $T_1$  et  $T_2$  des deux sources (froide et chaude respectivement).

Sa représentation dans le diagramme entropique est particulièrement simple et on déduit très facilement la valeur maximale du rendement d'un moteur si le cycle est parcouru dans le sens des aiguilles d'une montre ou les valeurs des efficacités de la pompe à chaleur et de la machine frigorifique fonctionnant avec un tel cycle décrit dans le sens trigonométrique :

$$\eta_{\text{max}} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

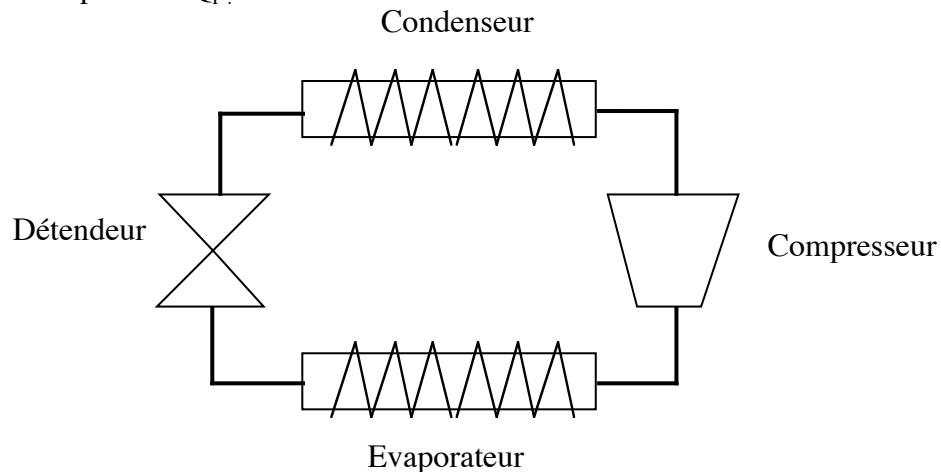
$$e_{\text{pompe}} = \frac{T_2}{T_2 - T_1} ; e_{\text{frigo}} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$



#### 4.4. 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.

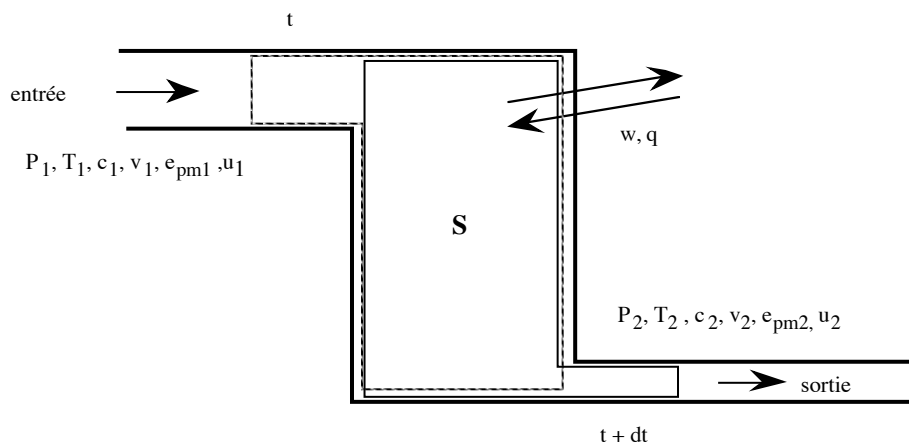
Ainsi dans le schéma de principe d'une machine frigorifique représenté ci-dessous, le compresseur fournit à la machine le travail  $W$ . Le condenseur (situé à l'arrière d'un réfrigérateur par exemple) constitue la source chaude : le fluide, en se liquéfiant, restitue à l'extérieur la chaleur négative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



## 5. PREMIER PRINCIPE DES SYSTEMES EN ECOULEMENT

### 5.1. Démonstration

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  $dm$  transite dans  $S$ , elle échange avec l'extérieur  $\delta W = w dm$  et  $\delta Q = q dm$ ). 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 dm entre et sort de S.**

Raisonnons sur le système fermé constitué, à l'instant t, par le fluide contenu dans S et la masse dm 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 dm 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 dm de fluide entrée et sortie pendant dt . D'où :

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

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  $\delta W_1 = - dEp$ . Pour les raisons précisées ci-dessus, on doit avoir  $\delta W_1 = - (e_{pm2} - e_{pm1}) dm$

- le travail spécifique échangé par le fluide dans S avec l'extérieur :  $\delta W_2 = w dm$

- 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  $-v_1 dm$  à l'entrée, où la pression est  $P_1$ , et de  $+v_2 dm$  à la sortie, où la pression est  $P_2$ . On a donc :

$$\delta W_3 = -P_1 (-v_1 dm) - P_2 (+v_2 dm)$$

En rassemblant tous ces résultats, on obtient :

$$(u_2 - u_1) dm + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) dm = - (e_{pm2} - e_{pm1}) dm + (P_1 v_1 - P_2 v_2) dm + (w + q) dm$$

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**



## 5.2. Application aux machines classiques

### 5.2.1. Détendeur isenthalpique

Il est modélisé par la classique « **détente de Joule-Thompson** » : le fluide passe de l'état  $P_1, T_1$  à l'état  $P_2, T_2$ , la détente se faisant dans une conduite horizontale ( $\Delta e_{pm} = 0$ ) aux parois parfaitement calorifugées ( $q = 0$ ) et indéformables ( $w = 0$ ). Un tampon évite toute variation conséquente d'énergie cinétique.

Le premier principe s'écrit donc :

$$\Delta h = 0$$

### 5.2.2. 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 :

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

### 5.2.3. 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 :

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

### 5.2.4. 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 :

$$\Delta h = q$$