

Thermodynamique = science de l'**énergie**...  
...et des **états de la matière**.

## Sommaire du chapitre 1

- 1.1. Systèmes thermodynamiques.
- 1.2. Variables et fonctions d'état : température, pression.
- 1.3. Equations d'état.
- 1.4. Transformations thermodynamiques.
- 1.5. Coefficients thermoélastiques.

On ne parle donc **pas d'énergie** dans ce **premier chapitre**.

## 1.1. Systèmes thermodynamiques

### 1.1.1 Définitions

**Système** → En thermodynamique, on appelle système la **quantité de matière étudiée**. Celle-ci peut-être exprimée en **moles** ou en **kg (masse)**.

On oppose le système au **milieu extérieur**... où se trouve toute la matière qui n'appartient pas au système.

**Système ouvert** → Un système ouvert peut **échanger de la matière et de l'énergie** avec le milieu extérieur.

**Système fermé** → Un système fermé **n'échange que de l'énergie** avec le milieu extérieur.

**Système isolé** → Un système isolé **n'échange ni matière, ni énergie** avec le milieu extérieur.

**Cas particulier *important*** → Les **systèmes avec transvasement** sont des systèmes ouverts d'où **rentre et sort en permanence la même quantité de matière**.

## 1.1. Systèmes thermodynamiques

**Système** → En thermodynamique, on appelle système la quantité de matière étudiée. Celle-ci peut-être mesurée en mole(s) ou en kg (masse).

On oppose le système au **milieu extérieur**... où se trouve toute la matière qui n'appartient pas au système.

**Système ouvert** → Un système ouvert peut échanger de la matière et de l'énergie avec le milieu extérieur.

**Système fermé** → Un système fermé n'échange que de l'énergie avec le milieu extérieur.

**Système isolé** → Un système isolé n'échange ni matière, ni énergie avec le milieu extérieur.

**Cas particulier important** → Les systèmes avec **transvasement** sont des systèmes ouverts d'où rentre et sort en permanence la même quantité de matière.

### 1.1.2 En complément...

**Remarque 1.** Le système est souvent délimité par une paroi fictive ou réelle... Cette paroi ne fait pas partie du système !

**Remarque 2.** En thermodynamique classique, on ne considère que des systèmes **homogènes**... ou **sinon**, des systèmes que l'on peut décomposer en sous-systèmes homogènes.

## 1.1. Systèmes thermodynamiques

### 1.1.1 Définitions

**Quelques exemples de système** → ouvert, fermé, ou isolé ?



Vase Deware (calorimètre)  
→ Système isolé



Radiateur  
→ Système ouvert (avec transvasement)



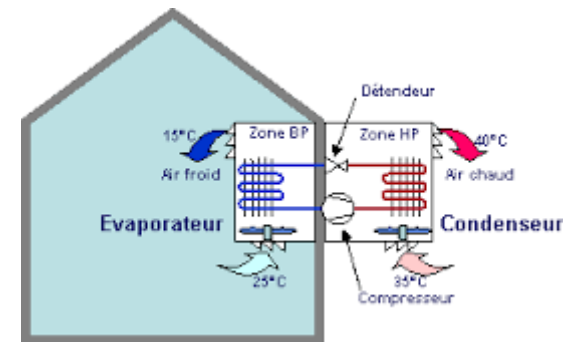
Radiateur électrique  
→ Système fermé



Compresseur d'air  
→ Système ouvert (± avec transvasement)



Cocotte-minute (soupape fermée)  
→ Système fermé



Climatisation  
→ Système ± fermé (ça dépend du point de vue)

→ 1.6

## 1.2. Variables et fonctions d'état

### 1.2.1 Hypothèse générale de la thermodynamique classique

Il est possible de définir toutes les propriétés (l'état) de la matière à partir d'un nombre fini de **variables macroscopiques** que l'on appelle les **variables d'état**.

→ Une fois que l'on connaît un nombre suffisant de variables d'état, les autres propriétés de la matière -énergie comprise- deviennent des **fonctions d'état**.

### 1.2.2 Variables **intensives** et **extensives**

**Une variable (d'état) intensive est indépendante de la taille du système**, c'est-à-dire de la quantité de matière : **la température, la pression, la masse volumique...** sont des exemples de **variables intensives** → elles ne **varient pas** si on **ajoute** ou **retire** de la **matière** au système.

**Une variable extensive voit sa valeur varier avec la taille du système** : **le volume, les dimensions, ou l'énergie** sont des exemples de variables extensives → elles **dépendent** de la **quantité de matière** dans le système.

**Remarque** : la **quantité de matière**, exprimée en mole ou en masse n'est **pas** une variable d'état...

## 1.2. Variables et fonctions d'état

### 1.2.2 Variables **intensives** et **extensives**

**Une variable (d'état) intensive est indépendante de la taille du système**, c'est-à-dire de la quantité de matière : **la température, la pression, la masse molaire...** sont des exemples de **variables intensives** → elles ne **varient pas** si on **ajoute** ou **retire** de la **matière** au système.

**Une variable extensive voit sa valeur varier proportionnellement à la taille du système** : **le volume, les dimensions**, ou **l'énergie** sont des exemples de variables extensives → elles **dépendent** de la **quantité de matière** dans le système.

**Remarque** : la **quantité de matière**, exprimée en mole ou en masse n'est **pas** une variable d'état...

### **Exemples et notations.**

La charge électrique, $q$ ?	→ variable <i>extensive</i> .
Le volume molaire, $v$ ?	→ variable <i>intensive</i> .
Le volume massique, $v$ ?	→ variable <i>intensive</i> .
Le débit massique, $\dot{m}$ (ou $Q_m$ ) ?	→ variable <i>extensive</i> .
Le débit volumique, $\dot{V}$ (ou $Q_v$ ) ?	→ variable <i>extensive</i> .
Le travail, $W$ ?	→ variable <i>extensive</i> .
La puissance, $\dot{W}$ ?	→ variable <i>extensive</i> .
La concentration, $C$ ?	→ variable <i>intensive</i> .

## 1.2. Variables et fonctions d'état

### 1.2.3 Règle des phases de Gibbs

Définition : la **variance**  $v$  d'un système est définie par le **nombre de variables intensives indépendantes** qui caractérisent son équilibre.

La **variance**  $v$  vaut par exemple 2 pour un système homogène monophasique composé d'une seule espèce chimique, les deux variables d'état sont la **pression** et la **température**.

*Par exemple* : on **peut complètement caractériser** un kg ou une mole de **vapeur d'eau** si on connaît sa **pression** et sa **température**.

*Mais* : si on dispose d'un mélange de **vapeur d'eau** et d'**eau liquide** à l'équilibre thermodynamique, **la pression et la température sont liées** ( $p = 1 \text{ bar} \leftrightarrow T = 100^\circ\text{C}$ ). La variance ne vaut alors plus que 1.

La **règle des phases de Gibbs** ou relation de Gibbs donne la **variance**  $v$  d'un système thermodynamique à l'**équilibre**. Dans le cas le plus courant, elle s'écrit :

$$v = c + 2 - \varphi$$

Où  $c$  représente le nombre de corps purs en présence et  $\varphi$  le nombre de phases. Le 2 qui apparaît dans l'équation est lié aux variables **température** et **pression**.

[→ Relation entre les dérivées](#)

## 1.2. Variables et fonctions d'état

### 1.2.3 Règle des phases de Gibbs

La **règle des phases de Gibbs** ou relation de Gibbs donne la **variance**  $v$  d'un système thermodynamique à l'équilibre. Dans le cas le plus courant, elle s'écrit :

$$v = c + 2 - \varphi$$

Où  $c$  représente le nombre de corps purs en présence et  $\varphi$  le nombre de phases. Le 2 qui apparaît dans l'équation est lié aux variables température et pression.

La **variance**  $v$  d'un système est définie par le **nombre de variables intensives indépendantes** qui caractérisent son équilibre.

### 1.2.4 Application de la règle des phases de Gibbs

Combien faut-il de **variables intensives indépendantes** pour caractériser l'équilibre :

- d'une mole d'oxygène ?

$c = 1$  ;  $\varphi = 1 \rightarrow$  **2 variables**  $\rightarrow T, p$  (ou  $v$ ).

- d'un mélange eau/glace ? (ou eau/vapeur)

$c = 1$  ;  $\varphi = 2 \rightarrow$  **1 variable**  $\rightarrow T$  ou  $p$ .

- d'un mélange eau/alcool ?

$c = 2$  ;  $\varphi = 1 \rightarrow$  **3 variables**  $\rightarrow T, p, C_{\text{alcool}}$  (concentration en alcool).

$c = 2$  ;  $\varphi = 2 \rightarrow$  **2 variables** parmi  $T, p, C_{\text{alcool}}$



## 1.2. Variables et fonctions d'état

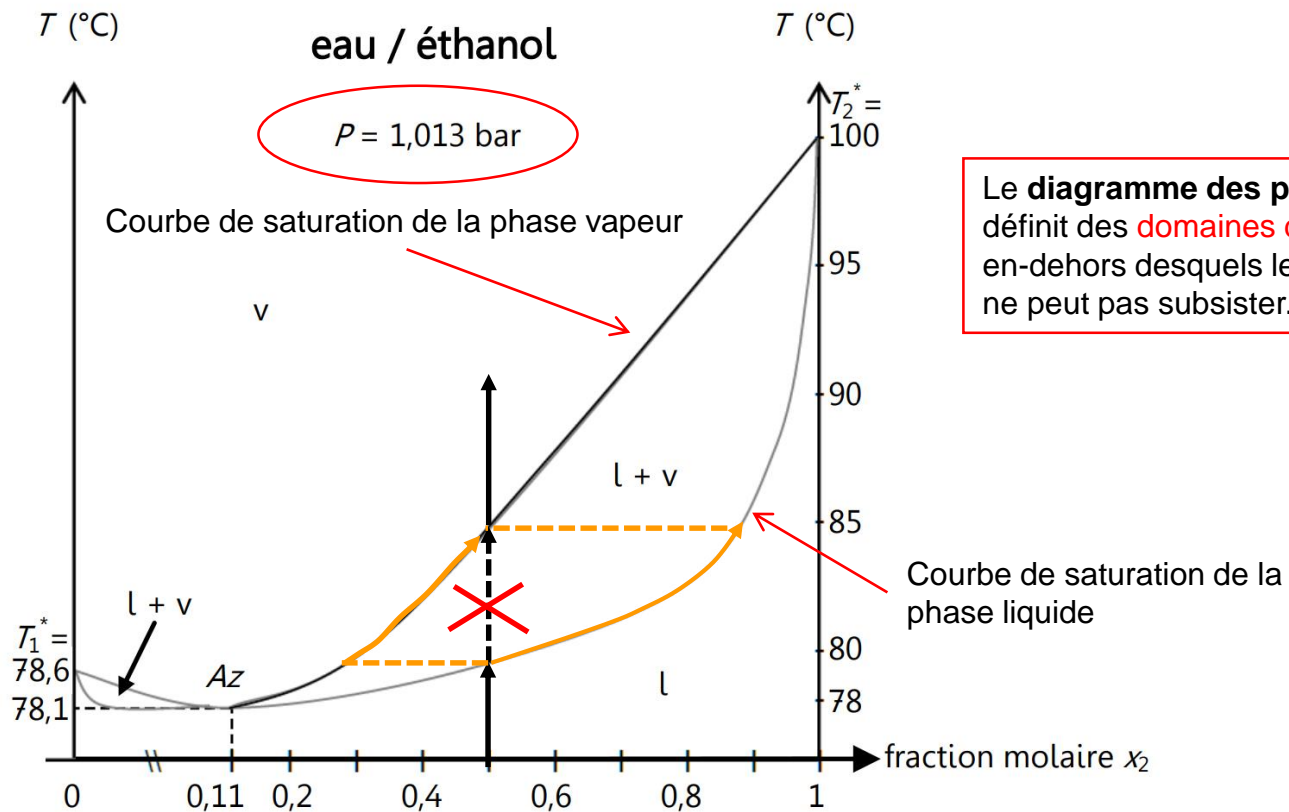
### 1.2.4 Application de la règle des phases de Gibbs

Combien faut-il de variables intensives indépendantes pour caractériser l'équilibre :

- d'un mélange eau/alcool ?

Domaine liquide →  $c = 2$  ;  $\varphi = 1$  → **3 variables** →  $T$ ,  $p$ ,  $C_{\text{alcool}}$  (concentration en alcool).

Domaine gaz/liquide →  $c = 2$  ;  $\varphi = 2$  → **2 variables** parmi  $T$ ,  $p$ ,  $C_{\text{alcool}}$



Le **diagramme des phases** définit des **domaines de stabilité** en-dehors desquels le mélange ne peut pas subsister.

Figure : **diagramme des phases** à pression constante (1 bar) d'un mélange eau/alcool

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.1 Définition et exemples

**Les équations d'état (ou lois d'état) sont des relations entre les variables d'état d'un système.**

**Exemple :** la règle des phases de Gibbs nous dit que l'état d'une mole de gaz mono-composant est complètement déterminé par **deux** des variables  $T$ ,  $p$  ou  $v$  → l'équation d'état d'un gaz permet donc d'exprimer **l'une (n'importe laquelle) de ces 3 variables** en fonction des **2 autres**.

#### Généralités sur les équations d'état :

1. Il existe plusieurs (types d')équations d'état.
2. On peut les écrire sous forme intensive ou extensive.
3. Elles résultent généralement de l'expérience et de l'observation.
4. La thermodynamique classique ne permet pas d'établir les équations d'état, elle les utilise pour en déduire des propriétés du système (ex : coeff. thermoélastiques).

#### Deux équations d'état applicables aux gaz :

1. Equation des gaz parfaits

Formes *intensives* →  $p v = R T$   
Formes *extensives* →  $p V = n R T$

Formes molaires

ou bien  
ou bien

$p = \rho R T$   
 $p V = m R T$

Formes massiques

2. Equation de van der Waals

$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R T$  ou bien  $\left(p + \frac{n^2 a}{V^2}\right)(V - n b) = n R T$

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.1 Définition et exemples

**Les équations d'état (ou lois d'état) sont des relations entre les variables d'état d'un système.**

**Exemple.** La règle des phases de Gibbs nous dit que l'état d'une mole de gaz est complètement déterminé par deux des variables  $p$ ,  $v$  ou  $T$  → l'équation d'état d'un gaz permet donc d'exprimer l'une (n'importe laquelle) de ces 3 variables en fonction des 2 autres.

**Généralités sur les équations d'état.**

1. Il existe plusieurs (types d') équations d'état.
2. On peut les écrire sous forme intensive ou extensive.
3. Elles résultent généralement de l'expérience et de l'observation.
4. La thermodynamique classique ne permet pas d'établir l'équation d'état, elle l'utilise pour en déduire des propriétés du système (ex : coeff. thermoélastiques).

**Deux équations d'état applicables aux gaz :**

1. Equation des gaz parfaits

Formes *intensives* →  $p v = R T$  ou bien  $p = \rho r T$

Formes *extensives* →  $p V = n R T$  ou bien  $p V = m r T$

2. Equation de van der Waals

$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R T$  ou bien  $\left(p + \frac{n^2 a}{V^2}\right)(V - n b) = n R T$

**! Attentions aux unités !**

Température en *Kelvin*.

Pression en *Pascal*.

Volume en  $m^3$ .

→  $R$  s'exprime en  $J/mole/K$

• Unités de  $R$  et  $r$  ?

→  $r$  en  $J/kg/K$



→ 1.6

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.2 Equation des gaz parfaits

**Comment passer d'une forme à l'autre de l'équation des gaz parfaits ?**

Le plus souvent, on exprime l'équation des gaz parfait sous sa forme **extensive molaire** :  
 $pV = nRT$

...avec  $R = 8,314 \text{ J/mole/K}$  –  $R$  est la **constante universelle des gaz parfaits**.

On passe très facilement de la forme **extensive** à la forme **intensive** en **divisant par  $n$**  :

$$p \frac{V}{n} = RT \rightarrow pv = RT$$

Et pour passer de la forme molaire à la forme massique :

$$pV = nRT = nM \frac{R}{M} T \rightarrow pV = mrT$$

...avec  $M$  la masse molaire (attention à bien l'exprimer en kg) et  $r$  la **constante spécifique des gaz parfaits** en J/kg/K. On la qualifie de **spécifique** car sa valeur dépend de l'**espèce chimique**.

Dans le cas de l'air :  $r = 8,314/29/10^{-3} = 286,7 \text{ J/kg/K}$ .

Et il existe **deux formes intensives massiques** :  $pv = rT$  **et**  $p = \rho rT$

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.2 Equation des gaz parfaits

Formes équivalentes →

$$pv = RT$$

$$p = \rho rT \text{ ou } pv = rT$$

$$pV = nRT$$

$$pV = mrT$$

Formes intensives

Formes extensives

**Le modèle des gaz parfaits est issu d'observations expérimentales.** C'est une synthèse de différentes propriétés ou lois antérieures :

1. La loi de Boyle-Mariotte (≈1650)

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = f(T)$$

2. La loi de Charles (1746-1823)

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2} = f(p)$$

3. La loi de Gay-Lussac (1778-1850)

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} = f(v)$$

4. La loi d'Avogadro (1776-1856)

$$v = f(p, T)$$

**Le modèle des gaz parfaits est donc un postulat de la thermodynamique classique...** validé plus tard par la physique et la thermodynamique statistique.

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.2 Equation des gaz parfaits

Le modèle des gaz parfaits rend compte du comportement vers lequel tous les gaz tendent **en l'absence d'interaction entre les molécules**.

→ Par conséquent, **les autres équations d'état applicables aux gaz doivent tendre vers l'équation des gaz parfaits lorsque...**

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.2 Equation des gaz parfaits

Le modèle des gaz parfaits rend compte du comportement vers lequel tous les gaz tendent **en l'absence d'interaction entre les molécules**.

→ Par conséquent, les autres équations d'état applicables aux gaz doivent tendre vers l'équation des gaz parfaits lorsque **la pression devient nulle**.

**Par exemple, dans le cas de l'équation de van der Waals :**

Equation de van der Waals	→	$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$	Terme de cohésion (constant)
Equation des gaz parfaits	→	$Pv = RT$	Covolume molaire (constant)

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = Pv - \cancel{bP} + \cancel{\frac{a}{v}} - \cancel{\frac{ab}{v^2}} = RT$$

→ On retrouve bien le comportement des gaz parfaits lorsque **P tend vers 0 !**  
(... et lorsque v tend vers l'infini...)

→ [Coefficients thermoélastiques](#)

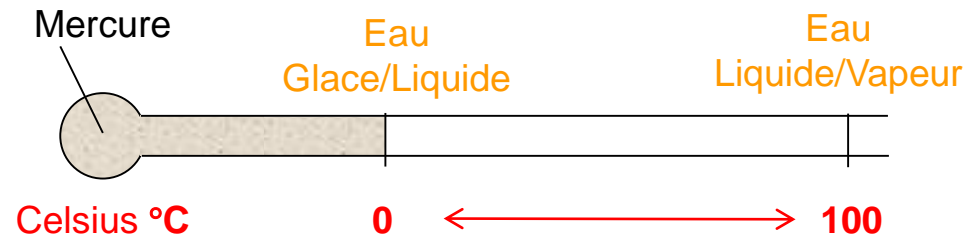
## 1.3. Equations d'état

### 1.3.3 La température

La température est au départ une notion d'origine sensorielle.

Lorsqu'on a voulu la mesurer, on s'est d'abord basé sur les **propriétés de la matière**,

1. ... pour établir des **points de référence** → fusion et ébullition de l'eau.
2. ... pour estimer la température entre ces points → dilatation d'un liquide.



Fahrenheit °F 32 ← → 212

$$T(^{\circ}F) = 32 + 1,8 \times T(^{\circ}C)$$

0°F → Solidification d'un mélange de chlorure d'ammonium et d'eau ( ...ou température la plus basse à Gdansk -Dantzig- pendant l'hiver 1708/1709)

100°F → Température du sang de cheval (température approximative du corps humain).



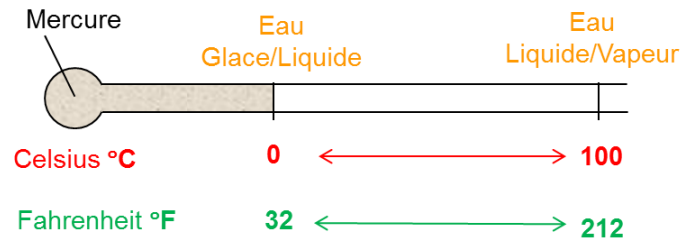
## 1.3. Equations d'état

### 1.3.3 La température

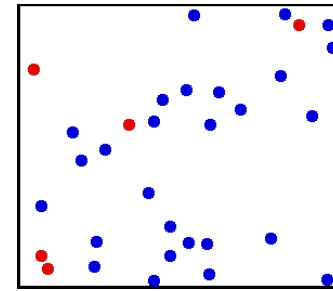
La température est au départ une notion d'origine sensorielle.

Lorsqu'on a voulu la mesurer, on s'est d'abord basé sur les **propriétés de la matière** :

1. ... pour établir des points de référence → fusion et ébullition de l'eau.
2. ... pour estimer la température entre ces points → dilatation d'un liquide.



$$T(^{\circ}F) = 32 + 1,8 \times T(^{\circ}C)$$



3. ... **physiquement**, la température correspond à l'**énergie cinétique** des atomes et molécules (cf. **thermodynamique statistique**).
4. ... **thermodynamiquement**, les différences de température sont à l'origine du **transfert de chaleur** (d'énergie calorifique) entre deux systèmes.

**2 systèmes sont en équilibre thermique s'ils sont à la même température.**

→ c'est le principe 0 de la thermodynamique.

Un système isolé thermiquement du milieu l'extérieur est dit **adiabatique**.

Un système dont la température est constante est dit **isotherme**.

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.3 La température

La température est au départ une notion d'origine sensorielle.

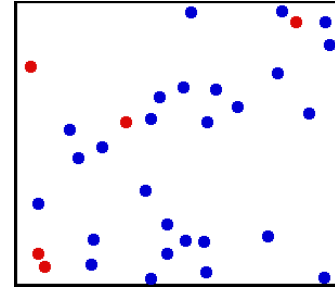
Lorsqu'on a voulu la mesurer, on s'est d'abord basé sur les **propriétés de la matière** :

1. ... pour établir des points de référence → fusion et ébullition de l'eau.
2. ... pour estimer la température entre ces points → dilatation d'un liquide.
3. ... physiquement, la température correspond à l'énergie cinétique des atomes et molécules (cf. thermodynamique statistique).
4. ... thermodynamiquement, les différences de température sont à l'origine du transfert de chaleur (d'énergie calorifique) entre deux systèmes.

**2 systèmes sont en équilibre thermique s'ils sont à la même température.**  
(Principe 0 de la thermodynamique.)

Un système isolé thermiquement de l'extérieur est dit **adiabatique**.

Un système dont la température est constante est dit **isotherme**.



5. On **mesure toujours** la **température indirectement**. Aujourd'hui, le plus souvent avec des capteurs électriques ou électroniques comme :

- les **thermistances** (conducteurs électriques dont la résistance varie avec la température),
- les **thermocouples**, qui génèrent une différence de potentiel,
- les **capteurs optiques** (infra-rouge... ).
- ...

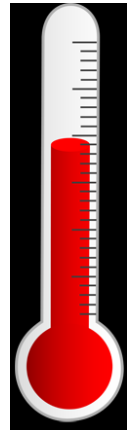
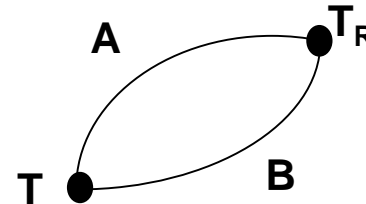


## 1.3. Equations d'état

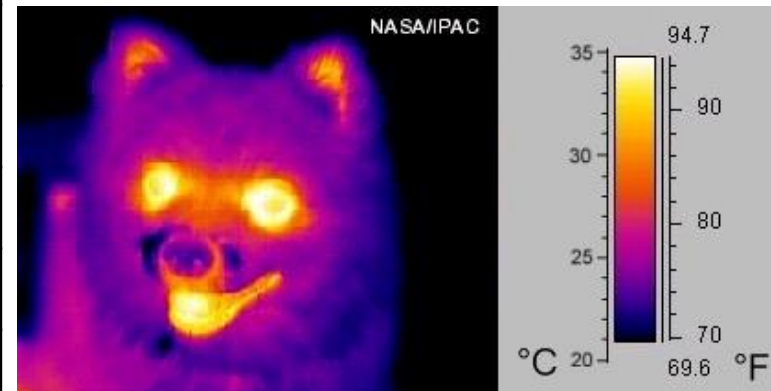
### 1.3.3 La température

On **mesure toujours** la **température indirectement**. Le plus souvent avec des capteurs électriques ou électroniques comme :

- les **thermistances** (composants dont la résistance varie avec la température),
- les **thermocouples**, qui génèrent une différence de potentiel,
- les **capteurs optiques** (infra-rouge... ).
- ...



Thermomètre	Grandeur thermométrique
Liquide (mercure)	Longueur (L)
Thermocouple	Potentiel électrique (U)
Thermistance	Résistance électrique ( $\Omega$ )
Caméra Infra-Rouge	Longueur d'onde ( $\lambda$ )
Gaz à volume constant	Pression (P)



## 1.3. Equations d'état

### 1.3.3 La température

Le **Kelvin** (symbole **K** ... **sans le °**) est l'unité SI de température thermodynamique... donc la seule que l'on devrait utiliser.

- **0 K** correspond au **zéro absolu**, la **température où tous les corps sont à l'état solide et où l'agitation moléculaire a complètement disparu** :  
→ c'est le *troisième principe* de la thermodynamique (*entropie nulle*).
- Le deuxième point de référence est le **point triple de l'eau** à **273,16 K** (**0,01°C** et **611 Pa**).
- Une variation de température de **1 K** correspond à une variation de température de **1°C** :

$$\Delta T[^\circ\text{C}] = \Delta T[\text{K}]$$

- Du coup, on passe très facilement de l'échelle Celsius à l'échelle Kelvin :

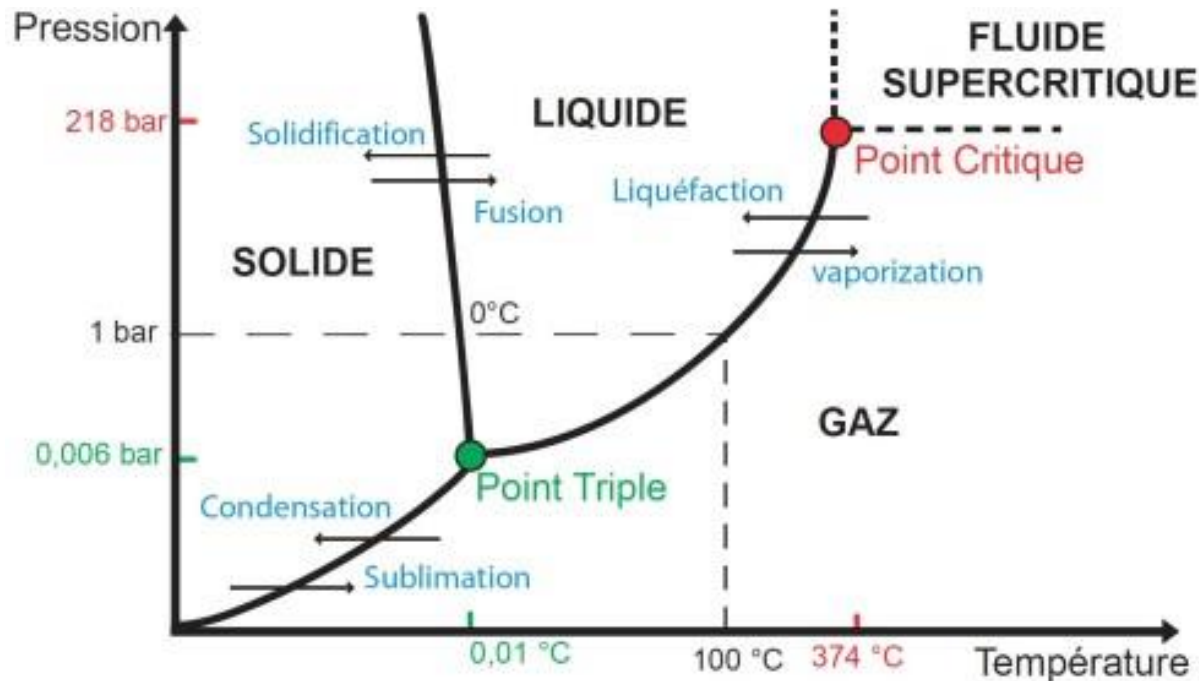
$$T[^\circ\text{C}] = T[\text{K}] - 273,15$$

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.3 La température

Le **Kelvin** (symbole **K** ... **sans le °**) est l'unité SI de température thermodynamique... donc la seule que l'on devrait utiliser.

- **0 K** correspond au **zéro absolu**, la température où tous les corps sont à l'état solide et où l'agitation moléculaire a complètement disparu :  
→ c'est le troisième principe de la thermodynamique (entropie nulle).
- Le deuxième point de référence est le **point triple de l'eau** à **273,16 K (0,01°C et 611 Pa)**.
- Une variation de température de **1°C** correspond à une variation de température de **1 K** :  
$$\Delta T[^\circ\text{C}] = \Delta T[\text{K}]$$
- Du coup, on passe très facilement de l'échelle Celsius à l'échelle Kelvin :  
$$T[^\circ\text{C}] = T[\text{K}] - 273,15$$



## 1.3. Equations d'état

### 1.3.4 La pression (rappels)

Il existe des forces **ponctuelles** (en théorie), **volumiques** (le poids), et **surfamiques** (les frottements, la pression... ).

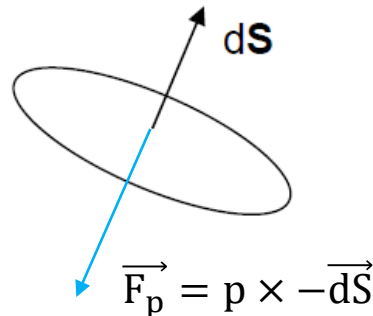
La pression est donc une force qui s'exerce par **unité de surface**.

Elle s'exprime en  **$N/m^2$** , c'est-à-dire en Pascal ( **$Pa$** ).

Les autres unités usuelles (mais hors SI) sont

- le **bar** ( $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$ ).
- l'**atmosphère** ( $1 \text{ atm} = 101325 \text{ Pa}$ ).
- La **hauteur d'une colonne de mercure** ( $1 \text{ atm} = 760 \text{ mm}_{\text{Hg}}$ )

La force de pression s'exerce toujours **perpendiculairement à la surface à laquelle elle s'applique** et **dans le sens opposé à la normale**.



## 1.3. Equations d'état

### 1.3.4 La pression (rappels)

Dans les **fluides au repos**, **seul le poids est à l'origine des (variations des) forces de pression**, ce qui a deux conséquences :

1. Le poids s'exerçant verticalement, **la pression est toujours uniforme dans un plan horizontal**.
2. La pression en fonction de la hauteur  $z$  et on utilise les relations suivantes :  
$$dp = -\rho \cdot g \cdot dz$$
 si l'axe des  $z$  est orienté **vers le haut**,  
$$dp = \rho \cdot g \cdot dz$$
 si l'axe des  $z$  est orienté **vers le bas**.

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.4 La pression (rappels)

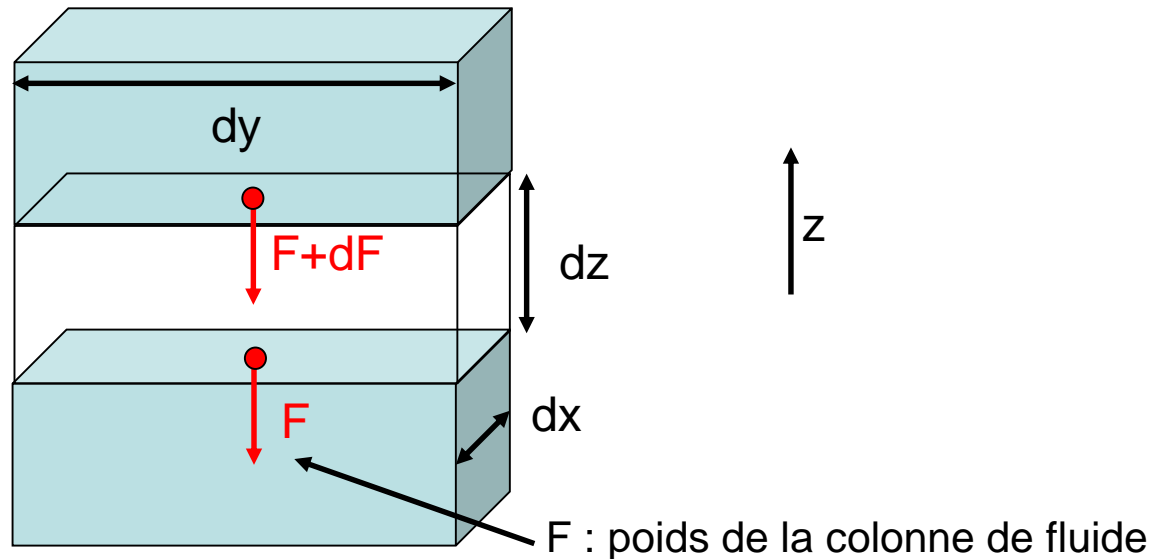
Dans les **fluides au repos**, **seul le poids est à l'origine des (variations des) forces de pression**, ce qui a deux conséquences :

1. Le poids s'exerçant verticalement, **la pression est toujours uniforme dans un plan horizontal**.
2. La pression en fonction de la hauteur  $z$  et on utilise les relations suivantes :  
$$dp = -\rho \cdot g \cdot dz$$
 si l'axe des  $z$  est orienté **vers le haut**,  
$$dp = \rho \cdot g \cdot dz$$
 si l'axe des  $z$  est orienté **vers le bas**.

$$dF = -\rho \cdot g \cdot dx \cdot dy \cdot dz$$

$$\frac{dF}{dx \cdot dy} = -\rho \cdot g \cdot dz$$

$$dp = -\rho \cdot g \cdot dz$$





## 1.3. Equations d'état

### 1.3.4 La pression (rappels)

Dans les **fluides au repos**, **seul le poids est à l'origine des (variations des) forces de pression**, ce qui a deux conséquences :

1. Le poids s'exerçant verticalement, **la pression est toujours uniforme dans un plan horizontal**.
2. La pression en fonction de la hauteur  $z$  et on utilise les relations suivantes :  
 $dp = -\rho \cdot g \cdot dz$  si l'axe des  $z$  est orienté **vers le haut**,  
 $dp = \rho \cdot g \cdot dz$  si l'axe des  $z$  est orienté **vers le bas**.
3. Equation intégrée avec  **$\rho$  constante**  $p_B - p_A = -\rho g(z_B - z_A)$  avec  $z$  orienté **vers le haut**,  
ou  $p_B - p_A = \rho g(z_B - z_A)$  si l'axe des  $z$  est orienté **vers le bas** ([exemples](#)).
4. Si le fluide est **compressible**, il faut tenir compte de la **variation de  $p$  avec  $z$**  ([exemple](#)).

**La pression diminue toujours lorsqu'on s'élève dans un fluide.**

La pression est parfois (et même souvent dans la vie quotidienne) exprimée en référence à la pression atmosphérique, c'est la **pression relative  $p_r$**  :

$$p_r = p - p_{\text{atm}}$$

... mais en règle générale **pour les calculs**, on utilise la **pression absolue  $p$  ou  $p_{\text{abs}}$** .

**Question** : la pression d'un pneu affichée par un manomètre est-elle absolue ou relative ?

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.4 La pression (rappels)

$$\begin{aligned} dp &= -\rho \cdot g \cdot dz \\ dp &= \rho \cdot g \cdot dz \end{aligned}$$

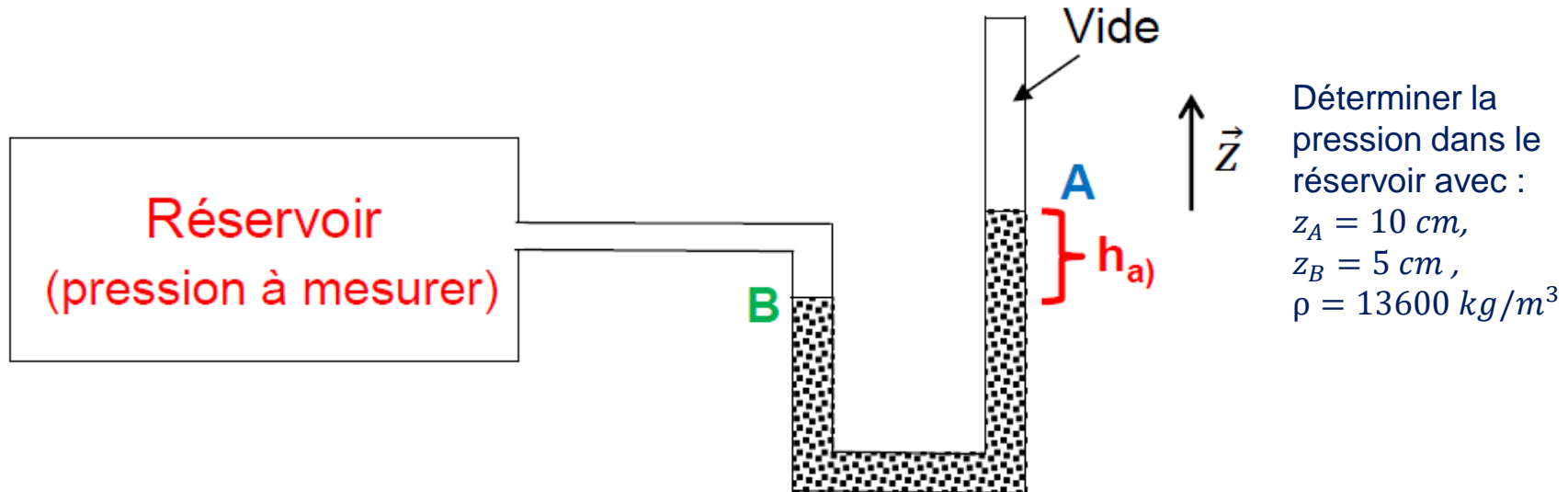
$$\begin{aligned} \text{ou } p_B - p_A &= -\rho g(z_B - z_A) & \text{si l'axe des } z \text{ est orienté vers le haut,} \\ \text{ou } p_B - p_A &= \rho g(z_B - z_A) & \text{si l'axe des } z \text{ est orienté vers le bas.} \end{aligned}$$

**La pression diminue toujours lorsqu'on s'élève dans un fluide.**

La pression est parfois exprimée en référence à la pression atmosphérique, c'est la **pression relative**  $p_r$  :

$$p_r = p - p_{\text{atm}}$$

... mais en règle générale, on préfère utiliser la **pression absolue**  $p$  ou  $p_{\text{abs}}$ .



$$p_B = -13600 \times 9,81(0,05 - 0,1) = 6671 \text{ Pa}$$

## 1.3. Equations d'état

### 1.3.4 La pression (rappels)

$$dp = -\rho \cdot g \cdot dz$$

$$dp = \rho \cdot g \cdot dz$$

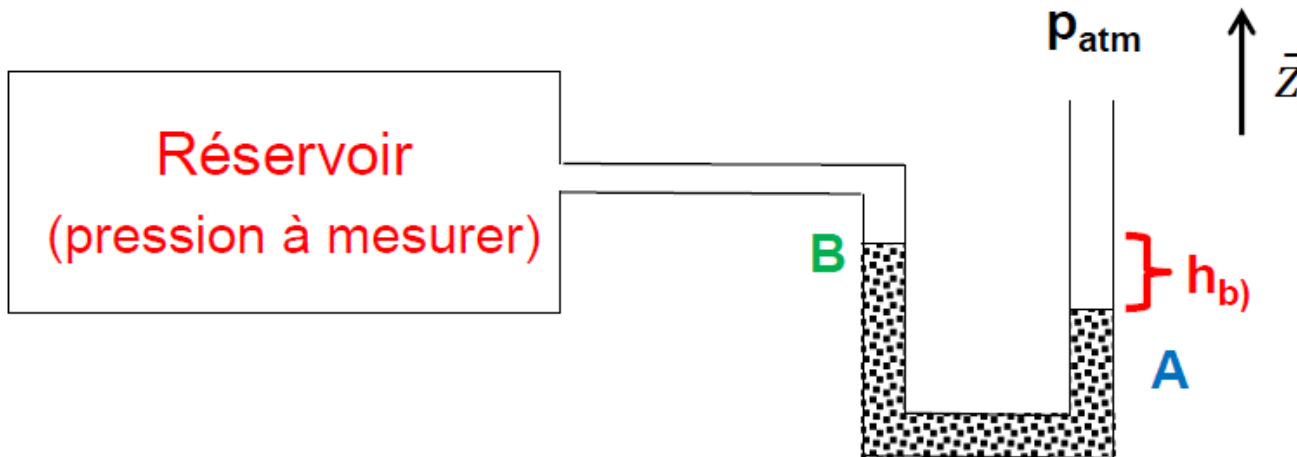
ou  $p_B - p_A = -\rho g(z_B - z_A)$  si l'axe des  $z$  est orienté vers le haut,  
ou  $p_B - p_A = \rho g(z_B - z_A)$  si l'axe des  $z$  est orienté vers le bas.

**La pression diminue toujours lorsqu'on s'élève dans un fluide.**

La pression est parfois exprimée en référence à la pression atmosphérique, c'est la **pression relative**  $p_r$  :

$$p_r = p - p_{atm}$$

... mais en règle générale, on préfère utiliser la **pression absolue**  $p$  ou  $p_{abs}$ .



Déterminer la pression dans le réservoir avec :

$$z_A = 0 \text{ cm},$$

$$z_B = 5 \text{ cm},$$

$$\rho = 1000 \text{ kg/m}^3,$$

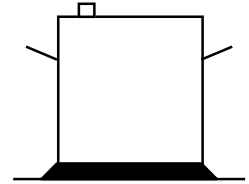
$$p_{atm} = 10^5 \text{ Pa}$$

$$p_B = 10^5 - 1000 \times 9,81(0,05 - 0,0) = 99509 \text{ Pa}$$

→ 1.6

**Exercice** : un récipient fermé contient de la vapeur d'eau à  $T_1 = 100^\circ\text{C}$  et 2 bar.

Déterminer la pression si on porte la température à  $T_2 = 125,8^\circ\text{C}$ .



Loi de Gay-Lussac (1778-1850)

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \Rightarrow p_2 = \frac{p_1}{T_1} \cdot T_2$$

Réponse :  $2 \times 10^5 \times (125,8 + 273,15) / (100 + 273,15) = 2,138 \times 10^5 \text{ Pa}$ .

**Exercice** : on cherche à mesurer ou à estimer la hauteur de la Tour Montparnasse en utilisant un baromètre de précision.

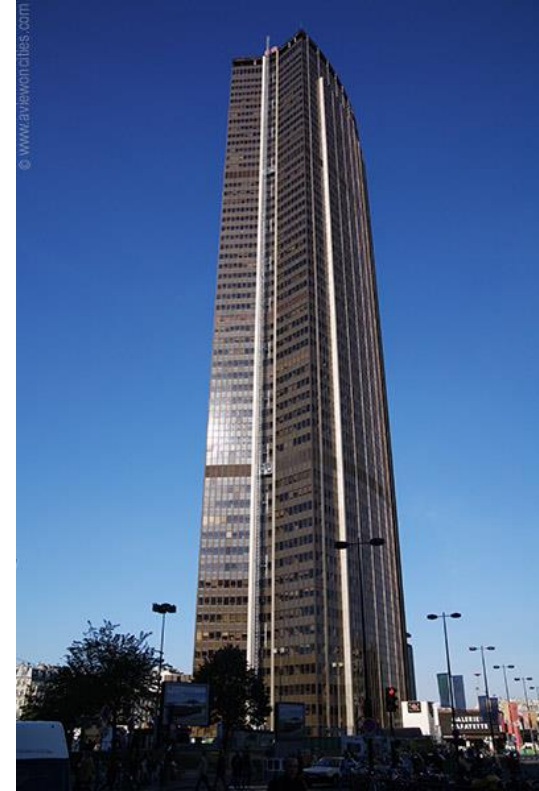
Pour cela, on une première fois la pression atmosphérique à la base du bâtiment, et on trouve 101325 Pa.

Ensuite, on mesure la pression en haut du bâtiment et on obtient 99021 Pa.

Déduisez-en la hauteur de la tour :

- a) En supposant que la masse volumique de l'air reste constante entre le bas et le haut.
- b) En prenant en compte la variation de la masse volumique de l'air avec l'altitude.

Dans les deux cas, on supposera la température constante et égale à 25°C entre le bas et le haut de la tour.



**Exercice** : on cherche à mesurer ou à estimer la hauteur de la Tour Montparnasse en utilisation un baromètre de précision.

Pour cela, on une première fois la pression atmosphérique à la base du bâtiment, et on trouve 101325 Pa.

Ensuite, on mesure la pression en haut du bâtiment et on obtient 99021 Pa.

Déduisez-en la hauteur de la tour :

- a) En supposant que la masse volumique de l'air reste constante entre le bas et le haut.
- b) En prenant en compte la variation de la masse volumique de l'air avec l'altitude.

On supposera la température constante et égale à 25°C entre le bas et le haut de la tour.

Masse volumique constante :

$$p_{\text{haut}} - p_{\text{bas}} = -\rho g(z_{\text{haut}} - z_{\text{bas}}) \rightarrow h = z_{\text{haut}} - z_{\text{bas}} = -\frac{p_{\text{haut}} - p_{\text{bas}}}{\rho g}$$

$$\text{Avec } \rho = \frac{p}{rT} = \frac{p}{\frac{R}{M}T} = \frac{101325}{\frac{8,314}{0,029} \times 298} = 1,186 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \rightarrow h = -\frac{-2304}{1,186 \times 9,81} = 198 \text{ m}$$

Masse volumique variable :

$$dp = -\rho g \times dz \quad \text{ou bien} \quad dp = -\frac{p}{rT} g \times dz \rightarrow \frac{dp}{p} = -\frac{g}{rT} \times dz$$

$$\dots \text{ qui s'intègre en : } \ln(p) = -\frac{g}{rT} h + \text{Cte} \quad \text{ou bien} \quad \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{g}{rT} h$$

$$\text{On en déduit : } h = -\frac{rT}{g} \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{RT}{Mg} \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{8,314 \times 298}{0,029 \times 9,81} \ln\left(\frac{99021}{101325}\right) = 200,3 \text{ m}$$



**Exercice** : on cherche à mesurer ou à estimer la hauteur de la Tour Montparnasse de précision.

Pour cela, on une première fois la pression atmosphérique à la base du bâtiment, et on trouve 101325 Pa.

Ensuite, on mesure la pression en haut du bâtiment et on obtient 99021 Pa.

Déduisez-en la hauteur de la tour :

- a) En supposant que la masse volumique de l'air reste constante entre le bas et le haut.
- b) En prenant en compte la variation de la masse volumique de l'air avec l'altitude.

On supposera la température constante et égale à 25°C entre le bas et le haut de la tour.

Masse volumique variable, retour sur l'intégration de  $dp = -\frac{p}{rT} g \times dz$  :

**Première étape indispensable** : **séparer les variables**

$$dp = -\frac{p}{rT} g \times dz \quad \rightarrow \quad \frac{dp}{p} = -\frac{g}{rT} \times dz$$

On intègre ensuite avec des **variables différentes** de part et d'autre du signe =

**Première méthode** : **avec les primitives**

$$\int \frac{dp}{p} = \int -\frac{g}{rT} \times dz \quad \rightarrow \quad \ln(p) = -\frac{g}{rT} z + \text{Cte} \rightarrow \text{avec } \ln(p(z=h)) = -\frac{g}{rT} h + \text{Cte} \quad \text{et } \ln(p(z=0)) = \text{Cte}$$

$$\text{On en déduit } \ln(p) - \ln(p_0) = -\frac{g}{rT} h \quad \text{ou bien } \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{g}{rT} h \quad \text{en notant } p_0 = p(z=0)$$

**Deuxième méthode** : **avec les intégrales** (quand on connaît les bornes d'intégration)

$$\int_{p(z=0)}^{p(z=h)} \frac{dp}{p} = \int_{z=0}^{z=h} -\frac{g}{rT} \times dz \rightarrow \left[ \frac{dp}{p} \right]_{p(z=0)}^{p(z=h)} = \left[ -\frac{g}{rT} z \right]_{z=0}^{z=h}$$

$$\text{On en déduit } \ln(p) - \ln(p_0) = -\frac{g}{rT} h \quad \text{ou bien } \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{g}{rT} h \quad \text{en notant } p_0 = p(z=0)$$



## 1.4. Transformations thermodynamiques

### 1.4.1 Equilibre(s)

L'**équilibre thermodynamique** correspond à un **état du système** pour lequel **les variables ont une valeur bien définie** et **constante au cours du temps**.

Il existe plusieurs autres types d'équilibre, moins contraignants que l'équilibre thermodynamique :

- L'**équilibre mécanique** → toutes les forces, intérieures et extérieures, sont compensées par des forces opposées et égales en valeur absolue.
- L'**équilibre thermique** → la température est constante et il n'y a pas d'échange de chaleur.
- L'**équilibre chimique** → il n'y a pas de modification de la composition chimique du système sous l'effet de réactions.
- ...

**L'équilibre thermodynamique implique que les équilibres mécanique, thermique, chimique... soient réalisés simultanément.**

(C'est le plus contraignant des équilibres.)

[→ Travail des forces de pression](#)



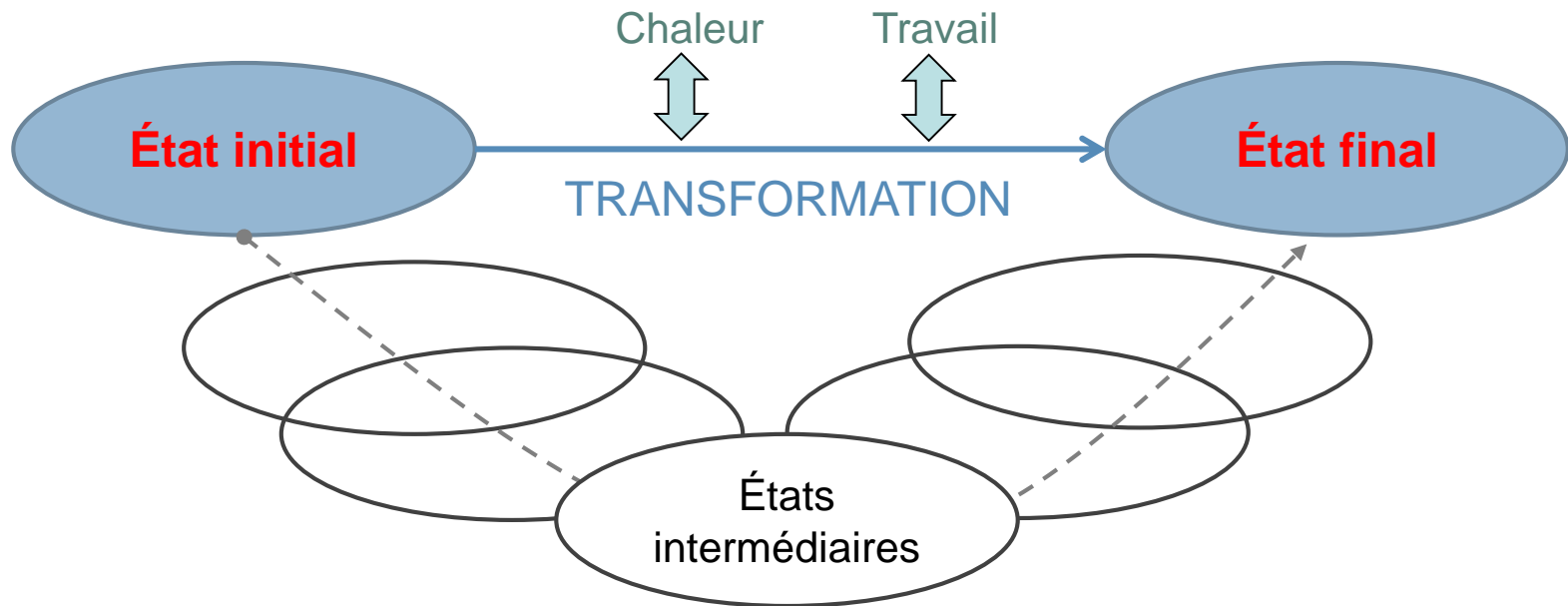
## 1.4. Transformations thermodynamiques

### 1.4.2 Définitions

En thermodynamique, une **transformation** est définie comme le **passage d'un système d'un état d'équilibre vers un autre état d'équilibre**.

Une transformation peut être provoquée par des **échanges avec le milieu extérieur** (chaleur, travail, ou matière) et/ou par une **évolution interne spontanée** (réaction chimique, échanges de chaleur internes... ).

L'ensemble des états intermédiaires est appelé **chemin de transformation**.



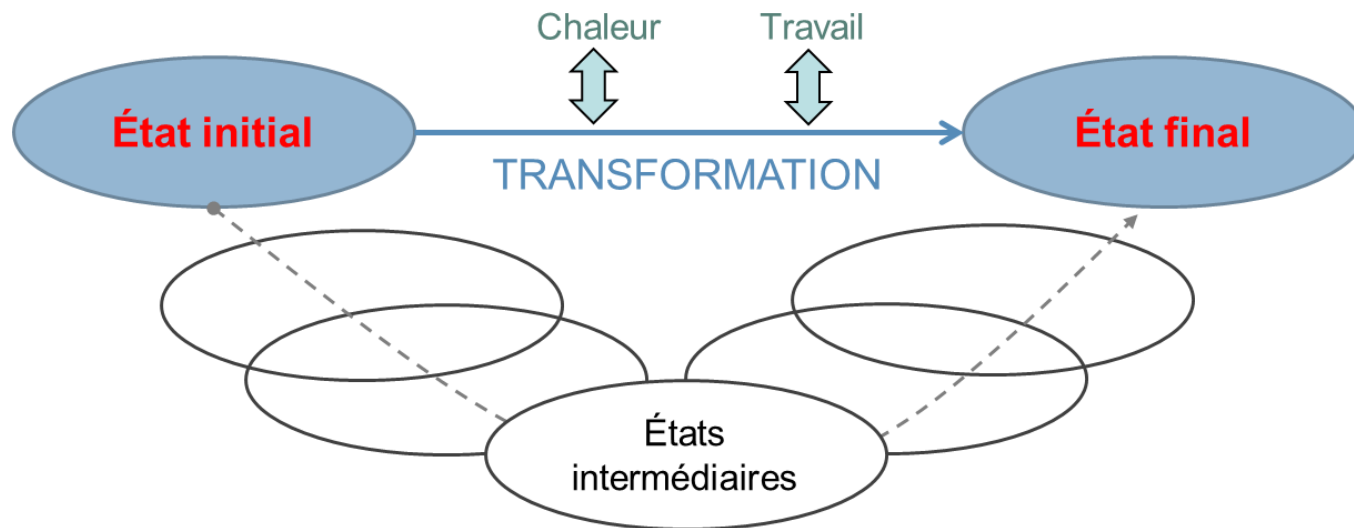
## 1.4. Transformations thermodynamiques

### 1.4.2 Définitions → transformations particulières

#### Transformation **quasi-statique**

Une **transformation** est dite **quasi-statique** si son **chemin de transformation** peut être considéré comme une **suite d'états d'équilibre** → c'est un **cas idéal** (donc impossible) qui permet d'utiliser l'**équation d'état** du système et de suivre l'**évolution des variables**.

Si **la transformation n'est pas quasi-statique**, il est **impossible de connaître la valeur des variables d'état** ailleurs que pour l'**état initial** et l'**état final**.



## 1.4. Transformations thermodynamiques

### 1.4.2 Définitions → autres transformations particulières

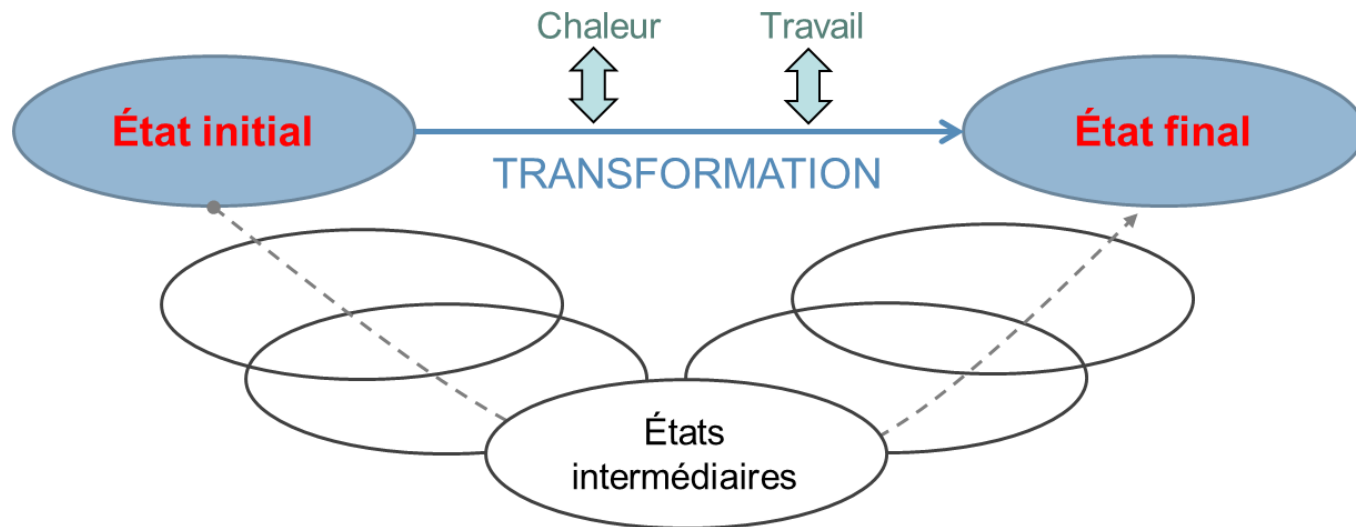
Une **transformation** est dite **isotherme** si

Une **transformation** est dite **isobare** si

Une **transformation** est dite **isochore**

Une **transformation** est dite **adiabatique** si

Enfin, une **transformation** est dite **cyclique** si



→ 2.4.1

## 1.4. Transformations thermodynamiques

### 1.4.2 Définitions → transformations particulières

Une **transformation** est dite **isotherme** si elle se **déroule** à **température constante**.

Une **transformation** est dite **isobare** si elle se **déroule** à **pression constante**.

Une **transformation** est dite **isochore** (ou **isovolume**) si elle se **déroule** à **volume constant**.

Une **transformation** est dite **adiabatique** si elle se **déroule sans échange de chaleur**.

Enfin, une **transformation** est dite **cyclique** si l'**état initial** et l'**état final** sont **identiques**.

### 1.4.3 Comment résoudre un problème de thermodynamique ? **Très important !!!**

Il faut passer par les étapes suivantes :

1. Définir -autant que possible- le **système**.
2. Définir -autant que possible- l'état **initial** et l'état **final**... et si nécessaire des états **intermédiaires**.
3. Définir -autant que possible- la **nature de la transformation**.
4. → Faire le point sur les équations que l'on peut utiliser.

## 1.4. Transformations thermodynamiques

### 1.4.4 Application de la loi des gaz parfaits aux fluides en mouvement

On peut facilement **adapter** la **loi des gaz parfaits** aux **flux** ou aux **circulations** de gaz, par exemple dans une **conduite**.

Il suffit de raisonner par **unité de temps**.

En **molaire** :

$$pV = nRT \quad \text{devient} \quad p\dot{V} = \dot{n}RT$$

... où  $\dot{V}$  représente le **débit volumique** en **m<sup>3</sup>/s** et  $\dot{n}$  le **débit molaire** en **mole/s**.

En **massique** :

$$pV = mrT \quad \text{devient} \quad p\dot{V} = \dot{m}rT$$

... où  $\dot{V}$  représente le **débit volumique** en **m<sup>3</sup>/s** et  $\dot{m}$  le **débit massique** en **kg/s**.

En outre, le **débit volumique**  $\dot{V}$ , la **vitesse de l'écoulement**  $\dot{x}$  la **section de passage** **S** sont reliés par :

$$\dot{V} = \dot{x}S$$

## Exercice 6 du TD1 : circulation de gaz

Un débit de 12 kg d'air par minute doit être assuré en permanence dans une installation. Il est prélevé sous la pression de 1 bar dans l'atmosphère à 20°C (section A). Un compresseur permet d'atteindre la pression de 4 bar, tandis que la température atteint 100°C (section B). Par passage dans un four, il est porté à 600°C sous pression constante (section C). L'air est enfin détendu à l'aide d'une turbine d'où il sort à la température de 450°C sous la pression atmosphérique (section D).

Les sections des conduits sont calculées de façon que la vitesse du gaz soit constante, égale à 25 m/s.

Calculer les sections en A, B, C, D.

L'air peut-être considéré comme un gaz parfait, avec  $r =$

## Exercice 6 du TD1 : circulation de gaz

Un débit de 12 kg d'air par minute doit être assuré en permanence dans une installation.

Il est prélevé sous la pression de 1 bar dans l'atmosphère à 20°C (section A). Un compresseur permet d'atteindre la pression de 4 bar, tandis que la température atteint 100°C (section B). Par passage dans un four, il est porté à 600°C sous pression constante (section C). L'air est enfin détendu à l'aide d'une turbine d'où il sort à la température de 450°C sous la pression atmosphérique (section D).

Les sections des conduits sont calculées de façon que la vitesse du gaz soit constante, égale à 25 m/s.

Calculer les sections en A, B, C, D. (Réponse : 67 cm<sup>2</sup>, 21 cm<sup>2</sup>, 50 cm<sup>2</sup> et 166 cm<sup>2</sup>)

L'air peut-être considéré comme un gaz parfait, avec  $r = 287 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot (\text{kg d'air})^{-1}$ .

Etat initial (A) :  $\dot{m} = 12 \text{ kg/min}$  d'air à 1 bar et 20°C.

Etat (B) :  $\dot{m} = 12 \text{ kg/min}$  d'air à 4 bar et 100°C.

Etat (C) :  $\dot{m} = 12 \text{ kg/min}$  d'air à 4 bar et 600°C.

Etat final (D) :  $\dot{m} = 12 \text{ kg/min}$  d'air à 1 bar et 450°C.

Les transformations **n'important pas** car les états A, B, C et D sont **complètement définis**.

Equations :  $p\dot{V} = \dot{m}rT$ , avec  $\dot{V} = \dot{x}S$  dans chacun des cas  $\rightarrow p\dot{x}S = \dot{m}rT \rightarrow S = \frac{\dot{m}rT}{p\dot{x}}$

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.1 Définitions

Les **trois coefficients thermoélastiques** servent à exprimer la **variation de volume ou de pression** d'un corps pur (ou d'un mélange qui se comporterait comme un corps pur) lors d'une **transformation réversible**.

Ici, **transformation réversible** = **petites variations** autour d'un état d'équilibre.

**Coefficient de dilatation volumique isobare** →  $\alpha = \frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p$  ou  $\alpha = \frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p$

**Coefficient de compression isochore** →  $\beta = \frac{1}{p} \left[ \frac{\partial p}{\partial T} \right]_V$

**Coefficient de compressibilité isotherme** →  $\chi_T = -\frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial p} \right]_T$  ou  $\chi_T = -\frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T$

Les coefficients thermoélastiques sont intimement liés à l'**existence des équations d'état** :

- On peut **déterminer l'équation d'état** à partir de la connaissance des coefficients thermoélastiques... ..en les **intégrant**.
- ... ou bien, on peut **dériver les coefficients thermoélastiques** à partir de l'équation d'état.

[→ retour](#)



## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.2 Exercice

Déterminer l'expression des **trois coefficients thermoélastiques** pour un **gaz parfait**.

**Coefficient de dilatation volumique isobare**  $\rightarrow \alpha = \frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p \rightarrow \alpha = \frac{1}{T}$

**Coefficient de compression isochore**  $\rightarrow \beta = \frac{1}{p} \left[ \frac{\partial p}{\partial T} \right]_V \rightarrow \beta = \frac{1}{T}$

**Coefficient de compressibilité isotherme**  $\rightarrow \chi_T = -\frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial p} \right]_T \rightarrow \chi_T = \frac{1}{p}$

→ Par exemple pour trouver  $\alpha$  :

$$pV = nRT \rightarrow V = \frac{nRT}{p} \rightarrow \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = \frac{nR}{p} \rightarrow \alpha = \frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = \frac{p}{nRT} \times \frac{nR}{p} = \frac{1}{T}$$

→ Par exemple pour trouver  $\chi_T$  :

$$pV = nRT \rightarrow V = \frac{nRT}{p} \rightarrow \left[ \frac{\partial V}{\partial p} \right]_T = \frac{-nRT}{p^2} \rightarrow \chi_T = -\frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial p} \right]_T = -\frac{p}{nRT} \times \frac{-nRT}{p^2} = \frac{1}{p}$$

[→ Relation entre les coefficients thermoélastiques](#)

[→ 1.6](#)

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.3 Relation entre les coefficients thermoélastiques

Pour un **système homogène mono-composant monophasique** (cf. la [règle des phases](#)) quel qu'il soit, l'équation d'état peut s'écrire sous la forme  $f(p, V, T) = 0$  ou  $f'(p, v, T) = 0$ .

On en déduit que  $\forall (P, V, T)$ , on a :  $df = \left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{V,T} dP + \left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T} dV + \left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V} dT = 0$ .

... et par conséquent, si **dT = 0** :

$$\left[ \frac{\partial p}{\partial V} \right]_T = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{V,T}}$$

... et de la même manière avec **dV = 0** puis **dP = 0** :

$$\left[ \frac{\partial T}{\partial p} \right]_V = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{T,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}} \quad \text{et} \quad \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}}$$

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.3 Relation entre les coefficients thermoélastiques

Pour un système homogène monophasique quel qu'il soit, l'équation d'état peut s'écrire sous la forme  $f(p, V, T) = 0$  ou  $f'(p, v, T) = 0$ .

On en déduit que  $\forall (p, V, T)$ , on a :  $df = \left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{V,T} dp + \left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T} dV + \left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V} dT = 0$ .

... et par conséquent, si  $dT = 0$  :

$$\left[ \frac{\partial p}{\partial V} \right]_T = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{V,T}}$$

... et de la même manière avec  $dV = 0$  puis  $dp = 0$  :

$$\left[ \frac{\partial T}{\partial p} \right]_V = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{T,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}} \quad \text{et} \quad \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}}$$

... et par conséquent :

$$\left[ \frac{\partial p}{\partial V} \right]_T \times \left[ \frac{\partial T}{\partial p} \right]_V \times \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}} \times - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{V,T}} \times - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{T,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}} = -1$$

Cette **équation cyclique** se généralise pour toute fonction  $f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$  telle que,

$$f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) = 0 \quad \forall (x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$$

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.3 Relation entre les coefficients thermoélastiques

... et par conséquent :

$$\left[ \frac{\partial p}{\partial V} \right]_T \times \left[ \frac{\partial T}{\partial p} \right]_V \times \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}} \times - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial V} \right]_{p,T}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{V,T}} \times - \frac{\left[ \frac{\partial f}{\partial p} \right]_{T,V}}{\left[ \frac{\partial f}{\partial T} \right]_{p,V}} = -1$$

Cette **équation cyclique** se généralise pour toute fonction  $f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$  telle que,

$$f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) = 0 \quad \forall (x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$$

... et si on l'applique aux trois coefficients thermoélastiques :

$$\left[ \frac{\partial p}{\partial V} \right]_T \times \left[ \frac{\partial T}{\partial p} \right]_V \times \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = \frac{1}{-\chi_T V} \times \frac{1}{p\beta} \times \alpha V = -1$$

... on trouve donc :

$$\alpha = p\beta\chi_T$$

On peut vérifier facilement que cette relation s'applique bien aux coefficients thermoélastiques des gaz parfaits

Relation valable pour tout **système homogène mono-composant monophasique**

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.4 D'autres coefficients thermoélastiques...

**Coefficient de dilatation linéique** ( $l$  est une dimension quelconque d'un **solide**)

$$\lambda = \frac{1}{l} \left[ \frac{\partial l}{\partial T} \right]_p$$


Montrer que pour un solide **isotrope**, on a  $\alpha = 3 \times \lambda$ ... c'est-à-dire  $\frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial T} \right]_p = 3 \times \frac{1}{l} \left[ \frac{\partial l}{\partial T} \right]_p$

L'expression générale d'un **volume** est de la forme  $V = cte \times l_1 \times l_2 \times l_3$

... donc  $dV = cte[l_2 l_3 dl_1 + l_1 l_3 dl_2 + l_1 l_2 dl_3]$

$$\text{et du coup, } \frac{dV}{V} = \frac{cte[l_2 l_3 dl_1 + l_1 l_3 dl_2 + l_1 l_2 dl_3]}{cte \times l_1 l_2 l_3} = \frac{dl_1}{l_1} + \frac{dl_2}{l_2} + \frac{dl_3}{l_3}$$

... si le solide est isotrope, on a donc  $\frac{dV}{V} = 3 \frac{dl}{l}$  ...et  $\alpha = 3 \times \lambda$ .

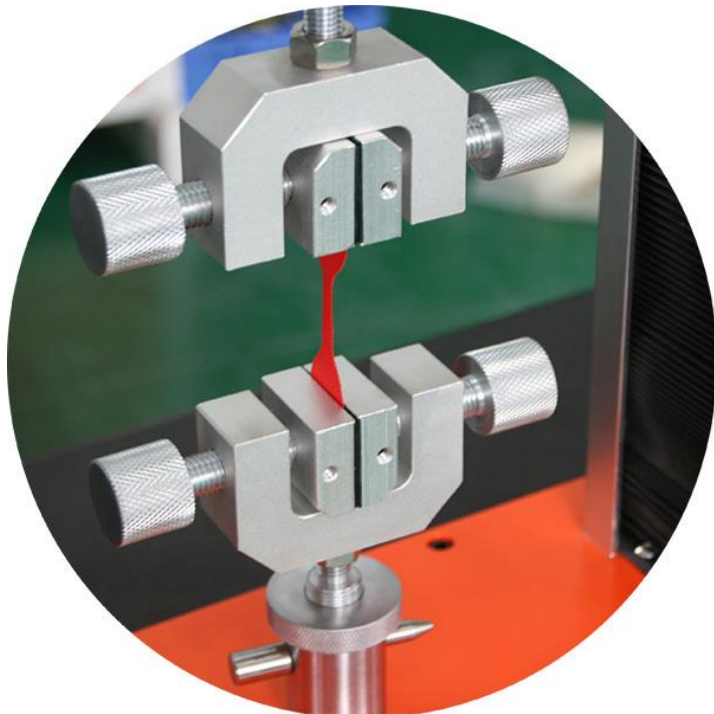

 $V = 1 \times a^3$  pour un cube,  
 $V = 4/3 \times \pi \times r^3$  pour une sphère,  
 $V = \pi \times r^2 \times h$  pour un cylindre,  
 ....

Un matériaux **isotrope** possède les mêmes propriétés dans toutes les directions de l'espace

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.4 D'autres coefficients thermoélastiques...

#### Module de Young E



→ **Loi de Hooke**  $\sigma = E\varepsilon$

avec  $\varepsilon = \frac{l-l_0}{l_0} \sim \frac{\Delta l_0}{l_0} \sim \frac{\Delta l}{l}$ , l'**allongement**

et  $\sigma = \frac{F}{S} \sim \frac{\Delta F}{S}$ , la **contrainte**

On introduit le signe négatif car la force est -en général- une force de traction

... on a donc  $E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\Delta F}{S} \frac{l}{\Delta l} \sim -l \frac{\Delta p}{\Delta l}$

... ou bien  $\frac{1}{E} = -\frac{1}{l} \frac{\Delta l}{\Delta p} \sim -\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial p}$

Le  $\Delta$  devient un  $\partial$  si on considère de petits déplacements

On constate donc que le module de Young est très proche du coefficient de compressibilité isotherme  $\chi_T = -\frac{1}{V} \left[ \frac{\partial V}{\partial p} \right]_T$

et on peut même écrire si le solide est **isotrope** :

$$\frac{1}{E} \sim -\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial p} = -\frac{1}{3V} \left[ \frac{\partial V}{\partial p} \right]_T = \frac{\chi_T}{3}$$

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

Exercice : joints de dilatation du viaduc de Millau.

Le tablier du viaduc de Millau (là où circulent les véhicules) a été fabriqué en acier et il a une longueur de 2460 m. Le coefficient de dilatation linéique de cet acier est  $\lambda = 11 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Quelle est la variation maximale de longueur du viaduc si l'on suppose qu'entre les moments les plus froids en hiver et les plus chauds en été, la différence de température moyenne du pont peut atteindre  $60^\circ\text{C}$  ?

En pratique, il existe deux zones de dilatation de part et d'autre du viaduc qui permettent d'absorber cette variation de longueur.

(Réponse : 1,6 m)





## 1.5. Coefficients thermoélastiques

Exercice : joints de dilatation du viaduc de Millau.

Le tablier du viaduc de Millau (là où circulent les véhicules) a été fabriqué en acier et il a une longueur de 2460 m. Le coefficient de dilatation linéique de cet acier est  $\lambda = 11 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Quelle est la variation maximale de longueur du viaduc si l'on suppose qu'entre les moments les plus froids en hiver et les plus chauds en été, la différence de température moyenne du pont peut atteindre  $60^\circ\text{C}$  ?

En pratique, il existe deux zones de dilatation de part et d'autre du viaduc qui permettent d'absorber cette variation de longueur. (Réponse : 1,6 m)



Correction 1 : en utilisant les intégrales avec bornes.

$$\lambda = \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial T} \right)_p \rightarrow \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \frac{dl}{l} = \lambda \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} dT \rightarrow [\ln(l)]_{l_{\min}}^{l_{\max}} = \lambda [T]_{T_{\min}}^{T_{\max}}$$

$$\dots \text{on en déduit } \ln(l_{\max}) - \ln(l_{\min}) = \ln\left(\frac{l_{\max}}{l_{\min}}\right) = \lambda(T_{\max} - T_{\min})$$

$$\dots \text{et donc } l_{\max} = l_{\min} e^{\lambda(T_{\max} - T_{\min})}$$



## 1.5. Coefficients thermoélastiques

Exercice : joints de dilatation du viaduc de Millau.

Le tablier du viaduc de Millau (là où circulent les véhicules) a été fabriqué en acier et il a une longueur de 2460 m. Le coefficient de dilatation linéique de cet acier est  $\lambda = 11 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Quelle est la variation maximale de longueur du viaduc si l'on suppose qu'entre les moments les plus froids en hiver et les plus chauds en été, la différence de température moyenne du pont peut atteindre  $60^\circ\text{C}$  ?

En pratique, il existe deux zones de dilatation de part et d'autre du viaduc qui permettent d'absorber cette variation de longueur. (Réponse : 1,6 m)



Correction 2 : en utilisant les primitives.

$$\lambda = \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial T} \right)_p \rightarrow \frac{dl}{l} = \lambda dT \rightarrow \ln(l) = \lambda T + \text{cte}$$

$$\dots \text{avec } \ln(l_{\min}) = \lambda T_{\min} + \text{cte} \text{ et } \ln(l_{\max}) = \lambda T_{\max} + \text{cte}$$

$$\dots \text{on en déduit } \ln(l_{\max}) - \ln(l_{\min}) = \ln\left(\frac{l_{\max}}{l_{\min}}\right) = \lambda(T_{\max} - T_{\min})$$

$$\dots \text{et donc } l_{\max} = l_{\min} e^{\lambda(T_{\max} - T_{\min})}$$

[→ 1.6](#)

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.5 Des coefficients thermoélastiques à l'équation d'état

D'un point de vue mathématiques, les **coefficients thermoélastiques** sont des **dérivées partielles de l'équation d'état**.

→ Il est donc possible de (re)trouver l'équation d'état lorsque l'on connaît les coefficients thermoélastiques.

Par exemple, soit un gaz pour lequel on a constaté que les coefficients  $\alpha$  et  $\chi_T$  pouvaient s'écrire sous les formes suivantes :

$$\alpha = \frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{a}{aT+bp} \quad \text{et} \quad \chi_T = -\frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T = \frac{1}{p} - \frac{b}{aT+bp}$$

→ **Retrouver l'expression de l'équation d'état.**

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.5 Des coefficients thermoélastiques à l'équation d'état

D'un point de vue mathématiques, les **coefficients thermoélastiques** sont des **dérivées partielles de l'équation d'état**.

→ Il est donc possible de (re)trouver l'équation d'état lorsque l'on connaît les coefficients thermoélastiques.

Par exemple, soit un gaz pour lequel on a constaté que les coefficients  $\alpha$  et  $\chi_T$  pouvaient s'écrire sous les formes suivantes :

$$\alpha = \frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{a}{aT + bp} \quad \text{et} \quad \chi_T = -\frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T = \frac{1}{p} - \frac{b}{aT + bp}$$

On commence par intégrer  $\alpha$  :

$$\frac{dv}{v} = \frac{a \times dT}{aT + bp} \quad \rightarrow \ln(v) = \ln(aT + bp) + Cte \quad \rightarrow v = v_0 \times (aT + bp) \text{ avec } v_0 = v_0(p)$$

Puis on **dérive** cette expression de **v** par rapport à **p** -à T constante- pour retrouver  $\chi_T$  :

$$\left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T = \frac{dv_0}{dp} \times (aT + bp) + v_0 \times b \quad \rightarrow \quad \text{et donc } \chi_T = -\frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T = -\frac{1}{v_0} \frac{dv_0}{dp} - \frac{b}{aT + bp}$$

$$\begin{aligned} \text{Par identification, on doit donc avoir} & \rightarrow -\frac{1}{v_0} \frac{dv_0}{dp} = \frac{1}{p} \\ & \rightarrow v_0 = \frac{K}{p} \text{ où } K \text{ est une constante d'intégration.} \end{aligned}$$

On trouve donc :

$$v = v_0 \times (aT + bp) = \frac{K}{p} \times (aT + bp) \rightarrow pv = a'T + b'p \rightarrow pv = RT + b'p \rightarrow P(v - b') = RT$$

→ 1.6

## 1.5. Coefficients thermoélastiques

### 1.5.5 Des coefficients thermoélastiques à l'équation d'état

D'un point de vue mathématiques, les **coefficients thermoélastiques** sont des **dérivées partielles de l'équation d'état**.

→ Il est donc possible de (re)trouver l'équation d'état lorsque l'on connaît les coefficients thermoélastiques.

Par exemple, soit un gaz pour lequel on a constaté que les coefficients  $\alpha$  et  $\chi_T$  pouvaient s'écrire sous les formes suivantes :

$$\alpha = \frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{a}{aT + bp} \quad \text{et} \quad \chi_T = -\frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T = \frac{1}{p} - \frac{b}{aT + bp}$$

On commence par intégrer  $\alpha$  :

$$\frac{dv}{v} = \frac{a \times dT}{aT + bp} \quad \rightarrow \ln(v) = \ln(aT + bp) + Cte \quad \rightarrow v = v_0 \times (aT + bp) \text{ avec } v_0 = v_0(p)$$

Puis on **dérive** cette expression de **v** par rapport à **p** -à T constante- pour retrouver  $\chi_T$  :

$$\left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T = \frac{dv_0}{dp} \times (aT + bp) + v_0 \times b \quad \rightarrow \quad \text{et donc } \chi_T = -\frac{1}{v} \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T = -\frac{1}{v_0} \frac{dv_0}{dp} - \frac{b}{aT + bp}$$

$$\text{Par identification, on doit donc avoir } \rightarrow \quad -\frac{1}{v_0} \frac{dv_0}{dp} = \frac{1}{p}$$

$$\rightarrow \quad v_0 = \frac{K}{p} \text{ où } K \text{ est une constante d'intégration.}$$

On obtient donc une équation d'état proche de celle de [l'équation de van der Waals](#) :

$$P(v - b') = RT$$

Covolume molaire (constant)

→ 1.6

## 1.6. Pour conclure ce chapitre...

Vous **devez** être capables de **refaire sans vous tromper** tous les exercices qui accompagnent ce chapitre, c'est-à-dire :

1. Distinguer les différents systèmes thermodynamiques.
2. Savoir passer de la constante universelle des gaz parfaits aux constantes spécifiques, connaître les unités SI ainsi que les différentes formes de l'équation des gaz parfaits (par exemple ici).
3. Savoir calculer une pression.
4. Appliquer la loi des gaz parfaits aux fluides en mouvement.
5. Savoir dériver l'expression des coefficients thermoélastiques des gaz parfaits.
6. Savoir utiliser les coefficients thermoélastiques.
7. Savoir intégrer une équations d'état à partir des coefficients thermoélastiques... ou dans l'autre sens (plus facile), retrouver les coefficients thermoélastiques à partir d'une équation d'état autre que celle des gaz parfaits.

Les corrections sont disponibles sur Arche et/ou ont été données en cours.

## Sommaire du chapitre 2

2.1. Échanges d'énergie : travail et chaleur.

2.2. Le premier principe de la thermodynamique.

2.3. Énergie Interne.

2.4. Transformations réelles et quasistatiques des gaz parfaits.

2.5. Quelques cycles thermodynamiques.

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.1 Introduction

En **thermodynamique**, on s'intéresse aux **échanges d'énergie** qui ont lieu :

- ... **entre deux systèmes** (ou deux sous-systèmes),
- ... ou bien **entre un système et le milieu extérieur**.

L'**énergie**, peut-être échangée sous **trois formes** :

- ... sous forme de **chaleur (Q)**,
- ... sous forme de **travail (W)**,
- ... et également à travers des **échanges de matière**.  
( ... lorsque vous faites le plein de votre voiture, par exemple.)

Evidemment, l'**unité** utilisée est dans tous les cas le **Joule [J]**.

**Convention très importante :**



- l'énergie **reçue** par le système est **comptée positivement**,
- l'énergie **perdue** par le système est **comptée négativement**.



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.1 Introduction

En **thermodynamique**, on s'intéresse aux **échanges d'énergie** qui ont lieu :

- ... **entre deux systèmes** (ou deux sous-systèmes),
- ... ou bien **entre un système et le milieu extérieur**.

L'**énergie**, peut-être échangée sous **trois formes** :

- ... sous forme de **chaleur (Q)**,
- ... sous forme de **travail (W)**,
- ... et également à travers des **échanges de matière**.  
( ...pensez à ce qu'il se passe lorsque vous faites le plein de votre voiture.)

Evidemment, l'**unité** utilisée est dans tous les cas le **Joule [J]**.

Si l'on considère également la **durée de l'échange**, on peut préférer parler des **échanges de puissance**. La puissance est tout simplement une **énergie divisée par un temps** et on distingue également :

- ... la **puissance thermique ou calorifique ( $\dot{Q}$ )**,
- ... la **puissance mécanique, électrique... ( $\dot{W}$ )**.

L'**unité** utilisée est dans tous les cas le **Watt [W]**. **1 Watt** est équivalent à **1 J/s**.



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.1 Introduction

Exemple 1 : pour chauffer un litre (un kg) d'eau de 20°C à 100°C, il faut fournir 334 kJ. Quelle est la puissance minimale de la plaque chauffante à utiliser si on veut réaliser l'opération en moins de 5 minutes ?

Réponse →  $334/60/5 = 1,11$  kW.



Exemple 2 : quelle est la puissance chimique équivalente qui passe dans le tuyau d'une pompe à essence lorsque l'on remplit un réservoir de 50 litres en 2 minutes ?

(PCI de l'essence : 44 MJ/kg – masse volumique de l'essence 750 kg/m<sup>3</sup>)

Réponse

Energie introduite dans le réservoir

$$\rightarrow 50 \times 0,75 \times 44 = 1650 \text{ MJ}$$

Puissance correspondante

$$\rightarrow 1650/60/2 = 13,75 \text{ MW}$$

[→ 2.6](#)

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.1 Le travail (généralités)

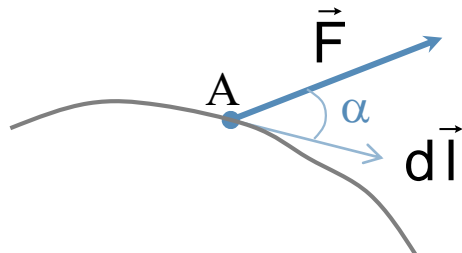
Le **travail** est une **forme ordonnée** d'énergie à l'échelle microscopique → on verra au [Chapitre IV](#) que les **échanges d'entropie** associés au travail sont toujours **nuls** (*teasing*).

Du point de vue de la physique, on peut définir plusieurs sortes de travail :

- ... le **travail mécanique** (rotation, translation... ),
- ... le **travail électrique**,
- ... le **travail magnétique**,
- ... .

**Ces différents travaux sont équivalents pour la thermodynamique**... même si la thermodynamique a plusieurs façons de comptabiliser le travail. → [cf. le travail utile](#)

Exemple : le **travail mécanique** d'une force correspond à l'énergie fournie par cette force lorsque son point d'application (A) se déplace.



$$\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{l} = F \cdot dl \cdot \cos \alpha$$

On utilise  $\delta W$  plutôt que  $dW$  pour le travail élémentaire **car il ne s'agit pas d'une fonction d'état** du système.



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression

La **thermodynamique** porte une attention particulière au **travail des forces de pression** car il est très facile à produire à partir d'énergie thermique (la machine à vapeur)...

...et on peut dans certains cas considérer que **la pression du système est égale à la pression extérieure**.



Locomotive-tender Mikado utilisée sur les lignes de la banlieue parisienne de la Compagnie des Chemins de Fer de l'Est au début du 20<sup>ième</sup> siècle.

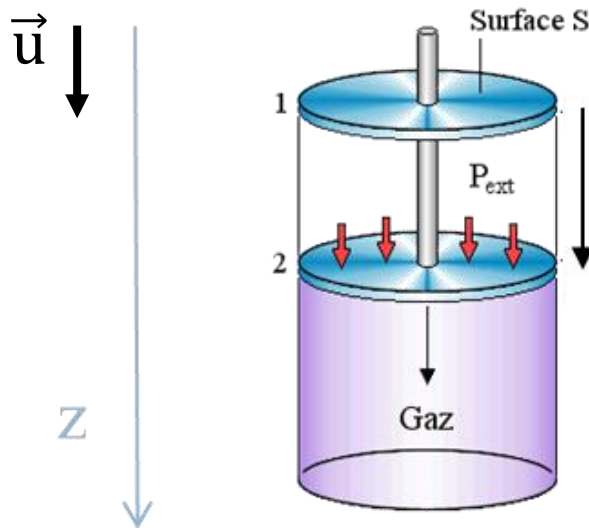
*Wikipedia*

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression

Le **travail élémentaire** des forces de pression se détermine *comme tout travail mécanique* à partir du **produit scalaire force/déplacement**.

Considérons le travail reçu par un **système fermé** contenu dans un cylindre de section **S** lorsque le piston se déplace d'une longueur élémentaire **dl** sous l'effet d'une pression extérieure **p<sub>ext</sub>** qui se traduit par une force extérieure **F<sub>ext</sub>**.



→ Le travail élémentaire de **F<sub>ext</sub>** s'écrit :

$$\delta W = \vec{F}_{\text{ext}} \cdot \vec{dl} = F_{\text{ext}} \cdot dl = p_{\text{ext}} \cdot S \cdot dl$$

→ ...et comme **dV = -S · dl**, on a :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

Quand on **comprime un système**, c'est-à-dire **lorsque dV est négatif**, ce système **reçoit** du travail.



Ce résultat **ne dépend pas** de l'orientation du **repère**.

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression

Le **travail élémentaire** des forces de pression se détermine *comme tout travail mécanique* à partir du **produit scalaire force/déplacement**.

Dans le **cas général**, la paroi du système est de **forme quelconque**...

... la **pression** exercée et la **déformation** ne sont **pas non plus identiques en tout point du système**.

→ Il faut considérer chaque élément de surface  $d\mathbf{S}_i$ , soumis à une pression locale  $\mathbf{p}_i$ , qui va engendrer une variation de volume  $dV_i$  :

$$\delta W_i = -p_i \cdot dV_i$$

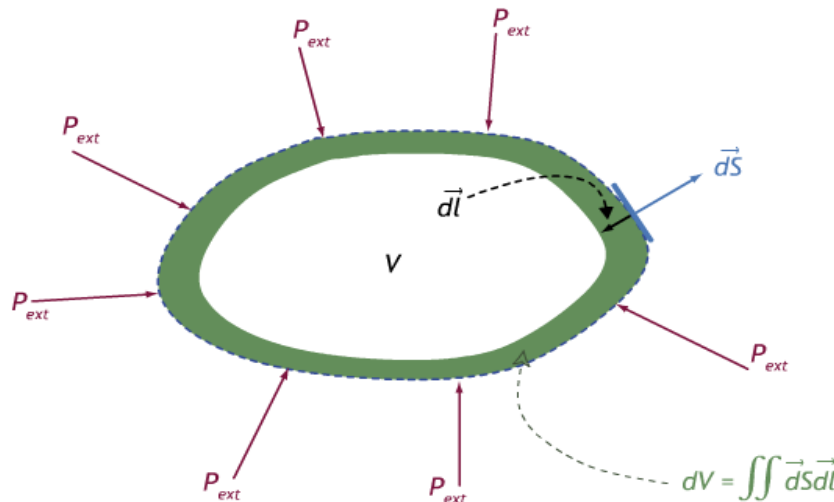
→ ... et on intègre pour déterminer le travail global :

$$\delta W = \iint \delta W_i = \iint -p_i \cdot dV_i$$

→ ... si la pression extérieure est **homogène**, on a  $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_{\text{ext}}$  et on trouve :

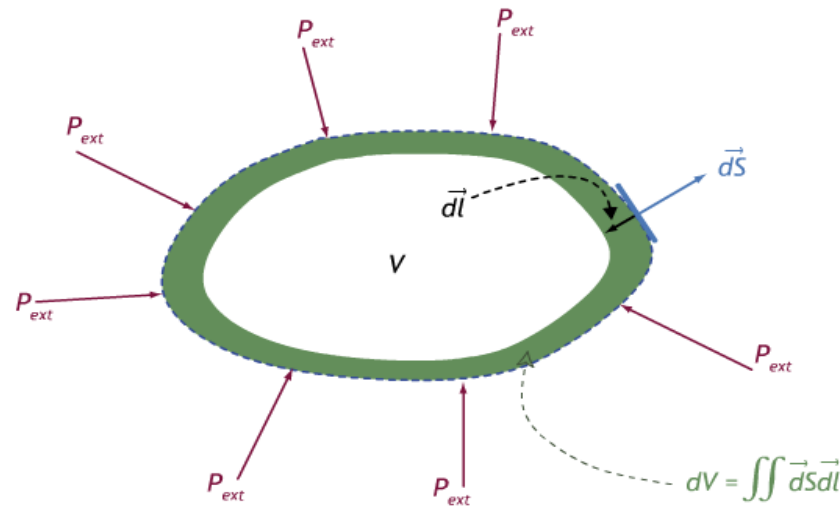
$$\delta W = -p_{\text{ext}} \iint dV_i$$

$$\boxed{\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV}$$



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression



→ Il faut considérer chaque élément de surface  $d\vec{S}_i$ , soumis à une pression locale  $\mathbf{p}_i$ , qui va engendrer une variation de volume  $dV_i$  :

$$\delta W_i = -p_i \cdot dV_i$$

→ ... et on intègre pour déterminer le travail global :

$$\delta W = \iint \delta W_i = \iint -p_i \cdot dV_i$$

→ ... si la pression extérieure est **homogène**, on a  $\mathbf{p}_i = \mathbf{p}_{ext}$  et on trouve :

$$\delta W = -p_{ext} \iint dV_i$$

$$\boxed{\delta W = -p_{ext} \cdot dV}$$



*Si la pression extérieure appliquée sur le système n'est pas homogène ou mal définie, on ne peut en général pas calculer le travail directement.*

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression

**En résumé**, pour les systèmes soumis à une **pression extérieure homogène**, c'est-à-dire **identique sur toute la surface où elle s'applique**, on peut écrire :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

La formule ci-dessus est valable pour une **transformation élémentaire** impliquant **une variation de volume élémentaire  $dV$**  du système...

... pour une **transformation complète**, on écrira :

$$W = \int_{\text{volume initial}}^{\text{volume final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

**Relation(s) à connaître absolument !**



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression

**En résumé**, pour les systèmes soumis à une **pression extérieure homogène**, c'est-à-dire **identique sur toute la surface où elle s'applique**, on peut écrire :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

La formule ci-dessus est valable pour une **transformation élémentaire** impliquant une **variation de volume élémentaire  $dV$**  du système...

... pour une **transformation complète**, on écrira :

$$W = \int_{\text{volume initial}}^{\text{volume final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

A partir de là, on rencontrera souvent **2 cas particuliers**,

1. Si la pression extérieure, en plus d'être **homogène**, est **constante** :

$$W = -p_{\text{ext}} \int_{V_i}^{V_f} dV \quad \rightarrow \quad W = -p_{\text{ext}} \Delta V$$

2. Si la transformation est **quasistatique**,

$$W = \int_{V_i}^{V_f} -p \cdot dV$$

Une transformation **quasistatique** étant une **suite d'équilibres thermodynamiques**, on peut remplacer  $p_{\text{ext}}$  par la **pression du système  $p$** .



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression

**En résumé**, pour les systèmes soumis à une **pression extérieure homogène**, c'est-à-dire **identique sur toute la surface où elle s'applique**, on peut écrire :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

La formule ci-dessus est valable pour une **transformation élémentaire** impliquant une **variation de volume élémentaire  $dV$**  du système...

... pour une **transformation complète**, on écrira :

$$W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV$$

A partir de là, on rencontrera souvent **2 cas particuliers**,

1. Si la pression extérieure, en plus d'être **homogène**, est **constante** :

$$W = -p_{\text{ext}} \int_{V_i}^{V_f} dV$$

→

$$W = -p_{\text{ext}} \Delta V$$

2. Si la transformation est **quasistatique**,

$$W = \int_{V_i}^{V_f} -p \cdot dV$$

 Dans la suite du cours, **on utilisera indifféremment  $W$  pour un travail [J] ou pour un travail spécifique en [J/mol] ou en [J/kg]**.

Les relations ci-dessus peuvent être écrites avec  $dv$  comme avec  $dV$ .

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression



Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique.

La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... **quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) ?**



*Le vide parfait n'existe pas...* il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est *pas quasistatique* → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme.

[→ 2.6](#) [→ 3.3](#)


## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Le travail des forces de pression

Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique. La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

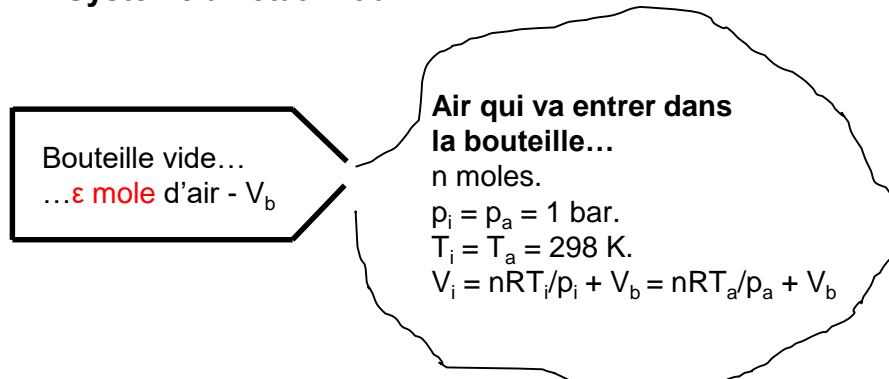
On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) ?

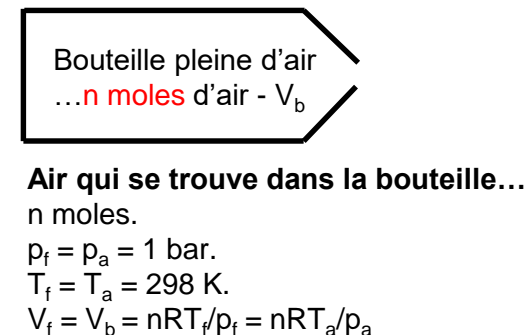
 Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est *pas quasistatique* → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme (pas d'équilibre mécanique possible).

**Système à l'état initial :**



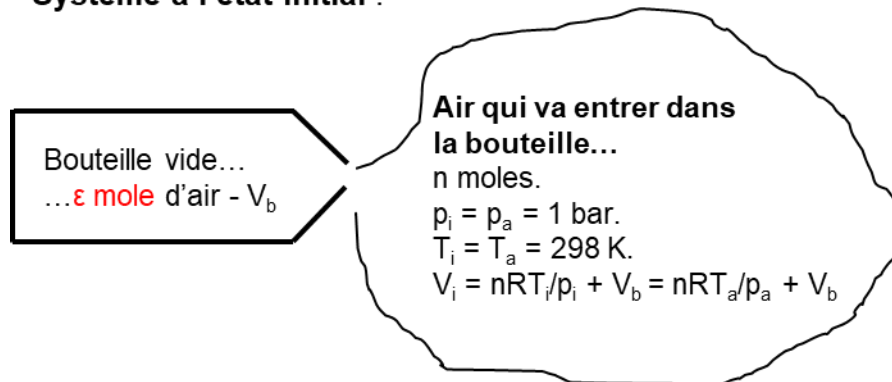
**Système à l'état final :**



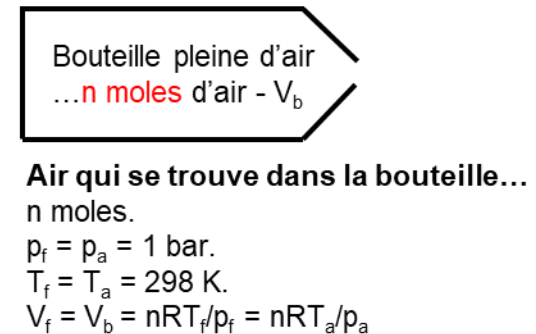
**Transformation :** quelconque (ni isotherme, ni quasistatique, ni isobare...) MAIS pression extérieure constante...  
... et température initiale = température finale.

## 2.1.2 Le travail des forces de pression

Système à l'état initial :



Système à l'état final :



**Transformation** : quelconque (ni isotherme, ni quasistatique, ni isobare...) MAIS pression extérieure constante...  
... et température initiale = température finale.

**Système** : air qui va entrer dans la bouteille.

**Etat initial** : l'air est à la pression atmosphérique  $p_i = p_a = 1$  bar.  
l'air est à la température atmosphérique  $T_i = T_a = 298$  K.  
le système occupe un volume total égal à  $V_i = nRT_i/p_i + V_b$

**Etat final** : l'air est à la pression atmosphérique  $p_f = p_a = 1$  bar.  
l'air est à la température atmosphérique  $T_f = T_a = 298$  K.  
le système occupe un volume total égal à  $V_f = nRT_f/p_f = nRT_a/p_a = V_b = RT_i/p_i$

$$V_i = 2 \times V_b$$

Le travail est positif car la transformation est une **compression**

**Le travail reçu par l'air vaut donc** :  $W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV = -p_a \Delta V = -p_a(-V_b) = p_a V_b = 100000 \times 0,2 = 20000$  J

$$\Delta V = V_f - V_i$$

→ 2.6 → 3.3

## 2.1. Echanges d'énergie



### 2.1.2 Le travail des forces de pression

Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique.

La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) ?

Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est pas quasistatique → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme (pas d'équilibre mécanique possible).

**Système :** air qui va entrer dans la bouteille.

**Etat initial :** l'air est à la pression atmosphérique  $p_i = p_a = 1 \text{ bar}$ .

l'air est à la température atmosphérique  $T_i = T_a = 298 \text{ K}$ .

le système occupe un volume total égal à  $V_i = nRT_i/p_i + V_b$

$$V_i = 2 \times V_b$$

**Etat final :** l'air est à la pression atmosphérique  $p_f = p_a = 1 \text{ bar}$ .

l'air est à la température atmosphérique  $T_f = T_a = 298 \text{ K}$ .

le système occupe un volume total égal à  $V_f = nRT_f/p_f = nRT_a/p_a = V_b = RT_i/p_i$

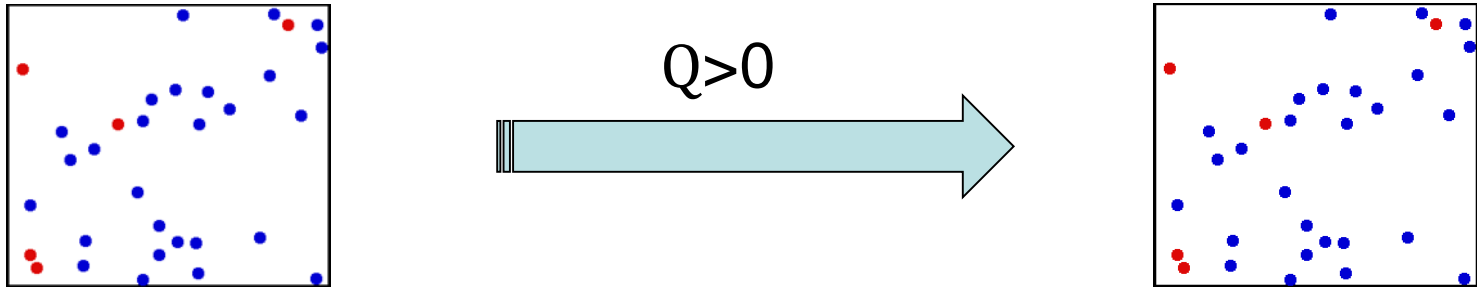
**Le travail reçu par l'air vaut donc :**  $W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} \cdot dV = -p_a \Delta V = -p_a(-V_b) = p_a V_b = 100000 \times 0,2 = 20000 \text{ J}$

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 La chaleur (généralités)

La **chaleur** est une **forme désordonnée** d'énergie à l'échelle microscopique → les **échanges d'entropie** associés aux échanges de chaleur positifs sont **positifs** (*teasing*).

D'un point de vue **microscopique**, un **échange de chaleur** correspond à un **changement du degré d'agitation des particules** du système (solide, liquide ou gazeux).



La **chaleur** peut passer d'un système à l'autre sous l'effet d'un **gradient** (= une différence) de **température** (phénomènes de conduction ou de convection) ou bien par **rayonnement**.

La thermodynamique ne prend pas en compte les mécanismes de transferts de chaleur, **sauf pour dire qu'elle ne peut circuler que dans le sens des températures décroissantes**.  
(D'un corps/système chaud vers un corps/système froid.)

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 La chaleur (généralités)

La **chaleur** étant une **forme d'énergie**, l'unité utilisée pour la mesurer est le **Joule (J)**.

La **calorie** (cal.) est un multiple du Joule : une calorie correspond à l'énergie nécessaire pour élever la température d'un gramme d'eau de 14,5°C à 15,5°C à la pression atmosphérique → **1 cal. = 4,18 J**.

La **British Thermal Unit** (BTU) correspond à l'énergie nécessaire pour élever de 1°F la température d'une livre (1 pound) d'eau → **1 BTU ≈ 1006 J**.

On applique pour la chaleur les **mêmes conventions que pour les autres formes d'énergie** → la **chaleur reçue** par le système est **comptée positivement** tandis que la **chaleur perdue** est **comptée négativement**.

Dans la vie courante, **on a tendance à confondre les notions de chaleur et de température**, par exemples :

- ... un morceau de métal à 60°C paraît beaucoup plus « chaud » que du bois à la même température,
- ... on trouve qu'il fait plus froid lorsqu'il y a du vent, même si la température reste la même.

En fait, **le corps humain est surtout sensible aux flux (échanges) de chaleur**.

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques

La **chaleur reçue** par un système peut être reliée à la **variation des variables d'état** par des relations faisant intervenir des **coefficients calorimétriques**.

*Par exemple*, lors d'un **apport** (ou d'une **perte**) de chaleur **infinitésimal(e)**  $\delta Q$  modifiant la température du système de  $dT$ , on a :

- $\delta Q = n c_V \cdot dT$  ou  $m c_V \cdot dT$  si la transformation s'effectue à **volume constant**,
- $\delta Q = n c_P \cdot dT$  ou  $m c_P \cdot dT$  si la transformation s'effectue à **pression constante**.

$c_V$  est la **capacité calorifique à volume constant** ;

$c_P$  est la **capacité calorifique à pression constante** ;

→ elles s'expriment en  $[J/K/mol]$  en molaire... et en  $[J/K/kg]$  en massique.



Comme pour le travail, on utilise  $\delta Q$  plutôt que  $dQ$  pour la chaleur élémentaire (infinitésimale) **car il ne s'agit pas d'une fonction d'état** du système.



En pratique, la distinction entre  $c_V$  et  $c_P$  n'est **nécessaire que pour les gaz** ; les solides et les liquides peuvent -en général- être considérés comme **incompressibles**.



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques

Exemple 1 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter une mole d'oxygène de 0°C à 100°C... à pression constante, puis à volume constant ?

$$c_V = 21 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ et } c_P = 29 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$$

Réponses :  $Q_V = n c_V \cdot \Delta T = 1 \times 21 \times 100 = 2100 \text{ J}.$

$$Q_P = n c_P \cdot \Delta T = 1 \times 29 \times 100 = 2900 \text{ J}.$$

$c_P$  est plus élevée que  $c_V$  car **il faut fournir de l'énergie** au système pour **élever sa température et pour qu'il se dilate** (en repoussant le milieu extérieur).



Exemple 2 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter deux kg d'eau de 20°C à 100°C ?

$$c = 4180 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Réponse :  $Q = m c \cdot \Delta T = 2 \times 4180 \times 80 = 668800 \text{ J}$  ou 668,8 kJ.

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques

Exemple 1 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter une mole d'oxygène de 0°C à 100°C... à pression constante, puis à volume constant ?

$$c_V = 21 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ et } c_P = 29 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$$

Réponses :  $Q_V = n \cdot c_V \cdot \Delta T = 1 \times 21 \times 100 = 2100 \text{ J}.$

$$Q_P = n \cdot c_P \cdot \Delta T = 1 \times 29 \times 100 = 2900 \text{ J}.$$

Exemple 2 : quelle quantité de chaleur faut-il fournir pour porter deux kg d'eau de 20°C à 100°C ?

$$c = 4180 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Réponses :  $Q = m \cdot c \cdot \Delta T = 2 \times 4180 \times 80 = 668800 \text{ J}$  ou 668,8 kJ.



Dans la suite du cours, **on utilisera indifféremment Q pour une chaleur [J], pour une chaleur molaire [J/mol], ou pour une chaleur massique [J/kg].**



On distingue également les **capacités calorifiques** → **C** en [J/K] (rarement utilisées) ...  
... des **capacités calorifiques spécifiques** → **c** en [J/K/mol] ou en [J/K/kg].

→ il faut être attentif aux unités qui apparaissent dans les énoncés.

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$  où  $l$  est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dP$  où  $h$  est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dP$  où  $\lambda$  est **chaleur de dilatation à pression constante** et  $\mu$  la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

! Dans les expressions ci-dessus,  $\delta Q$  désigne une **chaleur molaire** (en J/mole),  
... ou une **chaleur massique** (en J/kg).

→ Pour trouver une expression des coefficients  $l$ ,  $h$ ,  $\lambda$ , et  $\mu$ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables  $p$ ,  $v$ , et  $T$ , on peut écrire :

$$dv = \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

[→ 2.3.1](#)

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$  où  $l$  est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$  où  $h$  est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$  où  $\lambda$  est **chaleur de dilatation à pression constante** et  $\mu$  la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

→ Pour trouver une expression des coefficients  $l$ ,  $h$ ,  $\lambda$ , et  $\mu$ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables  $p$ ,  $v$ , et  $T$ , on peut écrire :

$$dv = \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

... en remplaçant dans  $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$ , on obtient :

$$\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + l \cdot \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp \quad \rightarrow \quad \delta Q = \left( c_V + l \cdot \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p \right) dT + l \cdot \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

... et par **identification** avec  $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$ , on en déduit :

$$l = (c_P - c_V) \left[ \frac{\partial T}{\partial v} \right]_p$$

... ce qui donne pour un **gaz parfait** :

$$l = (c_P - c_V) \frac{p}{R}$$

et en utilisant la **relation de Mayer** →

$$l = p$$

$c_P = c_V + R$   
[Plus loin dans le cours](#)

→ 2.3.1

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$  où  $l$  est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$  où  $h$  est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$  où  $\lambda$  est **chaleur de dilatation à pression constante** et  $\mu$  la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

→ Pour trouver une expression des coefficients  $l$ ,  $h$ ,  $\lambda$ , et  $\mu$ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables  $p$ ,  $v$ , et  $T$ , on peut écrire :

$$dp = \left[ \frac{\partial p}{\partial T} \right]_v dT + \left[ \frac{\partial p}{\partial v} \right]_T dv$$

... en remplaçant dans  $\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot dp$ , on obtient :

$$\delta Q = c_P \cdot dT + h \cdot \left[ \frac{\partial p}{\partial T} \right]_v dT + h \cdot \left[ \frac{\partial p}{\partial v} \right]_T dv \quad \rightarrow \quad \delta Q = \left( c_P + h \cdot \left[ \frac{\partial p}{\partial T} \right]_v \right) dT + h \cdot \left[ \frac{\partial p}{\partial v} \right]_T dv$$

... et par **identification** avec  $\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv$ , on en déduit :

$$h = (c_V - c_P) \left[ \frac{\partial T}{\partial p} \right]_v$$

... ce qui donne pour un **gaz parfait** :

$$h = (c_V - c_P) \frac{v}{R}$$

et en utilisant la **relation de Mayer** →

$$h = -v$$

$$c_P = c_V + R$$

[Plus loin dans le cours](#)

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques

Dans le cas général, **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante** et il faut utiliser des **coefficients calorimétriques supplémentaires** :

- $\delta Q = c_v \cdot dT + l \cdot dv$  où  $l$  est la **chaleur de dilatation isotherme**.
- $\delta Q = c_p \cdot dT + h \cdot dp$  où  $h$  est la **chaleur de compression isotherme**.
- $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$  où  $\lambda$  est **chaleur de dilatation à pression constante** et  $\mu$  la **chaleur d'augmentation de pression à volume constant**.

→ Pour trouver une expression des coefficients  $l$ ,  $h$ ,  $\lambda$ , et  $\mu$ , il faut utiliser les propriétés de l'équation d'état.

→ Pour un système défini par les variables  $p$ ,  $v$ , et  $T$ , on peut écrire :

$$dv = \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp$$

... en remplaçant dans  $\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$ , on obtient :

$$\delta Q = \lambda \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p dT + \lambda \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp + \mu \cdot dp$$

... et par **identification** avec  $\delta Q = c_p \cdot dT + h \cdot dp$ , on en déduit :

$$\lambda = c_p \left[ \frac{\partial T}{\partial v} \right]_p$$

et également

$$\lambda \left[ \frac{\partial v}{\partial p} \right]_T dp + \mu \cdot dp = h \cdot dp \rightarrow \mu = c_v \left[ \frac{\partial T}{\partial p} \right]_v$$

... ce qui donne pour un **gaz parfait** :

$$\lambda = c_p \frac{p}{R}$$

et

$$\mu = c_v \frac{v}{R}$$

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Coefficients calorimétriques → résumé pour les gaz parfaits

Dans le cas général où **les échanges de chaleur n'ont pas lieu à volume ou à pression constante**, il faut utiliser les expressions suivantes pour déterminer  $\delta Q$  en fonction des **variables d'état p, v et T** d'un **gaz parfait** :

- $\delta Q = c_V \cdot dT + p \cdot dv$
- $\delta Q = c_P \cdot dT - v \cdot dp$
- $\delta Q = c_P \frac{p}{R} \cdot dv + c_V \frac{v}{R} \cdot dp$

→ Le plus souvent, **on se limite aux échanges de chaleur à pression ou volume constants** et **ces expressions s'utilisent sous forme intégrée entre l'état initial et l'état final** :

- |                            |                         |
|----------------------------|-------------------------|
| • $Q = c_V \cdot \Delta T$ | → à volume constant.    |
| • $Q = c_P \cdot \Delta T$ | → à pression constante. |

← Ici : Q en [J/mol] ou en [kg/mol]

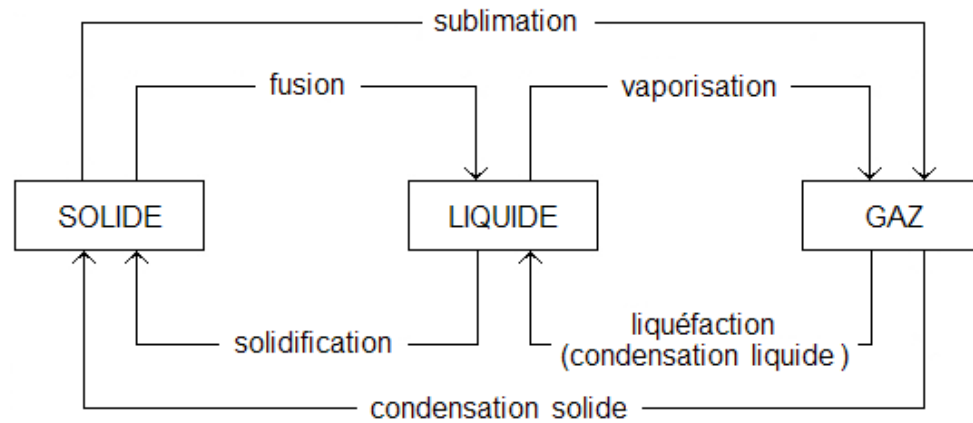
→ Cela suppose évidemment... **...que les coefficients calorimétrique  $c_V$  et  $c_P$  puissent être considérés constants sur le chemin de transformation** (= entre l'état initial et l'état final)... **...ce qui est le cas en général.**

→ 4.5

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Chaleur latente

**Rappel 1** : un **changement d'état** (ou **transition de phase**) se produit lorsqu'un corps pur subit une **modification importante et soudaine de ses propriétés optiques, mécaniques, électriques**... cela se produit typiquement lors du passage entre les états solide, liquide et gazeux...



Transitions de phase entre les états solide, liquide et gaz.

*Wikipedia*

... mais il existe également des changements d'état **entre phase de même nature** (ex : solide → solide) comme le **passage du fer  $\alpha$**  (réseau métallique cubique centré) **au fer  $\gamma$**  (réseau métallique cubique à faces centrées) à 1176 K. On parle alors de **transformation allotropique**.



## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Chaleur latente

**Rappel 2** : les **changement d'état d'un corps pur** se produisent à température et pression constantes et on représente les domaines d'existence des différentes phase dans un **diagramme des phases** en **coordonnées p, T**.

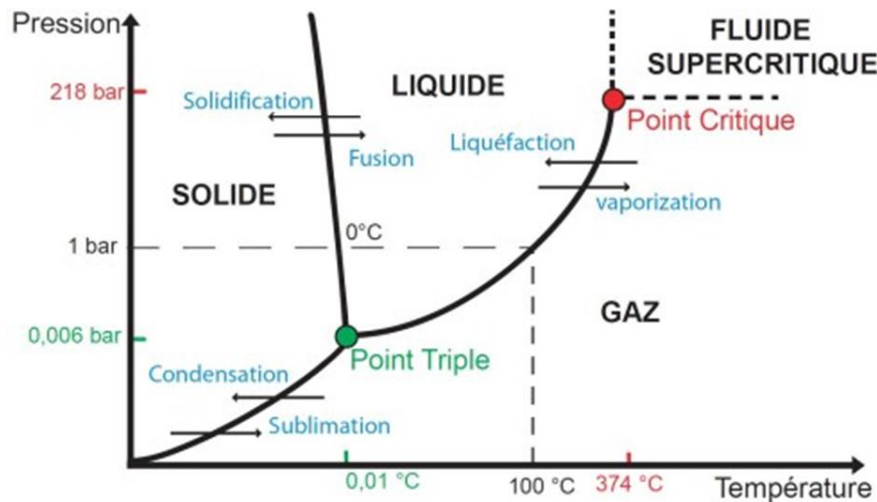


Diagramme des phases de l'eau

... malgré tout, ces changements d'état impliquent des **échanges de chaleur**, que l'on détermine en utilisant le concept de **chaleur latente**... ... par opposition à la **chaleur sensible** qui se traduit par une **variation de température**.

La **chaleur latente** est la **quantité -positive au négative- d'énergie** qu'il faut fournir à **un kg** ou **une mole** d'un corps pur pour qu'il **se transforme d'une phase à l'autre**.

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Chaleur latente

La **chaleur latente** est la **quantité -algébrique- d'énergie** qu'il faut fournir à **un kg** ou **une mole** d'un corps pur pour qu'il **se transforme d'une phase à l'autre**.

**Exemple 1** : déterminer approximativement le débit de vapeur produit par un **générateur de vapeur** de **centrale nucléaire**.

Chaleur latente d'évaporation de l'eau à 290°C et 73 bar :  $L_v = 1490 \text{ kJ.kg}^{-1}$

Puissance thermique du générateur de vapeur :  $\dot{Q} = 975 \text{ MW}$

$$\dot{Q} = \dot{m}L_v$$

$$975 \times 10^6 / 1490 / 10^3 = 654 \text{ kg.s}^{-1}$$

La valeur réelle est de l'ordre de  $600 \text{ kg.s}^{-1}$  car une partie de la puissance thermique sert à réchauffer l'eau liquide de 230°C à 290°C.

Les réacteurs de 900 MW et comportent trois générateurs de vapeur. Ceux de 1300 MW et 1450 MW en comportent 4.



[Ouest-France](#)

[→ 2.6](#)

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.2 Chaleur latente

La **chaleur latente** est la **quantité -algébrique- d'énergie** qu'il faut fournir à **un kg** ou **une mole** d'un corps pur pour qu'il **se transforme d'une phase à l'autre**.

**Exemple 2** : on veut réchauffer 3 kg de glace de  $-10^{\circ}\text{C}$  à  $+20^{\circ}\text{C}$ . Quelle est la quantité d'énergie à fournir ?

Chaleur latente massique de la fusion de la glace :  $L_f = 333 \text{ J.g}^{-1}$

Capacité calorifique massique de la glace :  $c_{\text{glace}} = 2,01 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$

Capacité calorifique massique de l'eau liquide :  $c_{\text{eau}} = 4,18 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$

Le système subit **trois transformations successives** :

1. la glace se réchauffe,
2. la glace fond,
3. l'eau liquide se réchauffe.

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = m \times c_{\text{glace}} \times (T_{f,1} - T_{i,1}) + m \times L_f + m \times c_{\text{eau}} \times (T_{f,3} - T_{i,3})$$

$$3000 \times 2,01 \times 10 + 3000 \times 333 + 3000 \times 4,18 \times 20 = 60300 + 999000 + 250800 = 1,31 \text{ MJ}$$

## 2.1. Echanges d'énergie

### 2.1.3 En résumé pour les **échanges d'énergie**, l'**essentiel** à savoir et à **maîtriser**

Pour le **travail des forces de pression** :

$$\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV \begin{cases} \rightarrow \text{si } p_{\text{ext}} \text{ est } \mathbf{constante} : W = -p_{\text{ext}} \Delta V \\ \rightarrow \text{si transformation } \mathbf{quasistatique} : W = \int_{V_i}^{V_f} -p \cdot dV \end{cases}$$

Pour les **échanges de chaleur**, avec les **gaz** :

- $\delta Q = n c_V \cdot dT$  ou  $m c_V \cdot dT$ , mais **seulement** si transformation à **volume constant**,
- $\delta Q = n c_P \cdot dT$  ou  $m c_P \cdot dT$ , mais **seulement** si transformation à **pression constante**.

Pour les **échanges de chaleur**, avec les **solides** et les **liquides** :

- $\delta Q = n c \cdot dT$  ou  $m c \cdot dT$ , car on les considère (souvent) comme **incompressibles**.

Pour les **échanges de chaleur**, avec des **changements de phase** :

- $\delta Q = \delta m \cdot L$  ou  $\delta n \cdot L$ , où  $L$  représente la **chaleur latente**.

[→ 2.6](#)

## 2.2. Enoncé du Premier Principe

### 2.2.1 Introduction

Dans sa **forme la plus générale** (qu'on utilise très souvent sans le savoir...), le **premier principe de la thermodynamique** affirme :

*« Quand deux systèmes A et B sont en interaction et isolés du reste de l'Univers (milieu extérieur), la somme des énergies de l'ensemble des deux systèmes reste constante. »*

C'est donc un principe de **conservation de l'énergie** : l'énergie peut **s'échanger d'un système à l'autre** (*ou bien* entre un système et le milieu extérieur) mais **il ne s'en crée pas et elle ne disparaît pas non plus**.

Reste à savoir ce qu'est l'énergie et de quelle énergie on parle...

**Energie** (dict. *Larousse*) : grandeur caractérisant un **système physique**, gardant la même valeur au cours de toutes les transformations internes du système (**loi de conservation**) et **exprimant sa capacité à modifier l'état d'autres systèmes avec lesquels il entre en interaction**. (Unité SI, le Joule.)

## 2.2. Enoncé du Premier Principe

### 2.2.2 Energie interne

La **thermodynamique classique** utilise **plusieurs fonctions** pour quantifier **l'énergie**... c'est-à-dire qu'elle ne considère pas toujours les mêmes formes d'énergies : dans le cadre de ce module, on utilisera *surtout* l'**énergie interne U** et l'**enthalpie H**.

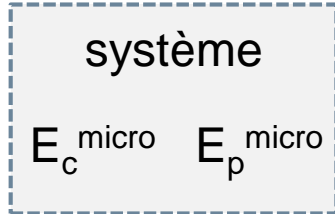
On peut définir l'**énergie totale** par :

$$E = E_c^{\text{micro}} + E_p^{\text{micro}} + E_c^{\text{macro}} + E_p^{\text{macro}}$$

Mécanique !

L'**énergie interne U** est définie par :

$$U = E_c^{\text{micro}} + E_p^{\text{micro}}$$



Énergie potentielle  $E_p^{\text{macro}}$   
ex:  $E_p$  élastique ( $1/2 kx^2$ )

Mouvement d'ensemble  
 $E_c^{\text{macro}}$

ex: écoulement d'un fluide  $1/2 mv^2$

→ l'énergie interne est donc une **représentation/description macroscopique des énergies microscopiques du système...**  
Avec des variables comme la **température** et la **pression**.

→ L'objectif de la **thermodynamique classique** est de fournir (via les variables d'état) une **description macroscopique de systèmes composés d'un grand nombre de particules** (gaz, liquides... ) dotées **d'énergies potentielles et cinétiques**.



## 2.2. Enoncé du Premier Principe

### 2.2.2 Energie interne

**Remarque** : la raison principale pour laquelle on ne considère pas les **énergies potentielles** et **cinétiques macroscopiques** en thermodynamique classique est simplement *que l'on n'en a pas vraiment besoin...*

- ... d'une part, il est toujours possible d'utiliser le travail de **forces extérieures** comme le poids, le travail électrique... lorsque ce travail est échangé par/avec le système.
- ... d'autre part, l'**énergie potentielle** de **gravité** influe sur la **pression** dans les fluides.
- ... et enfin, l'**énergie cinétique d'un fluide** est souvent **négligeable** devant les **autres énergies**.
- ... (seule) exception notable → **le calcul des turbo-réacteurs**.

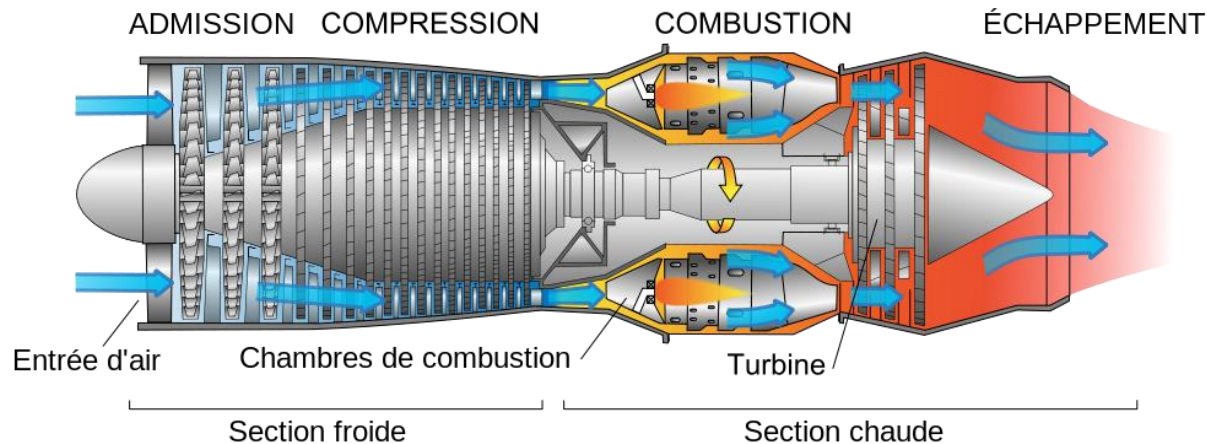


Schéma général d'un turbo réacteur - Wikipédia

## 2.2. Enoncé du Premier Principe

### 2.2.3 Premier principe et énergie interne

On a vu que l'énergie pouvait être **échangée** sous forme de travail, de chaleur et de matière.

**Appliqué à l'énergie interne U**, le premier principe s'écrit donc, pour un **système fermé** :

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

ou sous **forme intégrée** :  $\Delta U = Q + W$

L'énergie interne d'un système étant définie comme la somme des énergies cinétiques et potentielles des particules qui le constituent → l'**énergie interne** est donc une **propriété du système** → c'est donc une **fonction d'état**.

$$U = E_c^{\text{micro}} + E_p^{\text{micro}} = f(p, V, T \dots)$$

- Pour un **système donné** dont les **variables d'état sont connues**, **il n'y a qu'une seule valeur possible de U**.
- **dU** est une **différentielle totale exacte**, si bien que l'**intégrale**  $\int_{\text{Etat 1}}^{\text{Etat 2}} dU = \Delta U$  **ne dépend pas du chemin suivi** (des états intermédiaires).

Par ailleurs, **on ne sait pas calculer la valeur exacte de l'énergie interne U**. On sait seulement calculer **ses variations**. (Comme souvent en physique.)



## 2.2. Enoncé du Premier Principe

### 2.2.4 Énergie interne **fonction d'état**

- **dU** est une **différentielle totale exacte**, si bien que l'**intégrale**  $\int_{\text{Etat 1}}^{\text{Etat 2}} dU = \Delta U$  **ne dépend pas du chemin suivi** (des états intermédiaires).

Par exemple :

Gaz à l'**état initial** →

Gaz à l'**état final**

$$T_i = 293 \text{ K.}$$

$$T_f = 700 \text{ K.}$$

$$p_i = 1 \text{ bar.}$$

$$p_f = 10 \text{ bar.}$$

$$V_i = f(p_i, T_i, n).$$

$$V_f = f(p_f, T_f, n).$$

$$U_i = f(p_i, T_i, n).$$

$$U_f = f(p_f, T_f, n).$$

Cette transformation peut être réalisée de **multiples manières** :

- Compression adiabatique jusqu'à  $p_f = 10 \text{ bar}$ , puis apport de chaleur à  $P$  constante...
- Apport de chaleur à  $V_i$ , puis compression isotherme jusqu'à  $V_f$ .
- Compression adiabatique jusqu'à une pression telle que  $T_f = 700 \text{ K}$  puis détente isotherme jusqu'à  $p_f = 10 \text{ bar}$ .
- ...

La **variation** de l'**énergie interne**  $\Delta U$  du gaz sera la **même** dans **tous les cas** car elle ne dépend que de l' **état initial** et de l'**état final**. Voir aussi l'exercice 3.2 en TD.

## 2.3. Energie interne

### 2.3.1 Energie interne **molaire** ou **massique** $u$ → expression mathématique

Appliqué à l'énergie interne **molaire** ou **massique**  $u$ , le **premier principe** s'écrit :

$$du = \delta Q + \delta W$$

Rappel : en utilisant les **variables T et v** :

$$\delta Q = c_V \cdot dT + l \cdot dv \quad \text{où } l \text{ est la } \mathbf{chaleur de dilatation isotherme}.$$

... et pour le travail, **on peut choisir une situation qui nous arrange** puisque le résultat **ne dépend pas du chemin suivi**.

→ **transformation quasistatique** avec seulement des **forces de pression** :

$$\delta W = -p \cdot dv$$

Du coup,

$$du = c_V \cdot dT + (l - p) \cdot dv$$

Et, dans le cas général,  $l = (c_P - c_V) \left[ \frac{\partial T}{\partial v} \right]_p \rightarrow$

$$du = c_V \cdot dT + \left( (c_P - c_V) \left[ \frac{\partial T}{\partial v} \right]_p - p \right) \cdot dv$$

[→ Relation de Mayer](#)

## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT + (l - p) \cdot dv$$

Et pour un gaz parfait,  $l = p$

→

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT + (l - p) \cdot dv$$

Et pour un gaz parfait,  $l = p$

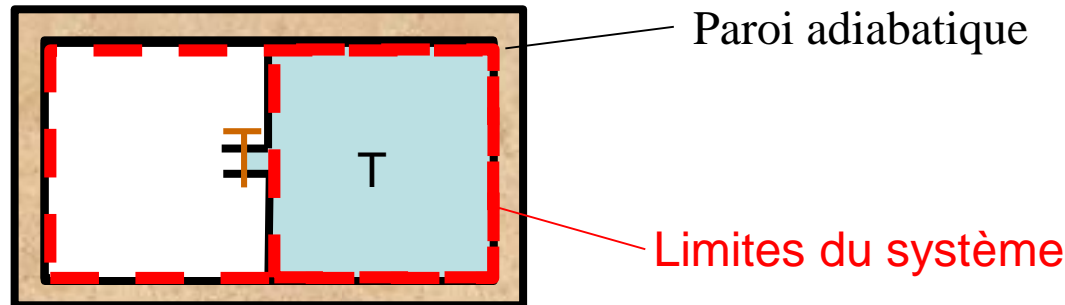
→

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Application : **expérience de Gay-Lussac (1806)**



Un gaz est placé dans une enceinte à parois adiabatiques indéformables reliée par une vanne à un autre compartiment initialement vide → **pas d'échange d'énergie possible**.

On ouvre la vanne reliant les deux enceintes et on constate, aux erreurs expérimentales près, que la température d'équilibre de l'ensemble est égale à la température initiale.

→ **La température entre l'état 1 et l'état 2 (vanne ouverte) reste constante...**

**... donc l'énergie du gaz ne dépend(raît) pas de V ni de p.**

→ [Entropie](#)

## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT + (l - p) \cdot dv$$

Et pour un gaz parfait,  $l = p$

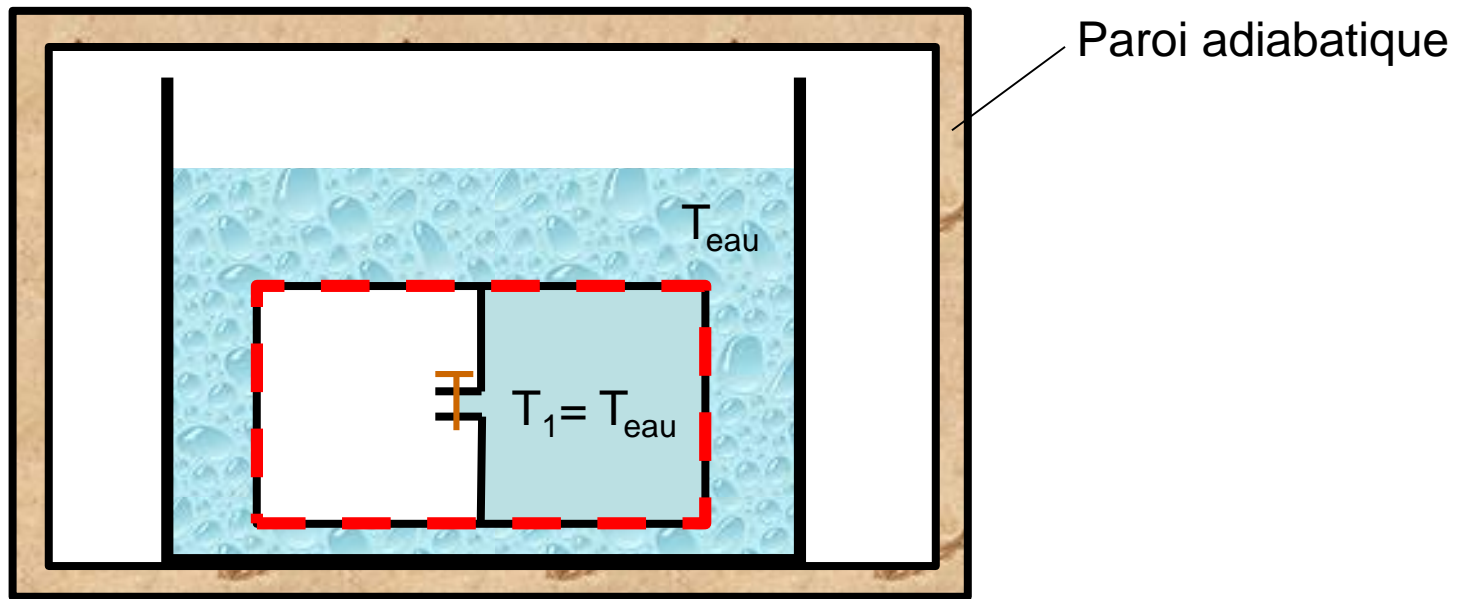
→

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Application : **expérience de Joule (1845)**



→ La température de l'eau ne varie pas une fois la vanne ouverte...  
...donc l'énergie du gaz est la même avant et après la transformation.

→ [Entropie](#)

## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

Les relations ci-dessus, l'**expérience de Gay-Lussac** et l'**expérience de Joule** montrent donc que l'**énergie interne u d'un gaz parfait est indépendante de la pression et du volume...**

... ou bien l'**énergie interne u d'un gaz parfait ne dépend que de la température.**

#### Pour quelle raison ?

- Parce qu'un **gaz parfait se comporte comme un gaz à pression nulle... sans interaction (choc) entre les molécules**, et ceci quelle que soit la pression réelle.
- Il faut bien noter que la **relation  $\Delta u = c_V \cdot \Delta T$  est valable quelle que soit la transformation thermodynamique** : échange de chaleur et/ou de travail ... conditions quasistatiques ou pas...
- Enfin, on utilise souvent  **$\Delta u = c \cdot \Delta T$  pour les solides et les liquides** car on considère que **leur état dépend peu de la pression et du volume**. On ne fait alors **plus la distinction entre  $c_V$  et  $c_P$** .

## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_v \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_v \cdot \Delta T$$

**Exemple 1** : une cocotte minute contient 50 g de la vapeur d'eau à 100°C. Elle est chauffée par une plaque de cuisson qui apporte 4 kJ de chaleur. La capacité calorifique  $c_v$  de la vapeur d'eau est de l'ordre de 1650 J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

→ Déterminer  $\Delta T$ ,  $W$  et  $\Delta U$ .

**Système** : la vapeur d'eau dans la cocotte minute qui évolue à volume constant.  
On suppose (évidemment) que la vapeur d'eau est un gaz parfait.

On peut facilement calculer  $\Delta T$  puisque  $Q = mc_v \Delta T \rightarrow \Delta T = \frac{4000}{0,050 \times 1650} = 48,48 \text{ K}$ .

$W = 0 \text{ J}$  car  $\delta W = -p_{\text{ext}} \cdot dV$ , avec  $dV = 0$ .

... et  $\Delta U = mc_v \Delta T = 0,050 \times 1650 \times 48,48 = 4000 \text{ J}$ .

Ou bien (plus simple) :  $\Delta U = Q + W = 4000 \text{ J}$  puisque  $W = 0 \text{ J}$ .

## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un gaz parfait

$$du = c_v \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_v \cdot \Delta T$$

**Exemple 2** : on comprime une mole d'air de 1 à 2 bar. A l'état initial (1 bar), la température est de 20°C. A l'état final (2 bar), la température est de 30°C. On considère que le travail de compression est de 300 J. Déterminer  $\Delta U$  et  $Q$ . La capacité calorifique  $c_v$  de l'air est de l'ordre de 20 J.mol<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

**Système** : la mole d'air que l'on comprime.

Le système n'évolue ni à pression constante, ni à volume constant.

On peut calculer directement  $\Delta U = n c_v \Delta T = 1 \times 20 \times (30 - 20) = 200 \text{ J}$ .

... et donc,  $Q = \Delta U - W = 200 - 300 = -100 \text{ J}$



## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un **gaz parfait**

$$du = c_V \cdot dT$$

ou

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T$$

**Exemple 3** : on chauffe une mole d'air à pression constante de 20°C à 100°C. Déterminer Q,  $\Delta U$  et W. La capacité calorifique  $c_p$  de l'air est de l'ordre de 29 J.mol<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

**Système** : la mole d'air que l'on chauffe.

Le système évolue à pression constante.

On peut facilement calculer  $Q = nc_p \Delta T = 1 \times 29 \times 80 = 2320 \text{ J}$ .

On peut facilement calculer  $\Delta U = nc_V \Delta T = 1 \times (29 - 8,314) \times 80 = 1655 \text{ J}$ .

... et donc,  $W = \Delta U - Q = 1655 - 2320 = -665 \text{ J}$ .

Le travail est **négatif** car la transformation est une **détente** : le volume du système **augmente**.

Relation de Mayer :  $c_p = c_V + R$   
[Un peu plus loin dans le cours](#)

→ 2.6

## 2.3. Energie interne

### 2.3.2 Energie interne d'un gaz parfait

Le principe général d'un exercice de thermodynamique sur le premier principe consiste à **écrire une équation-bilan** où apparaissent **d'un côté les variations de la fonction d'état énergie interne et de l'autre les échanges de chaleur et de travail.**

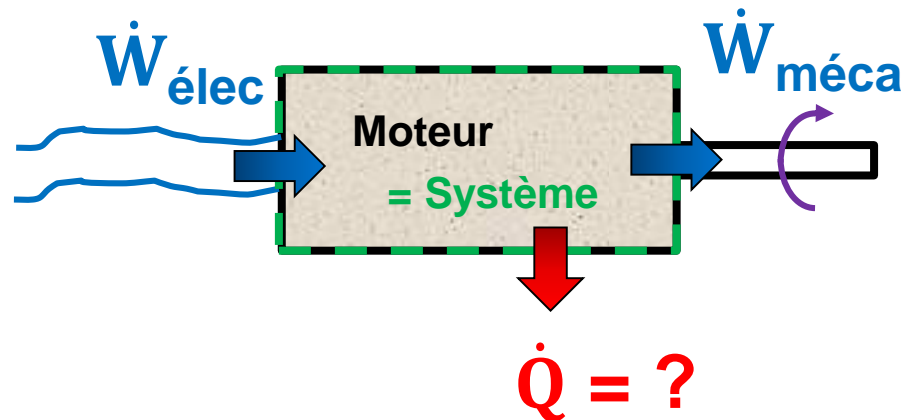
Pour un **gaz parfait** →  $\Delta U = nc_V \Delta T = Q + W$  ... par mole      ou bien  $\Delta U = mc_V \Delta T = Q + W$  ... par unité de masse

Sur les 3 termes que comporte cette équation, on peut en déterminer 2 et on en déduit le troisième.

... et en ce qui concerne les notations : **U** désigne une énergie interne en **Joule** tandis que **u** désigne l'énergie **interne spécifique, molaire** ou **massique**.

## 2.3. Energie interne

Exemple : un moteur électrique est parcouru par un courant de 6 A sous une tension de 230 V. Il entraîne un arbre moteur en fournissant une puissance mécanique de 1050W. Calculer le flux de chaleur dissipé **en régime stationnaire**.



**Régime stationnaire**  $\rightarrow \frac{dT}{dt} = 0$ . Donc l'énergie interne du moteur est supposée constante.

On en déduit :  $\dot{W}_{\text{élec}} + \dot{W}_{\text{méca}} + \dot{Q} = 0$

... et donc  $\dot{Q} = -\dot{W}_{\text{élec}} - \dot{W}_{\text{méca}} = -230 \times 6 + 1050 = -330 \text{ W}$

[→ 2.6](#)

## 2.3. Energie interne

### Retour sur l'exercice de la bouteille



Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique.

La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système, quel travail va-t-il recevoir (ou perdre)

... **et quel sont les échanges de chaleur ?**

Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est pas quasistatique → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme.

[→ 2.6](#) [→ 3.3](#)

## 2.3. Energie interne

### Retour sur l'exercice de la bouteille



Exemple : on laisse une bouteille vide (dans laquelle on a préalablement fait le vide) se remplir d'air atmosphérique. La bouteille fait 200 litres, l'air atmosphérique est à 1 bar et 298 K.

On suppose que le transfert dans la bouteille est suffisamment lent et que les transferts de chaleur aux parois sont suffisamment rapides pour l'air reste à température atmosphérique pendant toute la transformation.

... quel est le système et quel travail va-t-il recevoir (ou perdre) et **quel sont les échanges de chaleur ?**

Le vide parfait n'existe pas... il faut supposer qu'il existe quelques molécules d'oxygène et d'azote dans la bouteille au départ.

Quelle que soit la vitesse à laquelle on remplisse la bouteille, la transformation n'est pas quasistatique → car la pression de l'air dans la bouteille et en-dehors de la bouteille n'est pas uniforme (pas d'équilibre mécanique possible).

**Système :** air qui va entrer dans la bouteille.

**Etat initial :** l'air est à la pression atmosphérique  $p_i = p_a = 1$  bar.

l'air est à la température atmosphérique  $T_i = T_a = 298$  K.

le système occupe un volume total égal à  $V_i = nRT_i/p_i + V_b$

**Etat final :** l'air est à la pression atmosphérique  $p_f = p_a = 1$  bar.

l'air est à la température atmosphérique  $T_f = T_a = 298$  K.

le système occupe un volume total égal à  $V_f = nRT_f/p_f = nRT_a/p_a = V_b = RT_i/p_i$

**Le travail reçu par l'air vaut donc :**  $W = \int_{\text{état initial}}^{\text{état final}} -p_{\text{ext}} dV = -p_a \Delta V = -p_a(-V_b) = p_a V_b = 100000 \times 0,2 = 20000$  J

... et la chaleur dissipée dans l'atmosphère lors du remplissage vaut donc  $Q = -W = -20000$  J ...

... car  $\Delta U = nc_v \Delta T = 0 = Q + W$ .

$$V_i = 2 \times V_b$$

## 2.3. Energie interne

### 2.3.3 Relation de Mayer

**Rappel** : lorsqu'on exprime les **variations de u en fonction de T et v, dans le cas général**, on obtient :

$$du = c_V \cdot dT + \left( (c_p - c_V) \left[ \frac{\partial T}{\partial v} \right]_p - p \right) \cdot dv \quad \leftrightarrow \quad du = \left[ \frac{\partial u}{\partial T} \right]_v dT + \left[ \frac{\partial u}{\partial v} \right]_T dv$$

On en déduit :

$$\left[ \frac{\partial u}{\partial v} \right]_T = (c_p - c_V) \left[ \frac{\partial T}{\partial v} \right]_p - p \quad \text{ou bien} \quad c_p - c_V = \left( \left[ \frac{\partial u}{\partial v} \right]_T + p \right) \left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p$$

**Cette relation entre  $c_p$  et  $c_V$  est appelée relation de Mayer.**

Elle se simplifie considérablement pour les gaz parfaits car d'une part :

- $\left[ \frac{\partial u}{\partial v} \right]_T = 0$ .
- ... et d'autre part  $\left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{R}{p}$  ... ou  $\left[ \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p = \frac{r}{p}$  en massique.

→ Il reste donc, **pour les gaz parfaits** :  $c_p - c_V = R$  ...ou bien  $c_p - c_V = r$ .

→ On définit également :  $\gamma = \frac{c_p}{c_V}$ .

[Retour 2.1](#) - [Retour 3.2](#) - [Retour 4.6.4](#)

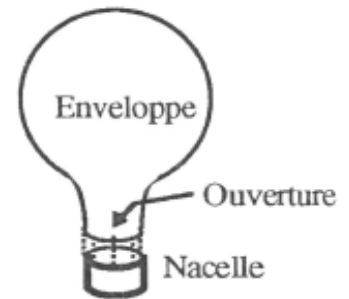
## Respiration thermique d'un bâtiment.

Un bâtiment public, d'un volume de  $10\,000\text{ m}^3$ , est chauffé par des radiateurs soufflants commandés par un thermostat. Le chauffage est mis en route lorsque la température atteint  $18\text{ °C}$  et coupé dès qu'elle atteint  $21\text{ °C}$ . La pression atmosphérique étant de  $1\text{ bar}$ ,

- calculer la masse d'air dans le bâtiment à  $18\text{ °C}$ .
- calculer la masse d'air dans le bâtiment à  $21\text{ °C}$ .
- calculer la masse d'air qui est expulsée en phase de chauffage (et qui doit rentrer dans le bâtiment en phase de refroidissement).

## Montgolfière

Une montgolfière est munie d'un brûleur à propane qui permet de choisir, à volonté, la force ascensionnelle. Les déplacements latéraux sont obtenus en recherchant l'altitude offrant un courant d'air atmosphérique dans la direction souhaitée. La montgolfière est constituée d'une enveloppe rigide en matière plastique (non élastique) d'un volume de  $2500\text{ m}^3$ , ouverte à l'air libre à son extrémité inférieure. On peut chauffer l'air contenu dans l'enveloppe, par combustion de propane. La masse totale de l'enveloppe et de la nacelle est de  $600\text{ kg}$ .



En un lieu où la température de l'atmosphère est de  $17\text{ °C}$  et la pression de  $960\text{ mbar}$ ,

- déterminer à l'aide d'un bilan des forces  $F_{g\text{ air chaud}}$ ,  $F_{g\text{ enveloppe+nacelle}}$  et  $F_{\text{poussée d'Archimedes}}$  appliquées sur la montgolfière la force  $F_{g\text{ air chaud}}$  dans le cas où la montgolfière est stable dans l'air (La norme de  $F_{\text{poussée d'Archimedes}}$  peut être déterminée par la force de gravité de la masse d'air froid déplacé par l'enveloppe).
- Quelle doit être la température de l'air dans l'enveloppe pour assurer la stabilité de l'engin ?

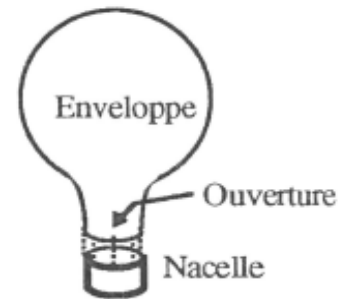
## Respiration thermique d'un bâtiment.

Un bâtiment public, d'un volume de  $10\,000\text{ m}^3$ , est chauffé par des radiateurs soufflants commandés par un thermostat. Le chauffage est mis en route lorsque la température atteint  $18\text{ °C}$  et coupé dès qu'elle atteint  $21\text{ °C}$ . La pression atmosphérique étant de 1 bar,

- calculer la masse d'air dans le bâtiment à  $18\text{ °C}$ . (Réponse : 11 973 kg)
- calculer la masse d'air dans le bâtiment à  $21\text{ °C}$ . (Réponse : 11 851 kg)
- calculer la masse d'air qui est expulsée en phase de chauffage (et qui doit rentrer dans le bâtiment en phase de refroidissement). (Réponse : 122 kg)

## Montgolfière

Une montgolfière est munie d'un brûleur à propane qui permet de choisir, à volonté, la force ascensionnelle. Les déplacements latéraux sont obtenus en recherchant l'altitude offrant un courant d'air atmosphérique dans la direction souhaitée. La montgolfière est constituée d'une enveloppe rigide en matière plastique (non élastique) d'un volume de  $2500\text{ m}^3$ , ouverte à l'air libre à son extrémité inférieure. On peut chauffer l'air contenu dans l'enveloppe, par combustion de propane. La masse totale de l'enveloppe et de la nacelle est de 600 kg.



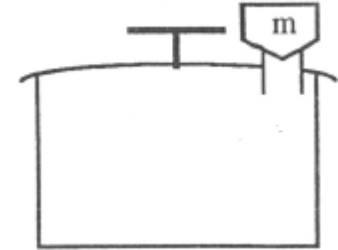
En un lieu où la température de l'atmosphère est de  $17\text{ °C}$  et la pression de 960 mbar,

- déterminer à l'aide d'un bilan des forces  $F_{g\text{ air chaud}}$ ,  $F_{g\text{ enveloppe+nacelle}}$  et  $F_{\text{poussée d'Archimedes}}$  appliquées sur la montgolfière la force  $F_{g\text{ air chaud}}$  dans le cas où la montgolfière est stable dans l'air (La norme de  $F_{\text{poussée d'Archimedes}}$  peut être déterminée par la force de gravité de la masse d'air froid déplacé par l'enveloppe). (Réponse : 22 401,9 N)
- Quelle doit être la température de l'air dans l'enveloppe pour assurer la stabilité de l'engin ? (Réponse :  $93\text{ °C}$ )



## Marmite de cuisson sous pression

Un récipient de cuisson de volume  $V$ , fermant hermétiquement, dont le couvercle est muni d'un trou d'échappement (de rayon interne  $r$ ) sur lequel est simplement posée une masse  $m$  (la soupape) de rayon  $R$ .



On ferme la marmite à  $27^\circ\text{C}$ , sans mettre d'eau. On place la masse  $m$ .

- a) A l'aide d'un bilan des forces sur la masse  $m$  déterminer la force  $F_p$  (appliquée à la surface inférieure de la masse au niveau du trou d'échappement) nécessaire pour lever la masse  $m$ .

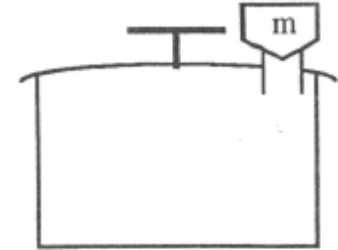
- b) A quelle pression dans la marmite correspond la force  $F_p$  calculée en a) ?

- c) A quelle température l'air commencera-t-il à s'échapper de la marmite ?

A.N.:  $r = 1 \text{ mm}$  ;  $m = 30 \text{ g}$  ;  $V = 8,5 \text{ litres}$  ;  $P_{\text{atm}} = 1 \text{ bar}$ .

## Marmite de cuisson sous pression

Un récipient de cuisson de volume  $V$ , fermant hermétiquement, dont le couvercle est muni d'un trou d'échappement (de rayon interne  $r$ ) sur lequel est simplement posée une masse  $m$  (la soupape) de rayon  $R$ .



On ferme la marmite à  $27^\circ\text{C}$ , sans mettre d'eau. On place la masse  $m$ .

a) A l'aide d'un bilan des forces sur la masse  $m$  déterminer la force  $F_p$  (appliquée à la surface inférieure de la masse au niveau du trou d'échappement) nécessaire pour lever la masse  $m$ .  
(Réponse : 0,608 N).

b) A quelle pression dans la marmite correspond la force  $F_p$  calculée en a) ?  
(Réponse : 193 679 Pa)

c) A quelle température l'air commencera-t-il à s'échapper de la marmite ?  
(Réponse :  $309^\circ\text{C}$ )

A.N.:  $r = 1 \text{ mm}$  ;  $m = 30 \text{ g}$  ;  $V = 8,5 \text{ litres}$  ;  $P_{\text{atm}} = 1 \text{ bar}$ .

## Vitesse et débit de gaz dans une tuyauterie

Une soufflante de haut fourneau assure un débit de 92 000 m<sup>3</sup>/heure d'air à 40°C, sous la pression de 1,1 bar, dans une tuyauterie de 1,2 m de diamètre. Après passage dans le récupérateur de chaleur, l'air pénètre dans le haut fourneau sous la pression de 1,07 bar et à la température de 800°C par des conduits de 170 cm de diamètre. Calculer la vitesse  $\dot{x}_1$  de l'air à la sortie de la soufflante, et la vitesse  $\dot{x}_2$  à la sortie du récupérateur de chaleur.

$$\text{Vitesse } \dot{x} \left[ \frac{\text{m}}{\text{s}} \right] = \frac{\text{Débit volume } \dot{V} \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right]}{\text{Section } S \left[ \text{m}^2 \right]}$$

## Circulation de gaz.

Un débit de 12 kg d'air par minute doit être assuré en permanence dans une installation. Il est prélevé sous la pression de 1 bar dans l'atmosphère à 20°C (section A). Un compresseur permet d'atteindre la pression de 4 bar, tandis que la température atteint 100°C (section B). Par passage dans un four, il est porté à 600°C sous pression constante (section C). L'air est enfin détendu à l'aide d'une turbine d'où il sort à la température de 450°C sous la pression atmosphérique (section D). Les sections des conduits sont calculées de façon que la vitesse du gaz soit constante, égale à 25 m/s.

Calculer les sections en A, B, C, D.

L'air peut-être considéré comme un gaz parfait, avec

$$\text{Débit massique } \dot{m} \left[ \frac{\text{kg}}{\text{s}} \right] = \rho \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] \times \dot{V} \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right]$$

## Vitesse et débit de gaz dans une tuyauterie

Une soufflante de haut fourneau assure un débit de 92 000 m<sup>3</sup>/heure d'air à 40°C, sous la pression de 1,1 bar, dans une tuyauterie de 1,2 m de diamètre. Après passage dans le récupérateur de chaleur, l'air pénètre dans le haut fourneau sous la pression de 1,07 bar et à la température de 800°C par des conduits de 170 cm de diamètre. Calculer la vitesse  $\dot{x}_1$  de l'air à la sortie de la soufflante, et la vitesse  $\dot{x}_2$  à la sortie du récupérateur de chaleur.

(Réponses : 22,6 m/s ; 39,7 m/s)

$$\text{Vitesse } \dot{x} \left[ \frac{\text{m}}{\text{s}} \right] = \frac{\text{Débit volume } \dot{V} \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right]}{\text{Section } S \left[ \text{m}^2 \right]}$$

## Circulation de gaz.

Un débit de 12 kg d'air par minute doit être assuré en permanence dans une installation. Il est prélevé sous la pression de 1 bar dans l'atmosphère à 20°C (section A). Un compresseur permet d'atteindre la pression de 4 bar, tandis que la température atteint 100°C (section B). Par passage dans un four, il est porté à 600°C sous pression constante (section C). L'air est enfin détendu à l'aide d'une turbine d'où il sort à la température de 450°C sous la pression atmosphérique (section D). Les sections des conduits sont calculées de façon que la vitesse du gaz soit constante, égale à 25 m/s.

Calculer les sections en A, B, C, D. (Réponse : 67 cm<sup>2</sup>, 21 cm<sup>2</sup>, 50 cm<sup>2</sup> et 166 cm<sup>2</sup>)

L'air peut-être considéré comme un gaz parfait, avec  $r_i = 287 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot (\text{kg d'air})^{-1}$ .

$$\text{Débit massique } \dot{m} \left[ \frac{\text{kg}}{\text{s}} \right] = \rho \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] \times \dot{V} \left[ \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right]$$

## Thermomètre à mercure (DS novembre 2018)

Un thermomètre est constitué d'une capsule de verre relié à un capillaire (un tube très fin). Le volume intérieur de la capsule est de  $70 \text{ mm}^3$ .

La section intérieure du tube est de  $0.01 \text{ mm}^2$ . La capsule est remplie de mercure qui, à  $-30^\circ\text{C}$ , arrive au bas du tube.

Déterminer la hauteur à laquelle le mercure s'élève dans le tube lorsque la température monte jusqu'à  $60^\circ\text{C}$ .

1. En supposant que la capsule en verre et le capillaire se dilatent de manière négligeable et en ne prenant en compte que la dilatation du mercure ( $\alpha = 1,7 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ).

$$V_f = V_i \times e^{\alpha(T_f - T_i)} = 70 \times e^{1,7 \times 10^{-4} \times 90} = 71,079 \text{ mm}^3$$

Le volume de mercure dans le capillaire est de  $1,079 \text{ mm}^3$ , ce qui, divisé par la section du tube, représente une élévation d'environ  $108 \text{ mm}$  ( $107,9 \text{ mm}$ ).

2. En prenant en compte la dilatation du mercure et de la capsule en verre ( $\alpha = 4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ). On continuera de négliger la dilatation du capillaire.

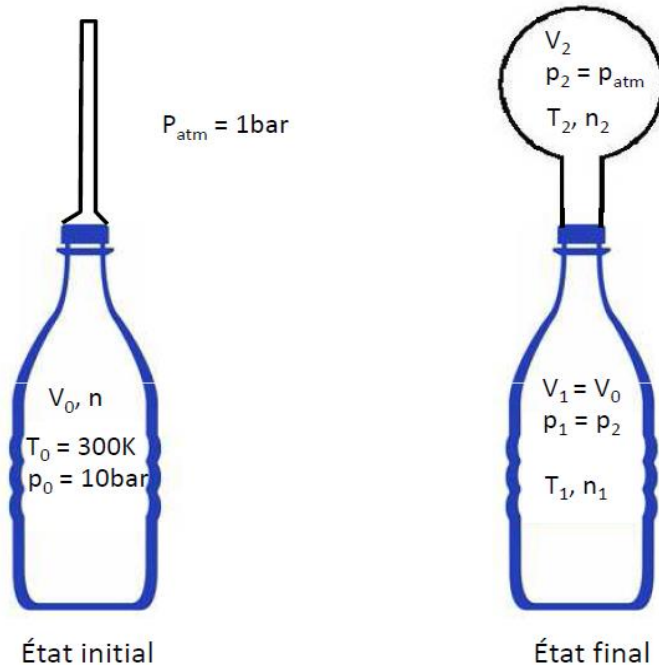
Le mercure se dilate toujours de  $1,079 \text{ mm}^3$ . Mais dans le même temps, le volume de la capsule passe à :

$$V_f = V_i \times e^{\alpha(T_f - T_i)} = 70 \times e^{4 \times 10^{-6} \times 90} = 70,025 \text{ mm}^3.$$

Du coup, le volume de mercure dans le capillaire c'est plus que de  $1,079 - 0,025 = 1,054 \text{ mm}^3$ , ce qui représente donc une hauteur de  $105,4 \text{ mm}$ .

**Pour que les résultats soient précis, il faut garder 5 chiffres significatifs dans les calculs de variation de volume.**

## Détente d'un gaz dans l'atmosphère (DS novembre 2017)



Une bouteille de 3 litres, bien calorifugée (**adiabatique**) contient un gaz parfait ( $c_v = 21 \text{ J}/(\text{mol K})$ ),  $\gamma = 1,396$ , sous la pression initiale de 10 bar et à la température de 300 K.

On la relie avec un robinet, à un sac étanche en matière plastique **qui n'échange pas non plus de chaleur avec l'extérieur**. Ce sac initialement vide, flasque, non élastique, déformable sans effort est suffisamment grand pour conserver ses caractéristiques. Ses parois extérieures sont en contact avec l'atmosphère à la pression de 1 bar. On ouvre un peu le robinet de telle sorte que **la détente subie par le gaz dans la bouteille puisse être considérée comme quasistatique** ; on le referme lorsque l'équilibre des pressions entre la bouteille et le sac est atteint.

On note  $n = n_1 + n_2$  le nombre de moles de gaz qui se trouve initialement dans la bouteille.  $n_1$  représente le nombre de moles dans la bouteille à l'état final et  $n_2$  le nombre de moles dans le sac.

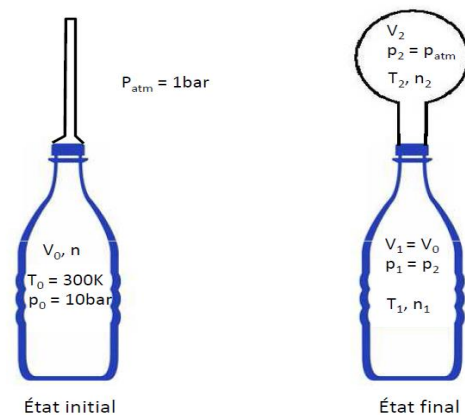
- a. Quelle est la température  $T_1$  (en Kelvin) du gaz dans la bouteille à l'état final ?

Détente quasistatique adiabatique  $\rightarrow T_1 = T_0 \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = 300 \left( \frac{10}{1} \right)^{\frac{1-1,396}{1,396}} = 156,12 \text{ K}$

- b. Déterminer l'expression littérale du travail subi par le gaz en fonction (entre-autres) de  $n_2$  et  $T_2$ , où  $T_2$  est la température du gaz dans le sac à l'état final.

$$W_{P_{\text{atm}}} = \int_{V_{\text{initial}}}^{V_{\text{final}}} -P_{\text{atm}} dV = W_{P_{\text{atm}}} = \int_{V_0}^{V_0+V_2} -P_{\text{atm}} dV = -P_{\text{atm}} V_2 = -P_2 V_2 = -n_2 R T_2$$

## Détente d'un gaz dans l'atmosphère (DS novembre 2017)



Une bouteille de 3 litres, bien calorifugée (**adiabatique**) contient un gaz parfait ( $c_V = 21 \text{ J}/(\text{mol K})$ ),  $\gamma = 1,396$ , sous la pression initiale de 10 bar et à la température de 300 K.

On la relie avec un robinet, à un sac étanche en matière **plastique qui n'échange pas non plus de chaleur avec l'extérieur**. Ce sac initialement vide, flasque, non élastique, déformable sans effort est suffisamment grand pour conserver ses caractéristiques. Ses parois extérieures sont en contact avec l'atmosphère à la pression de 1 bar.

On ouvre un peu le robinet de telle sorte que **la détente subie par le gaz dans la bouteille puisse être considérée comme quasistatique** ; on le referme lorsque l'équilibre des pressions entre la bouteille et le sac est atteint.

On note  $n = n_1 + n_2$  le nombre de moles de gaz qui se trouve initialement dans la bouteille.  $n_1$  représente le nombre de moles dans la bouteille à l'état final et  $n_2$  le nombre de moles dans le sac.

- a. Quelle est la température  $T_1$  (en Kelvin) du gaz dans la bouteille à l'état final ?

**Détente quasistatique adiabatique  $\rightarrow T_1 = T_0 \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = 300 \left(\frac{10}{1}\right)^{\frac{1-1,396}{1,396}} = 156,12 \text{ K}$ .**

- b. Déterminer l'expression littérale du travail subi par le gaz en fonction (entre-autres) de  $n_2$  et  $T_2$ , où  $T_2$  est la température du gaz dans le sac à l'état final.

$$W_{P_{\text{atm}}} = \int_{V_{\text{initial}}}^{V_{\text{final}}} -P_{\text{atm}} dV = W_{P_{\text{atm}}} = \int_{V_0}^{V_0+V_2} -P_{\text{atm}} dV = -P_{\text{atm}} V_2 = -P_2 V_2 = -n_2 R T_2.$$

- c. Donner une expression analytique du bilan d'énergie interne du gaz, en fonction (entre-autres) de  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_0$ .

$$n_1 c_V (T_1 - T_0) + n_2 c_V (T_2 - T_0) = -n_2 R T_2.$$

- d. Déterminer  $n$  à l'état initial, puis  $n_1$  et  $n_2$ .

$$n = 1,203 ; n_1 = 0,2311 ; n_2 = 0,9717.$$

- e. En déduire la température  $T_2$  (en Kelvin) à l'aide d'un bilan d'énergie interne.

$$T_2 = 239,4 \text{ K}.$$

## Fusion de la glace (DS novembre 2018)

Quelle est la quantité de chaleur  $Q$  à fournir pour transformer 2 kg de glace à  $-25^{\circ}\text{C}$  en eau à  $50^{\circ}\text{C}$  ?

Chaleur latente massique de la fusion de la glace :  $L_f = 333 \text{ J.g}^{-1}$

Capacité thermique massique de la glace :  $c_{\text{glace}} = 2,01 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$

Capacité thermique massique de l'eau liquide :  $c_{\text{eau}} = 4,18 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$

La transformation complète doit être décomposée en 3 sous-transformations.

1. La glace se réchauffe de  $-25^{\circ}\text{C}$  à  $0^{\circ}\text{C}$ , ce qui correspond à la quantité de chaleur échangée  $Q_1$  :

$$Q_1 = m \times c_{\text{glace}} \times (T_{f,1} - T_{i,1}).$$

2. La glace fond, ce qui correspond à la quantité de chaleur échangée  $Q_2$  :

$$Q_2 = m \times L_f.$$

3. L'eau (la glace fondue) se réchauffe de  $0^{\circ}\text{C}$  à  $50^{\circ}\text{C}$ , ce qui correspond à la quantité de chaleur échangée  $Q_3$  :

$$Q_3 = m \times c_{\text{eau}} \times (T_{f,3} - T_{i,3}).$$

On trouve donc une quantité de chaleur totale égale à :

$$2000 \times 2,01 \times (0 - (-25)) + 2000 \times 333 + 2000 \times 4,18 \times (50 - 0) = 1,18 \cdot 10^6 \text{ J}$$

Cet exercice est [traité chaque année](#) en CM.



## Remplissage isotherme d'un récipient (DS novembre 2018)

Un récipient de 100 litres contient initialement 25 g d'air à  $T_b = 300$  K.

$c_v = 713$  J/K/kg ;  $r = 287$  J/K/kg ;  $\gamma = 1,4$ .

On laisse entrer progressivement 50 g d'air supplémentaire en mettant le récipient en contact avec l'atmosphère ( $P_a = 1$  bar ;  $T_a = 300$  K).

On suppose que la transformation est suffisamment lente pour que l'air dans la bouteille reste à 300 K (la paroi de la bouteille n'est pas adiabatique).

Donner la pression dans la bouteille à la fin de la transformation.

$$P_b = m_r T_b / V_b = 0,075 \times 287 \times 300 / 0,1 = 64575 \text{ Pa ou } 0,646 \text{ bar.}$$

Déterminer la quantité de chaleur (algébrique) échangée avec l'atmosphère.

**Système** : air dans la bouteille initialement + air qui va entrer dans la bouteille.

Même si la transformation est lente, elle n'est **pas quasistatique** car le système n'est pas homogène → la pression  $P_b$  dans la bouteille est différente de la pression atmosphérique.

Il faut écrire l'**équation bilan** de l'**énergie interne** :

$$m c_v \Delta T = Q + W = 0 \text{ (la température est la même à l'état initial et à l'état final).}$$

Du coup :  $Q = -W = -(-P_a \times (V_2 - V_1))$  avec  $V_2 = V_b$  et  $V_1 = V_b + m_a r T_a / P_a$ . Où  $m_a$  représente la masse de l'air dans l'atmosphère à l'état initial, c'est-à-dire 50 g.

$$\text{On trouve donc : } Q = -W = P_a \times (-m_a r T_a / P_a) = -m_a r T_a = -0,05 \times 287 \times 300 = -4305 \text{ J.}$$

# Plan du cours



## ≥ Ch.1

### Généralités (3 séances)

Systèmes,  
Variables/Fonctions d'état,  
Equations d'état,  
Transformations,  
Coefficients thermoélastiques.

## ≥ Ch.2

### Le premier principe (3 séances)

Travail, Chaleur, Puissance,  
**Energie Interne**,  
Transformations particulières,  
Cycles thermodynamiques.

## > Ch.3

### Enthalpie (2/3 séances)

Systèmes avec transvasement,  
Compresseurs et turbines,  
Turbines à gaz et turboréacteurs.

## > Ch.4

### Le deuxième principe (4/5 séances)

**Entropie**, retour sur le cycle de Carnot,  
Transformations monothermes.

## ≥

### Quelques Exercices

... sur les chapitres 1, 2, 3 et 4.