

# PHENOMENES THERMIQUES

*Le but de cette partie du cours de physique est de traiter des phénomènes où la température intervient. On dégagera cette notion ainsi que celle de chaleur.*

## Chap. I DILATATION DES LIQUIDES ET DES SOLIDES

L'expérience montre qu'à de très rares exceptions près, tous les corps se dilatent lorsque leur température augmente. Pour les corps solides et liquides la dilatation est le plus souvent très faible, mais néanmoins observable et mesurable, le principe du thermomètre à mercure ou à alcool en est la meilleure illustration.

Pour cette 1<sup>ère</sup> partie de chapitre, on fera deux *hypothèses* restrictives importantes:

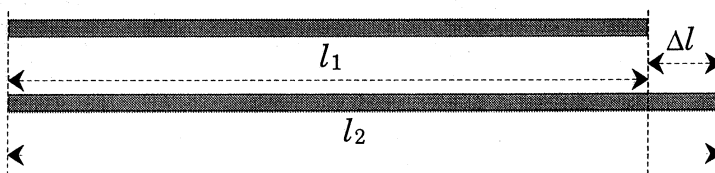
a) lors de variation de température, la substance considérée reste dans le même état d'aggrégation, donc pas de changement de phase (ou de changement d'état: fusion, ébullition, etc.);

b) la pression sera supposée rester constante au cours des variations de dimensions de la substance. Il ne sera ici même pas utile de le préciser. Cette précision sera par contre de la plus haute importance lorsqu'on traitera des gaz (chapitre II).

### Dilatations de longueur (linéiques) :

Considérons une barre, par exemple métallique, ayant une longueur  $l_1$  à la température  $\theta_1$  et une longueur  $l_2$  à la température  $\theta_2$ .

On observe que la variation de température  $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$  provoque une variation de longueur  $\Delta l = l_2 - l_1$ .



*L'expérience montre que pour un intervalle de température pas trop grand (pouvant atteindre plusieurs dizaines de degrés tout de même), la variation de longueur est simplement proportionnelle à :*

1°) la variation de température d'une part :  $\Delta l \propto \Delta\theta$

2°) et à la longueur initiale d'autre part :  $\Delta l \propto l_1$

$\Delta l$  est donc proportionnel au produit :  $\Delta l \propto l_1 \Delta\theta$

Il faut un facteur de proportionnalité pour pouvoir écrire une égalité.

Ce facteur va justement contenir la caractéristique de la matière en cause, c'est son *coefficient de dilatation*, noté  $\alpha$ , ainsi :

$$\Delta l = l_1 \alpha \Delta \theta$$

On peut souhaiter obtenir la nouvelle longueur  $l_2$ ; pour cela, il suffit d'expliciter  $\Delta l = l_2 - l_1$  puis de mettre  $l_1$  en évidence pour obtenir :

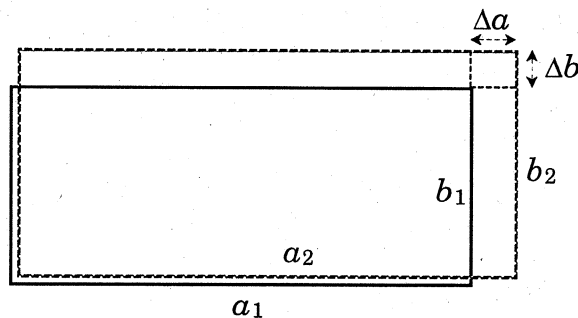
$$l_2 = l_1(1 + \alpha \Delta \theta) \quad (*)$$

### Remarques:

- On utilise le symbole  $\theta$  pour la température dans l'échelle de Celsius.
- Le coefficient de dilatation  $\alpha$  est en unité de  $(^\circ)^{-1}$ , comme il est facile de le vérifier.
- Sa valeur, qu'on trouve dans le F & T pour diverses substances, est très petite, souvent de l'ordre de  $10^{-5} (^\circ)^{-1}$  pour les corps solides.

### Dilatations de surface (surfaiques):

Considérons une plaque de tôle rectangulaire de surface  $S_1 = a_1 b_1$  à la température  $\theta_1$ .



A une température différente  $\theta_2$ , la surface devient  $S_2 = a_2 b_2$  où chaque côté s'est modifié de façon linéique, c'est-à-dire, selon (\*):

$$S_2 = a_2 b_2 = a_1(1 + \alpha \Delta \theta) b_1(1 + \alpha \Delta \theta) = S_1(1 + \alpha \Delta \theta)^2 = S_1[1 + 2(\alpha \Delta \theta) + (\alpha \Delta \theta)^2] \quad (**)$$

Comme le coefficient de dilatation  $\alpha$  est très petit et que l'intervalle de température  $\Delta \theta$  n'est pas très grand, le terme  $\alpha \Delta \theta$  est toujours  $\ll 1$ , par conséquent, ce même terme, élevé au carré, sera négligeable devant les deux autres dans (\*\*). On écrira alors en posant  $\beta = 2\alpha$  :  $S_2 = S_1(1 + \beta \Delta \theta)$ . La *variation* de surface est donc :

$$\Delta S = S_1 \beta \Delta \theta .$$

### Dilatations de volume (volumiques):

Le calcul est très semblable à celui fait ci-dessus. On prend cette fois un parallépipède d'arêtes  $a$ ,  $b$  et  $c$ , donc de volume  $V = abc$ . Il intervient la même parenthèse  $(1 + \alpha \Delta \theta)$ , mais maintenant *au cube*. Le développement fait apparaître un terme  $(\alpha \Delta \theta)$  au carré et un autre au cube, qui seront négligés pour les mêmes raisons que précédemment. Il reste, en posant :  $\gamma = 3\alpha$  :  $V_2 = V_1(1 + \gamma \Delta \theta)$ .

La *variation* de volume est donc :

$$\Delta V = V_1 \gamma \Delta \theta .$$

Dans le F&T on trouve les coefficients  $\alpha$  pour les matières solides et les coefficients  $\gamma$  pour les liquides.

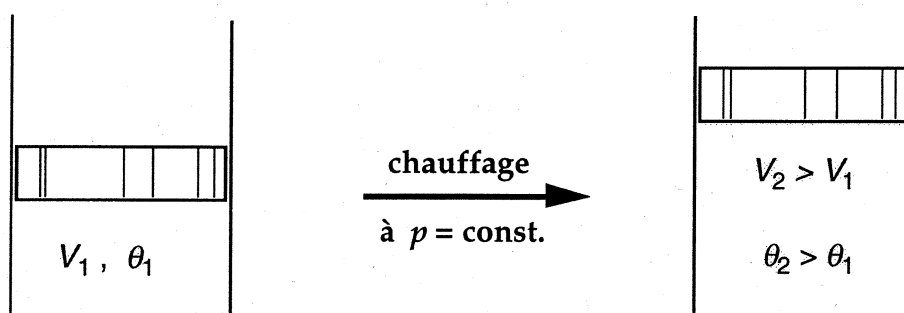
## Chap. II

# COMPORTEMENT DES GAZ PARFAITS

Considérons une certaine quantité de gaz. L'état de ce gaz est complètement déterminé par ce qu'on appelle les trois **variables d'état** qui sont: sa **pression**, son **volume** et sa **température**.

Examinons la situation d'un gaz tout d'abord enfermé dans un cylindre obturé par un piston coulissant librement, c-à-d sans frottement. Il est à une température  $\theta_1$ , il a un volume  $V_1$  et est à une pression  $p$ . Par un moyen ou un autre, on chauffe gentiment ce gaz, par exemple en plaçant une bougie sous le cylindre qui serait métallique.

La pression du gaz ne variera pas puisqu'elle est donnée par la pression extérieure ( $p_{atm}$ ) à laquelle s'ajoute la pression due au poids du piston. Par contre le gaz va se dilater sous l'effet de la chaleur:



Cela ressemble à ce qui a été vu pour les solides et les liquides, pour lesquels la pression n'intervenait pas. Par analogie on écrit alors:

$$V = V_0(1 + \gamma_p \theta) \quad (1)$$

où  $V_0$  est le volume du gaz à  $0^\circ\text{C}$   
et  $\gamma_p$  est le coefficient de dilatation (volumique) à  $p = \text{const.}$

Le gaz est maintenant enfermé dans un récipient solide, rigide et indéformable, ce qui signifie que son volume ne changera pas, quoi qu'on fasse.

Si on chauffe ce gaz, sa pression va donc augmenter. On sait en effet que à la température, grandeur macroscopique, correspond la vitesse d'agitation thermique aléatoire des particules (atomes ou molécules) du gaz, grandeur microscopique: plus la température est élevée plus la vitesse des particules est grande. Et plus la vitesse est grande, plus le nombre de chocs contre les parois intérieures du récipient est grand d'une part et plus ces chocs sont violents d'autre part, ce qui se traduit, globalement, par une pression plus grande contre ces parois.

Par analogie avec ce qui vient d'être dit ci-dessus, on écrit:

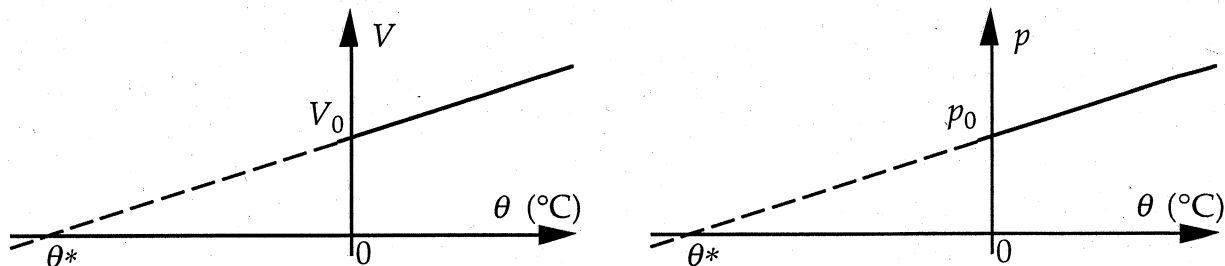
$$p = p_0(1 + \gamma_v \theta) \quad (2)$$

où  $p_0$  est la pression du gaz à  $0^\circ\text{C}$  et  $\gamma_v$  est le coefficient, non pas de dilatation puisque le volume ne change pas, mais disons de "tension" à  $V = \text{const.}$

L'expérience montre que  $\gamma_p$  est pratiquement le même pour tous les gaz parfaits et que  $\gamma_v$  l'est aussi. De plus (et c'est dingue!) :  $\gamma_p \approx \gamma_v \approx \gamma$ , l'indice n'est plus nécessaire; il n'est même plus nécessaire de consulter le Formulaire et Tables!

Les résultats d'expériences multiples et diverses ont donné :  $\gamma \approx 3,66 \cdot 10^{-3} (\text{°C})^{-1}$ .

Représentons graphiquement  $V = f(\theta)$  et  $p = f(\theta)$ ; ce sont des droites affines :



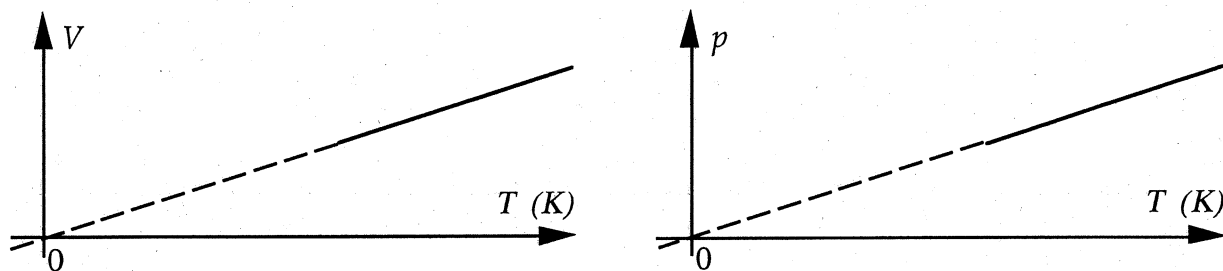
L'intersection avec l'axe horizontal donne une température particulière  $\theta^*$ . Mais on n'a pas le droit de dessiner la droite expérimentale jusqu'à cette valeur puisque le gaz y aurait un volume nul et serait à une pression nulle, ce qui est tout à fait irréaliste, d'où la portion de droite en pointillé. Calculons pourtant ce que vaut  $\theta^*$ ; de (1):

$$V = 0 \Rightarrow (1 + \gamma\theta^*) = 0 \Rightarrow \theta^* = -\frac{1}{\gamma} \approx \frac{1}{-3,66 \cdot 10^{-3}} \approx -273 \text{ °C}$$

On trouve ainsi une température à laquelle le gaz (parfait) *aurait* un volume nul et *serait* à une pression nulle. Il ne pourrait pas être plus froid ! C'est ce qu'on appelle le **zéro absolu**.

Ceci suggère de faire une **translation d'axe** en plaçant un nouveau zéro de température en  $\theta^*$  et de définir une nouvelle échelle de température: **l'échelle absolue**. Elle se mesure en **kelvin** (et non en *degrés kelvin*); le symbole de température est cette fois  $T$  et non plus  $\theta$ , et on a que l'unité  $[T] = \text{K}$ , le kelvin (et non °K).

Cette translation conduit à poser:  $T = \theta - \theta^*$ . Ainsi, pour avoir une température en kelvin à partir des degrés Celsius, il suffit d'ajouter 273. Ainsi par exemple, l'eau bout à 373 K (à une pression de 1 atm). Les graphiques  $V = f(T)$  et  $p = f(T)$  sont donc maintenant linéaires :



La relation (1) devient:

$$V = V_0 \left(1 - \frac{\theta}{\theta^*}\right) = V_0 \left(\frac{\theta^* - \theta}{\theta^*}\right) = -\frac{V_0}{\theta^*} (\theta - \theta^*) = -\frac{V_0}{\theta^*} \cdot T$$

autrement dit:

$$V = \text{const} \cdot T \quad (1') \text{ processus isobare (c-à-d à } p = \text{const).}$$

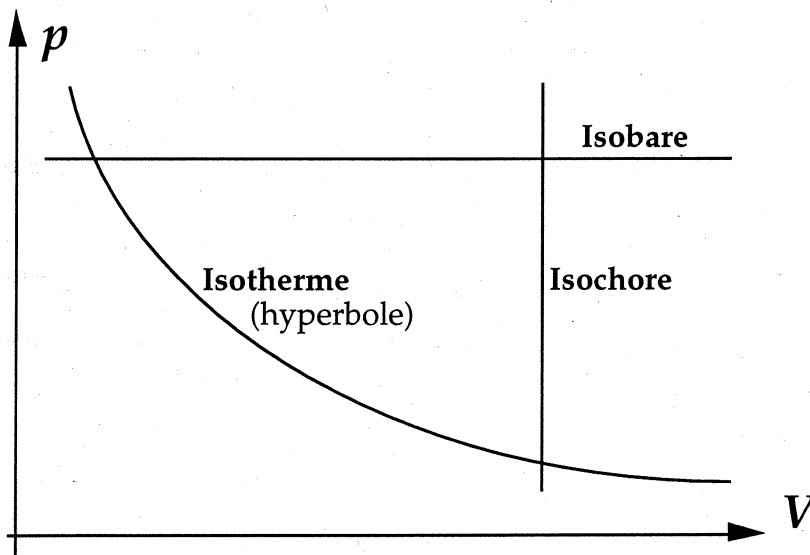
De même pour la pression avec la relation (2), en faisant le même calcul que ci-dessus:

$$p = \text{const} \cdot T \quad (2') \quad \text{processus } \mathbf{isochore} \text{ (c-à-d à } V = \text{const.)}.$$

Jusqu'ici, on a examiné deux processus particuliers, en gardant soit  $p$  soit  $V$  constant. Mais il y a **trois** variables d'état; il y a donc naturellement une troisième possibilité: modifier l'état du gaz tout en gardant sa **température constante**. On sait qu'un tel processus existe, puisque presque tout le monde a utilisé une pompe pour regonfler les pneus de son vélo. On a observé sans peine que le volume du gaz diminue si on presse sur le piston, c-à-d si la pression augmente. Pour un gaz parfait, on constate expérimentalement que si on augmente la pression d'un facteur  $k$ , alors le volume diminue d'un même facteur  $k$ . Cela se traduit par la relation très simple:

$$pV = \text{const} \quad \text{ou bien} \quad p = \text{const}/V \quad (3) \quad \text{processus } \mathbf{isotherme}.$$

Représentons graphiquement les trois processus sur un genre de graphique très souvent utilisé: le **diagramme ( $p, V$ )** ou diagramme de Clapeyron:



Résumons ces trois processus:

Si  $p = \text{const.}$  :  $V = \text{const.} \cdot T$  ou bien :  $V/T = \text{const.}$  Loi de Gay-Lussac

Si  $V = \text{const.}$  :  $p = \text{const.} \cdot T$  ou bien :  $p/T = \text{const.}$  Loi de Charles

Si  $T = \text{const.}$  :  $p = \text{const.}/V$  ou bien :  $pV = \text{const.}$  Loi de Boyle et Mariotte

Ils ne sont en fait que les cas particuliers du cas général où les trois variables changent en même temps. En regardant les trois relations de droite ci-dessus, on remarque qu'il est possible d'en rendre compte simultanément par une seule relation, tout en sachant que ces trois processus ne peuvent pas être simultanés; autrement dit, il serait faux de faire un mixage algébrique des trois relations ci-dessus. Mais :

$$\frac{pV}{T} = \text{const} \quad (4)$$

contient les trois cas particuliers. Ce qui peut aussi s'écrire si la masse de gaz est fixe:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \frac{p_3 V_3}{T_3} = \dots$$

La façon d'écrire cette dernière relation montre que *l'unité* de pression, de même que *l'unité* de volume est sans importance; par contre, il est **indispensable** que la température soit exprimée en kelvin, puisque le passage des degrés Celsius aux kelvin est une addition et non une multiplication.

Question légitime: mais que contient donc la **constante** de la relation (4) ?

Réponse: quelque chose d'évident, même si on ne l'a pas encore évoqué; quelque chose qui représente la quantité de gaz; par exemple, puisque le volume apparaît, sa masse devrait apparaître aussi. Faisons donc intervenir sa masse, mais non pas en kg, parce qu'il est difficile de peser un gaz, mais par son **nombre de moles  $n$** , ce qui est plus commode ici. Il ne reste plus alors qu'à mettre un facteur de proportionnalité pour ne pas avoir d'ennuis d'unités. On le note  **$R$** , c'est tout simplement la **constante des gaz**. Ainsi, la relation (4) de vient:

$$\frac{pV}{T} = nR \quad (4') \quad \text{ou bien:} \quad pV = nRT$$

C'est la **loi des gaz parfaits** (dite aussi: **équation d'état**).

### **Le gaz parfait:**

L'élève: - Mais monsieur, cela fait au moins une heure que vous nous parlez de gaz parfaits et on ne sait toujours pas ce que vous entendez par là.

Le prof.: - Le gaz parfait est celui qui obéit à la loi des gaz parfaits. Vous grimacez? Cela ne vous satisfait pas? OK, vous êtes sympathique et je ferai un effort. Pour qu'un gaz puisse être considéré comme parfait, il faut que les particules - atomes ou molécules - qui le constituent soient suffisamment éloignées les unes des autres. Plus précisément, il faut que la dimension des particules soit négligeable vis-à-vis des distances qui les séparent; mieux: que le volume total des particules soit négligeable vis-à-vis du volume occupé par le gaz. Le volume occupé par les molécules serait environ celui du gaz à l'état liquéfié. Ainsi, pour que le gaz puisse être parfait, il faut que sa température soit assez élevée et sa pression assez basse; il est donc loin du point de liquéfaction. De plus, les particules ne doivent pas avoir d'interaction mutuelle, attraction ou répulsion, ce qui n'est possible que si elles sont assez éloignées les unes des autres. Du point de vue de l'énergie, ce qu'on examinera un peu plus tard, cela revient à dire que ce qu'on appelle l'**énergie interne** du gaz ne contient que les énergies cinétiques des particules et non pas des énergies potentielles d'interaction. Voilà!

Des gaz comme He, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> (donc l'air) et d'autres encore peuvent être considérés comme assez parfaits aux conditions ambiantes.

Notez bien que les gaz dits parfaits sont à **ne pas confondre** avec les gaz dits "rares" ou "nobles". Ces derniers sont uniquement ceux de la dernière colonne du tableau périodique des éléments, ce sont dans l'ordre He, Ne, Ar, Kr, Xe et Rn. Ils *peuvent* être parfaits si les conditions mentionnées sont remplies.

Lorsqu'un gaz n'est plus parfait, il est dit **réel**, et son équation d'état est beaucoup plus compliquée que (4'). Il existe plusieurs modèles de description du gaz réel et le plus simple parmi ceux-ci est le modèle de **van der Waals**, qui tient compte du volume propre des molécules et des forces d'interaction entre elles.

## Rappel:

En chimie on a appris la définition d'une **mole**, mais admettons qu'on l'a oublié !

C'est une quantité de matière contenant toujours le même nombre d'entités élémentaires: atomes, molécules, ions ... Ce nombre est le **nombre d'Avogadro**  $N_A$  et vaut  $6,02 \cdot 10^{23}$ . Une mole d'eau contient  $N_A$  molécules d'eau, une mole de chats contient  $6,02 \cdot 10^{23}$  chats, etc. Il ne s'agit pas de refaire toute la théorie, mais pour savoir quelle est la masse d'une mole d'eau par exemple, il suffit de connaître la masse moléculaire de  $H_2O$ , c'est-à-dire  $1+1+16 = 18$  u, où  $1 \text{ u} \approx 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  est l'unité de masse atomique. Ainsi une mole d'eau a une masse de  $18 \text{ g} = 0,018 \text{ kg}$ .

**Attention !** le gramme n'est pas dans le bon système d'unités (MKS); c'est le kg qu'il faut utiliser.

## Unités et valeur et de la constante des gaz $R$ :

De la relation (4') on tire:

$$R = \frac{pV}{nT} \Rightarrow [R] = \frac{\text{Pa m}^3}{\text{mol K}} = \frac{\text{N m}^{-2} \text{m}^3}{\text{mol K}} = \frac{\text{N m}}{\text{mol K}} = \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$$

Utilisons pour le calcul de  $R$  les souvenirs de chimie, en l'occurrence que 1 mole de gaz (parfait) occupe (environ) 22,4 litres aux **conditions normales**, c-à-d à  $0^\circ\text{C}$  et à la pression standard de (environ) 1013 hPa. Méfions-nous des unités: ni le litre, ni le  $^\circ\text{C}$  ne sont dans le bon système; il faut donc transformer le volume en  $\text{m}^3$  et la température en K; alors:

$$R = \frac{pV}{nT} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \times 22,4 \cdot 10^{-3}}{1 \times 273} \approx 8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$$

## Exemple de calcul:

- Quel est le volume occupé par 8 g d'oxygène à  $47^\circ\text{C}$  et à la pression de 1 atm ?
- Quelle sera la nouvelle température de ce gaz si on triple sa pression et on diminue son volume d'un facteur deux?

**Solution:**

a) De (4') on tire :  $V = \frac{n R T}{p} = \frac{0,25 \times 8,31 \times 320}{1,013 \cdot 10^5} = 6,57 \text{ litres.}$

b) De (4) on tire :  $T_2 = T_1 \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} = 320 \frac{3}{1} \cdot \frac{1}{2} = 480 \text{ K} = 207^\circ\text{C.}$

"La chaleur c'est comme les baffes (ou les bises), on peut en donner et en recevoir, on ne peut pas en posséder".

La chaleur n'est pas vraiment une forme d'énergie, mais plutôt un mode de transfert de l'énergie, tel le travail, qu'on ne peut pas non plus accumuler.

Autre analogie: la chaleur est un peu comme le vent, c'est de l'air en mouvement, et on ne peut pas l'enfermer.

### Exemples :

\* Un véhicule roulant sur une route horizontale, ayant donc une énergie cinétique, freine et s'arrête. Son énergie cinétique (de même que son énergie mécanique) a disparu. Elle s'est transformée en énergie thermique contenue désormais dans les freins, laquelle se propagera dans l'air et le reste du véhicule.

\* Un gaz enfermé dans un cylindre obturé par un piston coulissant peut effectuer un travail mécanique en déplaçant le piston lorsqu'on chauffe le gaz. Cette chaleur fournie au gaz provient d'une source où une autre transformation s'est effectuée: l'énergie d'origine pouvait être chimique si on a utilisé une flamme, ou électrique s'il s'agissait d'une résistance électrique parcourue par un courant, etc.

Ces deux exemples montrent le passage d'une forme d'énergie dans une autre, le "véhicule" étant la chaleur.

Pourtant, la *chaleur*, comme l'énergie et le travail, *se mesure en joules*.

Il faut noter que:

\* On ne dit pas que toute variation de température s'accompagne d'un échange de chaleur; exemple d'une réaction chimique exo - ou endothermique.

\* On ne dit pas que tout échange de chaleur s'accompagne d'une variation de température; ce serait le cas par exemple d'un changement d'état d'aggrégation (chap IV).

Dans ce chapitre de calorimétrie, on fera les *hypothèses restrictives* suivantes:

- Pas de réaction chimique lors de mélanges de deux ou plusieurs corps.
- Pas de changements d'état (fusion, etc.).
- La pression sera le plus souvent la pression atmosphérique et elle sera supposée constante, ou n'ayant pas d'effets mesurables.
- On se limitera à l'étude des *solides* et des *liquides*. L'étude des gaz est pour un chapitre ultérieur (V), dans lequel l'effet de la pression ne pourra plus être négligé. La pression intervient aussi pour agir sur la température de changement d'état, cela sera étudié au chapitre IV.

Cela signifie que dans ce chapitre, on n'examinera que les situations où :

**tout échange de chaleur provoque une variation de température.**

Soit  $Q$  la quantité de chaleur transférée à un corps de masse  $m$ . On note positivement cette grandeur si le transfert s'accompagne d'une augmentation de température: le corps a reçu de la chaleur.  $Q$  serait négatif en cas de refroidissement:

$$Q \geq 0 \Leftrightarrow \Delta\theta \geq 0, \quad Q \leq 0 \Leftrightarrow \Delta\theta \leq 0.$$

L'expérience montre que la relation entre  $Q$  et  $\Delta\theta$  est assez linéaire, pour une substance donnée, de masse donnée: (voir remarques plus bas)

$$\Delta\theta \propto Q$$



(le signe "∞" voulant dire "proportionnel à")

D'autre part, la variation de température  $\Delta\theta$  pour une quantité de chaleur  $Q$  dépend de la quantité de matière du corps auquel elle est transférée: plus la masse du corps est faible, plus la variation de température est grande:

$$\Delta\theta \propto Q/m$$

De ces deux considérations, on déduit que:  $Q \propto m\Delta\theta$ .

Il intervient finalement comme facteur de proportionnalité une propriété caractéristique de la substance, qu'on appelle sa **chaleur massique**, (parfois nommée "chaleur spécifique") notée  $c$ , et qui caractérise la "difficulté" de cette substance à varier sa température: il sera difficile de modifier la température d'une substance ayant une grande chaleur massique, c'est typiquement le cas de l'eau.

$$Q = mc\Delta\theta$$

**Unités de  $c$**  :  $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot(^{\circ})^{-1}$ , ou  $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . Valeurs de  $c$  : F&T, colonnes 14 et 15.

### Remarques sur $c$ :

- La chaleur massique est une grandeur physique **positive** (lorsqu'on apporte de la chaleur à une substance, il serait très surprenant de la voir se refroidir!).

- La chaleur massique  $c$  est donnée comme étant constante, mais ce n'est qu'une approximation assez grossière, dont on se contentera pourtant si le domaine de température n'est pas trop étendu au voisinage de la température ambiante. Une étude passablement plus poussée montrerait en particulier que  $c = 0$  si  $T = 0$ .

- Le F&T donne pour l'eau (liquide)  $c = 4,19 \cdot 10^3 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot(^{\circ})^{-1}$  et pour le mercure par exemple  $c = 0,14 \cdot 10^3 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot(^{\circ})^{-1}$ . On remarque ainsi qu'il est environ 30 fois plus facile de chauffer d'un même écart de température une masse de mercure que la même masse d'eau. Il se trouve que l'eau est la substance ayant la chaleur massique la plus élevée.

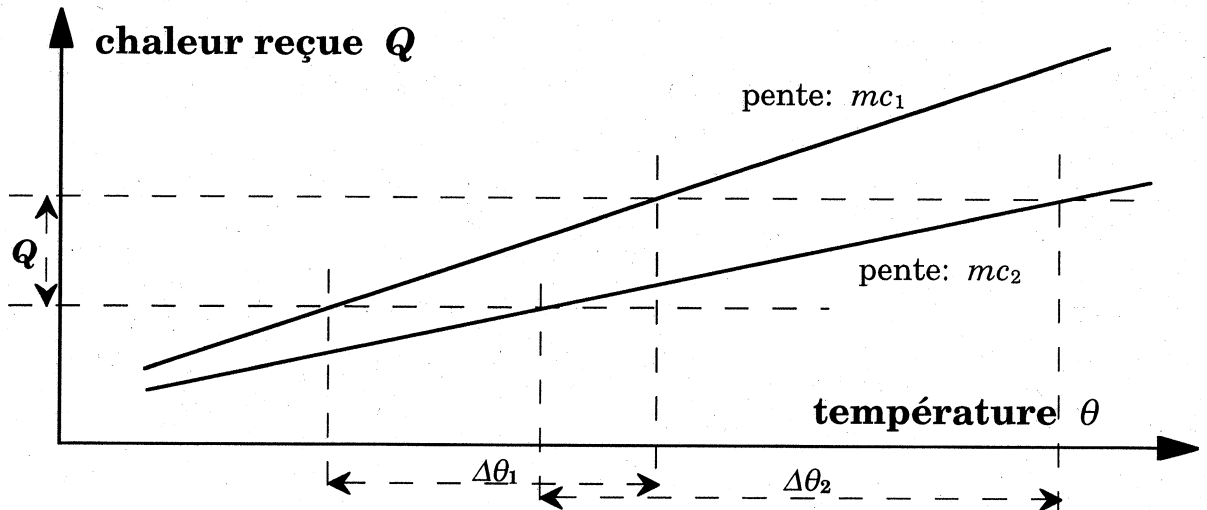
- Il faut donc près de 4200 J pour élever d'un degré 1 litre d'eau. Il faut 1 *calorie* pour élever 1 gramme d'eau de 1 degré. La calorie (symbole: cal) est l'ancienne unité de chaleur. La correspondance est par conséquent, puisque 1 litre d'eau contient 1000 g:  $1 \text{ cal} = 4,19 \text{ J}$ .

On note que le besoin alimentaire quotidien d'un humain est d'environ 2500 kcal, soit de l'ordre de dix millions de joules !

- L'une des hypothèses de départ est la constance de la pression. On devrait alors ajouter un indice et noter  $c_p$  la chaleur massique. Cette distinction n'est pas trop importante pour les solides et les liquides, elle est par contre capitale pour les gaz.

- Si on représente graphiquement la chaleur reçue en fonction de la température, la relation  $Q = mc\Delta\theta$  se traduit par une droite (figure ci-dessous).

Pour par exemple deux substances différentes mais de même masse, chacune recevant la même quantité de chaleur  $Q$ , le graphique montre des variations différentes de température. De plus, la pente de chaque droite *contient* la chaleur massique  $c$ . C'est-à-dire ?



## Mélanges thermiques

Il y a **trois** façons de transférer de la chaleur d'un corps à un autre:

1°) Par contact direct (dit contact thermique) de ce corps avec un autre ayant une température différente. C'est la **conduction thermique**.

2°) Par l'intermédiaire d'un fluide caloporteur. C'est la **convection**.

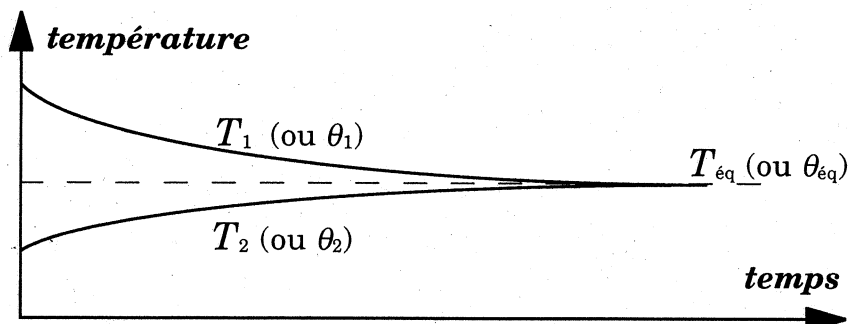
3°) Par **rayonnement**.

Le chapitre VIII sera nécessaire pour décrire ces trois modes de **propagation de la chaleur**.

Dans le présent chapitre, ce sera la plus souvent la conduction qui sera en cause, bien que le mode de propagation soit peu important en calorimétrie proprement dite.

Le **2<sup>ème</sup> Principe de la Thermodynamique** (chapitre VII) stipule une évidence pour deux corps en contact thermique:

*la chaleur s'écoule **spontanément** d'un corps à la température  $T_1$  à un autre corps à la température  $T_2$  si et seulement si  $T_1 > T_2$ . Le flux de chaleur s'arrête dès que  $T_1 = T_2 = T_{\text{éq}}$ , la température d'équilibre.*



Deux ou plusieurs corps de masses  $m_1, m_2, \dots$  et de chaleurs massiques  $c_1, c_2, \dots$  sont mis en contact thermique. Leur température, initialement différentes ( $\theta_1, \theta_2, \dots$ ) vont tendre vers une *température d'équilibre*  $\theta_{\text{éq}}$ , la même pour tous.

Le problème est de pouvoir calculer cette température connaissant les caractéristiques des corps ( $m_i$  et  $c_i$ ) et leur température initiale  $\theta_i$ . Les divers corps, au nombre de  $n$ , seraient numérotés 1, 2, 3, ...,  $i$ , ...,  $n$ ; la lettre  $i$  pour *indice*.

Commençons par deux corps. Il faut supposer qu'ils n'échangent de la chaleur qu'entre eux, et pas avec l'air ambiant par exemple, sinon ce dernier doit être considéré comme un troisième corps.

Si le premier corps donne une chaleur  $Q_2$  au deuxième, celui-ci donne une chaleur  $Q_1$  au premier. Puisqu'il n'y a par hypothèse pas de pertes thermiques, il est évident que  $Q_1 = -Q_2$ , ce qui revient à dire que:

$$Q_1 + Q_2 = 0 \quad (*)$$

Si par exemple initialement  $\theta_2 > \theta_1$ , alors le premier corps va se réchauffer et le deuxième se refroidir, les signes des variations de températures sont opposés. La température d'équilibre est évidemment intermédiaire entre  $\theta_1$  et  $\theta_2$ :

$\Delta\theta_1 = \theta_{\text{éq}} - \theta_1 > 0$  et  $\Delta\theta_2 = \theta_{\text{éq}} - \theta_2 < 0$ . La relation (\*) ci-dessus devient:

$$m_1 c_1 (\theta_{\text{éq}} - \theta_1) + m_2 c_2 (\theta_{\text{éq}} - \theta_2) = 0, \text{ d'où on tire aisément } \theta_{\text{éq}}:$$

$$\theta_{\text{éq}} = \frac{m_1 c_1 \theta_1 + m_2 c_2 \theta_2}{m_1 c_1 + m_2 c_2}$$

Il faut remarquer que  $\theta_{\text{éq}}$  n'est autre que la **moyenne pondérée** des températures  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , les "poids" étant les  $m_i c_i$ .

Pour un nombre  $n$  de substances mises en contact thermique, et dans l'hypothèse qu'il n'y a pas de pertes, c-à-d que toutes les chaleurs échangées le sont parmi les substances en cause; la relation (\*) se généralise alors à un nombre quelconque de corps:

$$Q_1 + Q_2 + \dots = 0, \text{ c-à-d, } i \text{ allant de } 1 \text{ à } n:$$

$$\sum Q_i = 0, \quad \text{qu'on écrit:}$$

$$\sum m_i c_i (\theta_{\text{éq}} - \theta_i) = 0 \quad (**)$$

Il s'agit d'une seule équation d'où on ne pourra tirer qu'une seule inconnue, toutes les autres grandeurs étant connues. Pour  $\theta_{\text{éq}}$  on retrouve la moyenne pondérée des températures:

$$\theta_{\text{éq}} = \frac{\sum m_i c_i \theta_i}{\sum m_i c_i}$$

mais il est aussi possible, à partir de (\*\*), de déterminer par exemple une chaleur massique  $c_i$  si la température d'équilibre est connue, ce qui est expérimentalement plus réaliste car il est souvent facile de mesurer des masses et des températures avec des balances et des thermomètres, alors qu'il n'existe pas d'instrument à mesurer des chaleurs massiques.

## Chap. IV CHANGEMENTS D'ETAT

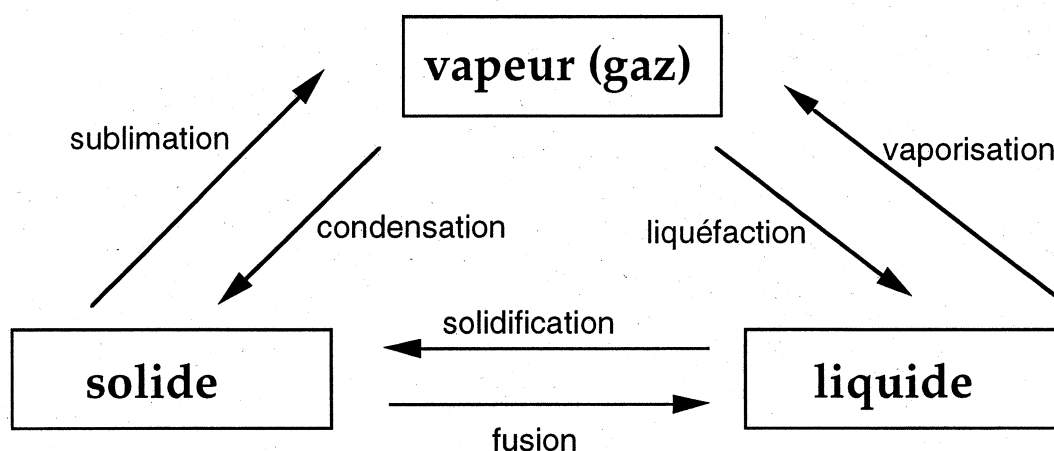


fig. 4.1. Les trois états de la matière et la nomenclature des processus de transition.

### 1. Chaleurs latentes. L'eau dans tous ses états

Ce qui va être examiné ci-dessous pour  $H_2O$  est aussi applicable, qualitativement, pour les corps purs, c'est-à-dire, en gros, ceux dont on peut écrire la formule chimique. Ils se caractérisent par une température de fusion  $\theta_f$  et de vaporisation  $\theta_v$ , franche, précisément définie. Les **métaux** sont un bon exemple. Mais il y a pourtant bien des substances, très communes, qui ne répondent pas à ce modèle: le beurre, les matières plastiques, le gigot d'agneau, le verre, etc. n'ont pas des températures de changement de phase bien définies, ou n'en ont même pas du tout.

Tout le monde sait que la glace fond à  $0\text{ }^\circ\text{C}$  (ou que l'eau gèle à  $0\text{ }^\circ\text{C}$ , le processus est réversible) et que l'eau bout à  $100\text{ }^\circ\text{C}$  (si la pression est de  $1013\text{ hPa}$ ). Ainsi, si on sort un glaçon du congélateur à  $-20\text{ }^\circ\text{C}$ , il ne faut pas s'attendre à ce qu'il fonde tout de suite, il doit pour cela d'abord se réchauffer jusqu'à  $0\text{ }^\circ\text{C}$ , température à laquelle il pourra fondre, pas avant. Mais il ne fondra que si on lui apporte de la chaleur, chaleur qui cette fois ne le réchauffera pas.

La figure ci-dessus ne fait que préciser le vocabulaire des processus de transition, des changements d'état ou changements de phase (phase liquide, etc.).

Examinons l'évolution temporelle de la température d'une masse de  $1\text{ kg}$  de  $H_2O$  à laquelle on apporte de la chaleur à un taux constant, c'est-à-dire que la puissance de chauffage  $P$  est constante. La température initiale serait par exemple de  $-100\text{ }^\circ\text{C}$  et la température finale de par exemple  $200\text{ }^\circ\text{C}$ ; la pression serait *normale*, donc constante.

Le graphique  $\theta = f(t)$  (i.e. température en fonction du temps) ci-après montre une alternance de segments de pente positive et de segments horizontaux. On distingue cinq domaines:

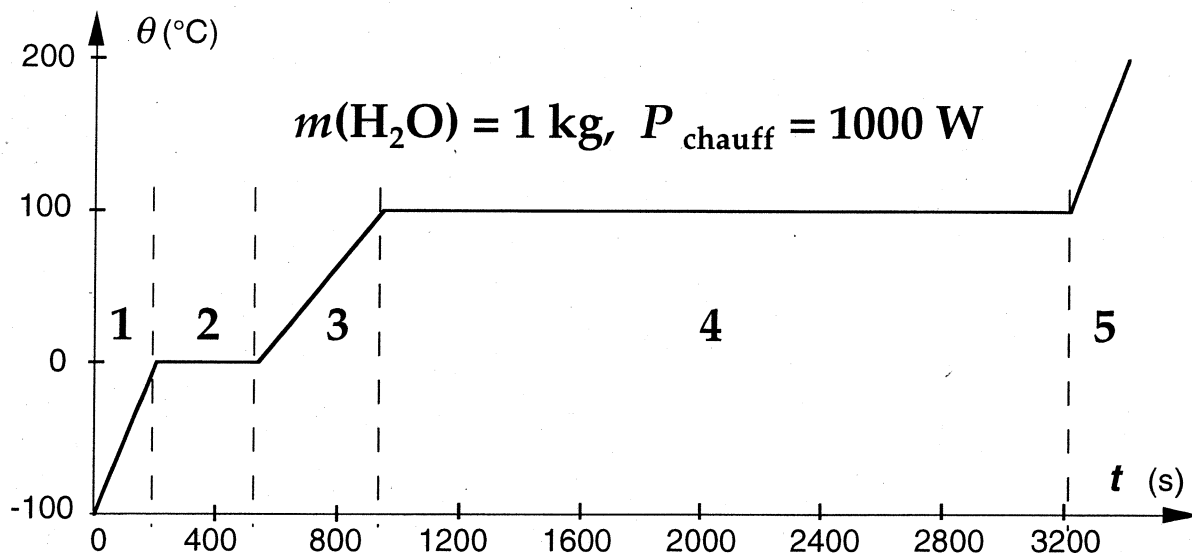


fig. 4.2. Les paliers (ou plateaux) de fusion (2) et de vaporisation (4).

**1 : la glace s'échauffe.**  $Q = P\Delta t = mc_s \Delta\theta$  où  $c_s$  est la chaleur massique de la glace (s pour solide):  $c_s = 2,06 \cdot 10^3 \text{ J/kg.K}$ . La pente du segment contient l'inverse de  $c_s$  et, avec les valeurs de  $m$  et de  $P$ , on calcule que le processus dure 206 s.

**2 : la glace fond.** Elle ne s'échauffe plus. **C'est le plateau de fusion.** Toute la chaleur apportée ne sert qu'à la faire **changer d'état**.

Pour faire passer une masse de glace à 0 °C à la même masse d'eau (évidemment!) à 0 °C, il faut une quantité de chaleur  $Q_f$  (f pour fusion), proportionnelle à cette masse. Le facteur de proportionnalité caractérise la nature de la substance à fondre, c'est sa **chaleur latente de fusion**  $L_f$ . Pour  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $L_f = 3,34 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$  (voir F&T col. 12). Ainsi:

$$Q_f = m L_f$$

**3 : l'eau (qui était glace) s'échauffe.**  $Q = P\Delta t = mc_l \Delta\theta$  où  $c_l$  est la chaleur massique de l'eau (l pour liquide):  $c_l = 4,19 \cdot 10^3 \text{ J/kg.K}$ . Elle est environ deux fois plus élevée que  $c_s$  et le processus prend donc environ deux fois plus de temps (418 s).

**4 : l'eau bout.** Elle ne s'échauffe plus. **C'est le plateau de vaporisation** (ou d'ébullition). Toute la chaleur apportée ne sert qu'à la faire **changer d'état**. Pour transformer cette masse d'eau à 100 °C en vapeur d'eau à 100 °C, il faut une quantité de chaleur  $Q_v$  (v pour vaporisation), proportionnelle à cette masse. Le facteur de proportionnalité caractérise la nature de la substance à évaporer, c'est sa **chaleur latente de vaporisation**  $L_v$ . Pour  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $L_v = 22,6 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$  (voir F&T col. 13). Ainsi:

$$Q_v = m L_v$$

On remarque sur la figure la grande longueur du plateau de vaporisation. Cela montre qu'il faut beaucoup plus de chaleur (environ sept fois) pour évaporer 1 litre d'eau (à 100 °C) que pour faire fondre 1 kg de glace (à 0 °C). Cela signifie aussi que la vapeur d'eau contient beaucoup d'énergie, et que, par conséquent, on en récupère beaucoup en la faisant se liquéfier. Ceci est exploité par exemple dans les restaurants où, pour chauffer très rapidement un verre d'eau froide et servir un thé chaud, on y introduit un jet de vapeur d'eau, (voir l'ex. 2.).

**5 : la vapeur d'eau s'échauffe.** On a affaire cette fois à un gaz, et traiter ce problème nous ferait revenir au chapitre II, pour autant que la vapeur d'eau puisse être considérée comme un gaz parfait, ce qui est possible aux conditions normales. On peut néanmoins trouver la chaleur massique (à  $p = \text{const.}$ ) de la vapeur d'eau en mesurant la pente du dernier segment. On trouve  $c_g$  (g pour gaz) =  $1,85 \cdot 10^3 \text{ J/kg.K}$ ; elle est inférieure aux chaleurs massiques du liquide et du solide.

### Remarque

Il faut fournir de la chaleur pour fondre ou évaporer une substance. Les processus étant réversibles, il est alors clair que si un gaz se liquéfie ou si un liquide se solidifie, de la chaleur sera fournie.

### Exemple de calcul :

Dans un récipient de capacité thermique négligeable se trouve 1 litre d'eau à  $\theta_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ . On y place 50 g de glace à  $\theta_2 = -20 \text{ }^\circ\text{C}$ . Calcul de la température d'équilibre  $\theta_{\text{eq}}$ .

**Solution:** Toutes les chaleurs échangées le sont entre l'eau et la glace, le bilan thermique est donc nul :  $\sum Q_i = 0$ . Il y a alors *quatre* termes:

$$m_e c_e (\theta_{\text{eq}} - \theta_1) + m_g c_g (0 - \theta_2) + m_g L_f + m_g c_e (\theta_{\text{eq}} - 0) = 0$$

- 1) l'eau se refroidit :  $Q < 0$
- 2) la glace se réchauffe jusqu'à  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  :  $Q > 0$
- 3) la glace fond à  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  :  $Q > 0$
- 4) la glace fondue (= eau!) se réchauffe :  $Q > 0$ .

De l'équation ci-dessus on peut tirer sans peine  $\theta_{\text{eq}}$  et trouver environ  $15 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Remarquons que la situation ci-dessus n'est pas vraiment ambiguë car on devine que l'état final d'équilibre sera de l'eau un peu plus froide. Il n'en est pas toujours ainsi, comme le montre l'exercice 5.

## 2. Effets de la pression

Jusqu'ici, on n'a pas tenu compte de la pression, elle était supposée *normale*. Pourtant elle intervient dans ces phénomènes de changement d'état en affectant les températures de transition. Examinons les **diagrammes ( $p, T$ )**: la pression en fonction de la température, l'un pour  $\text{H}_2\text{O}$ , qui décidément ne se comporte pas comme les autres substances, et l'autre pour par exemple un métal ou un corps pur qui ne soit justement pas de l'eau.

Trois branches séparent trois domaines distincts: les trois états de la matière. Les trois branches se réunissent au point Y, le point triple où les trois états coexistent simultanément. Pour l'eau, ce point Y est à  $T_Y = 273,16 \text{ K} = 0,010 \text{ }^\circ\text{C}$ , qui est expérimentalement plus précisément déterminable que le point de congélation. Ce dernier est à  $0,000 \text{ }^\circ\text{C}$  pour autant que la pression soit normale, par contre le point Y ne dépend pas de la pression. Le point Y de l'eau est ainsi le point de référence universel pour les températures.

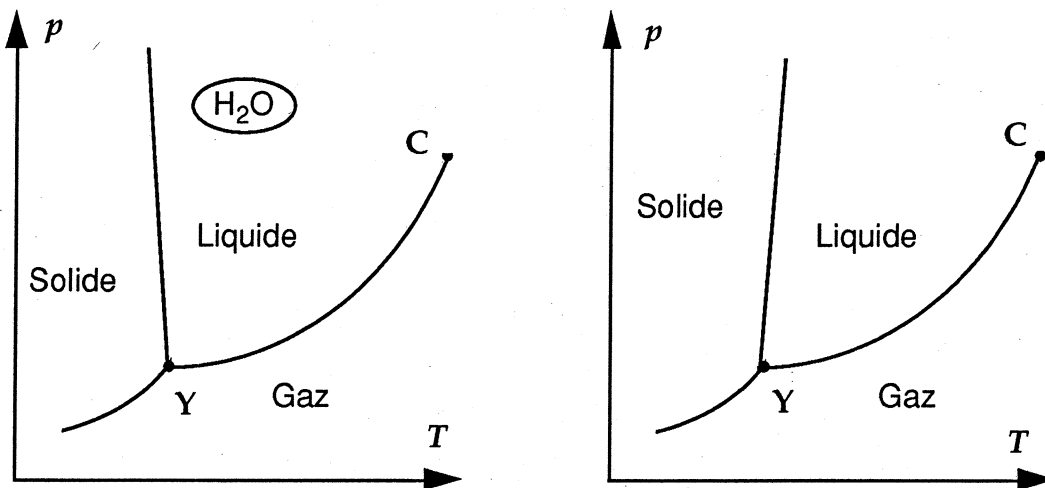


fig. 4.3. Diagrammes pression-température absolue ( $p, T$ ) pour  $H_2O$  et pour d'autres corps purs.

Partons du point Y et examinons chaque branche:

\* La branche du bas, à gauche de Y, sépare les états solide et gazeux, c'est la *courbe de sublimation*. A une pression inférieure à Y la substance passe du solide au gaz, et inversement, sans l'intermédiaire de l'état liquide. C'est le cas du iode aux conditions *normales*. La courbe ayant une pente positive, la transition peut se faire soit en agissant sur la température, soit sur la pression (ou les deux).

\* La branche presque verticale de gauche sépare les états solide et liquide, c'est la *courbe de fusion*. C'est ici qu'apparaît la particularité de l'eau (et du bismuth). Alors que pour tous les autres corps purs, la pente est positive, pour l'eau, elle est négative. Cela signifie dans tous les cas que la température de fusion  $\theta_f$  dépend (pas beaucoup, car la courbe est très raide) de la pression. Pour tous les corps purs (sauf  $H_2O$  et Bi),  $\theta_f$  augmente si la pression augmente alors que pour l'eau  $\theta_f$  diminue si la pression augmente. Ce phénomène apparemment bizarre ne nous est pas tout à fait inconnu: lorsqu'on fait du patin à glace, on exerce une forte pression sur la glace, ce qui la fait fondre localement, on glisse ainsi sur un film d'eau. Mais si la température ambiante est trop basse, l'effet de pression ne suffit pas à fondre la glace et on devrait s'apercevoir que le glissement est moins aisé. L'expérience montre qu'il faut une pression d'environ 130 atm. pour *abaisser* le point de fusion de la glace de  $1^\circ$ .

Signalons que la pente de cette courbe de fusion de l'eau devient pourtant positive à partir d'une pression d'environ 2000 atmosphères!

Cette anomalie de l'eau est une conséquence du fait que la masse volumique de la glace est plus faible que celle de l'eau (les icebergs flottent sur la mer, heureusement!). On montre en effet que la chaleur latente de fusion  $L_f$ , qui est évidemment positive, fait intervenir le produit de la dérivée de la courbe de fusion ( $dp/dT$ ), qui est négative, avec la différence des masses volumiques ( $\rho_{\text{solide}} - \rho_{\text{liquide}}$ ) qui est aussi négative pour  $H_2O$ .

\* La dernière branche mérite une étude un peu plus attentive.

### 3. La vapeur d'eau, l'humidité

Voyons enfin la troisième branche du diagramme  $(p, T)$  de la fig. 4.3. Elle est un peu plus précisée sur la figure 4.4. ci-dessous.

- Personne n'ignore qu'une ménagère suspend son linge sortant de la machine à laver pour le faire sécher, et qu'il séchera d'autant plus vite qu'il fera chaud, qu'il y aura du vent et que sa surface sera grande, c-à-d qu'il sera moins plié.

- Tout le monde a au moins une fois soufflé sur une vitre ou un miroir pour y voir apparaître de la buée.

- Rares sont ceux qui n'ont pas sorti une pièce de viande ou un autre objet du congélateur et y voir ensuite apparaître du givre en surface.

- Qui n'a pas constaté que le ciel bleu peut se couvrir de nuages même s'ils ne sont pas apportés par le vent ?

- Certains privilégiés, alpinistes de l'Himalaya, ont dû s'apercevoir qu'ils avaient beau bouillir leur eau pour faire du thé, il n'était pas vraiment chaud; (autrement dit, *bouillant* ne signifie pas forcément très chaud, on devrait dire *brûlant*).

On pourrait multiplier de tels exemples, pris souvent dans le quotidien, ils sont tous explicables par la troisième branche du diagramme  $(p, T)$  de la figure 4.3., celle qui sépare les états liquide et gazeux. Cette courbe s'appelle la **courbe de pression de vapeur**, ou de tension de vapeur, ou encore de **pression de saturation**.

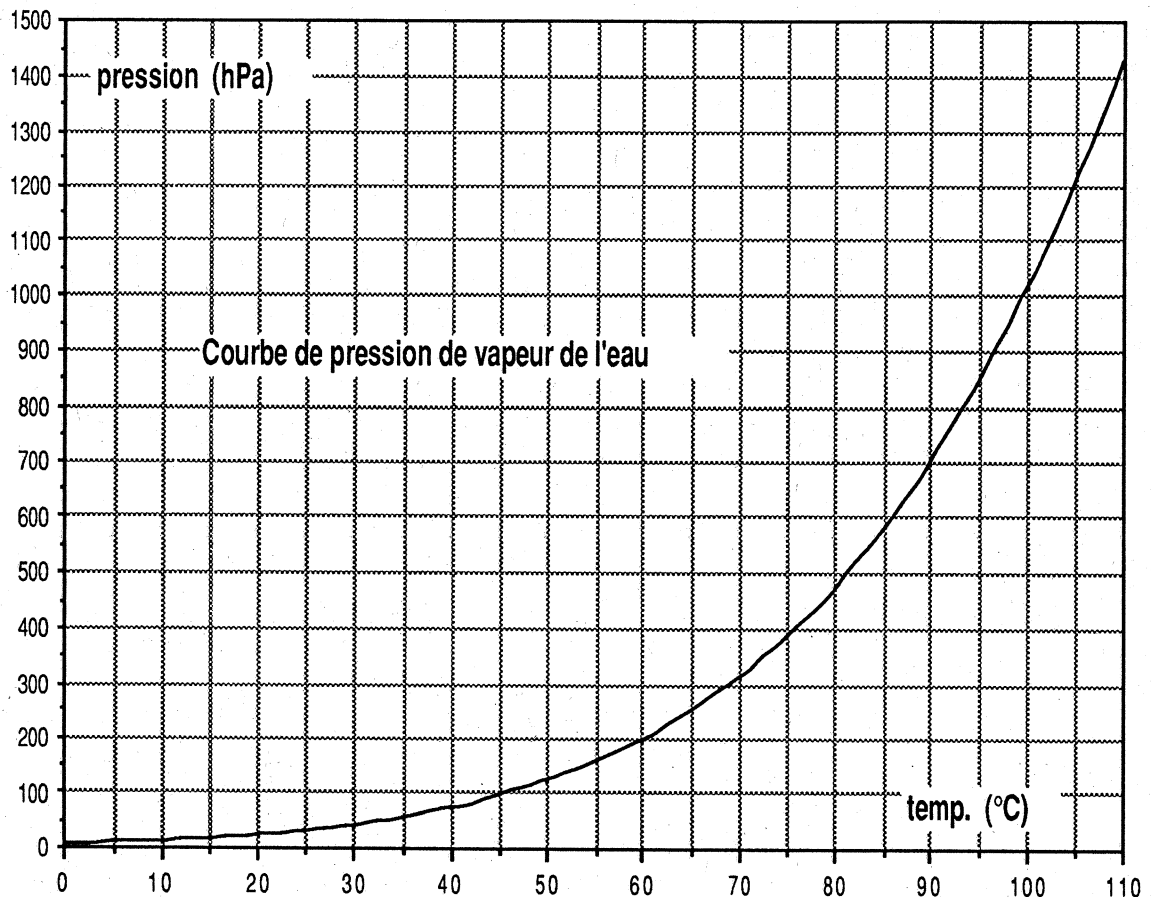


fig. 4.4. Evolution de la température d'ébullition de l'eau en fonction de la pression.



Il faut néanmoins ici introduire de façon simple la notion de **pression partielle**:

Pour la définir, partons d'un cas archi-banal: l'air sec est formé, essentiellement, de 80% d'azote et de 20% d'oxygène. La pression *partielle* d'azote sera alors de  $0,8p$  et la pression *partielle* d'oxygène sera de  $0,2p$  où  $p$  est la pression de l'air, c'est tout.

Revenons à la vapeur d'eau. L'air vraiment *sec* (donc dépourvu d'humidité) est une abstraction dans l'air atmosphérique, il contient toujours de la vapeur d'eau, qui est donc à une certaine *pression partielle*, d'autant plus faible que l'air est moins "humide". Regardons alors la courbe de pression de vapeur. On remarque que la pression augmente avec la température. La pression et la température de quoi? Celle du gaz prêt à se liquéfier ou du liquide prêt à s'évaporer puisque la courbe fait justement la frontière entre les deux états. **La température de vaporisation (ou d'ébullition) et de liquéfaction  $\theta_v$  dépend donc fortement de la pression (partielle ou totale) à laquelle se trouve le liquide et sa vapeur.**

L'eau bout à  $\theta_v = 100\text{ °C}$  si  $p = 1013\text{ hPa}$ , mais cette température est donc plus basse si  $p$  est inférieure à cette pression. Ainsi par exemple si  $p = 23,4\text{ hPa}$ , alors  $\theta_v = 20\text{ °C}$ . Cela signifie dans cet exemple que:

a) si on place un récipient contenant de l'eau à  $20\text{ °C}$  sous une cloche en verre reliée à une pompe par un tuyau, on verra cette eau *froide* se mettre à *bouillir* dès que la pression sous la cloche sera inférieure à environ  $24\text{ hPa}$ ;

b) si la température ambiante est égale à  $20\text{ °C}$  et que la pression partielle de vapeur d'eau présente dans l'air atmosphérique est inférieure à  $23,4\text{ hPa}$ , alors il n'y aura pas de condensation. Par contre, du brouillard (formation de microgouttelettes d'eau) apparaîtra si cette pression partielle est supérieure à  $23,4\text{ hPa}$  ou si la température descend en dessous de ces  $20\text{ °C}$ . S'il y a du brouillard, l'air est saturé d'humidité, on dit que l'humidité, ou le degré hygrométrique est de  $100\%$ .

## Humidité, définition et exemples

Elle se note  $H$  et est très souvent donnée en %, donc comme un rapport, sans unité. Elle se définit par:

$$H = \frac{\text{pression partielle de vapeur d'eau}}{\text{pression de saturation}}$$

la pression de saturation est donnée par la courbe de pression de vapeur (fig. 4.4)

### Exemples de calcul:

1. Un *hygromètre* (instrument capable de mesurer le taux d'humidité) indique que l'humidité de l'air est de  $60\%$ . D'autre part, on constate que de la buée se forme sur une vitre dès que la température de celle-ci est inférieure à  $20\text{ °C}$ . Quelle est alors la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'air ambiant ?

### Réponse:

De la définition ci-dessus:  $pr. \text{ partielle} = H \cdot p_{\text{sat}}$

Le graphe (ou une autre information, telle la p. 179 du F&T) indique qu'à  $20\text{ °C}$ , la pression de vapeur (de saturation) est de  $2338\text{ Pa}$ . Donc la pression partielle sera de  $0,6 \times 2338 = 1403\text{ Pa} = 14,03\text{ hPa} \approx 10,7\text{ mmHg}$ .

2. Imaginons une chaude journée d'été: la température est de  $30\text{ °C}$  et le taux d'humidité est confortablement de  $50\%$ . Le soir tombe et l'air se refroidit. La

quantité de  $H_2O$  dans l'air reste la même mais si la température est assez basse, il pourra y avoir condensation et formation de brouillard dans l'air ou de rosée se déposant sur les objets les plus froids. A partir de quelle température cela se produira-t-il ?

**Réponse :**

Il faut que la pression partielle soit égale à la pression de saturation pour que l'humidité soit de 100 %. Or à 30 °C elle n'est que de 50 %. La pression partielle, qui représente la quantité de vapeur d'eau ne changera pas tant qu'il n'y aura pas condensation. La pression de saturation devra donc être deux fois plus grande pour que  $H$  soit de 100 %. Il suffit de consulter le graphe de la fig. 4.4, d'y lire que  $p_{sat}(30^\circ) \approx 42$  hPa, d'en prendre la moitié (50 %), de retourner sur la graphe pour y lire que la température correspondant à une pression de saturation de 21 hPa est de 18 °C environ.

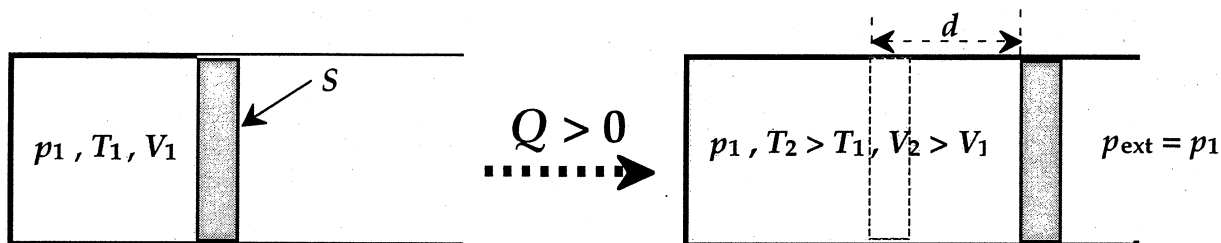
# Chap. V LE PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

La Thermodynamique (avec une majuscule, s'il vous plait!) repose sur trois **principes** fondamentaux. Nous n'évoquons que les deux premiers. Le premier fait intervenir la **conservation de l'énergie** au sens large, il parle donc de *quantité* d'énergie, alors que le deuxième, plus subtil, fait apparaître la *qualité* de l'énergie. Nous n'en dirons que quelques mots au chapitre VII.

Considérons un gaz parfait enfermé dans un cylindre placé horizontalement et obturé par un piston d'aire  $S$  et pouvant coulisser sans frottement.

D'une manière ou d'une autre, une quantité de chaleur  $Q$  est apportée au gaz. On observe alors deux phénomènes distincts:

- 1°) le volume du gaz varie;
- 2°) la température du gaz varie.



Si le processus n'est pas trop rapide, et puisque le piston peut se déplacer sans frottement, la pression  $p$  du gaz sera à tout instant égale à la pression extérieure  $p_{\text{ext}}$  qui est supposée constante, par ex. la pression atmosphérique.

Le piston se déplaçant sur une distance  $d$ , on peut calculer le **travail effectué par le gaz**, agissant avec une force  $F = pS$  sur le piston:

$$A = Fd = pSd = p\Delta V$$

Donc l'énergie apportée au gaz sous forme de chaleur est *partiellement* convertie en travail mécanique, lequel pourra, dans des conditions à préciser, être exploité dans une machine thermique comme un moteur à explosion, une locomotive à vapeur, etc.

La conversion n'est que partielle car le gaz s'est aussi échauffé (si  $Q > 0$ ); cette variation de température se traduit par une variation de l'**énergie interne** du gaz, nouvelle grandeur physique, très importante en thermodynamique et qu'on note  $U$ .

Dans un chapitre ultérieur ("Théorie cinétique des gaz"), on montrera que l'énergie interne  $U$  d'un gaz **parfait** n'est autre que la **somme** de toutes les **énergies cinétiques** des particules (atomes ou molécules) qui constituent le gaz.

Ainsi la chaleur apportée  $Q$  prend deux formes: un travail  $A$  et une variation  $\Delta U$  de l'énergie interne du gaz. Le **Premier Principe de la Thermodynamique** traduit par le signe "égal" cette expression de la **conservation de l'énergie** au sens large:

$$Q = A + \Delta U$$

## Remarques importantes:

1°) Au sens large signifie que l'énergie sous toutes ses formes (mécanique, thermique, électrique, lumineuse, etc.) est conservée. Dans le cours de Mécanique, on avait évoqué la **conservation de l'énergie mécanique**, qui ne se réalise que dans certaines conditions de forces.

2°) Pour les solides et les liquides les variations de volume sous l'effet de la chaleur sont faibles, quoique calculables (dilatations, chap. I), on peut souvent négliger le travail qui leur correspond. Le 1<sup>er</sup> principe appliqué dans ce cas serait simplement  $Q = \Delta U$ . On se souvient d'autre part (Calorimétrie, chap. III) que la relation était  $Q = mc\Delta\theta$ , on se doute alors que l'énergie interne fait intervenir température, la masse et la chaleur massique, comme on le verra.

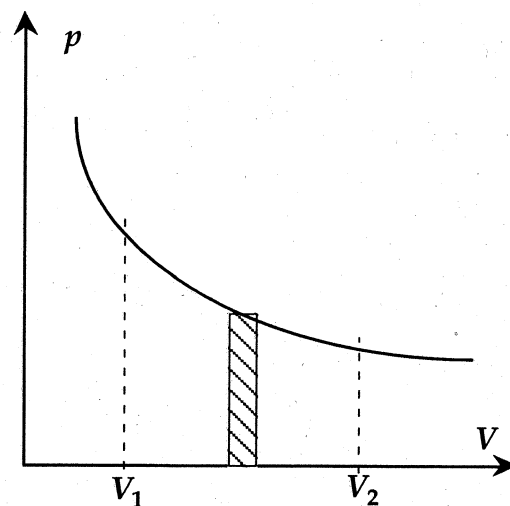
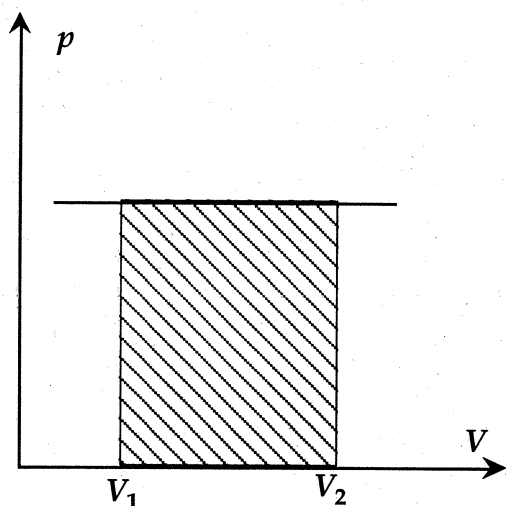
3°) Dans l'exemple utilisé pour établir la formule du premier principe, la pression du gaz reste constante pendant le processus, ce qui donne une droite horizontale sur un diagramme  $(p, V)$  et l'**aire d'un rectangle** pour le **travail**  $p \Delta V$  du gaz.

Si la pression est variable au cours du processus, il est tout de même possible de déterminer le travail entre deux positions du piston; il faut décomposer la variation totale de volume en petits éléments  $\Delta V_i$  et faire la somme des aires des rectangles de base  $\Delta V$  et de hauteur  $p_i$  variable:

$$A_{1,2} = \sum p_i \Delta V_i$$

Lorsque la façon dont la pression dépend du volume est connue analytiquement (par  $p = f(V)$ ) d'une part et qu'on connaît le calcul intégral (ou seulement ses notations) d'autre part, la relation pour le travail ci-dessus s'exprime par:

$$A_{1,2} = \int_1^2 p dV$$



Le cas le plus facile (à part le processus isobare, trivial) est le processus isotherme:

$$p = \frac{nRT}{V} = nRT \frac{1}{V}$$

$$A_{1,2} = \int_1^2 p dV = nRT \int_1^2 \frac{dV}{V} = nRT \ln V \Big|_1^2 = nRT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Si le volume augmente ( $V_2 > V_1$ ) alors le travail est positif car:  $\ln x > 0$  si  $x > 1$ .

3°) Pour que le travail soit calculable, il faut non seulement que la fonction  $p = f(V)$  soit intégrable mais existe. Autrement dit, il faut que la pression soit uniforme dans tout le volume du gaz. Il est important pour cela que le processus soit alors suffisamment lent et qu'on puisse représenter la pression sur un diagramme ( $p, V$ ). On dit qu'un tel processus est quasi-statique, c'est-à-dire qu'il est une succession d'états d'équilibre, pour chacun desquels température et pression sont uniformes dans tout le système.

4°) C'est vers 1850 que la thermodynamique est née, essentiellement grâce à William Thomson (Lord Kelvin) et Rudolf Clausius.

C'est à cette époque que s'est dégagé le concept d'*énergie* et qu'est apparu son importance dans toute la physique. Auparavant, c'était la notion de force qui tenait le devant de la scène, par la physique de Newton.

Dès lors, la physique devient la science de l'énergie, car les forces apparaissent et disparaissent, mais l'énergie demeure! Le Premier Principe de la Thermodynamique est la première formulation rigoureuse d'un grand principe de conservation.

## Energie interne et degrés de liberté

L'énergie interne  $U$  est la somme de toutes les énergies cinétiques *moyennes* des particules du *gaz parfait*. Si le système ne peut pas être considéré comme un gaz parfait, l'énergie interne comporte en plus les énergies potentielles d'interaction des particules. Une définition du **gaz parfait** est qu'il n'intervient que l'énergie cinétique dans l'énergie interne.

Si le g.p. comporte  $n$  moles, chaque mole comptant  $N_A$  particules (atomes ou molécules), l'énergie interne s'écrit:

$$U = \sum \langle E_{\text{cin}} \rangle = nN_A \langle E_{\text{cin}} \rangle$$

(les  $\langle \rangle$  signifiant la *moyenne* sur le nombre de particules).

La "théorie cinétique des gaz" (cf. chap. y relatif) établit une relation fondamentale entre une grandeur microscopique: l'énergie cinétique moyenne d'agitation thermique d'une particule et une grandeur macroscopique: la température absolue  $T$  du système dont fait partie la particule. Cette relation est:

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = \frac{i}{2} k T$$

### Commentaires:

1°) Cette relation sera démontrée ultérieurement.

2°) La constante  $k$  qui apparaît ici est l'une des constantes les plus importantes de toute la physique, c'est la constante de Boltzmann. C'est en quelque sorte "la constante des gaz pour une particule". En effet, on montrera que  $k = R/N_A$ .

3°) Le symbole  $i$  qui apparaît dans la formule désigne un nombre entier qui est le **nombre de degrés de liberté** d'une particule. Dans les conditions du gaz parfait, ce

nombre ne peut prendre que les valeurs 3 ou 5 ou 6. Voyons cela:

Pour repérer la position d'un point matériel dans l'espace, 3 coordonnées sont nécessaires; on dit alors qu'une molécule possède 3 *degrés de liberté de translation*.

La description complète de la cinématique ne sera complète que si on peut encore spécifier la rotation de cette molécule sur elle-même. Trois cas sont à distinguer:

a) Il s'agit d'une "molécule" *mono-atomique* (les gaz rares: He, Ne, ...); la rotation de l'atome sur lui-même ne demande presque aucune énergie, toute la masse étant concentrée en un point à l'échelle atomique, le noyau. Ainsi, un atome ne possède pas de degré de liberté de rotation, donc  $i = 3$ .

b) Il s'agit d'une molécule *di-atomique* ( $H_2, N_2, O_2, CO, \dots$ ). Toute rotation peut être spécifiée par l'orientation de son axe, donc par trois paramètres aussi, tels les trois coordonnées du vecteur-directeur de la droite. Or, la rotation de la molécule autour de son axe de symétrie, l'axe internucléaire, ne demande pas d'énergie, la masse de la molécule, concentrée dans les deux noyaux ponctuels, n'ayant dans ce cas pas de mouvement. Une telle molécule possède alors  $2 = 3 - 1$  *degrés de liberté de rotation*, qui s'ajoutent à ceux de translation. Ainsi, pour une molécule diatomique,  $i = 3 + 2 = 5$ .

c) Pour une molécule tri- ou pluri-atomique ( $H_2O, NH_3, CH_4$

Une telle explication est particulièrement sommaire, on devra s'en contenter!

En conclusion de ces considérations, on retiendra que l'énergie interne d'un gaz dépend du nombre d'atomes qui constituent ses molécules. On a ainsi:

$$U = nN_A \frac{i}{2} kT = n \frac{i}{2} RT$$

On doit observer que, pour une substance donnée, l'énergie interne ne dépend que de la température, ce qui n'est vrai que pour un gaz parfait.

Dans l'expression du premier principe, c'est toujours une *variation* de l'énergie interne qui intervient, on a donc:

$$\Delta U = n \frac{i}{2} R \Delta T$$

En résumé, on récrit le premier principe plus explicitement (gaz parfait!):

$$\delta Q = p \Delta V + n \frac{i}{2} R \Delta T$$

Une telle expression mérite encore quelques commentaires:

- On a écrit  $\delta Q$  et non  $\Delta Q$ , car le symbole  $\Delta$  est réservé à une *différence* de deux valeurs, or la chaleur  $Q$  est déjà une variation d'énergie. On utilise  $\delta$  pour indiquer qu'il s'agit d'une valeur très petite. De même avec un travail élémentaire  $\delta A$  et non  $\Delta A$ , car cela n'a pas de sens de parler de la différence de deux travaux.

- L'expression ci-dessus est finalement la formulation définitive du Pr. Pr. pour une variation infinitésimale des conditions d'état du **gaz parfait**.

## Chaleur spécifique des gaz

Chaque substance solide ou liquide possède sa valeur de chaleur massique  $c$ , qu'on trouve en consultant le F & T.

Pour les gaz, la situation est très différente:

**Tous les gaz (parfaits) ayant le même nombre d'atomes par molécule ont la même chaleur massique. Mais chaque gaz possède (au moins) deux chaleurs massiques !**

On va montrer que ce qui conditionne la chaleur massique d'un g.p. est d'une part le nombre de degrés de liberté  $i$ , et d'autre part le *processus* auquel est soumis le gaz.

On distingue **deux** processus bien tranchés qui définissent les **deux** chaleurs massiques qui interviendront dans la suite, quel que soit le processus. On part de la définition de  $Q$  et du Pr. Pr:

$$Q = mc \Delta\theta = mc \Delta T \quad (\text{car } \Delta\theta = \Delta T)$$

$$Q = A + \Delta U$$

1°) **Volume constant:**

$$\Delta V = 0 \Rightarrow A = 0 \Rightarrow Q = \Delta U$$

$$\Delta U = n \frac{i}{2} R \Delta T$$

$$\Rightarrow m c_v \Delta T = n \frac{i}{2} R \Delta T$$

$$\Rightarrow c_v = \frac{n}{m} \frac{i}{2} R \quad \text{chaleur massique à volume constant}$$

Pour les gaz on définit la **chaleur spécifique molaire** par:

$$C_v = \frac{m}{n} c_v$$

Par conséquent:

$$C_v = \frac{i}{2} R$$

2°) **Pression constante:**

$$Q = p \Delta V + n \frac{i}{2} R \Delta T$$

Or, par la loi des gaz parfaits:

$$pV = nRT \Rightarrow p \Delta V = nR \Delta T \quad (\text{car } p = \text{const.})$$

$$\Rightarrow Q = nR \Delta T + n \frac{i}{2} R \Delta T = \frac{i+2}{2} nR \Delta T$$

D'autre part:  $Q = mc \Delta T$ , qu'on note ici:  $Q = m c_p \Delta T$ . Par conséquent:

$$\Rightarrow m c_p \Delta T = \frac{i+2}{2} nR \Delta T$$

Posant comme ci-dessus la chaleur spécifique molaire  $C$ :

$$C_p = \frac{m}{n} c_p$$

on obtient finalement:

$$C_p = \frac{i+2}{2} R$$

Comme on le constate, les chaleurs molaires d'un gaz parfait ne font intervenir que le nombre d'atomes par molécules.

On peut récrire l'expression de la variation d'énergie interne:

$$\Delta U = n C_v \Delta T$$

d'autre part, si  $p = \text{const}$ :

$$Q = nC_p \Delta T$$

## Processus adiabatique

Un processus thermodynamique est dit **adiabatique** lorsque le système **n'échange aucune chaleur** avec le milieu dans lequel il se trouve; cela signifie que:

$$Q = 0$$

Il faut bien se garder de croire qu'alors la température du système reste constante, ce qui voudrait dire qu'adiabatique serait synonyme d'isotherme; il n'en est rien, comme on va le montrer:

Premier Principe:  $Q = 0 = A + \Delta U = p \Delta V + nC_v \Delta T$

$$\Rightarrow p \Delta V = -nC_v \Delta T$$

Si par exemple, le gaz subit une *compression* adiabatique:

$$\Delta V < 0 \Rightarrow \Delta T > 0 \quad (\text{car il est clair que } nC_v > 0)$$

ainsi le gaz subit un échauffement, comme on aura pu le constater lorsqu'on comprime l'air d'une pompe à vélo en pompant longtemps.

On calculerait de même qu'une *détente* adiabatique provoque un *refroidissement* du gaz, qu'on peut observer en utilisant des émulsionneurs à confiserie, des briquets à gaz, etc., desquels on fait sortir le gaz à grand débit.

On doit ainsi bien remarquer qu'un processus adiabatique n'est pas du tout isotherme. Question: dans quelles situations concrètes un processus peut-il se produire sans échange de chaleur? La réponse est toute simple: il suffit que les parois du récipient qui contient le gaz soit isolantes, telles celles d'un "thermos" à double paroi. Mais aucun récipient n'est un parfait isolant thermique, et un processus adiabatique, comme tous les autres d'ailleurs, n'est qu'une idéalisation que certaines substances et conditions expérimentales peuvent rendre assez proches de la réalité.

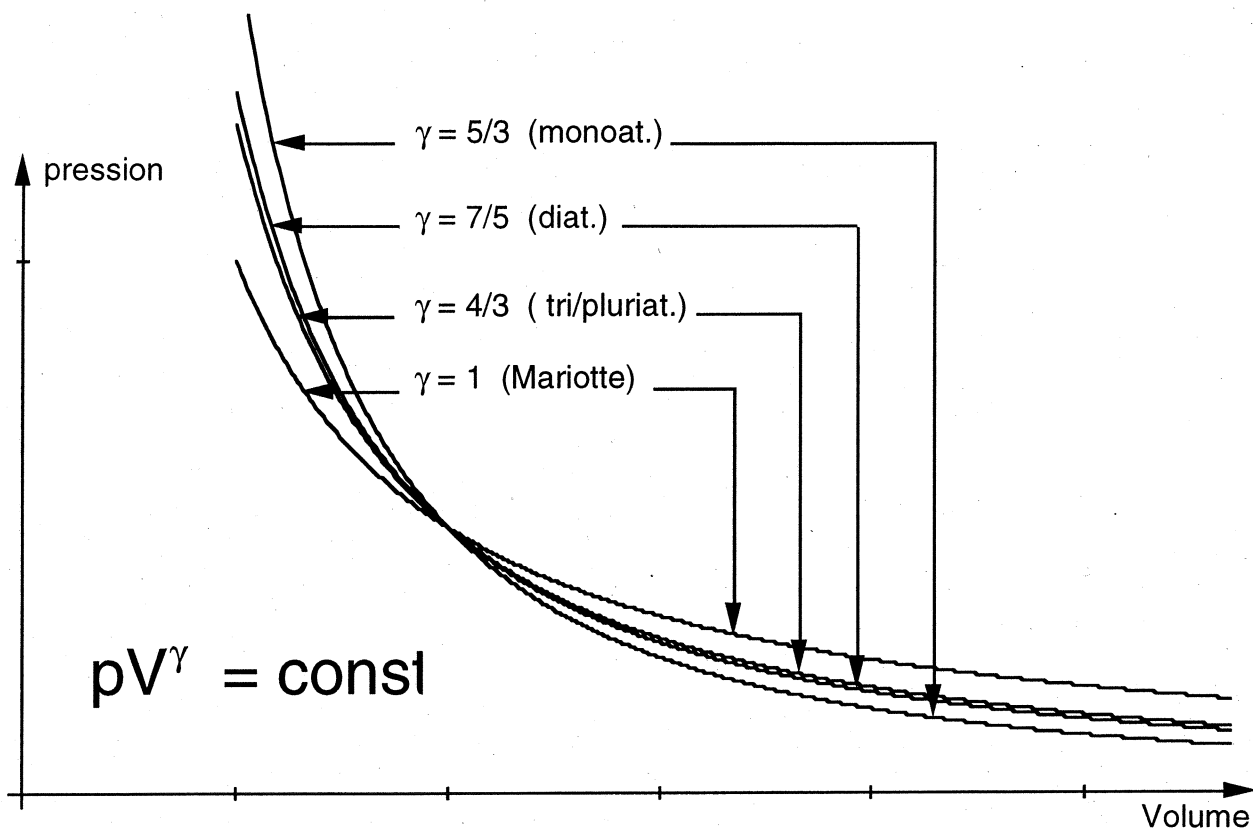
L'exemple de la pompe à vélo cité ci-dessus doit alors être bien douteux puisque les parois du récipient sont souvent métalliques et qu'un métal est un très mauvais isolant thermique. En effet, mais si le processus est suffisamment **rapide**, le gaz n'a pas le temps d'éliminer la chaleur qu'il a reçu par l'action mécanique de la compression, et il s'échauffe tout de même; le processus est alors partiellement adiabatique.

Les trois processus étudiés avant ce dernier sont représentables sur un diagramme  $(p, V)$ ; il est aussi possible de le faire pour un processus adiabatique, moyennant un calcul renvoyé en annexe. On y démontre que:

$$pV^\gamma = \text{const.} \quad \text{où } \gamma = C_p / C_v$$

Comme  $C_p > C_v$ , il s'ensuit que  $\gamma > 1$  et la décroissance de la fonction  $p = 1/V^\gamma$  est un peu plus rapide que  $p = 1/V$  du processus isotherme, ainsi que le montrent les courbes du graphe ci-dessous:





**Pour résumer:**

Gaz monoatomique	$i = 3$	$C_v = 3/2 R$	$C_p = 5/2 R$	$\gamma = 5/3$
Gaz diatomique	$i = 5$	$C_v = 5/2 R$	$C_p = 7/2 R$	$\gamma = 7/5$
Gaz tri-/pluriatomique	$i = 6$	$C_v = 3 R$	$C_p = 4 R$	$\gamma = 4/3$

La page 180 du *F & T* donne les valeurs *expérimentales* de  $C_p$  de quelques gaz à la température de 20 °C. On pourra y remarquer l'écart variable d'un gaz à l'autre entre les valeurs théoriques, établies dans ce chapitre, et les valeurs expérimentales, ce qui montre bien que le modèle du gaz parfait n'est pas parfait pour tous les gaz.

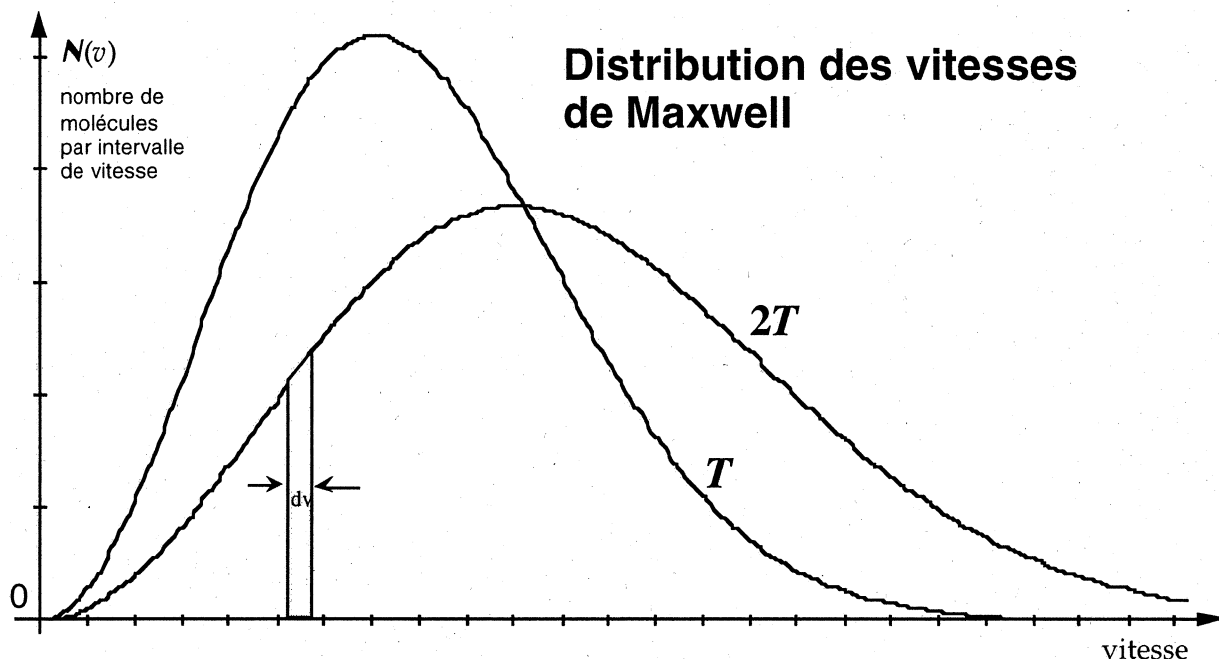
Chacun a appris que la matière est faite d'atomes formant des molécules, que ces molécules sont toujours plus ou moins agitées. La matière est d'autant plus chaude que les molécules s'agitent rapidement.

Le but de ce chapitre est de montrer que la notion de température, grandeur macroscopique qui se mesure avec un thermomètre, n'est autre que le résultat de l'agitation thermique complètement aléatoire des molécules de la substance. Nous allons établir une relation entre le monde macroscopique, le nôtre, celui des instruments de mesure, tel un thermomètre, et le monde microscopique (et même sub-microscopique), celui des atomes et des molécules. Cette théorie fut établie la première fois vers la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle par J.-C. Maxwell, physicien écossais, et par Ludwig Boltzmann, physicien autrichien.

On l'établira dans le cas simple (et assez restrictif) du gaz parfait uniquement.

Dans un gaz à la température (absolue)  $T$  non nulle, les molécules ont des mouvements aléatoires, dits d'agitation thermique, dans toutes les directions et avec toutes les vitesses possibles. Mais il doit y en avoir peu avec des vitesses très faibles comme il doit y en avoir peu avec des vitesses très grandes; il doit par contre y en avoir beaucoup avec des vitesses proches d'une valeur moyenne. On peut de plus prévoir que plus la température du gaz sera élevée plus cette vitesse moyenne sera grande.

Maxwell a établi la relation mathématique entre le nombre de molécules et leur vitesse. On parle de la **fonction de distribution des vitesses** de Maxwell. Il n'est pas question de l'établir ici, mais on peut la présenter néanmoins. Cette distribution donne le nombre  $N$  de molécules ayant une vitesse dans l'intervalle  $v$  et  $v + \Delta v$  (de largeur  $\Delta v$ ) en fonction de  $v$ ; cette fonction se représente par une courbe qui montre un maximum pour  $T$  fixé, maximum qui se déplace vers les vitesses plus élevées pour une température plus haute du gaz.



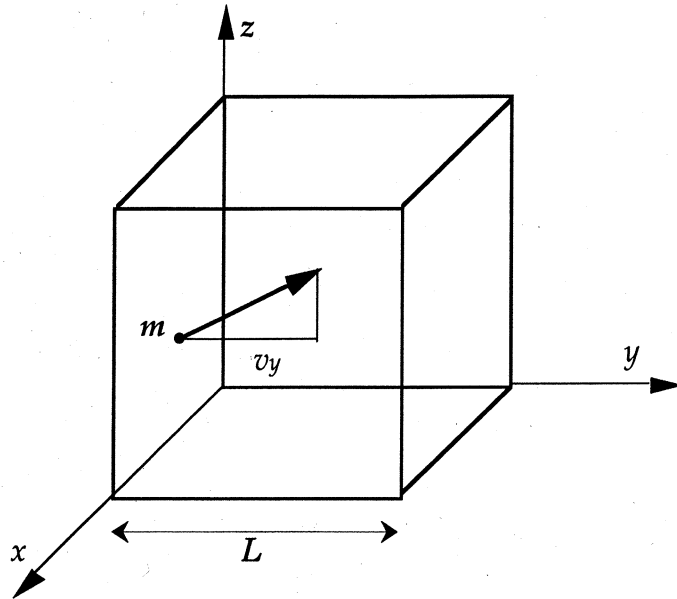
### Etablissement de la relation fondamentale

Le but est ici de montrer que la *température absolue*  $T$  est proportionnelle à l'*énergie cinétique moyenne des particules*.

Considérons une certaine quantité de gaz parfait:  $N$  molécules à la pression  $p$ , à la température  $T$  dans une boîte cubique d'arête  $L$ , donc de volume  $V = L^3$ .

Examinons le comportement d'une seule molécule de masse  $m$ . Elle a un vecteur-vitesse caractérisé par ses trois composantes  $v_x$ ,  $v_y$  et  $v_z$ .

Les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  étant équivalentes, il suffit d'examiner par exemple la composante  $v_y$ , le résultat sera aussi valable pour les deux autres composantes.



La molécule est parmi les autres, mais si le gaz n'est pas trop comprimé, les distances entre les molécules sont assez grandes pour qu'elles aient peu de chance de se rencontrer et ainsi la molécule considérée se déplace dans le vide absolu (c'est donc le gaz parfait pour lequel les molécules sont sans interaction). En négligeant l'effet de son poids, ce qui est très raisonnable à ces vitesses, son mouvement sera un MRU d'une paroi à l'autre.

On examine le choc d'une seule molécule de masse  $m$  sur une paroi, celle du plan  $y = L$ . C'est un choc dit *élastique*, c'est-à-dire que  $m$  rebondit avec la même valeur de vitesse, seule sa direction a changé. Selon  $Oy$ , on a donc  $v_y(\text{après}) = -v_y(\text{avant})$ ; la variation de la composante de vitesse selon  $Oy$  est ainsi:

$$\Delta v_y = -2v_y \quad (1)$$

A toute variation de vitesse correspond une accélération et à toute accélération correspond une force, c'est Newton qui le dit. La force qui fait rebondir la molécule est due à la paroi; par conséquent, encore à cause de Newton, la molécule exerce pendant le choc sur la paroi une force  $F_{\text{moléc.-paroi}} = -F_{\text{paroi-moléc.}}$ . La durée du choc est extrêmement brève, notons-la  $\tau$ , alors:

$$F_{\text{moléc.-paroi}} = -m\Delta v_y / \tau = 2mv_y / \tau \quad (2)$$

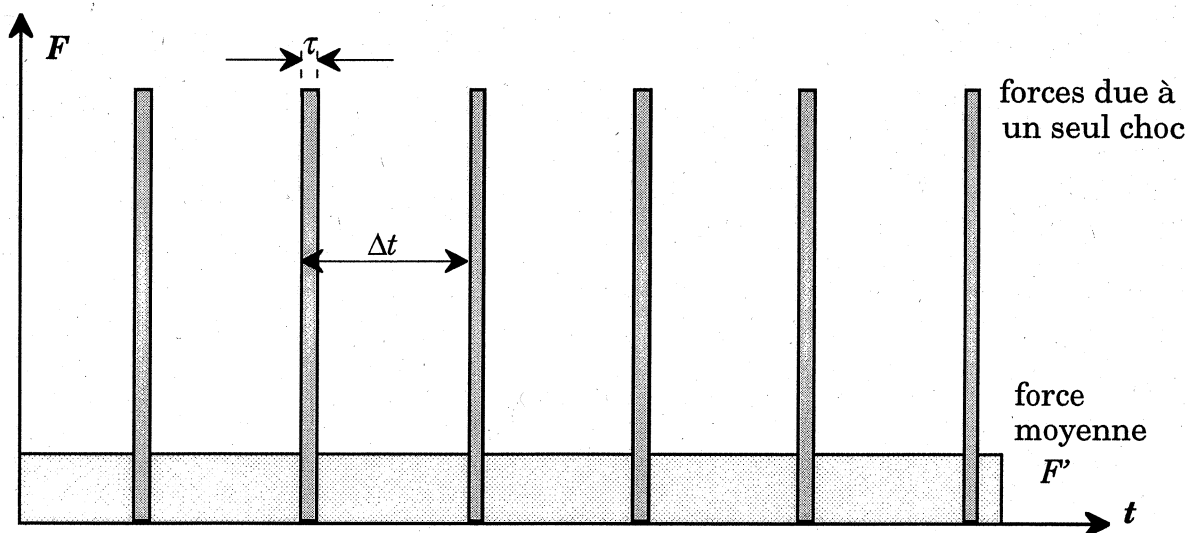
Mais cette molécule effectue un grand nombre de chocs contre la même paroi; l'intervalle de temps moyen entre deux chocs successifs est noté  $\Delta t$ , c'est la durée (moyenne) d'un aller et retour entre deux parois, c'est-à-dire:

$$2L = v_y \Delta t \quad (3)$$

Il faut trouver une relation entre  $\Delta t$  et  $\tau$ . Pour cela, ce qui importe est l'effet de ces chocs innombrables: on peut considérer que l'accumulation de multiples forces très brèves et intenses revient à l'effet d'une force, bien moins intense mais constante. C'est ce que montre la figure suivante où la force, faible mais constante, est notée  $F'_{\text{moléc.-paroi}}$ .

Pour que l'effet soit le même, il suffit que les aires soient les mêmes, c-à-d que :

$$F \tau = F' \Delta t \quad \Rightarrow \quad F' = \frac{F \tau}{\Delta t}$$



utilisant (2):

$$F' = \frac{2mv_y}{\Delta t}$$

Or, pour un aller et retour entre les deux parois :  $2L = v_y \Delta t$ . En y extrayant  $\Delta t$  et en le remplaçant dans la relation pour  $F'$ , on obtient :

$$F' = \frac{mv_y^2}{L} \quad (4)$$

Il est clair que la molécule n'est pas seule: la boîte contient  $N = nN_A$  molécules. Il faut donc multiplier  $F'$  par  $N$  pour avoir la force du gaz sur la paroi. Il apparaît, on le voit, le carré de la vitesse selon  $y$ . Il nous faut par conséquent une vitesse moyenne des molécules puisque la distribution de Maxwell montre qu'elles ont toutes des vitesses différentes. En fait, à cause du carré, c'est une *moyenne des carrés* des vitesses (selon  $Oy$ ) dont on a besoin. Cela s'appelle "vitesse quadratique moyenne" et se note (selon  $Oy$ ):  $\langle v_y^2 \rangle$ , les parenthèses pointues signifiant la prise de la moyenne. Mais ce n'est pas encore juste car il faut en prendre la racine pour avoir les unités d'une vitesse:

$$\text{vitesse quadratique moyenne} = v_{\text{rms}} = \sqrt{\langle v_y^2 \rangle}$$

l'indice "rms" voulant dire la même chose mais en anglais: "root mean square", notation très répandue. Notons bien que *racine* et *carré* ne se compensent pas ici puisque une moyenne est prise entre les deux opérations. Argument plus physique: la valeur moyenne de  $v_y$ , qu'on noterait  $\langle v_y \rangle$  est toujours nulle car tantôt positive, tantôt négative, par contre le carré de  $v_y$  n'est lui jamais négatif. On se rend compte ainsi que les opérations mathématiques *élever au carré* et *prendre la moyenne* ne sont pas commutatives. Revenons à nos molécules.

La force moyenne des  $N$  molécules sur la paroi sera donc:

$$\langle F' \rangle = \frac{nN_A m \langle v_y^2 \rangle}{L} \quad (5)$$

Ce qui nous intéresse, ce n'est pas la force mais la *pression* du gaz. C'est alors très facile de la trouver: il suffit de diviser la force par la surface  $L^2$  de la paroi, ainsi:

$$p = \frac{nN_A m \langle v_y^2 \rangle}{L^3} \quad (6)$$

Or,  $L^3 = V$ , volume de la boîte, par conséquent:

$$pV = nN_A m \langle v_y^2 \rangle \quad (7)$$

Evidemment, la direction Oy ne nous intéresse pas plus que les deux autres, il faut donc faire apparaître  $\langle v^2 \rangle$  plutôt que  $\langle v_y^2 \rangle$ . C'est tout simple: d'une part les trois directions sont équivalentes:

d'autre part, on sait que  $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ , vrai aussi en moyenne; il en découle que:

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$$

$$\langle v_y^2 \rangle = \frac{\langle v^2 \rangle}{3} \quad (8)$$

Par conséquent:

$$pV = \frac{nN_A m \langle v^2 \rangle}{3} \quad (9)$$

Or, pour un gaz parfait:  $pV = nRT$  (10)

On en déduit que:

$$\frac{nN_A m \langle v^2 \rangle}{3} = nRT \quad (11)$$

qu'on écrit:

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k T \quad (12)$$

C'est LA relation fondamentale qu'on voulait établir. Elle porte un nom: *le théorème d'équipartition*. Dans l'histoire de la physique, c'est la première relation entre le monde macroscopique: la température qu'on mesure avec un objet appelé thermomètre, et le monde microscopique: l'énergie cinétique moyenne d'agitation thermique *d'une* particule, non-mesurable avec un instrument.

Dans le dernier passage donnant l'éq. (12), on simplifié par  $n$ , divisé par 2 pour faire apparaître l'énergie cinétique et divisé  $R$  par  $N_A$ , rapport qui est noté  $k$ .

Aber Achtung! Cette constante simplement noté  $k$  n'est pas n'importe quelle constante, c'est la *constante de Boltzmann*, parfois notée  $k_B$ , pour bien marquer qu'elle n'est pas du tout quelconque. C'est en quelque sorte la constante des gaz pour une molécule! Sa valeur est donc (approximativement) :

$$k_B = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

C'est l'une des constantes fondamentales de la physique, les autres sont  $c$ : vitesse de la lumière,  $G$ : constante de la gravitation et  $h$ : la constante de Planck intervenant dans tous les phénomènes dits *quantiques* c-à-d atomiques, nucléaires et même subnucléaires.

**Exemple de calcul :** Quelle est la vitesse (quadratique) moyenne d'agitation thermique des "molécules" de l'air ambiant lorsque sa température est de 20 °C ?

**Réponse :** L'air est formé d'environ 20 % d'O<sub>2</sub> et d'environ 80 % de N<sub>2</sub>, de masses molaires respectives de 32 g et 28 g, ce qui conduit à une "masse molaire" moyenne  $M = mN_A$  de 29 g. Appliquant la relation (12):

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{N_A m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \approx 500 \text{ m/s}$$

Le facteur 3 sous la racine ne fait intervenir que les trois degrés de liberté de translation de la molécule, les degrés de liberté de rotation des molécules, ici diatomiques, n'interviennent pas pour le calcul de  $\langle v^2 \rangle$ .

## Résumé du chap. VI : Théorie cinétique.

Cette théorie, très originale et innovatrice dans l'histoire de la physique, fait pour la première fois le lien entre le monde microscopique : la vitesse des molécules du gaz, et le monde macroscopique : la température de l'ensemble du gaz.

Le chapitre précédent a affirmé que :

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = \frac{i}{2} kT$$

où les parenthèses pointues  $\langle \rangle$  figurent une *moyenne* sur l'ensemble des particules, qui n'ont aucune raison d'avoir toutes la même énergie cinétique (distribution de Maxwell) et  $i$  est le nombre de degré de liberté pouvant valoir 3, 5 ou 6 selon que, respectivement, la molécule possède un seul atome (gaz rares, vapeur de Hg...), deux atomes ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{HCl}$ , ...), ou plus que deux ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$  ...).

L'expression ci-dessus résulte d'un calcul relativement long où on considère que la *pression* qu'un gaz exerce sur les parois du récipient qui le contient est due aux innombrables chocs que la multitude de molécules y produisent.

Comme on l'a vu, les molécules peuvent non seulement se déplacer en ligne droite entre chaque choc avec une autre molécule ou avec les parois du récipient contenant le gaz mais aussi tourner sur elles-mêmes. Pour le premier type de mouvement, c'est l'énergie cinétique de *translation* qui intervient et c'est l'énergie cinétique de *rotation* pour le deuxième :

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = \langle E_{\text{cin}}^{\text{trans}} \rangle + \langle E_{\text{cin}}^{\text{rot}} \rangle$$

On peut donc écrire :

$$\langle E_{\text{cin}}^{\text{trans}} \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle$$

où  $m$  est bien sûr la masse de la molécule et  $\langle v^2 \rangle$  sa vitesse quadratique moyenne si on en prend encore la racine.

Si on souhaite calculer cette vitesse pour un gaz donné à une température donnée, il n'y a pas à se soucier de ses rotations car dans ce cas  $i = 3$  et on a :

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k T$$

d'où on extrait :

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

qu'on obtiendra en m/s si le reste est dans les "bonnes unités".

Rappelons encore que  $k$  est la fameuse constante de Boltzmann qu'on peut interpréter comme la constante des gaz  $R$  rapportée à 1 molécule :  $k = R/N_A$ .

Si par contre, on s'intéresse aux mouvements de rotation de la molécule, il faut savoir (cf cours de *dynamique de rotations*) que l'énergie cinétique de rotation s'écrit :

$$\langle E_{\text{cin}}^{\text{rot}} \rangle = \frac{1}{2} I \langle \omega^2 \rangle$$

avec  $I$  le moment d'inertie de la molécule, très simple à calculer si elle est diatomique, et  $\omega$  sa vitesse angulaire.

Les machines thermiques convertissent l'énergie thermique en énergie mécanique et inversement. On les classe donc en deux catégories: celles qui transforment (partiellement) la chaleur en travail, ce sont les moteurs thermiques, et celles qui permettent la transformation inverse, ce sont les machines frigorifiques et les pompes à chaleur.

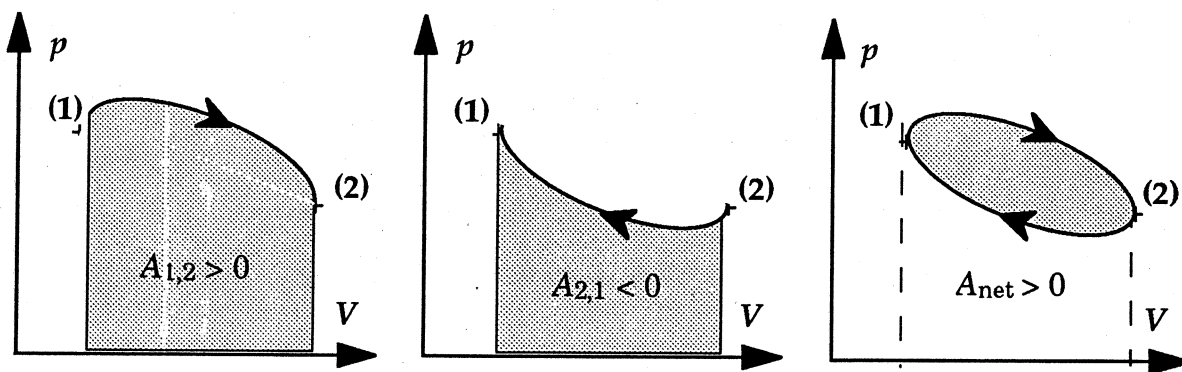
Dans toute machine thermique un gaz effectue une succession de  $n$  processus  $(p_1, V_1, T_1), (p_2, V_2, T_2), \dots (p_n, V_n, T_n)$ , tels que  $(p_1, V_1, T_1) = (p_n, V_n, T_n)$ , la succession est périodique, elle est **cyclique**.

### 1. Moteurs thermiques

**Exemples:**

- les moteurs à explosion, équipant voitures, motos, etc.
- les moteurs diesel (à combustion interne)
- les machines à vapeur
- les turbines à gaz, les turbo-réacteurs
- ...

Considérons un gaz, pas forcément parfait pour l'instant, évoluant entre deux états (1) et (2), représentés par deux points sur un diagramme  $(p, V)$ . On s'arrange pour qu'il fasse des allers et retours entre ces deux états en subissant des processus non précisés mais différents:



De (1) à (2) le travail  $A_{1,2}$  est positif puisque le gaz se dilate. En revanche au retour, de (2) à (1), il y a compression du gaz et le travail  $A_{2,1}$  est négatif. Comme le travail s'exprime par l'aire entre la courbe et l'axe  $p = 0$ , l'exemple de la figure ci-dessus montre que  $A_{1,2} > |A_{2,1}|$ . Le travail total  $A_{net} = A_{1,2} + A_{2,1}$  sera donc positif. Ainsi, pour un aller et retour le gaz fournit un travail mécanique exploitable, c'est un **moteur thermique**. Plutôt que de parler d'un aller et retour, on parlera de **cycle**, car le gaz qui revient à son état initial peut le faire en passant par plus d'un état intermédiaire.

Pour que le gaz se dilate, il est souvent nécessaire de lui fournir de la chaleur; ce sera  $Q_c$  de la part d'une *source chaude* qui est à la température  $T_c$ :  $Q_c > 0$ . Une fois le gaz dilaté, il doit se comprimer pour revenir à son état initial; cela peut se faire si le gaz expulse de sa chaleur à un milieu qui est à une température inférieure à celle du gaz. Ce milieu à la température  $T_f$  est appelé *source froide* et le gaz lui donne une

chaleur  $Q_f$ . Pour le gaz:  $Q_f < 0$ . La source froide est absolument indispensable pour que le gaz se refroidisse à nouveau et que la machine ait un fonctionnement cyclique, sinon elle s'arrêterait en ayant fait moins d'un cycle. L'une des formulations du 2<sup>ème</sup> Principe de la Thermodynamique est justement celle-ci:

**Pour fonctionner de manière cyclique, une machine thermique nécessite (au moins) deux sources de chaleur (une chaude et une froide).**

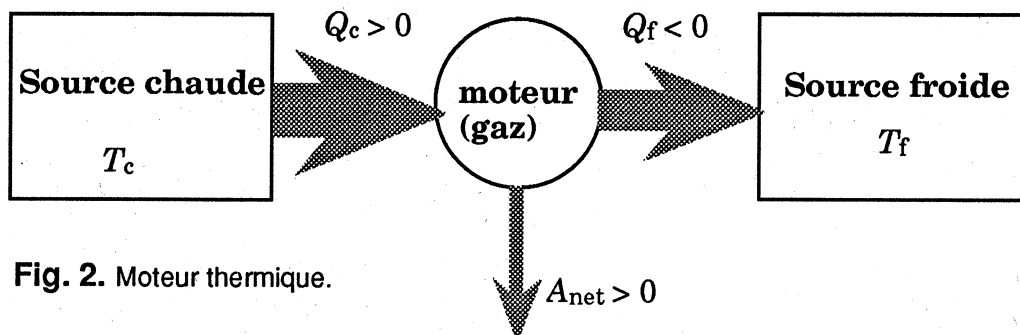


Fig. 2. Moteur thermique.

Pour parler des performances d'un moteur thermique, on exprime plutôt son **rendement**  $\eta$ , c'est-à-dire le rapport de l'énergie mécanique (travail  $A$ ) qu'il peut fournir en tant que moteur, à l'énergie thermique (chaleur  $Q$ ) qu'il a dû utiliser; et cela pour un cycle ou pour un nombre entier de cycles. On aurait tort de suivre sa première intuition et penser que le rendement s'exprime par  $\eta = A/Q$  car ce rapport vaut toujours 1 pour un cycle (ou un nombre entier de cycles): en effet, en vertu du 1<sup>er</sup> Principe:  $Q = A + \Delta U$ , mais  $\Delta U = 0$  pour un cycle entier puisque le gaz se retrouve exactement dans le même état. On doit distinguer la chaleur  $Q_c$  fournie au gaz de celle,  $Q_f$  que le gaz rejette. Le **rendement  $\eta$  d'un moteur thermique** est alors:

$$\eta = \frac{A_{\text{net}}}{Q_c} = \frac{Q_c + Q_f}{Q_c} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c} < 1 \text{ puisque } Q_f < 0$$

On a utilisé le fait que le travail total (net) est égal à la chaleur totale échangée puisqu'il n'y a pas de variation d'énergie interne sur un nombre entier de cycles.

Notons qu'on a écrit  $A_{\text{net}} = Q_c + Q_f$ , qu'on aurait pu écrire  $A_{\text{net}} = Q_c - |Q_f|$ .

## 2. Autres types de machines thermiques

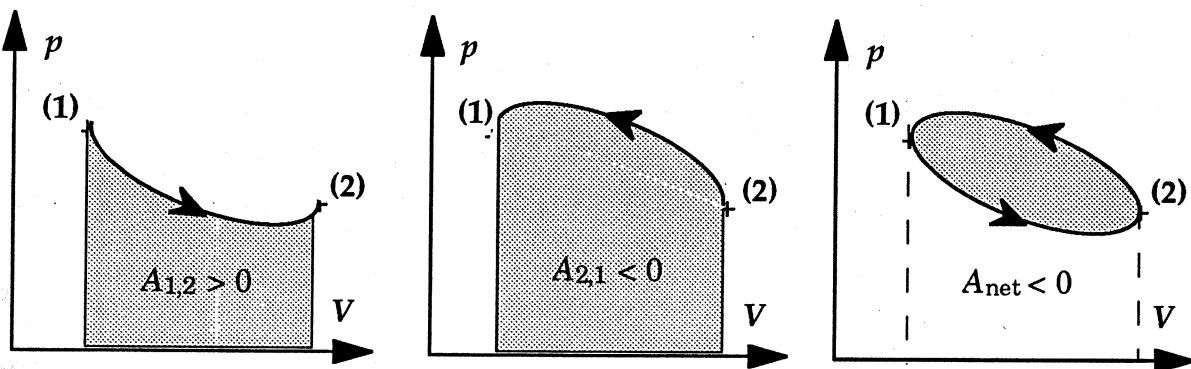
Ce sont essentiellement les **machines frigorifiques** et les **pompes à chaleur**. Quelques considérations préalables:

Lorsqu'un corps à température  $T_1$  est mis en contact thermique avec un autre corps à température  $T_2 < T_1$ , il se produit **spontanément** un échange de chaleur tel qu'après un temps suffisant, les deux corps sont tous deux à une **même** température  $T_3$  telle que  $T_2 < T_3 < T_1$ : le corps chaud a donné spontanément de la chaleur au corps froid; il n'y a là rien de surprenant, le principe de la conservation de l'énergie est respecté et le bon sens aussi. Pourtant l'énergie serait aussi conservée si le corps chaud se réchauffait aux dépens du corps froid qui deviendrait alors encore plus froid, mais le bon sens en prendrait un coup. Et c'est bien parce que le 1<sup>er</sup> Principe était incapable d'expliquer que de tels phénomènes étaient impossibles, ou n'avaient du moins jamais été observés, qu'il a fallu énoncer le 2<sup>ème</sup> Principe de la Thermo.



Ce Principe est loin d'être simple dans ses subtilités, il ne fait cependant que formaliser des choses banales: on ne se refroidit jamais les mains en les posant sur un radiateur bien chaud. Le 1<sup>er</sup> Principe formalise la conservation de l'énergie au sens large, c-à-d pose un signe "égal" entre deux **quantités** d'énergies de formes différentes, par contre, le 2<sup>ème</sup> Principe rend compte de la **qualité** de l'énergie, ce qui est plus difficile à formaliser mais ce qui se fait au moyen du concept d'**entropie**. On n'abordera pas cet aspect, mais disons brièvement que l'entropie est une **mesure du désordre** et qu'un système livré à lui même, sans apport d'énergie, évolue spontanément (encore ce terme important) vers un désordre maximum, c-à-d que son entropie ne cesse de croître (les mots "entropie" et "évolution" ont une étymologie voisine).

Pour un moteur thermique, il y a bien transfert de chaleur de la source chaude à la source froide, mais le transfert n'est pas total et on récupère un travail mécanique au passage. Imaginons maintenant qu'on s'arrange pour faire en sorte que le gaz parcourt les cycles à l'envers; sur le diagramme ( $p, V$ ), cela donne :



Sur le dernier diagramme on voit que le travail net fourni par le gaz est *négligé*, ce qui veut dire qu'un agent extérieur agit sur le gaz; plus concrètement, il y a une action mécanique, un moteur, par exemple électrique, qui comprime et détend périodiquement le gaz. Et c'est là la grande surprise: cela a pour effet de transférer de la chaleur *de la source froide à la source chaude*. Un tel transfert, pas du tout spontané, est maintenant possible à condition de fournir un travail.

C'est le principe de fonctionnement d'une machine frigorifique: la source froide est l'intérieur du réfrigérateur, la source chaude est le local où il se trouve. Le gaz effectuant des cycles sur le diagramme ( $p, V$ ) est loin d'être parfait dans ce cas: on utilise volontiers un gaz facilement liquéfiable, donc pouvant avoir des volumes très différents. La conception est telle que l'évaporation du gaz liquéfié se fait à la source froide puisque pour s'évaporer un liquide a besoin de chaleur; il la prélève alors à la source froide qui ainsi se refroidit encore plus. Le gaz circule ensuite dans le système jusqu'à un compresseur, actionné par le moteur électrique, qui comprime alors le gaz, ce qui produit de la chaleur, et chauffe la source chaude, thermiquement isolée de la source froide.

**La pompe à chaleur** fonctionne de la même façon à la différence que la source froide est cette fois l'extérieur du bâtiment à chauffer et que la source chaude est son intérieur. Il serait envisageable de prendre un réfrigérateur pour en faire une pompe à chaleur: il suffirait de lui ôter sa porte et de le poser à une fenêtre ouverte en hiver, l'intérieur du frigo donnant sur l'extérieur. Ainsi, le moteur du frigo permettrait de prélever de la *chaleur* à l'air froid (qui se refroidirait encore plus, mais peu importe) et de transférer cette chaleur à l'intérieur de la maison. Il va de soit que la fenêtre ouverte en question doit être complètement bouchée par le frigo, il ne faut pas perdre en mauvaise isolation ce qu'on gagne par l'application du 2<sup>ème</sup> Principe. Pratiquement, une pompe à chaleur est placée non pas à la fenêtre (!) mais dans les sous-sols de la maison et la source froide peut être soit l'air ambiant (risque

de givrage) soit des eaux souterraines.

De l'énergie est bien sûr nécessaire pour faire fonctionner le moteur de la pompe (ou du réfrigérateur) mais on va montrer que l'énergie thermique récupérée est bien supérieure à celle investie. Au sens où on avait défini le rendement pour un moteur, on obtiendrait ici une valeur supérieure à 100 %; c'est la raison pour laquelle on parle plutôt de **coefficient de performance**  $\pi$ .

Le but d'une **machine frigorifique** est de produire du *froid*. Son coefficient de performance s'exprime alors par le rapport de ce qu'il produit à ce qu'on doit lui fournir pour y parvenir:

$$\pi = \frac{Q_f}{|A_{\text{net}}|} > 1$$

Le but d'une **pompe à chaleur** est de produire du *chaud*. Son coefficient de performance s'exprime alors par le rapport de ce qu'il produit à ce qu'on doit lui fournir pour y parvenir:

$$\pi = \frac{|Q_c|}{|A_{\text{net}}|} > 1$$

Ces coefficients dépassent tous deux 100 % : vu que  $\Delta U = 0$  pour un cycle :  
 $A_{\text{net}} = Q = Q_c + Q_f = -|Q_c| + Q_f \Rightarrow Q_f = Q + |Q_c| > Q$  et aussi:  $|Q_c| = Q + Q_f > Q$ .

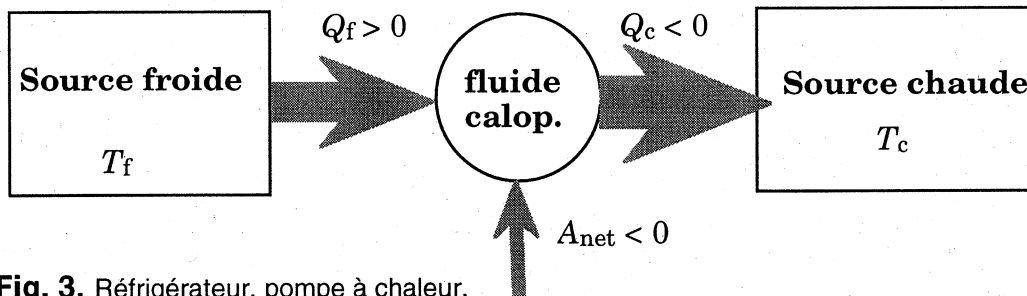


Fig. 3. Réfrigérateur, pompe à chaleur.

**Remarque:**

- Sur le schéma ci-dessus, on a noté "fluide caloporteur" le gaz aisément liquéfiable effectuant les processus permettant le transfert de chaleur. Ce fluide est par exemple du fréon si l'environnement n'est pas menacé, ou du butane si les dangers d'incendie sont négligeables...

En résumé, ce qui distingue un réfrigérateur d'une pompe à chaleur n'est donc pas le principe physique de fonctionnement mais l'usage qu'on en fait. Tous deux créent, grâce au travail fourni  $A$ , un déséquilibre des températures, mais le premier sert à refroidir sans se soucier de ce qu'il réchauffe alors que la seconde sert à chauffer sans trop d'égard pour ce qu'elle refroidit.

Dans les chapitres précédents, innombrables ont été les situations où des corps avaient leur température qui variait. Or, on ne s'est pourtant occupé que des effets de ces changements de température (dilatations etc.) et pas des processus proprement dit, c-à-d de savoir comment la chaleur parvient à un corps et s'y répartit. C'est l'objet de ce chapitre où seront examinés les **trois modes de transport de la chaleur**. Ils nous sont tous les trois très familiers et font partie de notre vie quotidienne quasiment en permanence.

## 1. La convection

Traisons le cas uniquement par des exemples: chauffons de l'eau dans une casserole posée sur un réchaud. Cela prend un "certain temps" pour l'amener à ébullition, mais cela en prendrait bien plus si l'apport de chaleur se faisait non pas par le fond mais par le dessus, ce que probablement personne n'aurait l'idée de faire d'ailleurs. Autre situation banale: l'air d'une pièce qui se réchauffe grâce à un radiateur. Dans ces deux cas, ce sont les mouvements spontanés du fluide en contact ou à proximité de la source de chaleur qui permettent une répartition rapide de la chaleur dans le fluide. L'explication de ces mouvements, dits **de convection**, est simple et repose sur la dilatation et sur la loi d'Archimède. En effet, la masse volumique des fluides, les gaz encore plus que les liquides, diminue lorsque leur température augmente. Un fluide léger parce que chaud, va s'élever dans le même fluide froid sous l'effet de la poussée d'Archimède. Les parties froides du fluide seront alors entraînées vers le bas parce que plus lourdes; elles y seront chauffées à leur tour, et ainsi de suite. C'est la **convection libre**.

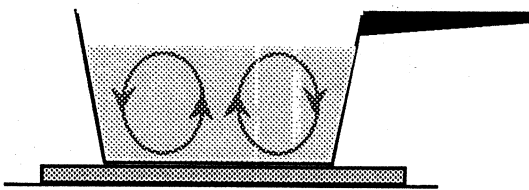
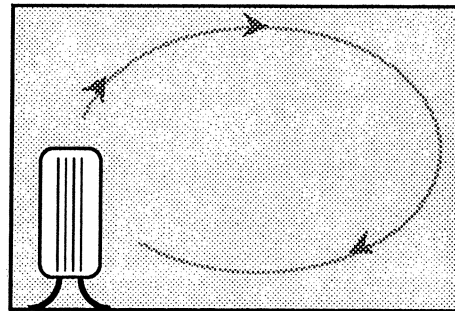


Fig. 1



Mouvements de convection libre de l'eau chauffée par en-bas dans une casserole et de l'air dans une chambre chauffée par un radiateur.

Autre exemple: le chauffage central. L'intérieur du radiateur de l'exemple ci-dessus est parcouru par de l'eau chaude, chauffée le plus souvent dans les sous-sols de la maison. Si celle-ci est assez petite et possède très peu d'étages, la convection libre de l'eau peut suffire à faire monter l'eau chaude du sous-sol vers l'appartement, mais pour un bâtiment plus important, il faut l'aider à monter dans les étages au moyen d'une pompe et c'est la **convection forcée**. Bien des appareils électroniques de grandes dimensions, tels des ordinateurs, font entendre un ronronnement en permanence. Ce ne sont pas les circuits, qui sont absolument silencieux, mais le ventilateur, chargé d'amener de l'air frais pour refroidir ces circuits et leur permettre un fonctionnement sans défaillance. C'est un autre

exemple de conduction forcée.

Les amateurs de sports aériens, pilotes de planeurs ou d'ailes delta, les oiseaux, en particulier les rapaces, connaissent bien les "thermiques", ces courants d'air ascendants qui leurs font gagner de l'altitude à moindre effort. Cet air qui monte a souvent été chauffé au niveau du sol à cause de l'ensoleillement sur la terre. Les vents sont généralement dûs à des variations de pression atmosphérique locale provoquées par des différences de température et engendrant ainsi des appels d'air.

## 2. La conduction

Le deuxième Principe de la Thermodynamique et l'expérience quotidienne montrent que deux corps ayant des températures différentes mis en **contact thermique** finiront par avoir la même température parce que de la chaleur a diffusé du corps le plus chaud vers le plus froid. D'autre part, on sait que plus la température est élevée plus la vitesse moyenne d'agitation thermique des particules de la matière est grande. A l'interface des deux corps en contact, les énergies cinétiques moyennes d'agitation des particules de chaque corps sont d'abord différentes mais vont finir par s'égaliser à la suite de chocs successifs et de transmission de leur quantité de mouvement. Le flux de chaleur s'explique donc du point de vue microscopique par ces chocs et permet de comprendre le sens de la propagation qui ne peut aller que du plus chaud vers le plus froid pour atteindre un équilibre caractérisé par une égalité des énergies cinétiques moyennes des particules, c-à-d des températures du point de vue macroscopique.

La vitesse de répartition de la chaleur n'est de loin pas la même pour toutes les substances. **Faisons une expérience simple.** Prenons une plaque de métal et une plaque de polystyrène expansé (Bonisol, Sagex,...) et posons-les côte-à-côte sur la table. Laissées telles quelles, les deux plaques n'ont aucune raison d'avoir des températures différentes de celle de l'ambiante. Posons une main sur l'une et l'autre main sur l'autre. L'effet est saisissant: la plaque de métal paraît froide et la plaque de polystyrène paraît tiède. Elles ont pourtant (initialement) la même température. Cela s'explique par leurs conductivités thermiques très différentes: le métal est un excellent conducteur thermique et la chaleur de la main en contact se dissipe très rapidement dans tout le volume, ce qui redroidit la main qui le touche; le polystyrène est un très mauvais conducteur thermique et la chaleur de la main ne se répartit qu'en son proche voisinage, la plaque paraît alors tiède parce qu'elle atteint la température de la main sur la zone de contact uniquement.

Les meilleurs conducteurs thermiques sont les métaux pour la même raison qu'ils sont les meilleurs conducteurs électriques, ce sont les électrons libres qui propagent la chaleur comme ils le font pour le courant électrique. Le plus mauvais conducteur thermique, ou le meilleur isolant, est évidemment le vide puisqu'il ne contient rien pour transmettre la chaleur (il peut pourtant la transmettre par un autre processus que la conduction, voir plus loin). Ce sont les gaz qui sont les meilleurs isolants thermiques et le polystyrène expansé est surtout de l'air comme on s'en rend compte par sa masse volumique très faible et sa réduction très marquée de volume lorsqu'on le fait fondre. Ce matériau est environ 10 000 fois plus isolant que le cuivre, autrement dit, une épaisseur de 1 cm de polystyrène expansé est tout aussi isolante qu'une épaisseur de 100 m du cuivre (!) ou de 50 cm de béton. On admire alors la bonne idée qu'a eu l'inventeur de cette matière! Précisons que si l'air est un excellent isolant thermique, il est indispensable qu'il soit **immobile**, sinon le phénomène de convection intervient et diminue très fortement son pouvoir d'isolation. Le problème est crucial pour l'isolation des bâtiments et les économies d'énergie de chauffage: de bonnes couches de polystyrène expansé (ou analogues)

dans les murs et des doubles vitrages pour les fenêtres, en veillant à ce qu'il n'y ait aucune fuite, qui provoquerait de la convection.

Regardons le phénomène d'un peu plus près. Considérons deux systèmes dont on maintiendrait la température à des valeurs différentes:  $T_1 > T_2$ . Les deux systèmes sont reliés thermiquement par un troisième, tel un cylindre de longueur  $L$  et de section  $A$ . Un temps suffisant après la connection, un régime stationnaire sera installé, c-à-d qu'un flux de chaleur constant s'écoulera par le cylindre du système le plus chaud vers le plus froid. On aura pris la précaution de munir le cylindre d'un gaine isolante pour éviter des déperditions latérales de chaleur; ainsi, toute la chaleur partant du système de gauche arrivera vers celui de droite (fig. 2).

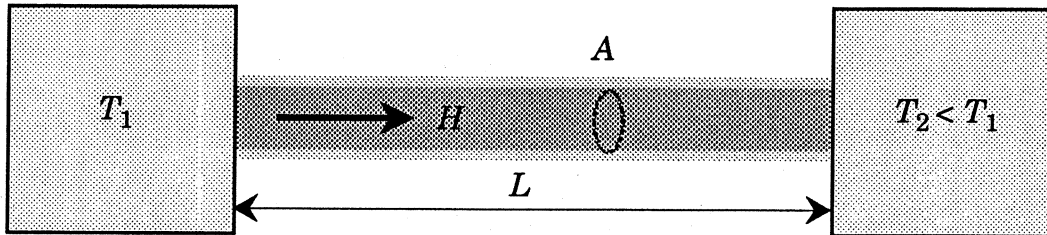


Fig. 2

La chaleur s'exprime en joules, le flux de chaleur est la chaleur perdue par seconde par le système chaud (et reçue par le système froid) est donc en J/s c-à-d en watt, c'est une puissance thermique qu'on notera  $H = Q/\Delta t$ .

#### De quoi dépend $H$ ?

1° de la différence de température des deux systèmes:  $H \propto (T_1 - T_2)$ ; plus celle-ci est grande, plus important sera le flux. Le flux est nul si les températures sont les mêmes. On postule une proportionnalité (signe  $\propto$ ); comme le flux de chaleur va vers les températures décroissantes:  $H \propto -\Delta\theta$ , (il doit être évident que  $\Delta T = \Delta\theta$ );

2° de la longueur  $L$  du cylindre:  $H \propto 1/L$ , le flux est deux fois plus faible pour un même cylindre, mais deux fois plus long, par exemple;

3° de la section  $A$  du cylindre:  $H \propto A$ , le flux est d'autant plus grand que le cylindre est épais, le passage est d'autant plus facile.

Comme  $H$  est simultanément proportionnel à ces trois variables, il est proportionnel à leur produit. Il manque encore la **caractéristique de la matière** du cylindre permettant le passage de la chaleur; elle intervient naturellement comme facteur de proportionnalité, c'est la **conductivité thermique**  $\lambda$ . Finalement:

$$H = -\lambda \frac{A}{L} \Delta\theta \quad (*)$$

Unité de  $\lambda$ : l'expression ci-dessus permet de voir que  $[\lambda] = \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ .

Quelques valeurs de  $\lambda$  ( $\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) (d'autres dans le "Formulaire") :

cuivre	aluminium	fer	bois	verre	béton	eau	air	sagex
400	240	80	0,1	0,9	0,9	0,6	0,024	0,038

#### Exemple de calcul

On veut connaître les pertes de chaleur par mètre carré ( $A = 1 \text{ m}^2$ ) d'une fenêtre à simple puis à double vitrage. L'épaisseur de toutes les vitres est de 3 mm

( $L = 3 \text{ mm}$ ). Prenons un cas un peu extrême: température de l'intérieur  $\theta_1 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ , température de l'extérieur  $\theta_2 = -15 \text{ }^\circ\text{C}$ . Evidemment:  $-\Delta\theta = 40 \text{ K}$  (ou  $40 \text{ }^\circ\text{C}$ )

1°) **Simple vitrage**. L'application de l'expression (\*) donne immédiatement:

$$H_1 \approx 12\,000 \text{ W/m}^2$$

2°) **Double vitrage**. Le problème est moins simple et on l'empoigne à peine autrement en réécrivant (\*):

$$\Delta\theta = - \left( \frac{L}{\lambda} \right)_{\text{éq}} H \quad (A = 1 \text{ m}^2)$$

avec  $(L/\lambda)_{\text{éq}} = L_1/\lambda_1 + L_2/\lambda_2 + L_3/\lambda_3 = 2L_{\text{verre}}/\lambda_{\text{verre}} + L_{\text{air}}/\lambda_{\text{air}}$ .

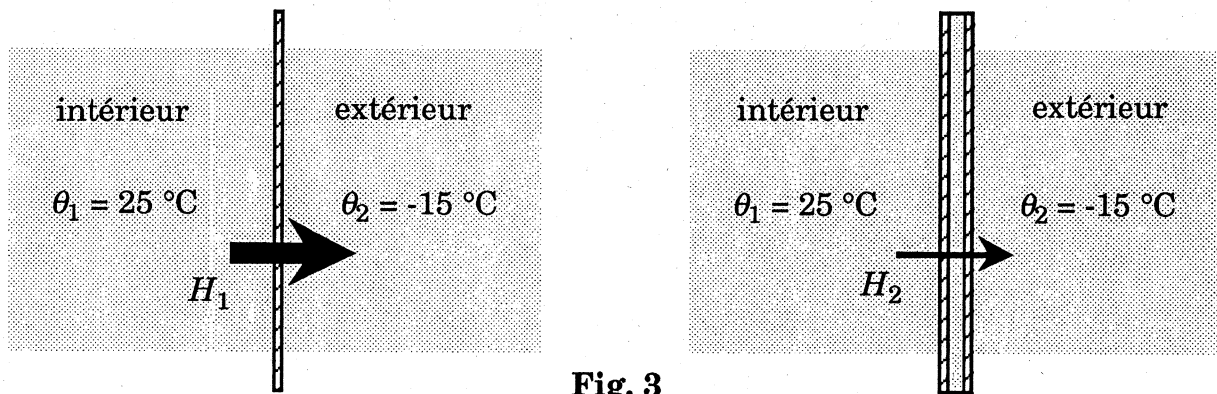


Fig. 3

Il est nécessaire de remarquer que le flux de chaleur reste le même au travers de toutes les couches, quel que soit leur nombre et leur épaisseur; s'il en sort peu par la dernière, c'est parce qu'il en est peu entré par la première. Si on ne s'intéresse pas aux températures dans la couche d'air intermédiaire, seule la différence des températures entre l'air intérieur et l'air extérieur intervient, comme pour le vitrage simple.

Prenons une séparation de 1 cm d'air entre les deux vitres. On calcule que le flux dans ce cas vaut:  $H_2 \approx 100 \text{ W/m}^2$

Une telle différence laisse rêveur et souligne deux fois l'efficacité isolante de l'air immobile. On gagne un facteur supérieur à 100, quelle économie de chauffage! On n'hésitera donc pas trop à investir un peu pour installer les vitrages doubles!

Cet exemple de calcul présente une situation concrète assez simplifiée mais pas irréaliste. D'autres effets interviennent pour modifier et compliquer le calcul, en particulier la *convection*, aussi bien entre les deux vitres pour le double vitrage, ce qui augmenterait le flux  $H_2$ , mais aussi la convection de l'air extérieur, c-à-d tout simplement du vent, qui augmente notablement les pertes de chaleur. Convection et conduction sont très souvent des processus conjoints dans les phénomènes de transports de chaleur, de même que le troisième et dernier de ces modes, celui-ci:

### 3. Le rayonnement

Le Soleil qui réchauffe la Terre et ses habitants, le chauffage infra-rouge, le four à micro-ondes sont quelques exemples familiers de sources de chaleur pouvant se propager aussi bien dans la matière que dans le vide. Cette chaleur est de l'énergie électromagnétique (e.m.) liée à l'onde e.m. émise par la source. On ne doit pas douter que cette forme d'énergie puisse se propager dans le vide puisqu'entre le Soleil et nous il y a 150 millions de km de vide et seulement quelques km d'air.

La Nature est ainsi: tout corps se trouvant à une température non nulle (dans l'échelle absolue) émet et absorbe du rayonnement e.m.; l'émission est supérieure à l'absorption si la température du corps est supérieure à celle de son environnement. On le constate en étant devant un foyer de braises lors d'un pique-nique.

Le genre de rayonnement émis dépend fortement de la température du corps, cela peut être de la lumière visible comme pour le Soleil ou le filament d'une ampoule, de l'infrarouge pour les braises (avec un petit peu de rouge), de l'ultraviolet pour certaines étoiles très chaudes (plusieurs dizaines de milliers de degrés en surface), de l'infrarouge lointain pour le corps humain à  $37\text{ °C} = 310\text{ K}$ , etc.

La théorie du rayonnement est aussi passionnante que difficile, c'est de la physique du 20ème siècle et fut à la base, en ce début de siècle, de la théorie la plus compliquée et la plus performante jamais inventée: la physique quantique, qui décrit le monde au niveau moléculaire, atomique et nucléaire. Ce n'est pas notre propos ici, on se contentera d'être opportuniste et d'utiliser quelques lois du rayonnement sans les justifier (on n'a pas d'autre choix).

Reprenons la grandeur notée  $H$  exprimant la puissance thermique ou le flux de chaleur émis. La théorie montre - et l'expérience confirme - que  $H$  émis par un corps dépend de la **quatrième puissance** de sa température absolue:  $H \propto T^4$ . D'autre part  $H$  dépend naturellement de l'aire  $A$  du corps émetteur:  $H \propto A$ , chaque moitié de la surface du corps émet la moitié de la puissance totale si sa température est uniforme. Assez étonnamment, la nature, la matière du corps, n'intervient que par son état de surface, son brillant, sa couleur. Cette caractéristique du corps s'exprime par un nombre sans unité, son **émissivité**  $e$ . Finalement, pour être en accord avec les unités, il faut une constante de proportionnalité, notée  $\sigma$  et nommée constante de Stéphan-Boltzmann. Ainsi:

$$H = \sigma e A T^4$$

L'expérience et la théorie montrent que  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^4$ . Faisons-nous une idée des ordres de grandeur de puissance rayonnée sur un exemple, mais auparavant, il faut un peu mieux définir l'émissivité  $e$ . Tous le monde a observé qu'une surface noire exposée au soleil devient plus chaude qu'une surface blanche, elle absorbe mieux le rayonnement. On montrerait (loi de Kirchhoff) qu'un corps qui absorbe bien, donc foncé et mat, émet tout aussi bien. L'émissivité  $e$  vaut alors *un* pour un corps parfaitement noir et *zéro* pour un corps parfaitement brillant, donc réfléchissant tout rayonnement. De tels corps n'existent pas vraiment, un corps noir pour la lumière visible ne le sera pas forcément pour l'ultraviolet ou les ondes radio. Le terme "noir" en physique va plus loin que dans le langage courant: un **corps noir** absorbe **tout** le rayonnement qui lui est incident.

### Exemples de calcul:

a) Prenons un morceau de métal bien poli, disons de l'argent, son émissivité est faible:  $e \approx 0,02$  (donc 50 fois moins qu'un *corps noir*), et un morceau de charbon bien noir:  $e \approx 0,9$ . A même température, le charbon émettra 45 fois ( $0,9/0,02$ ) plus de rayonnement que le métal, pour une même aire  $A$ , bien entendu. Calculons la puissance rayonnée  $H$  pour  $1\text{ cm}^2$  de charbon à différentes températures. Remplaçant  $e$ ,  $\sigma$  et  $A$  on obtient:  $H = 5,1 \cdot 10^{-12} T^4$  (W). Pour  $T = 373\text{ K}$  ( $= 100\text{ °C}$ ),  $H \approx 0,1\text{ W}$ ; pour  $T = 773\text{ K}$  ( $= 500\text{ °C}$ ),  $H \approx 1,8\text{ W}$ ; pour  $T = 1273\text{ K}$  ( $= 1000\text{ °C}$ ),  $H \approx 13,4\text{ W}$ . Mais on n'a pas tout dit; on n'a pas dit où se trouve l'objet, quelle est la température du milieu dans lequel il baigne.

b) Quelle est la puissance émise par  $1\text{ cm}^2$  de la surface du Soleil (qui est un corps noir!) sachant que la température (de surface) est de  $5800\text{ K}$  environ et que

l'émissivité vaut 1 ? On obtient  $H \approx 6400 \text{ W}$ , c-à-d plus de  $6 \text{ kW/cm}^2$  !

c) Quelle est la puissance de rayonnement émise par la surface du corps humain dont la température de la peau, sans vêtements, est de  $30 \text{ }^\circ\text{C}$  ? Estimons l'aire de la peau à  $1,8 \text{ m}^2$  et une émissivité de  $0,6$ ; on obtient alors  $H \approx 520 \text{ W}$  !

### **Puissance rayonnée nette**

Ne restons pas sur une telle exclamation, le résultat ci-dessus n'est vrai que si l'individu tout nu est au zéro absolu! On a dit plus haut que tout corps émet et absorbe du rayonnement, ce rayonnement absorbé est celui émis par l'environnement à une température étant généralement différente de celle du corps. La puissance thermique rayonnée **nette** par un corps à température  $T_1$  alors que l'environnement est à une température  $T_2$  est ainsi:  $H_{\text{nette}} = H_{\text{émise}} - H_{\text{absorbée}}$  ; ce qui se traduit par:

$$H_{\text{nette}} = \sigma e A T_1^4 - \sigma e A T_2^4 = \sigma e A (T_1^4 - T_2^4).$$

(Gardons-nous bien de croire que  $x^a - y^a = (x - y)^a$ ).

Voilà qui devrait rassurer les frileux. Reprenons l'exemple ci-dessus, mais en plus réaliste: la peau de l'individu est à  $30 \text{ }^\circ\text{C}$  et l'environnement est à  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ , ce qui n'est normalement pas trop désagréable. On calcule alors la puissance vraiment émise par la personne dans ces conditions et on trouve  $33 \text{ W}$ , ce qui est passablement plus vraisemblable.

Reprenant l'exemple de calcul 1°) de la page précédente, on obtient des résultats différents de ceux calculés, à moins que les morceaux d'argent et de charbon soient à zéro kelvin.

### **Les ondes électromagnétiques (spectre e.m.)**

La lumière visible est celle que l'oeil peut voir, comme dirait M. de la Palisse. Il y a en quelque sorte de la lumière invisible en ce sens que celle qu'on voit n'est qu'une toute petite partie de ce qui existe. La lumière est une onde, ou peut se concevoir comme telle, et elle se propage "à la vitesse de la lumière" (encore ce M. de la Palisse). Cette vitesse est l'une des constantes les plus fondamentale de toute la physique. Elle se note  $c$  (comme *célérité*) et a une valeur très proche de  $3.10^8 \text{ m/s}$ . Les différentes ondes e.m. ont toutes cette même vitesse  $c$ , elles se distinguent par contre par leur longueur d'onde  $\lambda$ . Pour la lumière visible la longueur d'onde est très petite (à notre échelle), elle s'étend d'environ  $400 \text{ nm}$  ( $= 0,4 \text{ }\mu\text{m}$ ) pour le violet, à environ  $700 \text{ nm}$  ( $= 0,7 \text{ }\mu\text{m}$ ) pour le rouge. Entre les deux s'étalent toutes les couleurs de l'arc-en-ciel. Ce domaine entre  $0,4$  et  $0,7$  millièmmes de  $\text{mm}$  est très faible comparé à l'étendue du **spectre électromagnétique**, c-à-d à l'ensemble des ondes e.m. classées dans l'ordre des longueurs d'onde. Ce spectre va théoriquement de  $\lambda$  égal zéro à l'infini. Les plus courtes connues sont les rayons gamma ( $\gamma$ ) apparaissant lors de réactions nucléaires et dont les longueurs d'onde sont de l'ordre de grandeur des dimensions des noyaux d'atomes ( $\approx 10^{-15} \text{ m}$ ), et même bien plus faibles. Les plus longues connues, maîtrisées et exploitées sont les ondes radio en ondes dites justement "longues" (OL) dont  $\lambda$  est de l'ordre du kilomètre.

Comme on l'a dit plus haut, tout corps à une température  $T$  non-nulle rayonne, émet des ondes e.m., mais l'énergie émise n'est pas la même pour toutes les longueurs d'onde, de loin pas. Ce n'est qu'en 1900 qu'on a pu donner une description correcte de l'énergie de rayonnement émise par un corps en fonction de la longueur d'onde et selon sa température. C'est Max Planck qui a fait ce travail en introduisant un concept tout à fait révolutionnaire: la *quantification* de l'énergie, qui a été pendant les premières dizaines d'années du siècle, le point de



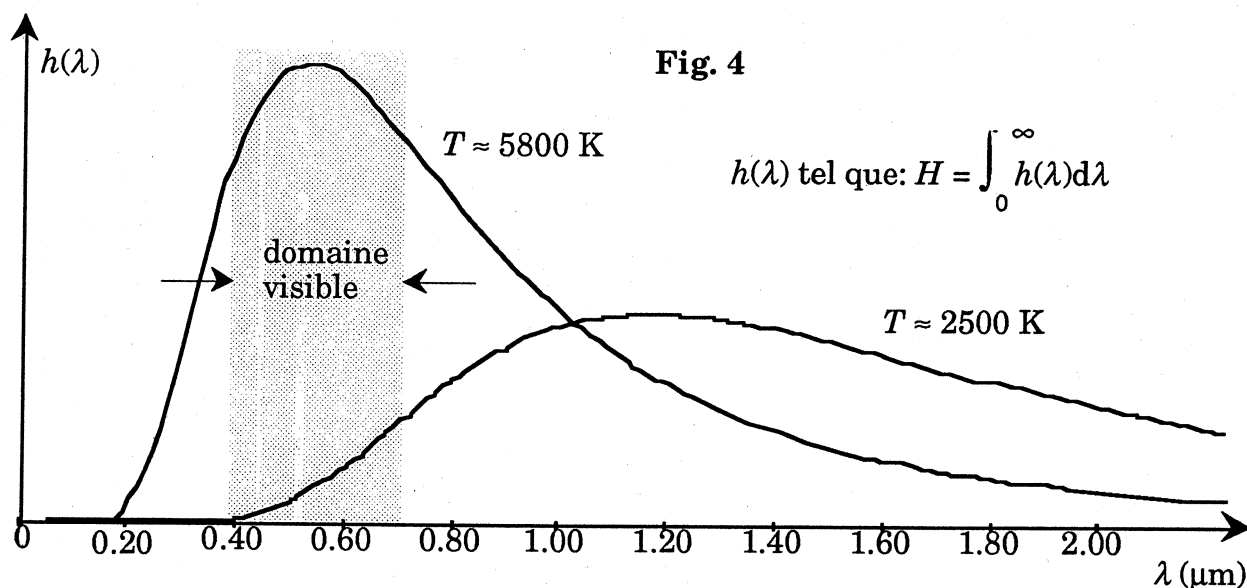
départ d'une nouvelle vision du monde. Cette répartition d'énergie en fonction de  $\lambda$ , a pour nom la **distribution de Planck**.

La figure 4 ci-dessous représente une telle distribution pour deux *corps noirs* (donc tels que  $e = 1$ ) rayonnant tout deux la même puissance totale (pour faciliter la comparaison) mais dont les températures sont différentes. Le premier à 5800 K serait par exemple 0,01 mm<sup>2</sup> de la surface du Soleil (il n'y a pas d'échelle en ordonnée) et le second serait la surface du filament incandescent de tungstène d'une ampoule d'éclairage électrique à environ 2500 K. Il faut alors que l'aire de ce filament (dont on néglige le fait qu'il n'est pas vraiment noir) soit de 0,29 mm<sup>2</sup> (valeur réaliste) pour que la puissance soit la même qu'à 5800 K puisque la puissance rayonnée  $H$  va avec  $T^4$  et que  $(5800/2500)^4 = 29$ . Sur le graphique ci-dessous la puissance totale, pour toutes les longueurs d'onde en même temps, se représente par l'aire sous la courbe, ce qu'on appelle l'intégrale.

La distribution présente, on le voit, un maximum pour une certaine valeur  $\lambda_m$  de  $\lambda$ , cette valeur varie d'ailleurs de façon simple avec la température du corps émetteur, c'est la **loi de déplacement de Wien**, qui avait été expérimentalement découverte avant les travaux théoriques de Planck. Wien a trouvé que:

$$\lambda_m T = \text{const.} \approx 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m.K}$$

Planck l'a confirmé théoriquement.



Regardons où se trouvent les deux maxima. Pour le Soleil, il se trouve en plein dans le domaine de la lumière visible, ce qui ne doit pas trop étonner, il s'agit en fait d'un phénomène d'évolution biologique des mammifères (nous en sommes) et de leur adaptation à la lumière naturelle. On peut conjecturer que si des êtres vivants existent sur une planète en orbite autour d'une étoile à 20 000 K, leur système de vision (on pourrait dire leurs yeux) devra présenter un maximum de sensibilité dans l'ultraviolet. Mais foin de science fiction, regardons le maximum de la seconde courbe, il se trouve vers 1,2  $\mu\text{m}$ , c-à-d dans l'infrarouge. Cela signifie qu'une ampoule banale émet essentiellement de la chaleur et que son rendement lumineux, qu'on exprime comme l'énergie proprement lumineuse rapportée à l'énergie rayonnante totale émise, est bien faible, de quelques pourcent; c'est étonnant et navrant mais c'est ainsi. On augmente rapidement ce rendement en augmentant la température du filament, mais c'est au détriment dramatique de sa

durée de vie. On obtient actuellement des rendements lumineux de 3 à 4 % pour les ampoules standards et d'environ 7 % pour les ampoules dites "halogènes" qui sont aussi à incandescence mais de température un peu plus élevée (grâce à un gaz, un halogène tel du brome ou du iode, ralentissant l'évaporation du filament). Depuis quelques années, des fabricants proposent des ampoules "économiques". Elles le sont vraiment, leur rendement lumineux peut atteindre 30 %, mais leur principe de fonctionnement est complètement différent et ne repose pas sur l'incandescence, il est semblable à celui des *tubes* fluorescents, appelés "tubes néon", mais c'est abusif car ils contiennent en fait de l'argon et du mercure.

On utilise la **loi de déplacement de Wien** énoncée ci-dessus pour connaître à quelle longueur d'onde se trouve le maximum de puissance rayonnante d'un corps à une température  $T$ . Pour le Soleil à 5800 K, c'est vers le milieu du spectre visible, pour un être vivant dont la température de surface est proche de 30 °C (303 K), c'est vers 10  $\mu\text{m}$ , c-à-d dans l'infrarouge assez lointain, totalement invisible pour l'oeil mais tout à fait perceptible par certains types de détecteurs, tels des films photographiques sensibles à l'IR, des cellules photoélectriques ou des caméras spéciales. Les armées en font grandement usage pour voir la nuit. Avec de tels instruments, maintenant utilisés dans le civil, on distingue les objets les uns des autres sans aucun éclairage pour autant qu'ils aient des températures différentes. Ils sont par exemple très utiles pour repérer les défauts d'isolation thermique des bâtiments, ou des malfrats nocturnes.

### L'effet de serre et le rôle des habits

Les jardiniers savent cultiver des plantes même en hiver. Pour y arriver ils les font pousser sous une serre dans laquelle la chaleur se trouve piégée. Une serre est essentiellement une boîte dont le couvercle est **transparent**, une vitre fait souvent l'affaire. Le mot "transparence" est une notion toute relative: transparent à quoi? telle est l'immense question.

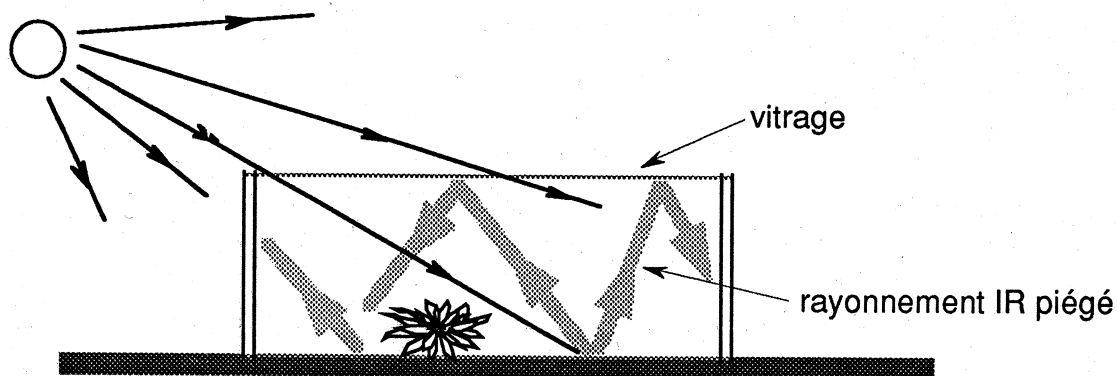


Fig. 5. La serre du jardinier.

Le verre est transparent à la lumière visible, c'est évident, et à l'infrarouge proche, c-à-d dont la longueur d'onde n'est pas trop grande, jusque vers 2 à 3  $\mu\text{m}$ , au delà il est opaque. Il est aussi presque totalement opaque à l'UV, ce qui est moins le cas du quartz (solarium!). Les plantes, mais surtout la terre qui est foncée, absorbent bien le rayonnement solaire incident à travers la vitre, et la température de la terre se met à augmenter, elle rayonne alors, mais étant à une température bien moins élevée que la surface du Soleil, son rayonnement se trouve surtout dans l'infrarouge lointain, vers 10  $\mu\text{m}$ , longueur d'onde pour laquelle *le verre n'est plus transparent* et ce rayonnement IR est ainsi emprisonné sous la

vitre, maintenant l'espace de la serre à une température notablement supérieure à celle de l'extérieur.

L'atmosphère terrestre joue ce rôle de couverture, et cela d'autant mieux que le ciel est couvert. On sait bien que les petits matins de printemps sont bien plus frais lorsque le ciel a été découvert toute la nuit que s'il avait été nuageux. La Lune était bien visible pendant ces nuits froides, mais elle n'est pas la responsable du gel des cultures pour autant, à l'encontre de ce que certains pourraient croire! L'effet de serre atmosphérique est extrême sur la planète Vénus: Le sol vénusien nous est complètement caché par une couverture nuageuse faite essentiellement de CO<sub>2</sub> et de gouttelettes d'acide sulfurique, la pression atmosphérique au sol avoisine la centaines de bars (Terre: 1 bar) et par conséquent, la température de sol est aux environs de 500 °C. Mercure, qui est encore plus proche du Soleil, n'atteint pas une telle température.

Il n'y a pas d'habits chauds! Il n'y a que des habits qui empêchent, à divers degrés, la chaleur émise par le corps de s'échapper. On sait maintenant que l'air immobile est un excellent isolant thermique, mais on sait depuis longtemps quels sont les habits qui tiennent chaud; ce sont ceux qui emprisonnent une bonne couche d'air et qui ne collent pas à la peau. Cet air est chauffé par le corps, autrement dit, des habits "chauds" ne servent à rien si le corps n'est pas capable de produire de la chaleur.

Pour finir:

**Question:**

Que mesure un thermomètre?

**Réponse:**

La température.

**Re-question:**

La température de quoi?

**Re-réponse:**

Sa propre température, et rien d'autre. Un point c'est tout.

Autrement dit, pour qu'un thermomètre mesure la température d'un objet, il doit être en **contact thermique** avec l'objet. Si c'est de l'air ambiant par exemple, il faut qu'il soit en contact thermique parfait avec cet air, et surtout, **qu'il ne soit pas au soleil** ! En effet, la température affichée étant la température du thermomètre, la valeur lue dépend de sa couleur, de sa brillance! Un thermomètre dont le bulbe est peint en noir mat affichera une température plus élevée que s'il est bien brillant, et en aucun cas celle de l'air. Un thermomètre d'extérieur doit par conséquent toujours être placé sur les façades nord des bâtiments, à l'abri du rayonnement solaire.

**Chap. I: Dilatations de solides et de liquides**

**1.** Quel est l'allongement d'un rail de chemin de fer (en fait en acier) de 20 m dont la température passe de  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  (hiver rude) à  $70\text{ }^{\circ}\text{C}$  (été ensoleillé) ?

**Rép:** 2 cm.

**2.** Quel est le coefficient de dilatation  $\alpha$  d'une substance qui s'allonge de 0,01 % par degré ?

**Rép:**  $1 \cdot 10^{-4}\text{ }(^{\circ})^{-1}$ .

**3.** Pour fabriquer un grand thermomètre à alcool (éthanol), on dispose d'un tube de verre dont le diamètre intérieur est de 4 mm. Quel doit être le volume du bulbe pour qu'une variation de  $1\text{ }^{\circ}\text{C}$  corresponde à une variation de 1 cm de la longueur de la colonne? On négligera la dilatation du verre.

**Rép:**  $114\text{ cm}^3$ .

**4.** Une sphère de fer a un diamètre de 5,000 cm à  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  et un anneau du cuivre a un diamètre (intérieur) de 4,995 cm à cette température.

a) A quelle température faut-il amener l'ensemble pour que la sphère passe à travers l'anneau?

b) Si la sphère était en cuivre et l'anneau en fer, y aurait-il une température à laquelle la sphère pourrait passer au travers de l'anneau? Si oui, laquelle ?

**Rép:** a)  $217\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

**5.** Un thermomètre à mercure est constitué d'un bulbe de verre de  $0,1\text{ cm}^3$  de volume intérieur, surmonté d'un tube capillaire de 0,06 mm de diamètre intérieur.

a) Calculer la variation de longueur de la colonne de mercure par degré, sans tenir compte de la dilatation du verre.

b) Calculer cette variation en tenant compte de la dilatation du bulbe; on négligera la dilatation du tube.

**Rép:** a) 0,64 cm; b) 0,54 cm.

**6.** Au moyen d'une règle de fer, on mesure à  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  la longueur d'une barre de plomb et on trouve 1600,0 mm.

a) Quelle sera la vraie longueur de la barre à  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ ?

b) Quelle sera la longueur indiquée par la règle, qui est aussi à  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ ?

c) Quelle est l'erreur relative ?

d) Mêmes questions pour une barre en invar.

**Rép:** a) 1601,4 mm; b) 1600,8 mm; c) env. 0,04 %; d) 1600,1 mm; 1599,5 mm.

**7.** Une sphère de Pyrex® creuse est immergée dans l'eau. La cavité est telle que la sphère reste en équilibre "entre deux eaux" à  $\theta_1$ . Les températures de la sphère et de l'eau restent toujours égales, que va-t-il se passer si la température de l'ensemble varie, par exemple  $\theta_2 > \theta_1$  ?

**Chap. II : Comportement des gaz**

**1.** Un gaz occupe un volume de  $2 \text{ dm}^3$  à  $0 \text{ }^\circ\text{C}$ . Que vaudra son volume si sa température est élevée à  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  et que sa pression est doublée ?

**Rép:**  $3,93 \text{ dm}^3$ .

**2.** Dans une marmite à pression d'abord sans couvercle, on fait bouillir un peu d'eau jusqu'à ce qu'elle soit pleine de vapeur d'eau ( $100^\circ\text{C}$ ). On ferme ensuite la marmite (couvercle hermétique). La température monte alors à  $130 \text{ }^\circ\text{C}$ . De quel pourcentage a augmenté la pression du gaz ?

**Rép:** env  $8 \%$ .

**3.** Quelle masse d'azote ( $\text{N}_2$ ) occupe un volume de  $120 \text{ m}^3$  à la pression de  $2 \cdot 10^4 \text{ Pa}$  et à la température de  $27 \text{ }^\circ\text{C}$  ?

**Rép:**  $27 \text{ kg}$ .

**4.**  $2 \text{ kg}$  d'hélium remplissent un ballon-sonde. Quel est son volume à haute altitude, là où l'air est à la pression de  $300 \text{ hPa}$  et sa température est de  $-20 \text{ }^\circ\text{C}$  ?

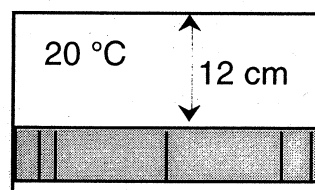
**Rép:**  $35 \text{ m}^3$ .

**5.** Comment varie la masse volumique d'un gaz lors d'un processus isotherme ? Et lors d'un processus isochore ?

**6.** A quelle température doivent se trouver  $48 \text{ g}$  de méthane ( $\text{CH}_4$ ) à la pression de  $1440 \text{ hPa}$  pour que ce gaz occupe un volume de  $0,2 \text{ m}^3$  ?

**Rép:**  $882 \text{ }^\circ\text{C}$ .

**7.** Un gaz est enfermé dans un cylindre obturé par un piston coulissant librement et sans fuites. Le cylindre est vertical, le piston vers le bas. La distance entre piston et fond du cylindre est de  $12 \text{ cm}$  à  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ . Quelle doit être la température du gaz pour que cette distance soit de  $8 \text{ cm}$  ?



**Rép:**  $-78 \text{ }^\circ\text{C}$ .

**8.** Une installation nucléaire lâche une petite mole de radon (gaz radioactif) qui finit par se répartir uniformément jusqu'à une altitude de  $1 \text{ km}$  sur toute la surface terrestre. Calculer le nombre moyen d'atomes par  $\text{m}^3$ , et par  $\text{cm}^3$ .

**Rép:** env.  $1\,200\,000$ ;  $1,2$ .

**9.** a) Calculer la masse volumique  $\rho_v$  de la vapeur d'eau à  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $10^5 \text{ Pa}$ .  
b) Estimer le rapport entre le diamètre approximatif (calculable!) des molécules et la distance moyenne qui les sépare.

**Rép:** a)  $0,58 \text{ kg/m}^3$ ; b) env.  $1/12$ .

**Chap. III : Calorimétrie**

**1.** Admettons qu'un bain nécessite, en plus de l'eau froide, 50 litres d'eau chauffée de 10 à 60 °C. Admettons encore que l'énergie servant à chauffer l'eau puisse être intégralement convertie en énergie cinétique pour faire démarrer un train de 300 tonnes (1 locomotive et 10 wagons). Quelle vitesse atteindra ce train sur une voie horizontale, frottements négligés ?

**Rép:** 30 km/h.

**2.** Le robinet d'eau chaude de la salle de bain est mal fermé et coule à raison de 5 gouttes par seconde (1 goutte  $\approx$  0,2 cm<sup>3</sup>). L'eau a été chauffée de 10 à 80 °C.

a) Quelle est l'énergie perdue en un jour ?

b) Avec cette énergie, combien de litres d'eau pourrait-on monter du sous-sol au troisième étage ( $h = 15$  m) ?

c) L'ampoule de 40 W de la salle de bain est resté allumée (1 W = 1 J/s). Combien de fois cette énergie perdue est-elle plus grande ou plus faible que celle de a) ?

**Rép:** a) env. 25 MJ; b) 172.000; c) plus de 7 fois plus *faible*.

**3.** On mélange 1 litre d'eau à 20 °C avec 0,6 litre d'acétone à - 10 °C. Calculer la température d'équilibre, pertes thermiques négligées.

**Rép:** 14,1 °C.

**4.** 1 dl de café noir ( $\approx$  eau) est à 80 °C. On y ajoute 0,2 dl de crème à 12 °C. L'équilibre thermique s'établit à 70 °C.

Calculer la chaleur massique de la crème, les pertes thermiques (tasse, air, etc.) sont négligées. ( $\rho_{\text{crème}} \approx \rho_{\text{eau}}$ ).

**Rép:**  $3,6 \cdot 10^3$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

**5.** Dans un récipient en verre thermo-isolé on verse de l'eau et de l'alcool pur (éthanol). L'équilibre thermique du système verre+eau+alcool s'établit à 5,4 °C. Les pertes thermiques dans l'air sont négligeables.

verre:  $m_1 = 80$  g     $c_1 = 840$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>     $\theta_1 = 20$  °C

eau:  $m_2 = 100$  g     $c_2 = 4190$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>     $\theta_2 = 20$  °C

alcool:  $m_3 = 150$  g     $c_3 = 2460$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>     $\theta_3 = ?$

**Rép:** - 13,8 °C.

**6.** Dans un calorimètre en cuivre de masse  $m_c = 200$  g on verse  $m_e = 300$  g d'eau. Le tout est à 21 °C. On y trempe ensuite un morceau de métal  $m_m = 60$  g à 98 °C (sortant d'une eau bouillante). L'équilibre thermique s'établit à 24,4 °C.

Déterminer la chaleur massique du métal et en déduire sa nature probable.

**Rép:**  $1,03 \cdot 10^3$  J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

**Chap. IV : Changements d'état**

**1.** Du plomb fondu se trouve dans un creuset à sa température de congélation, on le verse alors dans de l'huile froide et il se solidifie. Il y a initialement 200 g d'huile à la température de 18 °C en équilibre thermique avec son récipient en acier de 500 g. La température d'équilibre final s'établit à 27,5 °C. Calculer la masse de plomb versée. (Réfléchir au signe à attribuer au terme de congélation du plomb !)

**Rép :** 94 g.

**2.** De la vapeur d'eau (à 100 °C) est injectée dans un verre (pyrex) de 100 g contenant 2 dl d'eau à 21 °C. Quelle masse de vapeur a-t-elle été nécessaire si la température d'équilibre finale est de 70 °C ?

Le verre est constamment en équilibre thermique avec son contenu et les pertes de chaleur avec l'air ambiant sont négligées.

**Rép :** 18,6 g.

**3.** Des alpinistes ahuris mettent 600 g de neige à -10 °C dans une casserole qu'ils posent sur un réchaud fournissant une puissance thermique constante de 800 W. D'autre part le 35 % de la chaleur est perdue pour chauffer la casserole et l'air ambiant.

Combien de temps prendront chacune des quatre étapes, l'aboutissement étant la casserole vide ? A cette altitude, l'eau bout à 91 °C.

**Rép :** chronologiquement: 28 s; 381 s; 439 s et environ 44 min.

**4.** De quelle puissance thermique faut-il disposer pour faire fondre complètement un bloc d'étain de 200 g en 1 minute ? Il est placé dans un creuset en verre pyrex de 100 g. La température de début du chauffage est de 20 °C. On considérera que étain et verre ont constamment des températures égales.

**Rép :** 645 W.

**5.** Dans un récipient de capacité thermique négligeable on met en contact thermique de l'eau à  $\theta_1 > 0$  °C et de la glace à  $\theta_2 < 0$  °C. Déterminer les caractéristiques de l'équilibre thermique, les échanges de chaleur avec l'air ambiant sont négligés.

**Commentaires et précisions:**

La situation ressemble à celle de l'exemple du cours, mais elle est moins évidente. En effet, selon les masses et les températures initiales de l'eau et de la glace, trois possibilités d'état final sont à envisager:

1°) Si la masse de glace n'est pas trop importante et si sa température n'est pas trop basse, on se trouve dans les conditions de l'exemple : toute la glace aura fondu et l'état final sera de l'eau à  $0 \leq \theta_{\text{eq}} < \theta_1$ .

2°) Les masses et températures initiales peuvent être telles qu'une *partie* de la glace fondra ou une *partie* de l'eau gèlera. L'état final d'équilibre sera un mélange d'eau et de glace à  $\theta = 0$  °C. L'inconnue du problème ne sera donc pas  $\theta_{\text{eq}}$  mais la masse de glace fondue ou la masse d'eau gelée.

3°) Si la masse d'eau n'est pas trop importante et si sa température n'est pas trop élevée, on se trouve dans les conditions opposées à 1°) : toute l'eau aura gelé et l'état final est de la glace à  $0 \geq \theta_{\text{eq}} > \theta_2$ .

La question du problème est, les conditions initiales étant 1 kg d'eau à  $\theta_1 = 20$  °C et 1 kg de glace à  $\theta_2 = -20$  °C, quelle sera la caractéristique de l'état d'équilibre final ?

**Chap. V : Premier Principe**

**1.** Calculer le travail fourni par 3,2 g d'oxygène (g.p.) se détendant de façon isotherme lorsque sa pression diminue d'un facteur 1,5 si  $T = 300 \text{ K}$ .

**Rép:** 102 J.

**2.** Par un processus isobare, une quantité de 12 g d'hélium (g.p.) passe de  $20 \text{ °C}$  à  $-80 \text{ °C}$ . Calculer  $A$ ,  $\Delta U$  et  $Q$ .

**Rép:**  $-2,49 \text{ kJ}$ ;  $-3,74 \text{ kJ}$ ;  $-6,23 \text{ kJ}$ .

**3.** Démontrer la relation de Mayer:  $C_p - C_v = R$ .  
Expliquer, en français, pourquoi  $C_p > C_v$ .

**4.** Dans un "copcl" (cylindre obturé par un piston coulissant librement) se trouvent 3,4 g d'ammoniac (supposé g.p.) à la température de  $0 \text{ °C}$ . Quel travail faut-il fournir sur le gaz pour que sa température atteigne  $30 \text{ °C}$  si le processus est adiabatique ?

**Rép:** 150 J.

**5.** Un gaz diatomique a une pression  $p_1 = 100 \text{ kPa}$ , un volume  $V_1 = 6 \text{ dm}^3$  et une température  $T_1 = 300 \text{ K}$ . Après un certain processus, il se trouve à la pression  $p_2 = 200 \text{ kPa}$  et a un volume  $V_2 = 4,5 \text{ dm}^3$ .

- Le processus est-il isotherme ? Est-il adiabatique ?
- Quelle a été la variation de température du gaz ?
- Le gaz a-t-il reçu ou fourni de la chaleur ? Env. combien ? (prendre  $p$  moyen).

**Rép:** a) non; b) 150 K; c) 525 J.

**6.** Lors d'un 1<sup>er</sup> processus un gaz (parfait) passe d'un volume de 3,5 l à 1,25 l et sa pression passe de 32,0 mmHg à 89,6 mmHg.

Dans un 2<sup>ème</sup> processus, qui succède au 1<sup>er</sup>, le volume du gaz double et la pression redescend à 34,0 mmHg.

- Quels sont ces deux processus ?
- Quel est le nombre de degrés de liberté des molécules du gaz ?
- Quelle fut la variation totale de température si initialement elle était de  $25 \text{ °C}$  ?

**Rép:** a) isoth. et adiab. b) 5; c)  $-72 \text{ K}$ .

**7.** Deux récipients identiques (copcl) contiennent tous deux de l'air (considéré comme g.p.) aux mêmes conditions de pression et de température.

Le 1<sup>er</sup> des deux gaz est détendu de façon isotherme et le 2<sup>ème</sup> de façon adiabatique jusqu'à ce que la pression ait diminué d'un facteur 2 pour les deux gaz.

- Calculer le rapport des volumes finaux:  $V_1/V_2$ ;
- calculer le rapport des températures finales:  $T_1/T_2$ .

**Rép:** a) 1,22; b) 1,22.



**Chap. VI: Théorie cinétique des gaz**

**1.** Comment varie qualitativement la vitesse (quadratique) moyenne d'agitation des molécules d'un gaz lors de processus:

- a) isobare,
- b) isochore,
- c) isotherme,
- d) adiabatique.

**2.** Calculer la vitesse moyenne d'agitation thermique des molécules de  $H_2O$  dont la vapeur se trouve à la température de  $140\text{ }^\circ\text{C}$ .

**Rép:** 756 m/s.

**3.** 3,4 g de  $NH_3$  sont enfermés dans un récipient dont le volume est de 4 litres à la pression de  $2 \cdot 10^5$  Pa.

Calculer la vitesse moyenne d'agitation des molécules du gaz.

**Rép:** 840 m/s.

**4.** Comment varie la vitesse moyenne d'agitation des molécules d'un gaz lorsqu'on double sa température absolue?

Que dire de cette variation lorsque la température absolue varie de 2 % ? Examiner la variation *relative* de vitesse, puisque c'est la variation *relative* de température qui est de 2 %.

*Indication:* examiner la dérivée d'une fonction de la forme  $y = Ax^\alpha$ ,  $\alpha$  quelconque.

**5.** Une masse de 1 g d'hélium se trouve dans une boîte cubique d'arête  $a = 60$  cm à la pression de  $10^4$  Pa. Calculer:

- a) la température du gaz,
- b) la vitesse moyenne d'agitation des atomes du gaz,
- c) le temps moyen que met un atome pour traverser la boîte,
- d) le nombre moyen de chocs qu'effectue un atome sur une paroi par seconde,
- e) le nombre total de chocs que reçoit une paroi en 1 seconde.

**Rép:** a) 1040 K; b) 2546 m/s; c)  $2,36 \cdot 10^{-4}$  s; d) 2120; e)  $3,2 \cdot 10^{26}$ .

**6.** Calculer l'énergie interne contenue dans 1 g de  $H_2$  à  $20\text{ }^\circ\text{C}$ .

**Rép:** 3040 J.

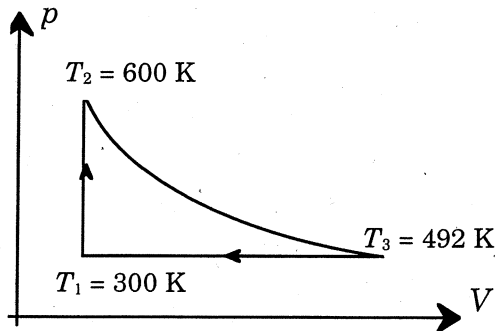
**7.** On apporte une quantité de chaleur de 10 kJ à une mole d'azote selon un processus isobare. Calculer  $\Delta(\langle v^2 \rangle)^{1/2}$ , la variation de la vitesse dite *quadratique moyenne*.

**Rép:** 533 m/s.

### Chap. VII : Machines thermiques et 2<sup>ème</sup> Principe

1. Un moteur thermique transporte 1 mole de gaz parfait diatomique selon le cycle ci-dessous. Le processus 2 - 3 est adiabatique.

Remplir les deux tableaux et calculer le rendement.



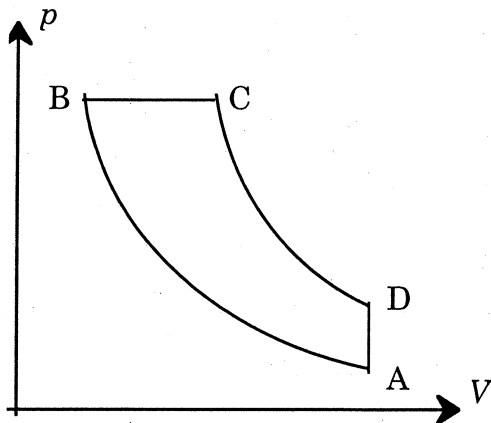
	$p$ (Pa)	$V$ (m <sup>3</sup> )	$T$ (K)
1	10 <sup>5</sup>		300
2			600
3			492

	$Q$ (J)	$A$ (J)	$\Delta U$ (J)
1 - 2			
2 - 3			
3 - 1			

### 2. Moteur Diesel

Les processus AB et CD sont adiabatiques. Le gaz est essentiellement de l'air et est supposé parfait.

Remplir les deux tableaux et calculer le rendement.



	$p$ (Pa)	$V$ (m <sup>3</sup> )	$T$ (K)
A	10 <sup>5</sup>	10 <sup>-3</sup>	293
B		8,85 · 10 <sup>-5</sup>	773
C			
D			2429

	$Q$ (J)	$A$ (J)	$\Delta U$ (J)
A - B			
B - C	3300		
C - D			
D - A			

N.B. Dans un moteur Diesel c'est la forte compression adiabatique (AB) qui chauffe suffisamment le mélange gazeux pour l'enflammer.

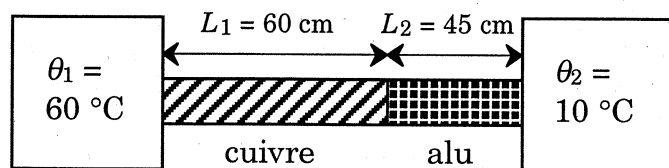
## Chap. VIII : Propagation de la chaleur

**Conduction** (prendre les valeurs de  $\lambda$  du cours)

1. Fenêtre de  $1 \text{ m}^2$  à double vitrage de verre de  $4 \text{ mm}$ . Que doit valoir l'épaisseur minimum d'air intermédiaire pour que le flux thermique ne dépasse pas  $120 \text{ W}$  si la différence de température intérieur-extérieur atteint  $30 \text{ K}$  ?

Rép :  $5,8 \text{ mm}$ .

2. Quelle est la température  $\theta_3$  de la jonction Cu-Al ?  
Indic. commencer par calculer  $H/A$ .



Rép :  $H/A = 14,8 \text{ kW/m}^2$ ;  $\theta_3 = 38 \text{ °C}$ .

## Rayonnement

3. Le maximum d'émission du filament d'une ampoule halogène est à  $0,9 \mu\text{m}$ . Quelle est sa température ?

Rép :  $3220 \text{ K}$ .

4. Deux ampoules sont alimentées par la même puissance électrique. Le filament de l'une est en tungstène poli et brillant, l'autre est en tungstène rugueux et noirâtre. Ils ont la même aire  $A$ . Laquelle des deux ampoules éclaire le plus dans le visible et pourquoi ?

5. Calculer l'aire (en  $\text{mm}^2$  svp) du filament de l'ampoule qui émet un rayonnement de  $25 \text{ W}$  lorsqu'il est à  $2800 \text{ K}$ . Le filament est en W pour lequel  $e = 0,8$ .

Rép :  $9 \text{ mm}^2$ .

6. La température de surface du Soleil est de  $5800 \text{ K}$ . Le considérant comme un corps noir, déterminer :

- Quelle puissance rayonnante émet un  $\text{cm}^2$  de sa surface ?
- Quelle puissance rayonnante totale émet-il ?
- La Terre s'en trouvant à  $150$  millions de  $\text{km}$ , quelle puissance reçoit alors  $1 \text{ m}^2$  de surface terrestre hors atmosphère et perpendiculairement aux rayons ? C'est ce qu'on appelle la "constante solaire", cf F&T, rubrique "Soleil".

Rép : a)  $6,43 \text{ kW}$ ; b)  $3,9 \cdot 10^{23} \text{ kW}$ ; c)  $1,39 \text{ kW/m}^2$ .