

THERMO 1 :

Ce cours est inspiré du livre «INTRODUCTION A LA THERMODYNAMIQUE » de Claire LHUILLIER et Jean ROUS (collection DUNOD)

LE PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE ET SES CONSEQUENCES

INTRODUCTION :

La thermodynamique traite de l'énergie et de ses transformations. Les principes de la thermodynamique expriment les restrictions imposées à de telles transformations. Ces principes reposent sur les concepts d'ENERGIE et d'ENTROPIE.

L'énergie :

le concept d'énergie est d'abord intuitif. Différentes formes d'énergies sont étudiées plus particulièrement en physique : énergie cinétique, énergie potentielle (énergie potentielle de pesanteur, énergie potentielle élastique, énergie potentielle liée à la pression, etc.. .Ces différents termes nous ont d'ailleurs permis d'interpréter le théorème de Bernoulli dans sa forme « énergétique » !).

Une définition générale (et abstraite) de l'énergie peut être proposée : l'énergie est la grandeur scalaire dont la dimension est celle d'un travail ($ML^2 T^{-2}$). C'est une fonction homogène de la masse ou de la quantité de matière. Elle est donc extensive.

Nous allons voir dans ce qui suit que la définition de l'énergie est liée à l'énoncé du premier principe qui postule l'existence d'une énergie totale, fonction d'état.

Le travail et la chaleur :

Le travail et la chaleur sont de l'énergie en transit qui traverse la surface de séparation (la frontière) entre le système et le milieu extérieur (le reste de l'Univers). Ce sont des grandeurs de transfert.

Le travail est un apport d'énergie dans lequel il y a déplacement macroscopique des points d'application des forces extérieures au système (déplacement d'un piston, traction d'un ressort, torsion d'un fil...). Par extension, on appelle aussi travail un apport d'énergie qui peut se transformer intégralement (aux frottements près) en travail mécanique macroscopique défini ci-dessus (travail de charge d'une batterie électrique, par exemple).

L'expression de tout travail est le produit d'une grandeur intensive (force F , pression p , potentiel électrique ϕ , ...) par une grandeur extensive (distance de déplacement L , volume V , charge électrique q , ...), soit par exemple respectivement : $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{l}$, $p \cdot dV$, $\phi \cdot dq$, ...

Nous utiliserons donc l'expression « **travail mécanique** » indifféremment pour tous ces types de travaux (même si a priori, ils sont rattachés à des grandeurs électriques, magnétiques, ...)

La chaleur est l'énergie transférée au système à la suite d'un très grand nombre d'interactions à l'échelle microscopique, sans qu'il y ait travail mécanique macroscopique. Un transfert de chaleur résulte d'une différence de température entre le système et le milieu extérieur, et il suffit, par exemple, d'un simple contact pour transmettre de la chaleur par conduction.

On ne peut dire, sinon par abus de langage, qu'un système « emmagasine de la chaleur ».

Lorsque de l'énergie est communiquée à un système sous forme de chaleur, elle est accumulée en tant qu'énergie cinétique et potentielle par les particules microscopiques qui constituent le système.

Il existe deux façons d'échanger de l'énergie avec un système : soit par l'intermédiaire des parois, soit dans le volume même du système. Le premier type d'échange fait appel au **flux d'une grandeur à travers la frontière du système** (flux de chaleur, courant électrique, apport de volume...). On conçoit qu'il soit alors assez facile d'isoler le système, en agissant sur la frontière du système (adiabatique, isolante, rigide...). L'évolution ultérieure du système sera sans influence sur l'énergie du système puisqu'il est isolé.

Le deuxième type d'échange fait appel à des **intégrations sur tout le volume du système** (action d'un champ sur la matière du système : champ de gravitation, électrique, magnétique...). Aussi, dès que la répartition à l'intérieur du volume va se modifier, il va y avoir échange d'énergie avec l'extérieur par l'intermédiaire du champ. Un tel système en présence d'un champ sera isolé si les modifications internes au système n'entraînent pas d'échange d'énergie par variation de l'énergie potentielle du système mais de telles transformations sont infiniment improbables ! S'il n'y a pas de modifications internes au système, c'est que celui-ci est en équilibre et il est donc isolé.

I ENERGIE INTERNE D'UN SYSTEME ; PREMIER PRINCIPE

1) La grandeur « énergie interne d'un système »

Nous avons déjà utilisé les variables d'état pression et température. Ici, nous introduisons une nouvelle variable d'état : l'énergie interne.

a- hypothèse fondamentale :

« l'énergie totale d'un système isolé se conserve »

Cette énergie peut se manifester sous différentes formes ; ainsi vous avez été amenés à considérer en mécanique l'énergie cinétique d'ensemble d'un système, éventuellement son énergie potentielle de pesanteur : ce sont des **notions qui concernent des objets macroscopiques**. Au niveau microscopique, on vous a appris l'existence d'interactions électrostatiques ou gravitationnelles donnant lieu à des termes d'énergie potentielle entre les atomes, et l'on vous a enseigné que le changement des arrangements microscopiques auquel donnent lieu les réactions chimiques se manifestait par des énergies de réaction chimique. Enfin, la température est reliée à l'énergie cinétique microscopique de translation des molécules. Toutes ces formes d'énergie sont incluses dans le terme "énergie totale" de l'énoncé ci-dessus : *pour un système isolé*

$$E_{TOTALE} = E_{MECANIQUE} + U = C^{ste}$$

où :

- $E_{MECANIQUE}$ est l'énergie éventuelle de translation, de rotation du système (terme macroscopique)
- U est **l'énergie interne** du système (origine microscopique)

b- variables macroscopiques dont dépend l'énergie interne :

L'analyse microscopique en termes d'énergie cinétique interne et d'énergie potentielle interne nous permet de comprendre que l'énergie interne d'un corps dépend en général

- de sa **température** (reliée à son énergie cinétique interne)
- et de son **volume ou de sa forme** : car des changements de volume ou de forme changent les distances entre particules microscopiques et par suite modifient la valeur de l'énergie potentielle interne.

c- cas importants :

- *cas du G.P. :*

« l'énergie interne d'un G.P. ne dépend que de la température »

C'est la 1^{ère} loi de Joule

- *cas d'un solide incompressible :*

la variation de volume n'étant pas significative,

« U ne dépend que de T »

2) Enoncé du premier principe

a- position du problème :

→ Dans l'état initial, on peut délimiter (par la pensée) un système de N molécules qui sont à l'équilibre thermodynamique sous une certaine phase (gaz, liquide ou solide) dans un volume V_1 déterminé, à une température donnée T_1 : le système est alors caractérisé par une certaine valeur U_1 de son énergie interne

$$U_1 = U(V_1, T_1)$$

U est la fonction "énergie interne", U_1 est la valeur de cette fonction pour les valeurs V_1 et T_1 des variables.

→ Durant une étape intermédiaire le système interagit avec le milieu extérieur. Ces interactions peuvent être de natures très différentes

- le système peut être comprimé ou se dilater dans le milieu extérieur,
- le système peut recevoir ou céder de la chaleur par contact avec un corps ou par rayonnement,
- le système, s'il est chargé, peut être porté à un potentiel électrique.

Ces interactions du milieu extérieur sont susceptibles de changer l'état du système étudié.

→ Après la fin de ces interactions, le système peut à nouveau être considéré comme isolé ; on attend qu'il ait trouvé son état d'équilibre thermodynamique appelé état final, on mesure les nouvelles variables internes V_2, T_2 , le système est alors caractérisé par une nouvelle valeur de l'énergie interne

$$U_2 = U(V_2, T_2)$$

b- énoncé

La variation d'énergie interne du système entre les deux états d'équilibre notés 1 et 2 est égale à la somme algébrique des quantités d'énergie mécanique W (travaux des forces extérieures appliquées au système) et calorifique Q (quantité de chaleur) reçues du milieu extérieur.

Ce que l'on écrit symboliquement

$$U(V_2, T_2) - U(V_1, T_1) = W_{1 \rightarrow 2} + Q_{1 \rightarrow 2}$$

CONVENTION :

- $W > 0$ si le système reçoit effectivement du travail de l'extérieur
- $Q > 0$ si le transfert calorifique se fait de l'extérieur vers le système

c- Expression locale du 1^{er} principe :

Il faut bien comprendre que l'énergie interne ne dépend que de l'état initial et final du système, absolument pas de la façon dont la transformation a été réalisée. C'est tout l'intérêt des transformations réversibles introduites dans le chapitre précédent. La forme locale s'écrit :

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

Justifions ces notations :

- en ce qui concerne l'énergie interne, comme elle ne dépend pas du chemin suivi, mais juste de ses états de départ et d'arrivée, on peut lui associer une différentielle totale (« d »)
- par contre, en général, le travail et le transfert calorifique dépendent eux du chemin suivi au cours de la transformation, on leur réserve la notation « δ » pour le souligner

II LE TRAVAIL DES FORCES DE PRESSION

1) Expression du travail élémentaire des forces de pression

Raisonnons à partir d'un gaz enfermé dans un cylindre surmonté d'un piston mobile. Le cylindre a une section « S », et considérons un déplacement élémentaire « dl » du piston :

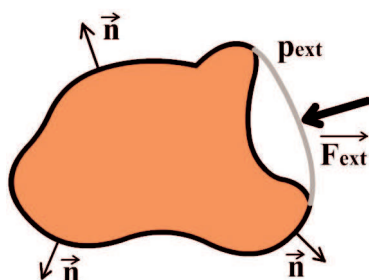
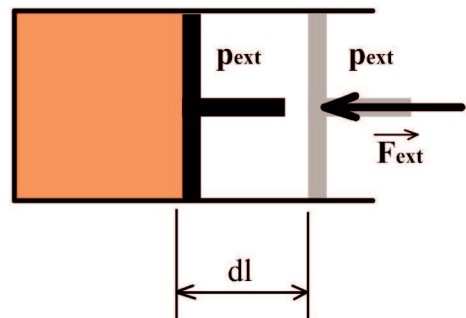
$$\delta W = \vec{F}_{EXT} \cdot \vec{dl} = -S \cdot p_{EXT} \cdot dl = -p_{EXT} \cdot dV$$

dV représente la variation de volume engendrée par le petit déplacement du piston, et le signe « moins » provient d'une convention de signe sur les vecteurs unitaires.

Cette convention permet d'avoir l'interprétation suivante :

- si $dV < 0$ (diminution de volume) alors $\delta W > 0$
- si $dV > 0$ (augmentation de volume) alors $\delta W < 0$

ce qui correspond bien à la convention rappelée plus haut.....



Cette formule se généralise à un travail élémentaire de forces de pression quelconque :

$$\delta W = -p_{EXT} \cdot dV$$

Malheureusement, cette expression n'est exploitable qu'à la condition que la pression extérieure soit connue durant toute la transformation.....

2) Cas d'une transformation à pression extérieure constante

Le calcul est dans ce cas particulièrement simple :

$$W = \int_{V_1}^{V_2} -p_{EXT} \cdot dV = -p_{EXT} \int_{V_1}^{V_2} dV = -p_{EXT} \cdot (V_2 - V_1)$$

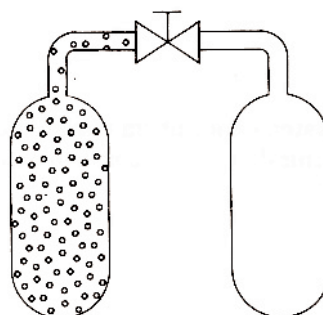
3) Cas d'une détente dans le vide

C'est la détente de Joule : initialement, le gaz est dans la bouteille de gauche d'un ensemble de deux bouteilles rigides, la bouteille de droite étant vide.

Un opérateur ouvre le robinet, le gaz remplit alors les deux compartiments.

Ici, les bouteilles étant rigides, le travail des forces de pression extérieure est nul :

$$W = 0$$



4) Cas d'une transformation quasi-statique isotherme

Le système considéré est un G.P., subissant une transformation infiniment lente, à température constante.

Autrement dit, à chaque instant de la transformation, les paramètres du système sont uniformes, avec de plus :

$$p_{INT} = p_{EXT} \quad \text{et} \quad T = C^{ste}$$

L'équation d'état des G.P. permet de faire le calcul :

$$W = \int_{V_1}^{V_2} -p_{EXT} \cdot dV = \int_{V_1}^{V_2} -p_{INT} \cdot dV = n.R.T \int_{V_1}^{V_2} -\frac{dV}{V} = -n.R.T \cdot \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$

5) Cas d'une transformation adiabatique

On nomme **transformation ADIABATIQUE**, une transformation s'effectuant sans transfert calorifique.

Une telle transformation est réalisée à l'aide de parois **ADIABATIQUES**.

Dans ce cas précis, l'application du 1^{er} principe permet d'écrire :

$$U(V_2, T_2) - U(V_1, T_1) = W_{1 \rightarrow 2} + 0$$

Le travail peut donc être calculé si l'énergie interne est connue.

EXEMPLE IMPORTANT :

Pour un GAZ PARFAIT MONOATOMIQUE, l'énergie interne est donnée par la relation (non démontrée ici...) :

$$U = \frac{3}{2} n.R.T$$

ainsi, pour une transformation adiabatique d'un G.P. monoatomique, entre deux états (1) et (2), le travail des forces de pression est donnée par :

$$W_{1 \rightarrow 2} = \frac{3}{2} n.R.(T_2 - T_1)$$

REMARQUE :

Une paroi **DIATHERME**, est une paroi permettant les échanges thermiques. C'est le contraire d'une paroi adiabatique....

III DÉTERMINATION DES QUANTITÉS DE CHALEUR REÇUES PAR UN SYSTÈME

Le premier principe de la thermodynamique a établi l'idée que le transfert de chaleur du milieu extérieur vers un système peut, au même titre que le travail des forces extérieures, faire évoluer le système d'un état d'équilibre interne (1) vers un état d'équilibre (2). La question se pose de savoir comment évaluer ou mesurer ce transfert de chaleur ... ce qui impose déjà de répondre même de façon qualitative à la question "comment s'effectue un transfert de chaleur " ?

1) Description qualitative des transferts de chaleur

La recherche d'une mesure de la quantité de chaleur reçue par un système peut conduire à diverses réponses.

Historiquement on a commencé par mesurer les quantités de chaleur reçues par un système par leur effet sur la température du système : c'est ainsi que la calorie est définie comme la quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1°C, à la pression atmosphérique, la température de 1 gramme d'eau pris à 14,5°C (Cette unité, n'est plus l'unité légale, mais vaut 4,185 Joules).

C'est donc une définition empirique, basée sur l'expérience. Parfaitement légitime, cette définition manque toutefois de généralité. Elle ne permet pas, par exemple, de définir la quantité de chaleur fournie à la glace lors de sa fusion : phénomène qui semble bien mettre en jeu le même type d'énergie calorifique que le chauffage de l'eau, mais qui ne s'accompagne pas de variation de température du système ! La vision historique de la chaleur qui accompagne le développement de la calorimétrie est une vision morcelée.

Axiomatiquement le premier principe nous permet de définir la quantité de chaleur reçue par un système comme le transfert d'énergie qui ne se fait pas sous forme de travail :

$$Q = \Delta U - W$$

Et c'est en fait essentiellement à partir de cette formulation que l'on introduit actuellement en thermochimie et en thermique la grandeur "quantité de chaleur". Une telle définition est rigoureuse mais très abstraite.

Microscopiquement les mécanismes réalisant des transferts d'énergie peuvent être classés en trois catégories : ***convection, conduction et rayonnement***.

• ***la convection*** suppose un transfert d'énergie accompagné d'une circulation de matière c'est le mécanisme le plus important dans le chauffage des habitations (l'air chauffé dans le convecteur domestique circule dans la pièce à réchauffer).

- **la conduction** est un transfert microscopique d'énergie cinétique sans mouvement d'ensemble (conduction des solides).
- **le rayonnement** est le transfert d'énergie par les ondes électromagnétiques. C'est ainsi que nous parvient l'énergie du soleil. C'est également grâce au rayonnement du corps humain que l'on peut réaliser des thermographies, qui sont une aide précieuse et non agressive pour la détection de certaines tumeurs (la tumeur étant en général plus chaude que l'environnement sain).

Au niveau microscopique, l'effet produit dans le corps "chauffé" est le même quel que soit le mode de "chauffage" utilisé : un des effets du chauffage d'un corps est en général d'augmenter l'énergie cinétique microscopique interne des particules (mais ce n'est pas le seul effet). C'est cette approche microscopique qui est la meilleure.

Comme le travail reçu au cours d'une transformation(cf. II), la quantité de chaleur reçue par un système au cours d'un processus quelconque dépend de toute l'histoire de la transformation subie (pas seulement des états initial et final) et **il n'existe pas de "formule générale"** pour l'exprimer : seuls certains cas particuliers, que nous allons maintenant étudier, conduisent à des réponses quantifiables à l'aide de formules qui utilisent uniquement des grandeurs macroscopiques.

2) Transformations à volume constant (isochores)

Dans les transformations à volume constant nous avons vu que les forces pressantes extérieures ne travaillaient pas : la quantité de chaleur reçue dans une telle transformation est donc égale à :

$$Q_v = \Delta U$$

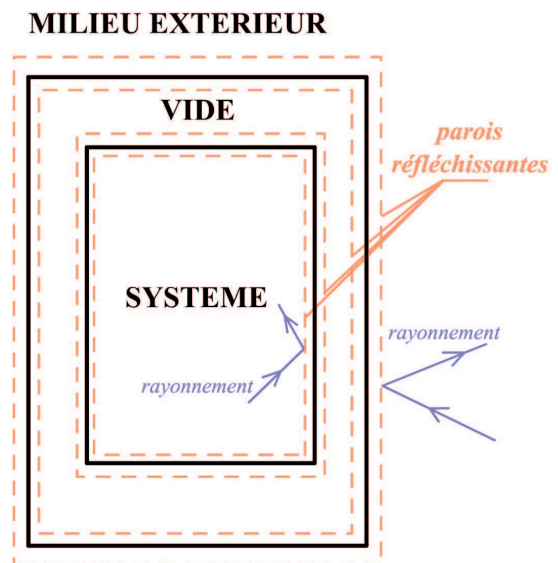
L'indice « V » rappelle ici, que la transformation est faite à volume constant. Résultat d'une importance essentielle en thermodynamique, puisque la mesure d'une quantité de chaleur donne alors une détermination de la fonction énergie interne $U(T, V)$.

APPLICATION IMPORTANTE : CALORIMETRIE A VOLUME CONSTANT :

Pour mesurer Q_v il faut tout d'abord mettre le système considéré dans une boîte étanche (pour que le nombre N de molécules reste constant) et rigide (volume V constant).

Il faut :

- contrôler de manière précise l'énergie que l'on injecte dans le système. Les calorimètres modernes utilisent le chauffage par effet Joule :
 $Q = R.I^2.\Delta t$
- s'assurer que l'énergie introduite dans le calorimètre ne s'échappe pas vers le milieu extérieur. C'est pourquoi on crée un espace vide autour du système (évite la convection, et la conduction), et les parois sont adiabatiques et réfléchissantes (évite le rayonnement)



3) Définition de la capacité calorifique d'un système et de la chaleur spécifique d'un corps à volume constant

Un transfert thermique vers un système s'accompagne en général (pas de changement de phase) d'une variation de température du corps, proportionnelle (aux faibles écarts de température) à la quantité de chaleur transférée au système. On appelle le coefficient de proportionnalité la « *capacité calorifique du système à volume constant* » :

$$\text{Capacité calorifique à } V = C^{ste} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{Q_V}{\Delta T} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta T}$$

Cette grandeur est une quantité **extensive** (comme U) qui dépend de la quantité de matière contenue dans le système. C'est pourquoi on lui préfère souvent la grandeur **intensive** correspondante que l'on appelle **chaleur spécifique** :

- *chaleur spécifique molaire à volume constant*

$$C_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad \text{en J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

où n est le nombre de moles du système

- *chaleur spécifique massique à volume constant*

$$c_V = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad \text{en J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

où m la masse de ce système

4) Cas particulier du G.P.

Pour un G.P. monoatomique, nous avons donné précédemment la formule de son énergie interne :

$$U = \frac{3}{2}.n.R.T$$

ce qui permet de calculer facilement sa chaleur spécifique molaire à volume constant :

$$C_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{3}{2}.R$$

et sa chaleur spécifique massique à volume constant :

$$c_V = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{3}{2}.n.\frac{R}{m}$$

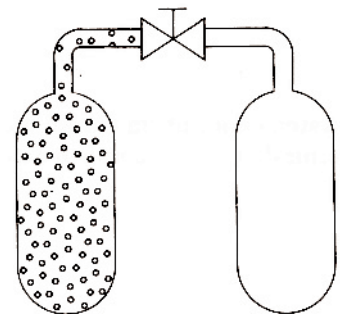
5) Expérience de la détente dans le vide ; effets thermiques

Reprenons l'expérience de détente dans le vide, présentée au II 3). Nous avons vu que dans cette expérience, le travail des forces de pression extérieure est nul. Donc :

$$\Delta U = Q = U_2 - U_1$$

Si on suppose de plus que le système est un G.P. et que les parois sont adiabatiques, alors :

$U_2 - U_1 = 0$ et, comme pour un G.P., l'énergie interne ne dépend que de la température, on en déduit que :



$$T_2 = T_1$$

la détente dans le vide n'a pas provoqué d'échauffement du G.P..

6) Transformations à pression constante (isobares)

Nous avons vu dans le paragraphe II 2) comment calculer le travail des forces de pression, dans le cas d'une pression extérieure constante : $W = -p_{EXT} \cdot (V_{final} - V_{initial})$

Ce résultat, combiné avec le 1^{er} principe amène à écrire :

$$Q_p = U_F - U_I + p_{EXT} (V_F - V_I) = [U_F + p_{EXT} V_F] - [U_I + p_{EXT} V_I]$$

Ainsi, on voit que dans le cas d'une transformation à pression extérieure constante, on a intérêt à introduire une nouvelle grandeur d'état, la grandeur d'état ENTHALPIE notée H :

$$H = U + p \cdot V$$

Alors, à pression extérieure constante, on a :

$$Q_p = H_F - H_I = \Delta H$$

Cette grandeur enthalpie est, comme l'énergie interne, une grandeur d'état, c'est à dire que sa variation entre deux états ne dépend pas du « chemin suivi » par la transformation, mais uniquement des valeurs prises pour ces deux états.

Son introduction permet d'avoir une certaine « symétrie » dans les transformations :

- à volume constant (isochores) : $Q_v = U_F - U_I = \Delta U$
- à pression extérieure constante (isobares) : $Q_p = H_F - H_I = \Delta H$

7) Capacité calorifique et chaleurs spécifiques à pression constante

Tout comme précédemment, on définit pour les processus sans changement de phase :

- la capacité calorifique à $p = C^{ste}$: $\lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{Q_p}{\Delta T} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta H}{\Delta T} = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p$

- la chaleur spécifique molaire à $p = C^{ste}$:

$$C_p = \frac{1}{n} \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \text{ en J. mol}^{-1}; K^{-1}$$

- la chaleur spécifique massique à $p = C^{ste}$:

$$c_p = \frac{1}{m} \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \text{ en J. kg}^{-1}; K^{-1}$$

8) Chaleur latente de changement de phase

Dans les processus avec **changement de phase** si la pression est fixée la température l'est aussi; l'apport de chaleur sert à faire passer une fraction du corps d'une phase à l'autre (du solide au liquide dans la fusion ; du liquide au gaz dans l'ébullition).

On définit alors **la chaleur latente de changement de phase** comme la différence d'enthalpie du système dans la phase finale du changement d'état (2) moins l'enthalpie dans la phase initiale du changement d'état (1) rapportée à l'unité de masse :

$$L = \frac{H_2 - H_1}{m} \text{ en j.kg}^{-1}$$

Par exemple, la chaleur latente de fusion de la glace sous la pression atmosphérique est égale à la différence entre l'enthalpie d'un kilogramme d'eau liquide (à 0°C et à la pression atmosphérique) et l'enthalpie d'un kilo de glace (dans les mêmes conditions). Cette quantité vaut :

$$L_{FUSION} = 330 \text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$$

9) Résultats importants concernant le G.P. monoatomique

L'énergie interne s'exprime par :

$$U = \frac{3}{2} \cdot n \cdot R \cdot T \quad \text{ce qui permet d'obtenir :}$$

- l'expression de l'enthalpie H : $H = U + pV = \frac{3}{2}nRT + nRT = \frac{5}{2}nRT$
- la chaleur spécifique molaire : $C_p = \frac{5}{2} \cdot R$
- la relation de MAYER :

$$C_p - C_v = R$$

IV TRANSFORMATIONS QUASI-STATIQUES ISOTHERMES POUR UN G.P.

Dans le paragraphe II 4), nous avons étudié la transformation quasi-statique isotherme d'un G.P.. Le travail des forces de pression extérieure est, dans ce cas :

$$W = -n \cdot R \cdot T \cdot \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$

En écrivant le 1^{er} principe : $U_F(T_0, V_F) - U_I(T_0, V_I) = W + Q = 0$ puisque U, pour un G.P. ne dépend que de T.

On en déduit que :

$$Q = n \cdot R \cdot T \cdot \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$

V TRANSFORMATION QUASI-STATIQUE ADIABATIQUE POUR UN G .P.

1) Position du problème

Les situations que nous venons d'étudier (isochores, isobares, isothermes) nous ont permis de calculer dans ces cas particuliers les transferts de quantité de chaleur du milieu extérieur vers le système en utilisant le premier principe et le calcul du travail des forces extérieures. Ceci n'a éclairé que d'une manière très indirecte le problème de la mesure du transfert de chaleur : combien de joules par seconde sont apportés par tel processus de chauffage ? Répondre à cette question (dans l'absolu) est un problème très difficile, comme nous pouvions le deviner après l'examen qualitatif des modes de transfert de la chaleur. L'évaluation quantitative de ce transfert semble, en général, exiger une importante quantité d'informations: sur les flux de particules, leur température, le champ électromagnétique du rayonnement, etc.

Cependant, nous avons acquis un **premier résultat essentiel** qui concerne les transformations **quasi statiques** dans les fluides. Pour ces transformations on sait évaluer le travail fourni par les forces de pression extérieures par une intégrale faisant intervenir uniquement les caractéristiques

du système considéré à l'équilibre mécanique et thermodynamique. Cette connaissance est résumée dans les deux équations :

$$p = f(V, T) \quad \text{et} \quad W = - \int_{INITIAL}^{FINAL} p.dV$$

On en déduit que, dans une telle transformation :

$$Q = U_F - U_I + \int_{INITIAL}^{FINAL} p.dV$$

ou encore, pour une transformation infinitésimale :

$$\delta Q = dU + p.dV$$

Sachant la difficulté à évaluer les transferts de chaleur il semble intéressant - tant du point de vue pratique que conceptuel - d'étudier les situations sans transfert de chaleur qu'on appelle **adiabatiques**. Du point de vue pratique, nous avons vu ci-dessus comment réaliser une enceinte adiabatique (la bouteille "thermos") et du point de vue conceptuel, il semble intéressant d'étudier cette situation où l'on a éliminé tous les processus difficiles à quantifier (c'est-à-dire à mesurer), à savoir : les problèmes liés au travail extérieur (transformation quasi-statique) d'une part, et les problèmes liés à l'estimation des flux de chaleur (transformation adiabatique) d'autre part.

De telles transformations sont caractérisées par l'équation : $dU + PdV = 0$ (E)

équation dont nous allons étudier les conséquences dans le cas du gaz parfait.

2) Cas particulier du G.P.

Il s'agit d'injecter dans l'équation (E) les connaissances que nous avons du G.P. :

- $U = \frac{3}{2}nRT$ (1)
- $pV = nRT$ (2)
- $C_p - C_v = R$ (3) (avec $C_p = \frac{5}{2}.R$ et $C_v = \frac{3}{2}.R$)

$$(1) \text{ et } (2) \text{ entraîne : } U = \frac{3}{2}pV \quad , \text{ d'où : } dU = \frac{3}{2}p.dV + \frac{3}{2}V.dp$$

dans (E) :

$$\frac{3}{2}p.dV + \frac{3}{2}V.dp + p.dV = \frac{5}{2}p.dV + \frac{3}{2}V.dp = 0$$

On pose $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ qui est une constante , alors :

$$\gamma \cdot \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0 \quad \text{qui s'intègre en :}$$

$$\gamma \ln V + \ln p = C^{ste} \Rightarrow \ln(V^\gamma) + \ln p = \ln(p.V^\gamma) = C^{ste}$$

d'où le résultat très important :

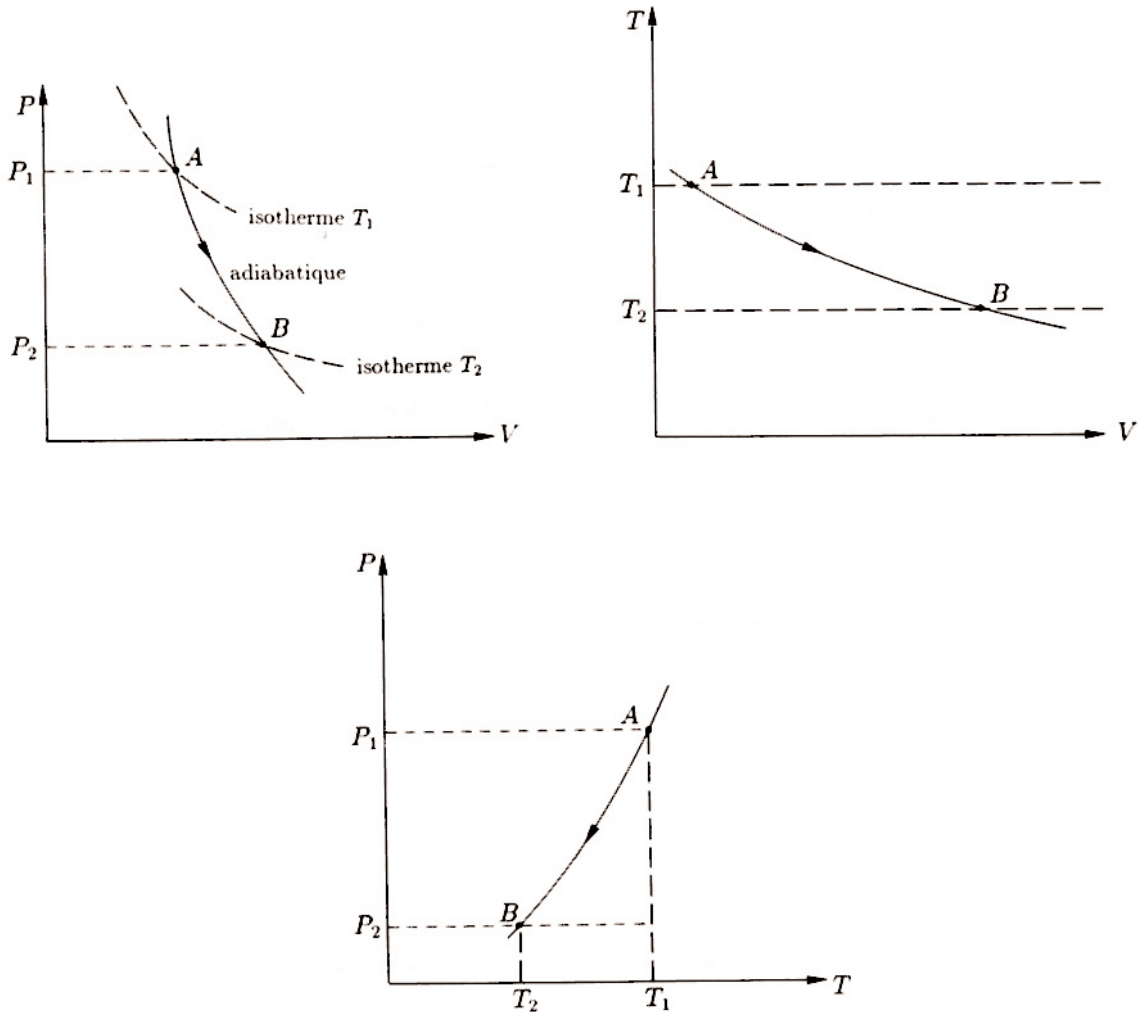
$$\boxed{pV^\gamma = C^{ste}}$$

qui peut aussi s'écrire d'après (2) :

$$T.V^{\gamma-1} = C_1^{ste} \quad \text{ou} \quad T^\gamma . p^{1-\gamma} = C_2^{ste}$$

Attention : les trois constantes ci-dessus ont, bien sûr, des valeurs différentes.

Les figures suivantes représentent la même transformation adiabatique AB suivant les trois couples de variables correspondant aux trois équations ci-dessus. Ces figures montrent que dans une **transformation adiabatique quasi-statique** toutes les variables (P , V et T) varient en même temps.



Il est important de remarquer sur ces figures que lors d'une détente adiabatique quasi-statique la température diminue de T_1 à T_2 (alors que $Q_{AB} = 0$). Le fait que, dans une transformation **sans transfert de chaleur**, la température puisse varier mérite d'être souligné : température et chaleur sont des grandeurs différentes et l'on doit faire très attention à éliminer les idées préconçues et fausses que l'on peut avoir associées à une approche "commune" et non scientifique de ces phénomènes.