

D6 – PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

2 juin 2021

Corentin Naveau & Simon Jeanne

Niveau : L2

Prérequis

- Mécanique du point
- Conservation de l'énergie
- Gaz parfait

Expériences

- ☞ Détermination de la capacité calorifique de l'eau
- ☞ Etude du moteur de Stirling

Table des matières

1	Énergie Interne	2
1.1	Énergie cinétique	2
1.2	Énergie potentielle	2
1.3	Enoncé du premier principe	3
2	Application du Premier Principe	3
2.1	Calorimétrie	3
2.2	Machines thermiques	4

Introduction

En mécanique, nous avons vu que, en l'absence de dissipation, la variation de l'énergie mécanique d'un système est égal au travail des forces extérieures sur ce système.

Que devient l'énergie mécanique dissipée par les forces non conservatives ? Les quatre interactions fondamentales conservent l'énergie, par conséquent cette énergie ne peut pas simplement disparaître. On peut le vérifier empiriquement, ainsi lors d'un frottement, de deux mains l'une sur l'autre par exemple, il se produit un échauffement. L'énergie n'est pas supprimée, mais elle change de forme. Elle n'est plus sous la forme d'une énergie mécanique, mais sous une nouvelle forme, une "énergie interne" à la main. Le but de cette leçon sera de définir et de caractériser cette notion d'énergie interne.

1 Énergie Interne

1.1 Énergie cinétique

Comme d'habitude lorsqu'il s'agit de construire un concept scientifique, nous allons démarrer de l'abstrait et remonter au concret afin d'en faire un concret pensé, c'est à dire produire de la compréhension.

Jusqu'à présent, en mécanique, nous n'avons considéré les objets (planètes, masse au bout d'une corde, etc...) que comme des corps homogènes, des "immenses particules". Pourtant, ces objets sont en réalité eux même composés d'un grand nombre de particules élémentaires en interaction les unes avec les autres. Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que l'énergie cinétique dû au mouvement d'ensemble de ces corps (faisant fi de l'agitation relative des particules entre elles). Nous avons également fait fi des énergie des interactions entre les particules de ces corps. Tentons de prendre en compte ces éléments jusqu'à présent oubliés.

Prenons un ensemble quelconque de N particules. Cet ensemble constitue un système thermodynamique ; c'est à dire une portion de l'univers séparée du reste de celui-ci par la pensée. En l'occurrence, comme nous avons défini notre système par les particules qui le constituent, il s'agit d'un système thermodynamique fermé ; c'est à dire un système qui n'échange par de particules avec le milieu extérieur.

Nous notons \vec{v}_G la vitesse du centre de masse de ce système et $\vec{v}_i^* = \vec{v}_i - \vec{v}_G$ la vitesse de la i -ème particule dans le référentiel du centre de masse. L'énergie cinétique du système est alors :

$$E_c = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i (\vec{v}_i^* + \vec{v}_G)^2 = \frac{1}{2} M_{tot} v_G^2 + \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^{*2} = E_{c_{macro}} + E_{c_{micro}} \quad (1)$$

Le premier terme peut s'écrire uniquement à l'aide de paramètres caractérisant l'ensemble du système (masse totale, vitesse d'ensemble), il s'agit de l'énergie cinétique macroscopique de notre système dont nous avons l'habitude en mécanique. Le second terme, quand à lui, correspond à la dispersion des vitesses des particules autour de cette vitesse d'ensemble. Il correspond à l'agitation microscopique des particules.

Remarque : Nous passons sous silence le moment cinétique du système (c'est à dire son éventuel rotation d'ensemble, macroscopique). En toute rigueur, il faudrait définir $\vec{v}_i^* = \vec{v}_i - \vec{v}_G - \vec{\omega} \wedge (\vec{x}_i - \vec{x}_G)$. Ce n'est pas forcément la peine d'en parler, pour ne pas embrouiller la leçon. Il faut toutefois le garder en tête en cas de questions.

1.2 Énergie potentielle

On peut écrire l'énergie potentiel total sous la forme d'une somme :

$$E_p = \sum_{i=1}^N e_{p_{ext \rightarrow i}} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} e_{p_{i \rightarrow j}} = E_{p_{ext}} + E_{p_{int}} \quad (2)$$

C'est à dire la somme des énergies d'interactions entre le système et l'extérieur et des énergies d'interactions entre les particules du système.

De plus, comme pour l'énergie cinétique, nous pouvons subdiviser les interactions en deux catégories distinctes : celles pour lesquelles nous pouvons formuler un potentiel ne dépendant que des caractéristiques macroscopiques du système $E_{p_{macro}}$, et les autres découlant de potentiels plus complexes $E_{p_{micro}}$. Avec ces deux divisions, nous obtenons :

$$E_p = E_{p_{ext, macro}} + E_{p_{int, macro}} + E_{p_{ext, micro}} + E_{p_{int, micro}} \quad (3)$$

Supposons qu'un système physique puisse n'être modélisé qu'avec des forces découlant de potentiels ne dépendant que des paramètres macroscopiques. Dans ce cas, on peut définir le hamiltonien macroscopique du système comme

la somme des énergies cinétique et potentiel macroscopique. *Il n'existe pas de couplage entre les paramètres macroscopiques et microscopiques du système.* On peut donc étudier les paramètres macroscopiques seuls. C'est ce qu'il se produit lorsqu'on étudie un système sans dissipation.

A l'inverse, s'il existe des forces découlant de potentiel ne pouvant pas être exprimé uniquement comme fonction de paramètres macroscopiques, alors ces forces vont induire un couplage entre les paramètres macroscopiques et microscopiques du système.

1.3 Enoncé du premier principe

Au final, l'énergie totale du système est donnée par :

$$E_{tot} = E_{macro} + E_{micro} + E_{pext,macro} + E_{pint,macro} + E_{pext,micro} + E_{pint,micro} \quad (4)$$

Nous définissons l'énergie interne du système $U = E_{micro} + E_{pint,micro}$

La conservation de l'énergie totale nous donne :

$$\Delta E_{tot} = 0 = \Delta E_{macro} + \Delta E_{pext,macro} + \Delta E_{pint,macro} + \Delta U + \Delta E_{pext,micro} \quad (5)$$

Le terme $\Delta E_{pext,micro}$ dépend de nombreux paramètres microscopiques (par définition). Dans la pratique, il est impossible d'exprimer ce potentiel, aussi nous préférons nous intéresser aux travaux des forces découlant de ces potentiels.

$$\Delta E_{pext,micro} = -W_{ext,micro} \quad (6)$$

Examinons de plus près ce terme :

$$\begin{aligned} \delta W_{ext,micro} &= \sum_{i=1}^N \vec{F}_{ext,micro_i} \cdot (\vec{v}_g + \vec{v}_i^*) dt \\ \delta W_{ext,micro} &= \left(\sum_{i=1}^N \vec{F}_{ext,micro_i} \right) \cdot \vec{v}_g dt + \sum_{i=1}^N \vec{F}_{ext,micro_i} \cdot \vec{v}_i^* dt \end{aligned}$$

Le premier terme est intéressant : il s'agit du travail de la *somme de toutes les forces extérieures microscopiques*. Ce terme forme donc une force macroscopique ne découlant pas d'un potentiel dépendant de grandeur macroscopique. Ne venons de retrouver l'origine des forces non-conservatives. On note $W_{ext,nc}$ les travaux de ces forces.

Le second terme, quand à lui, correspond aux travaux des forces microscopiques sur l'agitation interne du système. Ce terme, nouveau, est appelé le transfert thermique, que nous notons Q .

$$\delta W_{ext,micro} = \delta W_{ext,nc} + \delta Q$$

Au final, en ré-écrivant la conservation de l'énergie, on obtient :

$$\Delta E_{macro} + \Delta E_{pext,macro} + \Delta E_{pint,macro} + \Delta U = W_{ext,nc} + Q \quad (7)$$

Cette équation forme le premier principe de la thermodynamique.

Il est souvent écrit sous la forme :

$$\Delta E_c + \Delta E_p + \Delta U = W_{nc} + Q \quad (8)$$

2 Application du Premier Principe

2.1 Calorimétrie

Maintenant que nous avons défini l'énergie interne, nous voudrions pouvoir la caractériser expérimentalement.

Nous constatons que, lors des phénomènes de dissipation, il se produit un échauffement. Il y a donc un lien entre la température mesurable expérimentalement et l'énergie interne d'un système.

Expérience : mesure de la capacité calorifique de l'eau

Pour cette expérience, nous plaçons une certaine masse d'eau dans un vase Dewar calorifugé. Le transfert thermique Q est donc nul. On fournit un travail électrique au vase à l'aide d'un générateur de courant continu. Un thermocouple relié à une station latispro nous permet de mesurer la température (remarque : choisir la calibration la plus fine possible dans latispro, afin d'avoir une meilleure précision sur la température).

Il découle du premier principe que :

$$\Delta U = VI\Delta t = (C_{vase} + c_{eau}m_{eau})\Delta T \quad (9)$$

En reproduisant l'expérience avec différentes masses d'eau, on remonte à C_{vase} et c_{eau} la capacité thermique du vase et la capacité thermique massique de l'eau liquide, respectivement.

Remarque Si ce type d'expérience permet de mesurer le lien entre température et énergie interne, elle ne permet pas de comprendre ce lien. Pour cela, il faut faire intervenir le second principe de la thermodynamique, qui permet de définir proprement la notion de température. Un peu de teasing pour le prochain cours.

2.2 Machines thermiques

On s'intéresse au moteur de Stirling, voir TP électromagnétisme p39.

On s'intéresse maintenant à un gaz parfait. D'après l'équation d'état $PV = nRT$, un système "gaz parfait" est défini par 3 paramètres parmi P , V , n et T (la connaissance de trois d'entre eux permettant de remonter au 4^{ème}).

Dans le moteur de Stirling, on a une quantité d'air isolé dans un tube ($n = \text{const}$). Une flamme chauffe la partie droite de ce tube. Un piston hermétique permet de changer le volume V de façon cyclique. Un autre piston, non hermétique, permet de faire passer l'air de la partie droite (chauffée) du tube à la partie gauche (froide). Ce deuxième piston est appelé le déplaceur. Les deux pistons bougent avec un déphasage de $\pi/2$.

Décomposons le mouvement du moteur.

1 : Le déplaceur est à gauche, maintenant le gaz dans la partie chauffée du tube (température constante). Celui-ci subit une détente isotherme : le volume augmente poussant le piston hermétique.

2 : Le piston hermétique atteint sa position extrême, le volume est maximum et la vitesse du piston s'annule (isochore). Le vitesse du déplaceur est maximale, déplaçant l'air de la partie gauche vers la partie froide. Il y a refroidissement isochore.

3 : Le déplaceur est immobile, maintenant l'air dans la partie froide (isotherme). Le piston hermétique se déplace, réduisant le volume. Il y a compression isotherme.

4 : Le piston hermétique est de nouveau dans une position extrême, maintenant le volume minimale (isochore). Le déplaceur se déplace vers la gauche, ramenant le gaz vers la partie droite chaude. Il y a chauffage isochore.

On montre ce cycle théorique dans un diagramme de Clapeyron (diagramme PV).

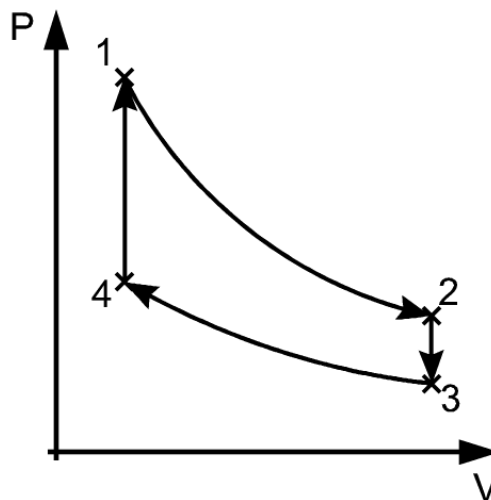


FIGURE 1 – Cycle de Stirling

On utilise le moteur pour tracer le cycle réel, qu'on compare avec le cycle théorique. On peut mesurer la puissance fournie par le moteur.

Durant les phases de chauffage et de refroidissement, il n'y a que du transfert thermique ($\Delta U = Q$). Dans les phases isothermes, il y a transfert thermique et travail des forces de pression sur le système ($\delta W = -PdV$).

Le travail utile fourni par le moteur durant un cycle est l'aire du cycle dans le diagramme de Clapeyron :

$$W_{cycle} = \int P dV = nR(T_2 - T_1) \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \quad (10)$$

On utilise le moteur pour tracer le cycle réel, qu'on compare avec le cycle théorique. On peut mesurer la puissance fournie par le moteur.

Conclusion

Le premier principe de la thermodynamique est une loi fondamentale de la physique, et il est plus complexe qu'il n'y paraît !

En effet, ce principe permet comprendre le lien entre la physique fondamentale, pour laquelle toutes les interactions conservent l'énergie, et la physique à notre échelle, pour laquelle l'énergie peut se dissiper.

Le cœur de ce paradoxe apparent réside dans la différence d'échelle entre un système contenant un nombre de particule de l'ordre du nombre d'Avogadro et la mécanique "classique", pour laquelle le nombre d'objets en interaction est faible. Il y a une différence quantitative qui devient une différence qualitative, c'est un mouvement dialectique qui peut être complexe à comprendre pour les élèves.

Pour résumer, les forces découlant de potentiels dépendant des paramètres microscopiques du système vont coupler les paramètres macroscopiques et microscopiques, entraînant l'illusion d'une perte d'énergie à l'échelle macro.

Toutefois, ce premier principe n'explique pas pourquoi ces échanges d'énergies se font préférentiellement de l'échelle macro vers l'échelle micro. On constate à l'échelle macro l'émergence d'une brisure spontanée de la symétrie temporelle (irréversibilité) absente à l'échelle micro. Le second principe de la thermodynamique nous permettra d'éclaircir ce point.