

Titre : Phénomènes irréversibles en thermodynamique**Présentée par :** Raphaël Leriche**Rapport écrit par :** Raphaël Leriche**Correcteur :** Alexis Bres**Date :** 21/04/2020**Bibliographie de la leçon :**

Titre	Auteurs	Éditeur	Année
[1] Tout-en-un, Physique PC-PC*	Marie-Noëlle SANZ, François VANDENBROUCK, Bernard SALAMITO, Dominique CHARDON	Dunod	2019
[2] Tout-en-un, Physique MPSI-PTSI	Marie-Noëlle SANZ, Damien JURINE, Stéphane CARDINI, Bernard SALAMITO	Dunod	2013

Plan détaillé

T : Phénomènes irréversibles en thermodynamique

(1)

Niveau : CPGE

Pré-requis : - 1^{er} principe thermodynamique
- Lois de Joule
- Équilibre d'état gaz parfait

Plan : I) Entropie et irréversibilité

II) Diffusion thermique.

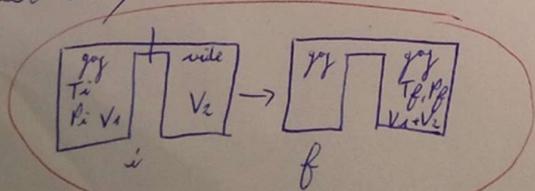
III) Vues

Introduction : Jusqu'à présent les élèves ont vu comment réaliser des bilans d'énergie pour des transformations thermodynamiques entre un état initial et un état final à l'aide du premier principe de la thermodynamique. Dans cette leçon, nous allons introduire la fonction d'état entropie avec le deuxième principe de la thermodynamique afin de comprendre le sens d'évolution des transformations mais surtout leur caractère irréversible. Des exemples d'irréversibilité seront traités tout au long de la leçon.

I) Entropie et irréversibilité.

1) Un exemple de phénomène irréversible : la détente de Joule-Gay Lussac.

- * On considère un récipient rigide et calorifugé constitué de deux compartiments de volumes V_1 et V_2 .
- * On considère qu'initialement, le compartiment de volume V_1 est rempli d'un gaz parfait à la pression P_i et à la température T_i . V_2 est vide.
- * À $t=0$, on délibère → le gaz qui a maintenant la possibilité d'occuper également le compartiment de volume V_2 .



⇒ Intuitivement on comprend que le gaz va occuper tout le volume disponible
⇒ Seulement on n'observe jamais la transformation contraire : on comprend que l'on a là un phénomène irréversible (due aux interactions entre les molécules et l'interaction avec l'environnement sur long terme)

Question: Comment décrire cette irréversibilité mathématiquement? (2)

2) Une nouvelle fonction d'état: l'entropie.

- * Avant toute chose précisons ce que l'on entend par transformation irréversible.

△ L'irréversibilité n'est pas l'impossibilité de revenir de l'état f à l'état i
MAIS l'impossibilité de le faire sans changer toutes les conditions extérieures.

- * Nous ne transformons pas:

- * Les contraintes extérieures varient continument et doivent être telles à ce que le système soit toujours à l'équilibre
- * Une modification inverse et infinitésimale de ces contraintes permet revenir à l'état i

=> Pas possible pour transformation irréversible.

- * Quelles sont les causes d'irréversibilité:

- * Pas équilibre mécanique (pas possible pour équilibrer les forces)
- * Pas équilibre thermique (inégalité de température)
- * Pas équilibre de diffusion (inégalité de densité de matière)

Deuxième principe de la thermodynamique:

On admet l'existence d'une fonction d'état appelée entropie et notée S dont la variation lors d'une transformation thermodynamique de i vers f est donnée pour un système S dans un état :

$$\Delta S = S_f - S_i = S_{\text{ch}} + S_{\text{cée}}$$

$$\Rightarrow S_{\text{ch}} \equiv \text{entropie échangée telle que } S_{\text{ch}} = \frac{Q}{T_s}$$

$$\Rightarrow S_{\text{cée}} \equiv \text{entropie créée telle que } S_{\text{cée}} \geq 0$$

C température de la surface touchée par le système

> 0 si la variation irréversible

= 0 si la variation réversible

* C'est donc le second principe qui traduit l'inversibilité d'une transformation.

(3)

Remarque: Pour un système isolé, $Q=0$ et $\Delta S = S_{fin} - S_{ini} \geq 0$

↳ L'entropie d'un système isolé ne peut que croître

* Réponse sur la détection de Joule-Gay-Lussac:

↳ Premièrement, comme le récipient est rigide et adiabatique on a $Q=0$ et $W=0$

↳ On en déduit donc que $\Delta U = Q + W = 0 = \Delta U$

↳ De plus, on a un gaz parfait, alors, d'après la première loi de Joule, son énergie interne ne dépend que de la température:

$$T_f = T_i = T$$

* Calculons la variation d'entropie pour la détente de Joule-Gay-Lussac:

On utilise le second principe de la thermodynamique infinitésimal:

$$dS = dS_{ch} + dS_{acc} = \underbrace{\frac{dQ}{T}}_{=0} + dS_{acc}$$

$$\Rightarrow dS = dS_{acc}$$

* Comme l'entropie est une fonction d'état, on peut calculer sa variation sur un chemin fictif que l'on considérera réversible: $S_{finale} = 0$

$$\Rightarrow dS = \frac{dQ}{T}$$

$$\text{Or } \text{1er principe } \cancel{dQ} = \underbrace{dU - dW}_{=0} - PdV$$

$$\Rightarrow dS = \frac{PdV}{T} = nR \frac{dV}{V}$$

équation
Joule-GP

$$\Rightarrow \Delta S = S_{finale} - S_{ini} = nR \int_{V_1}^{V_1+V_2} \frac{dV}{V} = nR \ln\left(\frac{V_1+V_2}{V_1}\right) > 0$$

⇒ Ainsi on voit que la transformation notée en I(1) est bien inversible et on le comprend grâce à l'entropie accroissante.

- 3) Il y a un contact de deux corps à des températures différentes. (4)
- * Un autre phénomène avec lequel nous sommes familiers est le suivant : lorsqu'on met deux corps en contact, respectivement de températures T_1 et T_2 avec $T_1 < T_2$, on remarque que les transferts thermiques se font du corps chaud vers le corps froid (de 2 vers 1).
 - * Ceci peut s'expliquer à l'aide de l'entropie.
 - * Considérons un système isolé constitué de deux corps en contact avec des températures initiales T_1 et T_2 vérifiant $T_1 < T_2$.
 - * Le système constitué des deux corps est isolé ainsi :
- $$\Delta S > 0 \quad (\text{pas de terme d'échange car } \Delta Q = 0)$$
- * Comme l'entropie est additive :
- $$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2$$
- ↑ Entropies d'entropie des corps 1 et 2
- * On choisit pour calculer ΔS_1 et ΔS_2 , la transformation reversible qui correspond au transfert thermique entre 1 et 2 :
- $$\Delta S_1 = \frac{\Delta Q_1}{T_1} \leftarrow \text{transfert thermique reçu par } 1$$
- $$\Delta S_2 = \frac{\Delta Q_2}{T_2} \leftarrow \text{transfert thermique reçu par } 2$$
- * De plus, $\Delta Q = \Delta Q_1 + \Delta Q_2 > 0 \Rightarrow \Delta Q_2 = -\Delta Q_1$
- $$\Rightarrow \Delta S = \Delta Q_1 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = \Delta Q_1 \underbrace{\left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \right)}_{> 0 \text{ car } T_2 > T_1} > 0$$
- $\Rightarrow \Delta Q_1 > 0$
- AINSI LE CORPS 1 REÇOIT DE LA CHAUFFEUR DU CORPS 2**
(ce qui est bien ce que l'on attend)

Conclusion : Cette observation qui relevait du bon sens mais que l'on a rebroussé grâce à la notion d'entropie est au cœur de la physique moderne.

II) Diffusion thermique.

- * Dans cette partie nous allons modéliser un phénomène hanté par une énergie que nous avons anticipé dans la partie précédente : la diffusion thermique. (5)
- * Il existe trois modes de transfert thermique :
 - ↳ Conduction: Chocut sous déplacement macroscopique de matière, réalisée par l'agitation thermique des particules et les chocs entre elles
 - ↳ Convection: Chocut thermique avec déplacement de matière (grandeurs de longueurs = distances)
 - ↳ Radiement: Emission thermique (voir leçon corps noir)

\Rightarrow DANS CETTE LEÇON NOUS NE DÉTAILONS QUE LE PHÉNOMÈNE DE CONDUCTION/DIFFUSION THERMIQUE.

Condition: Avant toute chose nous devons introduire quelques outils mathématiques.

1) Vecteur densité de courant thermique.

- * Considérons un système thermodynamique Σ de volume V et délimité par une surface S .
- * Le flux thermique reçu par le système par l'extérieur à travers une surface élémentaire dS_p s'écrit :

$$d\Phi_{ext \rightarrow \Sigma} = \varphi_{ext \rightarrow \Sigma}(P, t) dS_p$$

où $\varphi_{ext \rightarrow \Sigma}$ est le flux thermique surface unité exprimé en $W \cdot m^{-2}$

- * Donc le flux thermique total reçu par Σ de l'extérieur est :

$$\Phi_{ext \rightarrow \Sigma} = \oint_{\partial\Sigma} \varphi_{ext \rightarrow \Sigma}(P, t) dS_p$$

\Rightarrow * Link avec transfert thermique ?

$$\int \delta Q = \varphi_{ext \rightarrow \Sigma}(P, t) dS_p dt$$

reçu de l'extérieur
à temps dS_p

- * La puissance qui traverse une surface élémentaire s'écrit comme le flux d'un vecteur appelé vecteur densité de courant thermique, noté \vec{j}_Q à travers cette surface :

$$\text{M} \left(\int_{\text{frontière}} \vec{j}_Q \cdot \vec{dS} \right)$$

$$SQ = \vec{j}_Q(M, t) \cdot \vec{dS_M} dt$$

(vecteur thermique à travers d'un planard dt)

On a alors $\boxed{Q_M(t)} = \vec{j}_Q(M, t) \cdot \vec{n}$

\vec{j}_Q tendait dans quelle direction, quel sens et avec quelle intensité effectuent les transferts thermiques

2) Bilan énergétique local.

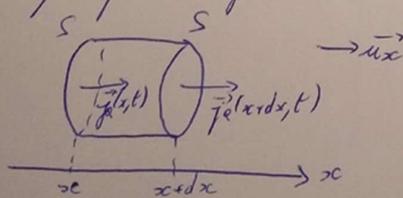
- * Comme la discussion qui va suivre va être faite dans un cas unidimensionnel pour son côté simplicité et conformément au programme de CPCE.

- * On suppose un cylindre d'axe x et de section S qui possède un profil de température ne dépendant que de x . Conformément à ce qui a été dit précédemment, cette homogénéité de la température va conduire à des transferts thermiques au sein du cylindre et donc à une évolution de la température au cours du temps :

$$\boxed{T(x, t)} \text{ de masse volumique } \rho$$

- * On suppose le système intenable et de capacité thermique mesurée à volume constant C_V , supposée constante.

- * Nous allons valider un bilan d'énergie sur un volume d'appréciation dx du cylindre sachant donc que il aille égaler un volume unité de courant thermique $\vec{j}_Q(x, t) = \vec{j}_Q(x, t) dx$.



- * Le premier principe nous dit (pas de travail)

$$dU = U(t+dt) - U(t) = PS dx C_V (T(t, t+dt) - T(t, t))$$

Donc au premier ordre : $\boxed{dU = P C_V S \frac{\partial T}{\partial t}(x, t) dt dx}$

* De plus, $dU = \vec{S}Q = \vec{j}_Q(x, t) \cdot S \vec{u}_x dt + \vec{j}_Q(x+dx, t) \cdot S \vec{u}_{x'} dt$

$$\begin{aligned} &= \vec{j}_Q(x, t) S dt - \vec{j}_Q(x+dx, t) S dt \\ &\text{d'après autre} \\ &= - \frac{\partial \vec{j}_Q(x, t)}{\partial x} S dt dx \end{aligned}$$

* On égale les deux expressions :

$$\begin{aligned} P_{cv} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} S dt dx &= - \frac{\partial \vec{j}_Q(x, t)}{\partial x} S dt dx \\ \Rightarrow P_{cv} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial \vec{j}_Q(x, t)}{\partial x} &= 0 \end{aligned}$$

Pour pouvoir continuer il faut rajouter un ingrédient : l'expression de $\vec{j}_Q(x, t)$, obtenue de manière physéménologique.

2) Loi de Fourier et équation de diffusion.

* Il existe une relation entre \vec{j}_Q et T :

Loi physéménologique de Fourier :

$$\vec{j}_Q(M, t) = -\lambda \vec{\nabla} T(M, t)$$

$\lambda \equiv$ conductivité thermique (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

En 1D : $\vec{j}_Q(x, t) = -\lambda \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \vec{u}_x$

Remarque : Si $\frac{\partial T}{\partial x} \neq 0$ alors \vec{j}_Q en sens opposé au sens de \vec{u}_x qui a été dit

* Reprenons notre cylindre :

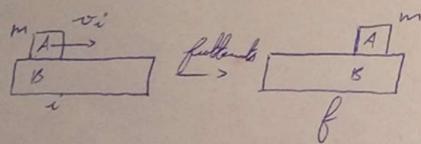
$$P_{cv} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = 0$$

équation de diffusion thermique

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\lambda}{P_{cv}} \equiv \text{diffusivité thermique.}$$

III) Un exemple de système mécanique traité en thermodynamique.

+ autre cause de perte d'inversibilité : frictions



+ On considère le système isolé $\boxed{A+B}$ (énergie potentielle constante)

$$\begin{array}{c|c} i & f \\ \hline U_i = U_{iA} + U_{iB} & U_f = U_{fA} + U_{fB} \\ E_{ci} = \frac{1}{2} m v_i^2 & E_{cf} = 0 \end{array}$$

* Transformation adiabatique (cas où $Q=0$), isolé $\Rightarrow W=0$

$$\Delta U + \Delta E_c = Q + W = 0$$

$$\Rightarrow U_f = U_i + E_{ci}$$

(\rightarrow transformation énergie cinétique
en énergie intérieure

autre type de
transformation
inversible

Conclusion : \rightarrow Conséquences nulles

Changement \Rightarrow les deux systèmes ne sont pas inversibles
puissance qu'en avec inversibilité

\rightarrow Réinterprétation entropie physique statistique

- * C'est donc le second principe qui traduit l'inversibilité d'une transformation.
- Théorème: Pour un système isolé, $Q=0$ et $\Delta S = S_{\text{finale}} - S_{\text{initiale}} \geq 0$
- ↳ L'entropie d'un système isolé ne peut que croître

- * Retour sur la démonstration de Joule-Gay-Lussac :

↳ Premièrement, comme le récipient est rigide et alorifugé on a $Q=0$ et $W=0$

↳ On en déduit donc que $\Delta U = Q + W = 0 = \Delta U$

↳ De plus, on a un gaz parfait, alors, d'après la première loi de Joule, son énergie interne ne dépend que de la température :

$$T_f = T_i = T$$

- * Calculons la variation d'entropie pour la démonstration de Joule-Gay-Lussac :

On utilise le second principe de la thermodynamique infinitésimal :

$$dS = dS_{\text{ext}} + dS_{\text{int}} = \underbrace{\frac{dq}{T}}_{=0} + dS_{\text{int}}$$

$$\Rightarrow dS = dS_{\text{int}}$$

- * Comme l'entropie est une fonction d'état, on peut calculer sa variation sur un chemin fictif que l'on considérera réversible : $dS_{\text{path}} = 0$

$$\Rightarrow dS = \frac{dq_{\text{fictif}}}{T}$$

$$\text{Or } \text{1er principe } dq_{\text{fictif}} = \underbrace{dU - dW}_{=0} = PdV$$

$$\Rightarrow dS = \frac{PdV}{T} = nR \frac{dV}{V}$$

explication
1st law GP

$$\Rightarrow \Delta S = S_{\text{finale}} - S_{\text{initiale}} = nR \int_{V_1}^{V_1+V_2} \frac{dV}{V} = nR \ln\left(\frac{V_1+V_2}{V_1}\right) > 0$$

→ ainsi on voit que la transformation montrée en I) 1) est bien inversible et on le comprend grâce à l'entropie croissante non nulle.

3) Mise en contact de deux corps à des températures différentes.

- * Un autre phénomène avec lequel nous sommes familiers est le suivant :

↳ lorsque l'on met deux corps en contact, respectivement de températures T_1 et T_2 avec $T_1 < T_2$, on remarque que les transferts thermiques se font du corps chaud vers le corps froid (de 2 vers 1)

- * Ceci peut s'expliquer à l'aide de l'entropie.

- * Considérons un système isolé constitué de deux corps en contact avec des températures initiales T_1 et T_2 vérifiant $T_1 < T_2$.

- * Le système constitué des deux corps est isolé ainsi :

$$\boxed{dS > 0} \quad (\text{pas de perte d'énergie car } \delta Q = 0)$$

- * Comme l'entropie est additive :

$$dS = dS_1 + dS_2$$

↑ entropies d'énergie des corps 1 et 2

- * On choisit pour calculer dS_1 et dS_2 , la configuration reversible qui correspond au transfert thermique entre 1 et 2 :

$$dS_1 = \frac{\delta Q_1}{T_1} \leftarrow \text{transfert thermique reçu par 1}$$

$$dS_2 = \frac{\delta Q_2}{T_2} \leftarrow \text{transfert thermique reçu par 2}$$

- * De plus, $\delta Q = \delta Q_1 + \delta Q_2 > 0 \Rightarrow \delta Q_2 = -\delta Q_1$

$$\Rightarrow dS = \delta Q_1 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = \delta Q_1 \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \right) > 0$$

$> 0 \text{ car } T_2 > T_1$

$$\Rightarrow \delta Q_1 > 0$$

AINSI LE CORPS 1 REÇOIT DE LA CHAUFFEUR DU CORPS 2

(ce qui est bien ce que l'on observe)

Conclusion : Cette observation qui relevait du bon sens mais que l'on a rebroussé grâces à la notion d'entropie est au cœur de la physique moderne.

II) Diffusion thermique.

* Dans cette partie nous allons modéliser un phénomène huitième nouvelle que nous avons anticipé dans la partie précédente : la diffusion thermique.

* Il existe trois modes de transport thermique :

↳ Conduction: Transport des déplacements macroscopiques de matière, réalisée par l'agitation thermique des particules et les échanges en résultant

↳ Convection: Transport thermique avec déplacement de matière (gradients de température = densités)

↳ Radiation: Emission thermique (voir leçon cours noir)

\Rightarrow DANS CETTE LEÇON NOUS NE DÉCRIRONS QUE LE PHÉNOMÈNE DE CONDUCTION/DIFFUSION THERMIQUE.

Convection: étant donné que nous devons introduire quelques outils mathématiques,

1) Vecteur densité de courant thermique.

* Considérons un système thermodynamique Σ de volume V et délimité par une surface S .



* Le flux thermique reçu par le système par l'extérieur à travers une surface élémentaire dS_p s'écrit :

$$d\Phi_{ext \rightarrow \Sigma} = \Psi_{ext \rightarrow \Sigma}(P, t) dS_p$$

où $\Psi_{ext \rightarrow \Sigma}$ est le flux thermique superficiel qui s'exprime en $W \cdot m^{-2}$

* Donc le flux thermique total reçu par Σ de l'extérieur est :

$$\Phi_{ext \rightarrow \Sigma} = \oint_{S_p} \Psi_{ext \rightarrow \Sigma}(P, t) dS_p$$

\Rightarrow lien avec transport thermique ?

$$\delta Q = \Phi_{ext \rightarrow \Sigma}(P, t) dS_p dt$$

↑
résumé de l'atmosphère
à hauteur dS_p

- * La puissance qui traverse une surface élémentaire s'écrit comme le flux d'un vecteur appelé vecteur densité de courant thermique, noté \vec{j}_q à travers cette surface.

$$M \oint_{\text{surface}} \vec{j}_q \cdot d\vec{s}_M$$

$$\vec{S}Q = \vec{j}_q(M, t) \cdot d\vec{s}_M dt$$

(vecteur thermique à travers d' s_M pendant dt)

On a alors $\boxed{\vec{Q}(M, t) = \vec{j}_q(M, t) \cdot \vec{n}}$

\vec{j}_q prend dans quelle direction, quel sens et avec quelle intensité (effluent des热量 thermiques)

2) Bilan énergétique local.

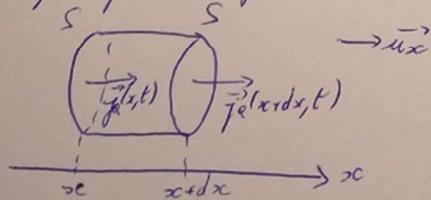
- * Comme la discussion qui va suivre va être faite dans un cas unidimensionnel pour son côté simplicité et conformément au programme de CPGE.

- * On suppose un cylindre d'axe x et de section S qui possèdent un fil fil de longueur ne dépendant que de x . Conformément à ce qui a été dit précédemment, cette intégralité de la longueur va conduire à des热量 thermiques au sein du cylindre et donc à une évolution de la température au cours du temps :

$$\boxed{T(x, t)} \quad \text{de masse volumique}$$

- * On suppose le rayonnement indisponible et de capacité thermique mesurée à volume constant C_V , supposée constante.

- * Nous allons réaliser un bilan d'énergie sur un tronçon d' x du cylindre sachant donc que il apporte également un vecteur densité de courant thermique $\vec{j}_q(x, t) = \vec{j}_q(x, t) \vec{u}_x$.



- * Le premier principe nous dit (pas de travail)

$$dU = U(t+dt) - U(t) = PSdx C_V (T(x, t+dt) - T(x, t))$$

Donc au premier ordre : $\boxed{dU = P C_V S \frac{\partial T}{\partial x} (x, t) dt dx}$

* De plus, $dU = \delta Q = \vec{j}_Q(x, t) \cdot S \vec{u}_x dt + \vec{j}_Q(x+dx, t) \cdot (-S \vec{u}_x) dt$ (7)

$$\begin{aligned} &= \vec{j}_Q(x, t) S dt - \vec{j}_Q(x+dx, t) S dt \\ &\text{et par la suite} \\ &= - \frac{\partial \vec{j}_Q(x, t)}{\partial x} S dt dx \end{aligned}$$

* On égale les deux expressions :

$$\begin{aligned} P_C v \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} S dt dx &= - \frac{\partial \vec{j}_Q(x, t)}{\partial x} S dt dx \\ \Rightarrow \boxed{P_C v \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial \vec{j}_Q(x, t)}{\partial x} = 0} \end{aligned}$$

Reste pour continuer il faut rajouter un ingrédient : l'expression de $\vec{j}_Q(x, t)$, obtenue de manière phénoménologique.

2) Loi de Fourier et équation de diffusion.

* Il existe une relation entre \vec{j}_Q et T :

Loi phénoménologique de Fourier :

$$\vec{j}_Q(M, t) = -\lambda \vec{grad} T(M, t)$$

$\lambda \equiv$ conductivité thermique (en $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)

Th 1B: $\vec{j}_Q(x, t) = -\lambda \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \vec{u}_x$

[Remarque: Si $\frac{\partial T}{\partial x} \rightarrow$ alors \vec{j}_Q en très approximativement à ce qui a été dit]

* Reprenons notre cylindre :

$$\boxed{P_C v \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} - \lambda \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = 0}$$

équation de diffusion thermique

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\lambda}{P_C v} \equiv \text{diffusivité thermique.}$$

Questions posées par l'enseignant

- 1) En quoi est-ce que c'est remarquable que l'entropie soit une fonction d'état?
 - c'est une grandeur qu'on peut relier à une vision microscopique du désordre qu'on peut relier à un petit nombre de variables d'état.
 - 2) ça veut dire quoi concrètement que l'entropie est une fonction d'état?
 - On peut extraire toute l'information du système de la fonction d'état
 - 3) Elle dépend de quoi une fonction d'état?
 - un petit nombre de paramètres d'état
 - 4) Historiquement pourquoi c'est important le second principe?

- Ça explique la limite du rendement des machines thermiques par rapport au rendement de Carnot, et ça limite les machines dans le diagramme de Raveau Qf/Qc
- 5) Dans l'exemple de JGL, elle vient d'où l'irréversibilité?
- on peut le comprendre avec les micro-états
 - + gradient de concentration en air !
- 6) Quelles sont les causes d'irréversibilité qu'on nomme au niveau CPGE?
- dit dans la leçon
- 7) On est à l'équilibre mécanique quand on ouvre la vanne ?
- Non, il y a un gradient de concentration e particules (même une discontinuité)
- 8) C'est quoi le lien entre la réversibilité du temps/ symétrie des équations et la réversibilité d'une suite d'états quasi-statiques?
- 9) En thermodynamique d'équilibre on pourrait voir que des équations où t donne -t sont liés à des transformations réversibles?
- En thermodynamique d'équilibre t donne -t ne se pose pas car on est à l'équilibre ça a du sens que en thermo hors équilibre
- 10) Il y a une propriété de S dont tu n'as pas parlée, laquelle? Il y a des limites à cette propriété? Extensivité, il faut que il n'y ai pas d'interactions entre les deux systèmes (on peut par exemple négliger des interactions en surface par rapport au volume)
- 11) Elles disent quoi les lois de joule?
- U et H d'un GP ne dépend que de T
- 12) C'est une équivalence entre GP et lois de joule?
- C'est réciproque si on vérifie les 2 lois de joule
- 13) Entropie fonction d'état, on peut la calculer sur un chemin fictif, préciser
- La variation d'une fonction d'état ne dépend que de l'état initial et final
- 14) C'est évident que le chemin fictif réversible existe?
- Ce n'est pas évident non
- 15) Pourquoi dans le bilan quand on fait le calcul pour montrer que le transfert thermique se fait du chaud vers le froid, dS_1 et dS_2 n'ont qu'un thème d'échange?
- On prend un chemin réversible, pas évident de l'expliquer
- 16) La conduction est réalisé par la conduction thermique et chocs, préciser
- Ça dépend si on a un solide ou liquide. Ex solide : vibration des phonons.
- 17) En quoi le fait qu'il y a agitation thermique propage une inhomogénéité thermique
- On peut relier le degré d'agitation des particules à l'énergie thermique, propagation ensuite de proche en proche
- 18) Il faut forcément un gradient de température/densité pour u; il y ait de la convection?
- 19) Quelle différence entre convection naturelle et forcée ?
- 20) Pourquoi on a besoin de l'équilibre thermo locale ?
- Pour définir les variables thermodynamiques (ex, température) il faut être à l'équilibre. Pour faire le bilan on a aussi utilisé le premier principe, les fonctions d'état sont aussi définies à l'équilibre thermodynamique.
- 21) On a besoin de la loi de Fourier pour parler d'irréversibilité en diffusion ?
- Non, il faut juste qu'on garde le sens des écoulements de l'énergie qui peut être modélisée autrement. Ce qui compte c'est d/dt dans l'équation.
- 22) Quelle différence entre une loi phénoménologique et une loi empirique?
- Empirique – pas de théorie pour l'expliquer vraiment (ajustement de données expérimentales)
 - phénoménologique – ça vient d'une théorie, d'un développement mathématique souvent (rencontre théorique expérimentale)

Commentaires donnés par l'enseignant

cf. supra et infra.

Partie réservée au correcteur

Avis général sur la leçon (plan, contenu, etc.)

Leçon correcte mais le plan est trop ambitieux et manque de lien entre les diverses parties. Il n'est pas nécessaire de reparler de toute la diffusion thermique, on attend surtout un commentaire sur l'irréversibilité liée à ce phénomène.

Il faut des applications (pratiques et numériques) pour rendre la leçon plus vivante et ne pas faire que du formalisme.

Notions fondamentales à aborder, secondaires, délicates

Il faut absolument prendre le temps de distinguer les deux définitions de l'irréversibilité qu'on a en physique : celle liée à l'entropie créée, celle lié à la non-invariance des équations pour $t \rightarrow -t$.

Si on parle de diffusion, une discussion minimale sur la définition et l'importance de la notion d'équilibre thermodynamique local est inévitable.

Attention : l'existence d'un chemin réversible pour toute transformation thermodynamique n'est pas complètement trivial...

On peut si on le souhaite parler de machines thermiques, pour lesquelles le second principe impose des restrictions sur les transformations réalisables, et l'irréversibilité va contraindre le rendement/efficacité.

Sans beaucoup développer, on peut parler en conclusion des liens micro/macro (comment les équations réversibles micro donnent des phénomènes macro irréversibles ?), des réactions chimiques, des polymères, de la réversibilité en méca flu (Stokes).

Expériences possibles (en particulier pour l'agrégation docteur)

Démonstrations qualitatives : encre dans un verre d'eau, ...

Quantitatif : Stirling (optimiste), Fourier sur le barreau de cuivre

Bibliographie conseillée

Diu, Physique Statistique. Notamment complément IID et chapitre IV, §4 b) et c).

Diu, Thermodynamique. Notamment chapitre 9 sur l'équilibre thermodynamique local.

BFR Thermodynamique

Livres de prépa pour les définitions simples liées au second principe.

Les BUP fourmillent de discussions sur l'irréversibilité.