

LP17 - RAYONNEMENT D'ÉQUILIBRE THERMIQUE. CORPS NOIR.

14 avril 2021

Deleuze Julie & Jocteur Tristan

Niveau : L2

Bibliographie

✍ *Thermodynamique 1ère et 2ème année*, Gié & Olivier

✍ *Mécanique Quantique I*, Aslangul

✍ *J'intègre PCSI*

✍ Diu

Modes de transfert de la chaleur et quelques définitions

Définitions théoriques (du travail notamment)

Prérequis

- Transformation quasi-statique
- Mécanique du point, Théorème de König
- Modèle cinétique du gaz parfait
- Grandeurs extensives et additives

Expériences

- ☞ Mesure de la calorie

Table des matières

1	Remarque sur les leçons précédentes	2
2	Bilans radiatifs	2
2.1	Interactions entre la matière et le rayonnement	2
2.2	Flux radiatif	3
3	Caractérisation énergétique du rayonnement d'équilibre thermique	3
3.1	Densité spectrale d'énergie	3
3.2	La loi de Planck	4
3.3	Loi de Wien et loi de Stefan	5
4	Corps noir et Application	5
4.1	Définition du corps noir	5
4.2	Estimation naïve de la température terrestre	5
4.3	Amélioration du modèle : l'effet de serre	6

1 Remarque sur les leçons précédentes

Globalement elles ont toutes l'air de se baser sur le Olivier (qui est bien fait).

Y'a que Francis et Gauthier qui ont fait la démo de la loi de Planck. Perso je pense que c'est mieux de la donner et d'analyser les différents termes pour garder plus de temps pour une application stylée (ce qu'ont fait les autres).

La structuration de la leçon reste toujours la même : une première partie introductive pour définir les flux et l'équilibre radiatif, une deuxième partie avec les lois (Planck, Stefan et Wien) et une troisième partie sur le corps noir avec applications (inévitables, elle est dans le titre).

Pour l'application du corps noir, tout le monde a l'air de prendre l'effet de serre du J'intègre. En même temps c'est dans la continuité et c'est d'actualité donc bon

2 Bilans radiatifs

2.1 Interactions entre la matière et le rayonnement

La matière peut interagir selon différents modes avec le rayonnement électromagnétique qui sont les suivants :

Émission L'émission consiste en la conversion d'énergie interne du système en énergie radiative. Par exemple, une molécule excitée thermiquement peut revenir à son état fondamental en émettant une radiation. On ne considérera ici que des phénomènes d'émission spontanée et non stimulée.

Absorption L'absorption est alors le second mode qui se déduit alors réciproquement du premier. Il consiste en la conversion d'une énergie radiative reçue en énergie interne. On peut par exemple penser à la photodissociation d'une liaison chimique que vous avez déjà vu en chimie.

Réflexion La matière peut aussi très bien réfléchir un rayonnement incident selon les lois de Snell et Descartes comme lorsque l'on éclaire une plaque métallique avec un laser. Le transfert du rayonnement reçu dans le milieu se fait alors de manière dirigée.

Diffusion Au contraire, si le rayonnement reçu est retransmis dans le milieu dans toutes les directions, on parle de diffusion.

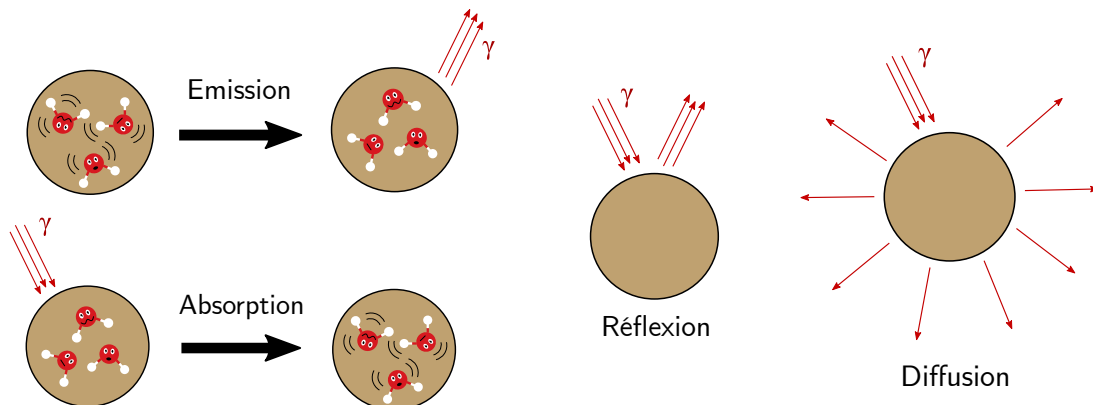


FIGURE 1 – Modes d'interaction lumière-matière

A chacun de ces modes d'interaction lumière-matière on peut associer un flux surfacique ϕ qui s'exprime en $W.m^{-1}$. **Mettre a, e et r au tableau.** Ces notions nous permettent de définir deux types de milieux. Les milieux transparents sont des milieux qui transmettent intégralement le rayonnement qu'ils reçoivent. On a alors :

$$\phi_a = \phi_r = 0 \quad (1)$$

A l'inverse, on dit d'un milieu qu'il est opaque lorsqu'il ne transmet aucune fraction du rayonnement qu'il reçoit. Cela est rendu possible par un des trois modes que sont l'absorption, la diffusion et la réflexion et qui peuvent agir de manière simultanée.

Ces deux définitions concernent des cas limites, en réalité très peu de milieux sont parfaitement transparents ou parfaitement opaques, cela constitue une approximation. Qui plus est, la notion de transparence et d'opacité dépend de la fenêtre spectrale étudiée. Par exemple, on qualifie le verre de matériau transparent puisqu'il transmet tout le rayonnement visible, cependant il est opaque dans l'ultraviolet. C'est notamment la raison pour laquelle on n'utilise pas des cuves en verre pour faire un spectre d'absorption d'une substance chimique dans l'UV. De la même façon, l'essentiel du corps humain est opaque dans le visible mais transparent aux rayons X et c'est ce qui permet la radiographie.

2.2 Flux radiatif

Afin de comprendre le rayonnement d'équilibre associé à un corps, il faut être en mesure d'établir son bilan radiatif. Pour cela on va considérer un corps parfaitement opaque dans un milieu parfaitement transparent. Comme pour tout bilan, nous allons faire l'inventaire de tous les phénomènes radiatifs entrant et partant du système auxquels on associe les notations ϕ_{in} et ϕ_{out} respectivement.

Le milieu étant considéré parfaitement opaque, il interagit avec l'intégralité du rayonnement soit par absorption, soit par diffusion ou réflexion. En reprenant les notations précédentes on a :

$$\phi_{in} = \phi_a + \phi_r \quad (2)$$

De la même manière, le flux surfacique sortant du milieu est l'addition du flux surfacique émis ϕ_e par l'objet et des flux surfaciques de réflexion et de diffusion :

$$\phi_{out} = \phi_e + \phi_r \quad (3)$$

La notion de flux radiatif apparaît alors naturellement comme une grandeur bilan qui caractérise la totalité des échanges radiatifs entre le corps opaque et le milieu transparent :

$$\phi_R = \phi_{out} - \phi_{in} = \phi_e - \phi_a \quad (4)$$

Ce flux bilan est compté positivement vers l'extérieur.

On dit alors que le corps opaque est en équilibre radiatifs avec le champ de rayonnement qui l'entoure si et seulement si le flux radiatif associé est nul :

$$\phi_R = 0 \quad (5)$$

Si par contre $\phi_R \neq 0$, le système étudié n'est plus à l'équilibre et on a alors deux cas possibles : soit $\phi_R < 0$ et dans ce cas là le corps opaque absorbe plus d'énergie radiative qu'il n'en émet, il se réchauffe donc, soit $\phi_R > 0$ et à l'inverse le corps opaque émet plus d'énergie radiative qu'il n'en absorbe, il se refroidit donc.

Dans la suite de ce cours on ne considérera que des systèmes à l'équilibre thermodynamique. Celui-ci implique que le système a une énergie interne constante et que l'on a donc nécessairement l'intégralité du flux entrant égal à l'intégralité du flux sortant soit :

$$\phi_a = \phi_e \quad (6)$$

Ainsi, un corps à l'équilibre thermodynamique est à l'équilibre radiatif (on fera toute fois attention au fait que la réciproque n'est pas fausse).

Transition Le rayonnement d'équilibre permet de lier les propriétés radiatives du corps à sa température T pratique jsp.

3 Caractérisation énergétique du rayonnement d'équilibre thermique

3.1 Densité spectrale d'énergie

Dans l'intervalle $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ le rayonnement thermique est caractérisé par une densité volumique d'énergie électromagnétique du définie par :

$$du = u_\lambda d\lambda \quad (7)$$

u_λ ne dépend que de la température d'équilibre et de λ . Elle caractérise entièrement le rayonnement, mais est difficilement accessible par l'expérience. En pratique on préfère mesurer ϕ_λ , la densité spectrale de flux d'énergie surfacique à la même longueur d'onde. Grâce à la condition d'équilibre thermique, l'équilibre radiatif est vérifié à chaque longueur d'onde :

$$d\phi_\lambda^i = d\phi_\lambda^p = d\phi_\lambda^0 \quad (8)$$

Essayons d'établir une relation entre ces deux grandeurs. Soit un élément de surface dS recevant le rayonnement sous incidence θ . L'énergie reçue par dS pendant dt à la longueur d'onde λ est donnée par

$$dE = \phi_\lambda dS dt d\lambda \quad (9)$$

D'autre part, l'énergie émise par la surface dans une direction d'angle solide $d\omega$ est contenue dans un cylindre de surface dS , de longueur cdt et d'angle θ . D'où

$$d^2E = dE_{\text{cylindre}} \times \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (10)$$

$$= u_\lambda c dt \cos \theta dS \times \frac{\sin \theta d\theta d\phi}{4\pi} \quad (11)$$

Donc en intégrant sur toutes les directions d'émission possibles et en identifiant les deux expressions de dE , on obtient

$$\phi_\lambda = \frac{c}{4} u_\lambda \quad (12)$$

3.2 La loi de Planck

Les études expérimentales du rayonnement d'équilibre thermique à la fin du 19e siècle on provoqué plusieurs tentatives de description théorique. La première est due à Rayleigh et Jeans. Si leur loi décrit bien le rayonnement d'équilibre thermique aux grandes longueurs d'onde, elle ne parvient pas à restituer la décroissance brutale de l'énergie aux petites longueurs des résultats expérimentaux. À la place, la loi de Rayleigh-Jeans prédit une divergence de l'énergie quand $\lambda \rightarrow 0$. Leur erreur consistait à considérer le champ électromagnétique comme un ensemble d'oscillateurs harmoniques, d'énergie moyenne $k_B T$ donnée par le théorème d'équipartition de l'énergie. Planck parvint à obtenir une loi en accord avec l'expérience en 1900 en introduisant la quantification des niveaux d'énergie de ces oscillateurs harmoniques. Selon la loi de Planck, la densité spectrale d'énergie volumique s'exprime comme suit :

$$u_\lambda(\lambda, T) = \underbrace{\frac{8\pi}{\lambda^4}}_{\text{densité volumique de modes}} \times \underbrace{\frac{hc}{\lambda}}_{\text{énergie d'un photon}} \times \underbrace{\frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda k_B T}) - 1}}_{\text{statistique de Bose-Einstein}} \quad (13)$$

Bien qu'il resta longtemps convaincu que ce n'était qu'une astuce de calcul sans réalité physique, sa découverte marqua l'avènement de la physique quantique. Insistons sur le fait que la loi de Planck n'est valable que dans les cas où le rayonnement est à l'équilibre thermique avec un thermostat de température T . Cette restriction est importante dans la pratique, car les phénomènes d'émission ou d'absorption de rayonnement par la matière se produisent le plus souvent dans des conditions hors équilibre : dans le cas par exemple de l'éclairage par une lampe électrique il y a transformation irréversible (et donc hors équilibre) d'énergie électrique en énergie de rayonnement. Au niveau microscopique également, l'émission d'un photon par un atome excité est très souvent un retour irréversible de l'atome à son état fondamental (émission spontanée hors équilibre) (exemple : spectre du rayonnement solaire // spectre du corps noir sur slide). Dans le cas du corps noir, au contraire, le rayonnement est confiné à l'intérieur d'une enceinte fermée et peut ainsi parvenir à l'équilibre thermique avec les parois.

On peut faire plusieurs remarques sur cette formule :

- La répartition spectrale ne dépend ni de la forme de l'enceinte avec laquelle le rayonnement est en équilibre, ni de la nature des parois.
- La répartition spectrale est une fonction universelle de λ et de T .
- La loi de Planck reproduit bien les résultats expérimentaux obtenus par Wien en 1896. Notamment, elle résout le problème de Rayleigh et Jeans de la catastrophe ultraviolette aux petites longueurs d'onde (cf 3 courbes sur Python).

Nous allons à présent étudier deux conséquences importantes de la loi de Planck.

3.3 Loi de Wien et loi de Stefan

La loi de Planck donne un spectre du rayonnement thermique en forme de cloche qui atteint son maximum d'énergie émise à λ_m . Par le calcul, on peut retrouver la loi de déplacement de Wien (expérimentale) selon lesquels pour une température donnée, u_λ est maximale pour une longueur d'onde λ_m telle que :

$$\lambda_m T = 2898 \text{ } \mu\text{mK} \quad (14)$$

On peut aussi montrer que 98% de l'énergie émise est contenue dans l'intervalle spectral $[0.5\lambda_m, 8\lambda_m]$. Une fois encore, cette relation est indépendante de la nature du corps et ne dépend que de T . Plus un corps est chaud, plus il émet dans des longueurs d'onde faibles.

ODG :

- Corps humain : $T \sim 300 \text{ K} \Rightarrow \lambda_m \sim 10 \text{ } \mu\text{m}$ (dans l'IR)
- Soleil : $T \sim 6000 \text{ K} \Rightarrow \lambda_m \sim 0.5 \text{ } \mu\text{m}$ (dans le visible)

Ce qu'on ressent physiquement, c'est le flux total surfacique, celui du Soleil à la playa par exemple. Essayons de calculer le flux surfacique émis par sur tout le spectre par le rayonnement d'équilibre thermique. On a déjà relié la densité spectrale de flux surfacique à la densité spectrale d'énergie volumique qui est donnée par la loi de Planck.

$$\phi = \int_0^\infty \phi_\lambda d\lambda \quad (15)$$

$$= \int_0^\infty \frac{c}{4} u_\lambda d\lambda \quad (16)$$

$$= \int_0^\infty \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda k_B T} - 1} d\lambda \quad (17)$$

$$\phi = \frac{2\pi^5}{15} \frac{k_B^4}{h^3 c^2} T^4 = \sigma T^4 \quad (18)$$

on obtient ainsi la loi de Stefan, avec σ la constante de Stefan. Encore une fois, cette formule est valide dans le cadre d'un rayonnement d'équilibre thermique et ne dépend pas de la nature du corps qui émet le rayonnement.

Nous allons maintenant définir un cadre d'application du rayonnement d'équilibre thermique, le corps noir.

4 Corps noir et Application

4.1 Définition du corps noir

Le corps noir est un corps qui absorbe l'intégralité du rayonnement incident. Il vérifie donc $\phi_i = \phi_a$ et $\phi_s = \phi_e$. Si on suppose l'équilibre thermique (qui est aussi un équilibre radiatif puisque le corps noir absorbe tout rayonnement, et ne peut donc ni réfléchir ni transmettre), on a également $\phi_a = \phi_e$. Le corps noir à l'équilibre radiatif émet tout le rayonnement qu'il absorbe. Finalement, étudier un corps noir permet d'obtenir l'équilibre radiatif dès lors qu'il y a équilibre thermique, et donc de disposer d'un rayonnement d'équilibre thermique radiatif à coup sûr, et donc de pouvoir utiliser les résultats précédents

Cependant, comment obtenir un corps qui absorbe sur tout le spectre électromagnétique ? Ce n'est jamais le cas en réalité, mais on va pouvoir dire que le corps étudié se comporte comme un corps noir sur certains domaines de longueurs d'onde uniquement : le verre par exemple, est transparent dans le visible mais se comporte comme un corps noir dans l'UV. Pour obtenir un comportement de corps noir dans le visible, on recouvre une plaque de verre de noir de fumée. En fait on dit corps "noir" parce qu'un corps noir dans le visible sera de couleur noire.

L'objet le plus proche d'un véritable corps noir serait une cavité thermalisée, percée d'un minuscule trou. Tout rayonnement entrant par ce trou se retrouverait piégé dans la cavité, et finirait par s'équilibrer à la suite de multiples réflexions. En fait, le corps noir ici c'est l'orifice, c'est bien l'ouverture qui absorbe. Cette réalisation du corps noir est en fait équivalente à un four, c'est d'ailleurs dans un four que Wien a mené son étude expérimentale en 1896.

schéma

4.2 Estimation naïve de la température terrestre

Faire des schémas en direct

Nous allons maintenant voir comment on peut utiliser les principes mis en lumière précédemment afin de calculer la température d'équilibre à la surface de la Terre. De prime abord, on peut considérer que cette température résulte d'un équilibre entre l'énergie de rayonnement reçue de la part du Soleil et celle émise par la Terre elle-même. La première étape est alors de déterminer la puissance radiative reçue par la Terre de la part du Soleil.

En considérant le Soleil comme un corps noir à la température T_S , on peut appliquer la loi de Stefan pour déterminer la puissance radiative surfacique qu'il émet :

$$\mathcal{P}_s = \sigma T_S^4 \quad (19)$$

En considérant le problème à symétrie sphérique, la conservation de l'énergie totale rayonnée impose :

$$\mathcal{P}_s 4\pi R_s^2 = \mathcal{P}_{s \rightarrow t} 4\pi d_{TS}^2 \quad (20)$$

avec d_{TS} la distance séparant la Terre du Soleil et $\mathcal{P}_{s \rightarrow t}$ la puissance surfacique reçue par la Terre de la part du Soleil. On a donc :

$$\mathcal{P}_{s \rightarrow t} = \sigma T_S^4 \left(\frac{R_s}{d_{TS}} \right)^2 \quad (21)$$

En réalité, la Terre réfléchit une partie du rayonnement reçue. On appelle albedo et on note la fraction du rayonnement réfléchi par la surface de la Terre et on aura alors réellement :

$$\mathcal{P}_{s \rightarrow t} = (1 - A) \sigma T_S^4 \left(\frac{R_s}{d_{TS}} \right)^2 \quad (22)$$

La surface efficace qui intercepte le rayonnement solaire est celle d'un disque de rayon R_T et donc on a :

$$\mathcal{P} = (1 - A) \sigma T_S^4 \left(\frac{R_s}{d_{TS}} \right)^2 \pi R_T^2 \quad (23)$$

Le bilan radiatif de la Terre s'écrit alors finalement :

$$(1 - A) \sigma T_S^4 \left(\frac{R_s}{d_{TS}} \right)^2 \pi R_T^2 = \sigma T_T^4 4\pi R_T^2 \quad (24)$$

et on en tire :

$$T_0 = (1 - A)^{1/4} \sqrt{\frac{R_s}{2d_{TS}}} T_S \quad (25)$$

Pour $T_S = 5,8 \cdot 10^3 \text{ K}$, $A = 0,31$, $R_s = 7,0 \cdot 10^5 \text{ km}$ et $d_{TS} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ m}$ on a $T_T = 255 \text{ K} = -18 \text{ C}$. Cette température est bien trop faible puisque la température moyenne à la surface de la Terre est de 15 C . Cela vient du fait que l'on a pas pris en compte un élément très important : l'effet de serre.

4.3 Amélioration du modèle : l'effet de serre

En effet, l'atmosphère joue un rôle central dans les échanges radiatifs entre la Terre et le Soleil. Si on applique la loi de Wien à la Terre et au Soleil on voit que leur maximum d'émission s'effectue pour des longueurs d'onde respectives de $10 \mu\text{m}$ et 500 nm , leurs intervalles spectraux sont donc très différents ce qui va nous permettre de faire l'approximation suivante : L'atmosphère agit comme un corps noir pour le rayonnement terrestre infrarouge et comme un corps totalement transparent pour le rayonnement solaire. C'est cette propriété qui est à la base de l'effet de serre et qui va permettre de réchauffer globalement la Terre.

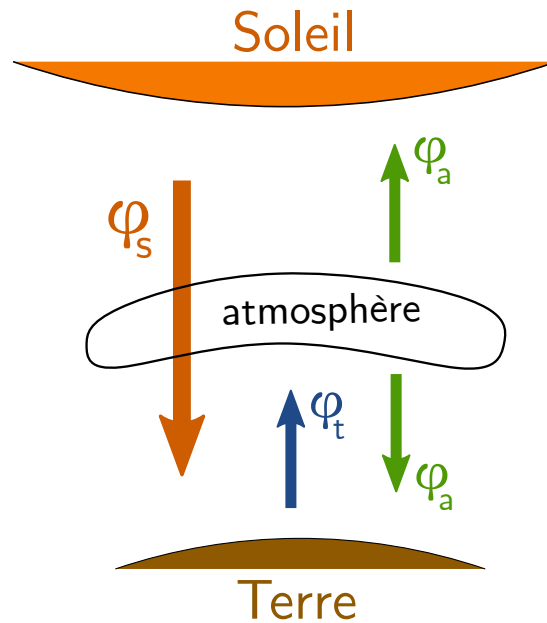


FIGURE 2 – Effet de serre

Étant donné les différentes échelles du problème, on peut considérer que l'atmosphère est une couche sphérique de rayon R_T , supposée à l'équilibre et à la température T_1 . Le bilan radiatif pour le système { Terre - atmosphère } est alors :

$$\mathcal{P} = \sigma T_1^4 4\pi R_T^2 \quad (26)$$

Par ailleurs si on considère le système constitué uniquement par la Terre on a :

$$\mathcal{P} + \sigma T_1^4 4\pi R_T^2 = \sigma T_T^4 4\pi R_T^2 \quad (27)$$

En combinant ces deux résultats on a donc :

$$T_T = \left(\frac{\mathcal{P}}{2\pi\sigma R_T^2} \right)^{1/4} \quad (28)$$

L'application numérique donne alors $T_T = 303 \text{ K} = 30 \text{ C}$. On voit donc que l'on s'approche de la valeur attendue et que l'effet de serre permet bien d'expliquer le réchauffement d'un corps. Afin d'obtenir une température cohérente avec les mesures expérimentales il faudrait développer un peu le modèle en relâchant l'approximation faite sur le comportement très binaire de l'atmosphère.

Questions et Remarques

- Dans quelle mesure peut-on considérer le soleil comme un corps noir ?
- Avec la formule de Planck, qu'est-ce que tu peux en déduire sur le potentiel chimique des photons ?
- Quelles sont les bornes de l'intégrale quand tu intègres pour obtenir le flux surfacique ? On intègre que sur une des deux faces donc ϕ va de 0 à 2π et θ va de 0 à $\pi/2$.
- Pourquoi le spectre du soleil est-il continu alors qu'on pourrait s'attendre à observer la somme des spectres de raies des éléments qui le constituent, et donc un spectre discret ? Ça peut être dû à l'élargissement des raies par effet Doppler.
- Détailler les différents facteurs de la loi de Planck.
- Pourquoi avoir placé cette leçon niveau L3, pourquoi ces prérequis ? Ça pourrait être niveau L2 si on n'avait pas la loi de Planck. Son explication nécessite la physstat.
- Comment on détermine l'albedo de la Terre ?

- Pourquoi avoir parlé du corps noir après la loi de Planck ? Le rayonnement d'équilibre thermique est défini indépendamment de cette notion qui n'est qu'un cas d'étude privilégié. C'est pas mal de le définir juste avant les applications.
- Attention quand on réutilise un code, le jury pourrait poser des questions dessus.
- Les schémas sont beaux
- Ne pas abuser des couleurs et garder un code couleur cohérent.