

INTRODUCTION A LA MECANIQUE QUANTIQUE

Komi SODOGA
Université de Lomé
Faculté des Sciences
Département de Physique
ksodoga@univ-lome.tg

30 avril 2020

TABLE DES MATIÈRES

1	Naissance de la mécanique quantique	1
1.1	Introduction	1
1.2	Rayonnement du corps noir : catastrophe ultraviolette	2
1.3	Effet photoélectrique	8
1.4	Effet Compton	14
1.5	Spectres d'émissions de l'atome d'Hydrogène	18
1.6	Conclusion	23
2	Dualité onde-corpuscule	24
2.1	Ondes de matières de Louis de Broglie	24
2.2	Vérification expérimentale des ondes de matières	26
2.3	Dualité et interprétation de la fonction d'onde	29
2.4	Conclusion	33
3	La fonction d'onde et les inégalités de Heisenberg	34
3.1	Introduction	34
3.2	Représentation par une onde plane monochromatique : les difficultés	35
3.3	Représentation par un paquet d'ondes	37
3.4	Les inégalités de Heisenberg	43
3.5	Conclusion	45
4	L'équation de Schrödinger	46
4.1	Introduction	46
4.2	L'équation de Schrödinger dépendante du temps	47
4.3	L'équation de Schrödinger stationnaire	50
4.4	Conservation de la probabilité	51
4.5	Représentation d'une grandeur physique	53
5	Les modèles à une dimension	54

5.1	Généralités	55
5.1.1	Etats liés et états continus	56
5.2	La particule libre	56
5.3	La marche de potentiel	58
5.3.1	Le cas $E > V_0$	59
5.3.2	Le cas $0 < E < V_0$	61
5.3.3	Conclusion	62
5.4	La barrière de potentiel	63
5.4.1	Le cas $E > V_0$	63
5.4.2	Le cas $0 < E < V_0$	65
5.4.3	Conclusion	67
5.5	Le puits de potentiel	67
5.5.1	Etude générale d'un puits de potentiel	67
5.5.2	Puits de potentiels carrés particuliers	70
A	Notions sur les probabilités	74
B	Transformation de Fourier	75
C	Anciennes épreuves	77

INTRODUCTION



De gauche vers la droite Louis de Broglie, Werner Heisenberg et Erwin Schrödinger

Au début du XX^e siècle, alors que certains pensaient avoir atteint une compréhension totale du monde qui nous entoure, commencent à apparaître de résultats expérimentaux qui viennent ébranler la belle cohérence des lois de la physique classique. En effet, jusqu'à cette période, les théories classiques comme la mécanique et l'électromagnétisme expliquaient très bien bon nombre de phénomènes physiques. La première mise en échec de la théorie classique est venue avec la théorie de la relativité d'Einstein. Les lois de la mécanique de Newton n'étaient plus valables lorsqu'il s'agit de décrire le mouvement d'un corps de vitesse non négligeable devant celle de la lumière. Ensuite, une série d'expériences sur les atomes et le noyau atomique ont mis en lumière l'incapacité des théories classiques à rendre compte des phénomènes se produisant à cette échelle microscopique. Ceci va donner naissance à la physique quantique.

Ce cours consiste en une première présentation de cette physique quantique. Pour comprendre ce qu'est la théorie quantique, il est important de comprendre les problèmes de la théorie classique qui ont provoqué sa naissance. Nous commencerons donc par décrire brièvement dans le chapitre 1, une série d'expériences faites au début du siècle dernier et qui n'ont pu trouver d'explication classique. Les chapitres 2 et 3 seront consacrés aux concepts fondamentaux de la nouvelle théorie quantique à savoir : la fonction d'onde et son interprétation, la densité de probabilité, le concept d'état quantique, le principe d'incertitude de Heisenberg, etc. Au chapitre 4, nous introduirons l'équation de Schrödinger qui décrit l'évolution de la fonction d'onde. Des méthodes seront proposées au chapitre 5 pour résoudre cette équation dans le cas des problèmes simples à une dimension.

Objectifs généraux

Il s'agit de :

- Comprendre les expériences historiques qui ont conduit à une remise en question de la théorie classique et à la naissance de la théorie quantique ;
- Comprendre les concepts fondamentaux de la nouvelle théorie quantique ;
- Savoir résoudre un certain nombre de problèmes simples à une dimension.

Objectifs spécifiques

A la fin de ce cours, et pour atteindre les objectifs généraux, l'étudiant devra être capable :

- d'expliquer les expériences historiques qui ont mis en échec certaines des lois de la physique classique ;
- d'expliquer la signification des concepts et principes qui sont à la base de la mécanique quantique (quantification des niveaux d'énergie, état quantique, probabilité d'un état quantique, principe d'incertitude de Heisenberg, dualité onde-corpuscule, etc.) ;
- de résoudre l'équation de Schrödinger de façon analytique pour des systèmes simples à une dimension.

Bibliographie

Les étudiants doivent se procurer les présentes notes de cours auprès de leurs délégués. Ces notes couvrent l'essentiel de la matière et comporte quelques exercices. En complément à ces notes de cours, nous encourageons fortement les étudiants, à consulter les documents suivants :

1. C. Cohen-Tanoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique quantique*, vol 1 (Chapitre 1), Ed Hermann, Paris, 1977.
2. C. Aslanguil, *Mécanique quantique 1 : Fondements et premières applications*, Eds de Boeck, 2008
3. J. L. Basdevant et Jean Dalibard, *Mécanique quantique*, Eds Ecole polytechnique 2006.
4. J. Hladick et M. Chrysos, *Introduction à la mécanique quantique*, Dunod (2000)
5. H. Lumbroso, *Problèmes de physiques commentés Tome II* Ed Masson et Cie, 1972
6. J-P Farges et Y. Gabellini, *Exercices résolus de mécanique quantique - avec complément de cours* Ellipses, 2006

Prérequis

Les UE suivantes constituent des prérequis pour ce cours :

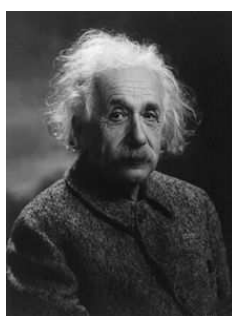
1. Mécanique du point PHY 106
2. Electromagnétisme et relativité restreinte PHY 112

CHAPITRE 1

NAISSANCE DE LA MÉCANIQUE QUANTIQUE



Max Planck,



Albert Einstein,



Arthur H. Compton



et Niels Bohr

1.1 Introduction

Vers la fin du 19^{ème} siècle, la physique paraît être une science achevée. On distingue deux catégories d'objets : la matière et le rayonnement.

La matière est constituée de corpuscules localisées. Leur état est défini à chaque instant par leur position et leur vitesse. Leur mouvement obéit aux lois de la Mécanique de Newton.

Le rayonnement est défini à un instant donné par un champ électrique et un champ magnétique en tout point de l'espace. Il unifie l'optique et l'électromagnétisme et est parfaitement décrit par la théorie ondulatoire et les équations de Maxwell. A l'inverse de la matière, il ne semble pas possible de scinder le rayonnement en corpuscules localisées dans l'espace.

L'énergie des deux types d'objets varie de façon continue, puisqu'il est possible de modifier la vitesse des particules ou l'intensité des champs électromagnétiques de quantités aussi faibles que l'on veut.

Cependant quelques points demeuraient à être élucidé et parmi ceux ci :

- *le spectre de rayonnement thermique émis par les corps portés à haute température ;*
- *l'extraction d'un électron d'un métal à l'aide d'une onde électromagnétique ou effet photoélectrique ;*
- *La diffusion d'un électron par un photon ou effet Compton ;*
- *le spectre de raies émis par les atomes et notamment par le plus simple d'entre eux, l'atome d'hydrogène.*

Nombre de physiciens pensaient alors qu'il s'agissait plus de difficultés mathématiques que d'incompatibilités fondamentales avec les principes connus de la physique. Pourtant l'explication de ces phénomènes va bouleverser la science. Certains résultats expérimentaux ne pouvaient s'expliquer que par l'acceptation d'une nature corpusculaire du rayonnement et d'autres par une nature ondulatoire de la matière. Des théories nouvelles ont été élaborées, notamment par **Max Planck**, **Albert Einstein** et **Niels Bohr**, pour interpréter ces faits expérimentaux. Ces théories introduisent une même idée, incompatible avec la physique classique, la **quantification** : c'est à dire la restriction à des valeurs particulières des résultats de la mesure de certaines grandeurs physiques.

Dans ce chapitre nous allons voir comment les fondations de la théorie classique ont été remises en questions et comment de nouveaux concepts ont dû être introduits pour tenir compte de la réalité expérimentale.

1.2 Rayonnement du corps noir : catastrophe ultraviolette

L'expérience courante montre qu'un corps porté à une haute température émet de l'énergie sous forme de rayonnement. En fait, cette émission a lieu à n'importe quelle température plus grande que le zéro absolu.

L'analyse spectrale du rayonnement émis révèle un spectre continu où toutes les fréquences sont représentées. Le spectre dépend fortement de la température T à laquelle le corps est porté. Le rayonnement émis, repart sur l'échelle des fréquences, est nettement perceptible à l'oeil aux environs de 500°C , ce qui signifie qu'à cette température, le spectre présente un maximum dans le domaine du visible, notamment dans le rouge. Quand la température augmente, le corps vire au blanc, montrant que toutes les longueurs d'ondes du domaine du visible sont sensiblement également présentes. Le maximum du spectre se déplaçant vers les longueurs d'ondes courtes (c'est-à-dire des hautes fréquences) quand la température augmente.

Classiquement, l'émission d'un rayonnement par un corps porté à une certaine température T s'interprète comme suit : un corps donné contient des particules (atomes, molécules) elles mêmes formées de particules chargées, susceptibles d'émettre du rayonnement quand leur accélération n'est pas nulle. Or, sous l'effet de l'agitation thermique, la vitesse d'une particule change rapidement d'un instant à l'autre. La particule émet donc un rayonnement. Ce qui explique l'émission des corps lorsqu'ils sont portés à une certaine température.

Quand un rayonnement incident tombe sur la surface d'un objet, une partie du rayonnement est réfléchi, tandis que l'autre est absorbée. Par exemple les objets sombres absorbent plus la lumière, tandis que les objets brillants la reflètent davantage. Le coefficient d'absorption, à une longueur d'onde donnée (ou à une fréquence donnée), de la surface d'un matériau est défini comme la fraction de l'énergie de rayonnement incident absorbée à cette longueur d'onde. Si un corps est en équilibre avec son voisinage, à une température constante T donnée, il doit émettre et absorber la même quantité d'énergie radiante par unité de temps. Autrement, sa température devra augmenter ou diminuer. Le rayonnement émis ou absorbé dans ces conditions est désigné sous le nom de **rayonnement thermique**.

Le corps noir est défini comme un corps qui absorbe tout rayonnement incident (aucune réflexion, même partielle) qui tombe sur lui, quelque soit la fréquence ν de ce rayonnement. Cette propriété ne veut pas dire que le corps n'émet rien, bien au contraire : ce qu'il émet est justement le rayonnement thermique. En d'autres termes, le coefficient d'absorption du corps noir est égal à 1.

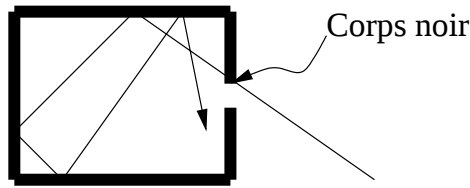


FIGURE 1.1 – Trou se comportant comme corps noir

Faits expérimentaux : Dans la pratique, on réalise un corps noir en construisant une enceinte rigide, maintenue à une température constante T et percée d'une très petite ouverture (voir figure 1.1). Tout rayonnement incident rentrant dans l'enceinte ne pourra plus en ressortir, quelque soit sa fréquence : le rayonnement se propage, se réfléchit sur les parois, sillonne le four (l'enceinte rigide) en tout sens et finit par retrouver son équilibre et le maintient. L'ouverture fonctionne comme la petite surface d'un corps noir. En installant un spectrographe devant le petit trou, on peut faire l'analyse spectrale du rayonnement thermique du corps noir. Cette analyse montre que le spectre du corps noir est continu, homogène et isotrope. Pour le décrire, on introduit la notion de "densité spectrale d'énergie".

Elle est définie comme l'énergie du rayonnement contenue dans une unité de volume et pour une fréquence considérée. Ainsi l'énergie par unité de volume du rayonnement dont la fréquence est comprise entre ν et $\nu + d\nu$ s'écrit sous la forme $\rho d\nu$ où ρ est la densité spectrale d'énergie (en $J.m^{-3}.Hz$).

Il s'ensuit que la densité d'énergie totale ρ_{tot} , correspondant à toutes les fréquences, est la somme des densités spectrales d'énergies

$$\rho_{tot} = \int_0^{\infty} \rho d\nu.$$

Des raisonnements en thermodynamique, permettent de démontrer de nombreuses propriétés et d'établir des lois précises. Les principaux résultats sont les suivants :

1. La densité spectrale d'énergie, ρ , est une fonction de la fréquence ν et de la température d'équilibre considérée, T :

$$\rho = \rho(\nu, T).$$

2. La courbe représentant la densité spectrale d'énergie en fonction de la fréquence ν à l'allure d'une courbe en cloche asymétrique (voir figure 1.2), passant par un maximum pour la valeur ν_{max} (ou à une longueur d'onde λ_{max}). La loi de Wien stipule que le produit $\lambda_{max}T$ est une constante. Plus précisément, on a :

$$\boxed{\lambda_{max}T \simeq a} \quad \text{ou} \quad \boxed{\nu_{max} \simeq bT} \quad \text{Loi de Wien I} \quad (1.1)$$

avec $a = 2,898 \times 10^{-3} m.K$. Ainsi quand la température augmente, le maximum se déplace du côté des hautes fréquences (c'est-à-dire des courtes longueurs d'ondes).

3. Wien a, en outre, montré que la densité spectrale d'énergie est proportionnelle à T^3 et devrait avoir la forme

$$\boxed{\rho(\nu, T) = T^3 f(\nu/T)} \quad \text{Loi de Wien II} \quad (1.2)$$

4. La densité totale d'énergie du rayonnement d'équilibre thermique est donnée par la loi de Stefan

$$\boxed{\rho_{\text{tot}} = \sigma \times T^4} \quad \text{Loi de Stefan} \quad (1.3)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

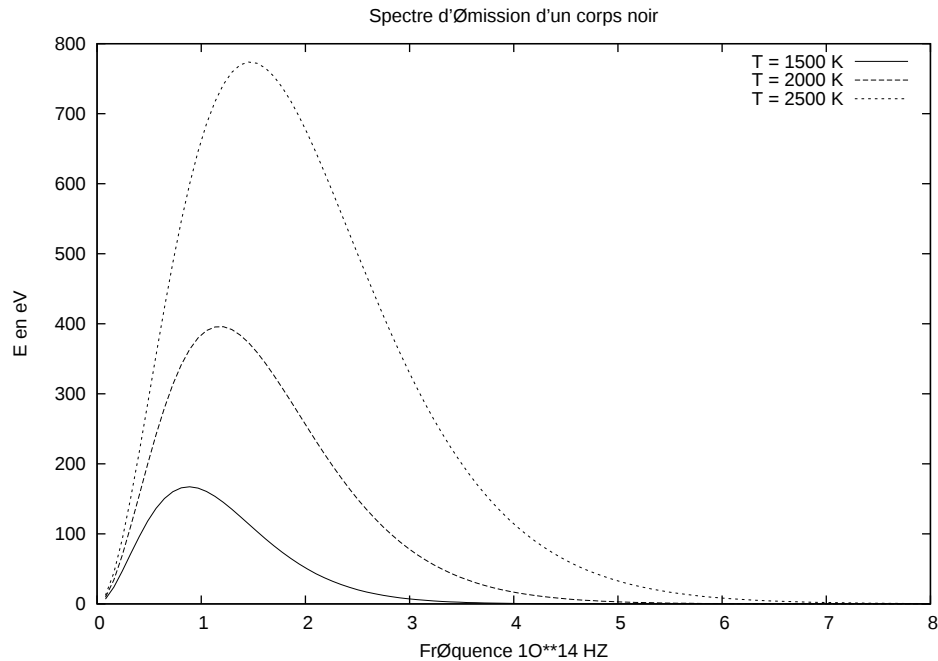


FIGURE 1.2 – Densité spectrale d'énergie d'un corps noir porté à différentes hautes températures : $T = 1500K$, $T = 2000K$ et $T = 2500K$. En abscisse, les fréquences en $10^{14}Hz$. En ordonnée les densités spectrales d'énergies en eV .

Interprétation

Les difficultés commencent lorsqu'on cherche la forme explicite de la densité d'énergie spectrale $\rho(\nu, T)$. Pour déterminer cette fonction, il faut pousser le raisonnement au delà de la thermodynamique et utiliser des modèles théoriques plus élaborés. Après diverses tentatives, Raleigh et Jeans ont déduit une forme de $\rho(\nu, T)$, en menant le raisonnement ci-après.

De la théorie électromagnétique, on peut déduire que le rayonnement thermique issu d'une cavité devrait être composé d'ondes électromagnétiques transversales, qu'on peut assimiler à des oscillateurs harmoniques. On peut alors montrer que le nombre de telles ondes - ou en d'autres termes le nombre de modes d'oscillations du champ électromagnétique dans la cavité - par unité de volume, dont les fréquences appartiennent à l'intervalle $[\nu, \nu + d\nu]$ est

$$dN_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu. \quad (1.4)$$

Le nombre de modes par unité de volume, par unité de temps et par fréquence est alors :

$$n(\nu) = \frac{dN_\nu}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}. \quad (1.5)$$

Si $\bar{E}$ désigne l'énergie moyenne d'une assemblée de modes de fréquences ν , la fonction $\rho(\nu, T)$ est simplement le produit de $n(\nu)$ avec $\bar{E}$:

$$\rho(\nu, T) = n(\nu) \times \bar{E} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \bar{E} . \quad (1.6)$$

Que vaut $\bar{E}$

Selon la thermodynamique statistique de Boltzmann (voir un cours de physique statistique), chaque mode possède une énergie comprise entre E et $E + dE$ avec la probabilité $A e^{-E/k_B T} dE$ où k_B est la constante de Boltzmann, $k_B = 1,38066 \times 10^{-23} J.K^{-1}$. L'énergie de chaque mode pouvant prendre, à priori, n'importe quelle valeur entre 0 et ∞ , la probabilité, pour que l'énergie appartienne à l'intervalle $[0, \infty[$ est égale à l'unité, on en déduit que :

$$A \int_0^\infty e^{-E/k_B T} dE = 1 \quad \Rightarrow \quad A = \frac{1}{\int_0^\infty e^{-E/k_B T} dE} = \frac{1}{k_B T}$$

L'énergie E du mode apparaît comme une variable aléatoire statistique dont la valeur peut varier de façon continue entre 0 et ∞ . Si on note $p(E)dE$ la probabilité pour que le mode ait l'énergie E , alors selon les lois de la probabilité,

$$\bar{E} = \int_0^\infty E p(E) dE .$$

L'énergie moyenne par mode est donc donnée par

$$\bar{E} = A \int_0^\infty E e^{-E/k_B T} dE = \frac{\int_0^\infty E e^{-E/k_B T} dE}{\int_0^\infty e^{-E/k_B T} dE} . \quad (1.7)$$

En posant $\beta = 1/k_B T$, on a :

$$\bar{E} = \frac{\int_0^\infty E e^{-\beta E} dE}{\int_0^\infty e^{-\beta E} dE} = \frac{1}{\beta} = k_B T \quad (1.8)$$

où on a intégré le numérateur par parties. On en déduit la densité d'énergie spectrale

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T .$$

Loi de Raleigh - Jeans (1.9)

Ce résultat est en accord avec les valeurs expérimentales dans la limite des faibles fréquences (c'est-à-dire des grandes longueurs d'ondes).

Problèmes :

(i) Le résultat (1.9) s'écarte des valeurs expérimentales, puisque ρ diverge en ν^2 pour des fréquences élevées, notamment dans l'ultraviolet (voir figure 1.3). Cette divergence de la formule de Raleigh-Jeans pour des hautes fréquences est connue sous le nom de la **catastrophe ultraviolette**.

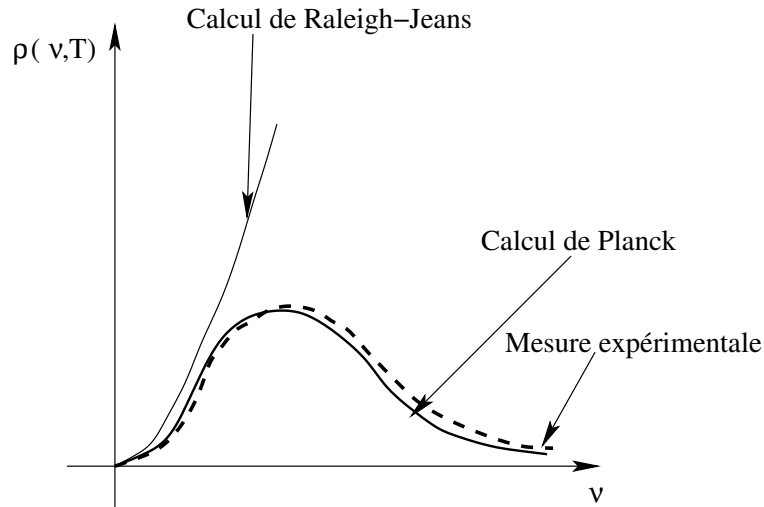


FIGURE 1.3 – Comparaison des résultats de Raleigh-Jeans et de Planck avec les résultats expérimentaux à 1600 K. Les points représentent les valeurs expérimentales

(ii) D'autre part l'expression (1.9) de $\rho(\nu, T)$ ne vérifie pas la deuxième loi de Wien c'est-à-dire qu'elle n'est pas de la forme $T^3 \times f(\nu/T)$.

(iii) Enfin, la densité totale d'énergie, en tenant compte de (1.9) serait infinie :

$$\rho_{tot}(T) = \int_0^\infty \rho(\nu, T) d\nu = k_B T \int_0^\infty \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \longrightarrow \infty$$

Ce qui est inadmissible.

Théorie des quanta de Planck

Aucune solution n'a été trouvée au problème de la catastrophe ultraviolette jusqu'à ce que Planck présente un nouveau modèle de la densité spectrale d'énergie basée sur une hypothèse nouvelle. Il suppose que l'énergie d'un mode, c'est-à-dire l'énergie d'un oscillateur de fréquence propre ν ne peut pas prendre n'importe quelle valeur entre 0 et ∞ . Cette énergie ne peut avoir que des valeurs discrètes de la forme nE_0 où $n = 1, 2, 3 \dots$ et E_0 est une quantité finie d'énergie, appelée le quantum, qui dépend de la fréquence ν . Dans ce cas l'énergie moyenne d'une assemblée d'oscillateurs de fréquences ν , en équilibre thermodynamique est donné par

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nE_0 \exp(-\beta nE_0)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp(-\beta nE_0)} = -\frac{d}{d\beta} \left[\log \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-\beta nE_0) \right] \\ &= -\frac{d}{d\beta} \left[\log \left(\frac{1}{1 - \exp(-\beta E_0)} \right) \right] = \frac{E_0}{\exp(\beta E_0) - 1} . \end{aligned}$$

La densité spectrale d'énergie est alors

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{E_0}{\exp\left(\frac{E_0}{k_B T}\right) - 1} .$$

Afin de satisfaire la 2^{ème} loi de Wien, c'est-à-dire $\rho = T^3 f(\nu/T)$, E_0 doit être proportionnel à ν , soit $E_0 = h\nu$ où h est une constante fondamentale en physique, la constante de Planck. La densité spectrale d'énergie devient

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} . \quad \text{Loi de Planck} \quad (1.10)$$

Discussion des résultats

1. La loi de Planck est en parfait accord avec les courbes expérimentales (voir figure 1.3).
2. La forme $\rho = T^3 f(\nu/T)$ devient explicite lorsqu'on pose $x = \frac{h\nu}{k_B T}$, on a :

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi k_B^3 T^3}{c^3 h^2} \frac{x^3}{e^x - 1}$$

soit

$$\rho(\nu, T) = T^3 \times f(\nu/T) \quad \text{où} \quad f\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{8\pi k_B^3}{c^3 h^2} \frac{(h/k_B)^3 (\nu/T)^3}{\exp[(h/k_B)(\nu/T)] - 1} .$$

3. La température T étant fixée, le maximum de ρ est obtenu pour la valeur de x correspondant au maximum de $\frac{x^3}{e^x - 1}$. On trouve graphiquement que $\frac{x^3}{e^x - 1}$ est maximum pour $x_m \simeq 2.821$ soit $\nu = \nu_{max} = bT$ avec $b \simeq 2,821 \times \frac{k_B}{h}$.
4. La densité totale d'énergie s'obtient aisément

$$\rho_{tot} = \int_0^\infty \rho(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3 d\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} = \frac{8\pi k_B^4}{c^3 h^3} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx . \quad (1.11)$$

On montre (voir tables d'intégrales) que

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15} ,$$

d'où on retrouve la loi de Stefan

$$\rho_{tot} = \sigma T^4 \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{8\pi^5 k_B^4}{15c^3 h^3} .$$

Remarques

1. Bien que les calculs ont été faits en considérant la densité spectrale $\rho(\nu, T)$, notons qu'expérimentalement il est plus facile de mesurer la radiance spectrale $R(\nu, T)$ qu'on peut définir comme l'énergie par unité de surface et par unité de fréquence. On peut montrer que la relation entre la densité et la radiance est

$$\rho(\nu, T) = \frac{4}{c} R(\nu, T) .$$

Par ailleurs, au lieu de définir une densité $\rho(\nu, T)$ par unité de fréquence, on peut la définir plutôt par unité de longueur d'onde $\bar{\rho}(\lambda, T)$. On peut montrer (voir exercice) que

$$\rho(\nu, T) d\nu = -\bar{\rho}(\lambda, T) d\lambda .$$

2. Rappelons l'hypothèse qui a permis à Planck d'établir sa formule : l'énergie d'un mode d'oscillateur ne peut prendre que des valeurs discrètes $nh\nu$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Cette relation quantifie de fait l'énergie de l'oscillateur. Ceci implique la quantification des échanges d'énergie. La matière et le rayonnement de fréquences ν ne peuvent échanger que des quantités d'énergies égales à $nh\nu$, $n = 0, 1, 2, \dots$. On appelle quanta les grains d'énergie de valeurs $nh\nu$ échangés entre la matière et le rayonnement.
3. Notons que la valeur numérique de $h = 6,62618 \times 10^{-34} J.s$ est très petite. Ses dimensions physiques sont celles de l'[énergie] $\times$ [temps] = [longueur] $\times$ [impulsion]. Ces dimensions sont celles d'une quantité physique appelée l'action. La constante de Planck joue un rôle important en physique quantique, comme la vitesse de la lumière c en relativité. En relativité, si la vitesse d'un corps est négligeable devant c , alors la mécanique classique suffit pour décrire ce corps. De même, si pour un système physique donné, une variable ayant la dimension d'une action est très grande devant h , alors les effets quantiques sont négligeables. La physique quantique traite essentiellement des phénomènes se produisant à l'échelle atomique ou subatomique.

Cette idée de la quantification, selon laquelle l'énergie d'un système ne peut prendre que certaines valeurs discrètes, était en totale contradiction avec la physique classique. Aussi, à l'époque de Planck, beaucoup de physiciens n'ont pas accepté l'idée. Planck lui-même pensait que c'était juste une hypothèse de travail qui pouvait s'améliorer. Et pourtant, en 1905, Einstein va se baser sur cette idée pour expliquer l'effet photoélectrique.

Exercices d'application

1. Le spectre du soleil présente un maximum pour la longueur d'onde $\lambda = 0,55\mu m$. Evaluer la température à la surface du soleil.
2. A quelle longueur d'onde se situe le maximum de rayonnement du corps humain assimilé à un corps noir ?
3. Quelle est la dépendance en fréquence de la densité spectrale dans la théorie classique de Raleigh et Jeans ?
Pourquoi cette formule est-elle inacceptable ? Dédurre de cette formule celle dépendant de la longueur d'onde.

1.3 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique consiste en l'éjection d'électrons de la surface d'un métal par la lumière. Il fut découvert par **Heinrich Hertz**. Cet effet fut d'abord considéré comme une observation mineure ! Pourtant, son explication, fournie par Einstein en 1905, devait révolutionner complètement la conception du rayonnement. Einstein montra en effet que le rayonnement électromagnétique consiste en une collection de particules - des quanta de la lumière - chacune d'énergie $h\nu$.

Faits expérimentaux

Dans un tube à vide transparent (appelé cellule photo-électrique) sont placés une plaque métallique appelée cathode (C) et un filament appelé anode (A) (voir figure 1.4). La cathode portée à un