

Chapitres I

La naissance de la mécanique quantique

La physique est définitivement constituée dans ses concepts fondamentaux ; tout ce qu'elle peut désormais apporter, c'est la détermination précise de quelques décimales supplémentaires.

Il y a bien deux petits problèmes : celui du résultat négatif de l'expérience de Michelson et celui du corps noir, mais ils seront rapidement résolus et n'altèrent en rien notre confiance...

***Lord Kelvin
En 1892***

Bibliographie

- * Cours de Mécanique quantique (A. Ducasse)
- *.E. Kartheuser, Elements de Mécanique quantique – Tome 1
- *. C. Cohen Tanoudji, B. Diu, F. Laloé « Mécanique Quantique » Tome 1.
- * Jean-Louis Basdevant et Jean Dalibard, Mécanique quantique Cours de l'Ecole polytechnique
- *. <http://alpha.univ-mlv.fr/meca/mecaQ.html>

I- Introduction & Historique

Ce cours est un guide qui aidera les étudiants à se familiariser avec la mécanique quantique et ses multiples applications dans divers domaines de la connaissance scientifique. Cette physique qui est née, il y a un siècle pour pallier les insuffisances de la physique classique, a provoqué un bouleversement intellectuel et philosophique étonnant car elle a, d'une part aboli le concept jusque lors inattaquable de la continuité de l'énergie, et d'autre part, introduit un indéterminisme qui choque le sens commun et qui propose une nouvelle façon de penser et d'appréhender les lois de la nature.

On érigait, en effet, en principe la discontinuité de l'espace car les objets sont séparés les uns des autres, tout se termine quelque part, les molécules, les atomes, ne s'interpénètrent pas, il y a des limites bien nettes entre eux, seul est continu le vide dans lequel ils flottent. Mais on ne disposait d'aucune notion similaire sur la divisibilité de l'énergie : une pierre ne tomberait jamais en un mouvement saccadé, le soleil n'éclairerait pas par flambées, ...

Pourtant la hardiesse de **Max Planck** l'amena, pour expliquer les lois du rayonnement, à s'écarter de ce concept de continuité et à discrétiser l'énergie en énonçant, **le 14 décembre 1900**, que les échanges d'énergie entre matière et rayonnement ne se font pas de façon continue mais par quantités discrètes et indivisibles appelées quanta.

Le succès fut fulgurant mais le laissa sceptique car sa formulation refusait de se laisser déduire des lois classiques. Il a fallu attendre **Albert Einstein** qui interpréta en **1904**, l'effet photoélectrique en notant que la loi de Planck pouvait être comprise et précisée en considérant que le champ électromagnétique consiste en de véritables corpuscules d'énergie lumineuse : les quanta de lumière ou photons. Compton vint compléter en **1921**, cette description en attribuant un caractère corpusculaire au photon, qui devient donc doté non seulement d'une énergie mais aussi d'une impulsion à l'image d'une boule de billard en mouvement.

Cette dualité onde-corpuscule découverte pour le photon a été magistralement démontrée en **1926** par **Louis de Broglie** pour les particules matérielles et vérifiée expérimentalement en **1927** par **Davisson et Germer**. Elle est à la base du développement de la mécanique quantique où particules et photons sont décrits par une fonction d'onde qui contient toutes les informations relatives au système qu'ils constituent.

Cette fonction est l'essence de la vision probabiliste de la mécanique quantique, vision qui s'est affirmée par la formulation en **1927** du principe d'incertitude de Heisenberg qui stipule qu'il n'est pas possible de mesurer simultanément la position et l'impulsion d'une particule avec précision. La notion de trajectoire perd ainsi son sens en mécanique quantique au profit de la notion d'état quantique, état qui est perturbé par la mesure des grandeurs associées au système et qui est aussi de nature probabiliste.

Cet indéterminisme propre à la mécanique quantique a intrigué beaucoup de ses fondateurs, dont **Einstein** lui-même qui, refusant d'admettre, devant l'harmonie de la création et la cohérence de l'Univers, que "Dieu joue aux dés", jugeait que les probabilités de la mécanique quantique devaient pouvoir se déduire d'une théorie plus fondamentale et plus complète. Cette nouvelle théorie formulée entre **1925 et 1927** par les Allemands **Max Bohr**, **Werner Heisenberg**, **Pascual Jordan**, les Autrichiens **Wolfgang Pauli** et **Erwin Schrödinger** et par le Britannique **Paul Dirac**, a conduit en **1927** à l'interprétation connue sous le nom d'interprétation de l'Ecole de Copenhague. Interprétation harmonieuse où l'on renonçait à l'idéal d'une description à la fois spatio-temporelle et causale des phénomènes au profit d'un indéterminisme régi par des postulats, mais dont les conséquences ont accéléré les succès dans la quête des lois régissant l'harmonie et l'équilibre de la nature.

Construite pour expliquer les lois du rayonnement, la théorie quantique a débouché sur une interprétation complète de la structure de la matière et de l'univers. De l'infiniment petit à l'infiniment grand, elle ne cesse d'étendre son rayon d'action, elle rend compte aussi bien des états ultimes de la

matière : molécule, atome, noyau, particules élémentaires, quark, mais permet aussi de comprendre certains états et processus cosmiques telles que la formation et l'évolution des étoiles.

Son formalisme relativiste (théorie quantique des champs et électrodynamique quantique) enregistre de jour en jour des succès spectaculaires et l'espoir est permis de déboucher sur une théorie unifiée des interactions fondamentales qui permettent d'avoir une vue détaillée sur l'origine et la création de l'univers.

Par sa puissance prédictive, la physique quantique ne cesse également de permettre la découverte de nouveaux effets qui révolutionnent la technologie et qui sont d'un grand impact sur notre vécu quotidien ; c'est le cas du transistor (1948), du laser (1960) des microprocesseurs (1971), de la microscopie à effet Tunnel (1981), des nanotechnologies (1990) et dernièrement des ordinateurs quantiques qui sont en cours de développement.

Enfin sur le plan épistémologique, la physique quantique a provoqué un véritable séisme intellectuel et continue à heurter certains rationalismes par le nouveau mode de raisonnement qu'elle impose et la nouvelle intuition qu'elle façonne, raisonnement qui tranche avec la déduction et l'induction habituelles des sciences et qui insuffle une certaine liberté de la pensée et de l'appréhension et un apprentissage de l'humilité, valeurs tant utiles et indispensables à ceux qui s'adonnent à l'exercice de la science.

Ce cours s'adresse aux étudiants des deuxièmes années de premier cycle et du cycle préparatoire aux études d'ingénieurs. Il présente l'histoire de l'avènement de la physique quantique et traite de la dualité onde-corpuscule en introduisant l'équation de Schrödinger à une dimension et son application à l'étude des états d'une particule plongée dans un potentiel stationnaire, sans oublier les outils mathématiques et les postulats de la mécanique quantique. Il est structuré en quatre chapitres équilibrés traitant chacun un cours substantiel complété par de nombreux énoncés d'exercices et de problèmes d'applications dont le corrigé fera l'objet des travaux dirigés. Des notes bibliographiques placées au début de ce manuscrit afin de permettre les étudiants d'approfondir ces connaissances en mécanique quantique.

II- Origines de la physique quantique

A la fin du dix-neuvième siècle, les diverses branches de la physique s'intégraient dans un édifice cohérent basé sur l'étude de deux types d'objets distincts, la matière et le rayonnement :

- La matière est faite de corpuscules parfaitement localisables dont le mouvement peut être décrit par la mécanique rationnelle de Newton. Les grandeurs physiques associées à ces corpuscules s'expriment en fonction des composantes de la position et de l'impulsion qui sont les variables dynamiques fondamentales.

- Le rayonnement est gouverné par les lois de l'électromagnétisme de Maxwell. Ses variables dynamiques sont les composantes en chaque point de l'espace des champs électrique et magnétique.

Le succès de la physique était à cette époque impressionnant et tous les phénomènes connus trouvaient leur explication dans le cadre de ce programme classique.

A l'aube du vingtième siècle et avec l'essor des progrès technologiques, les physiciens se trouvèrent tout à coup confrontés à des phénomènes nouveaux pour lesquels les prévisions de la théorie classique sont en désaccord flagrant avec l'expérience. Il fallait donc jeter les bases d'une nouvelle théorie susceptible de pallier les insuffisances de la conception classique.

Les phénomènes qui furent sans doute historiquement à l'origine de la naissance de la nouvelle théorie sont le rayonnement du corps noir, l'effet photoélectrique et les spectres atomiques.

1. Rayonnement du corps noir

1. 1- Définition

Un corps noir est un corps qui absorbe intégralement tout rayonnement frappant sa surface. Une réalisation satisfaisante consiste à aménager un trou dans une enceinte fermée dont le revêtement intérieur absorbe et diffuse la lumière qu'il reçoit : un rayon lumineux atteignant la surface, pénètre dans l'enceinte et y subit une suite de réflexions plus ou moins diffusantes telles qu'une très faible fraction de l'énergie lumineuse incidente puisse ressortir vers l'extérieur, le corps noir se comporte donc comme un absorbant parfait (**fig. 1.1**).

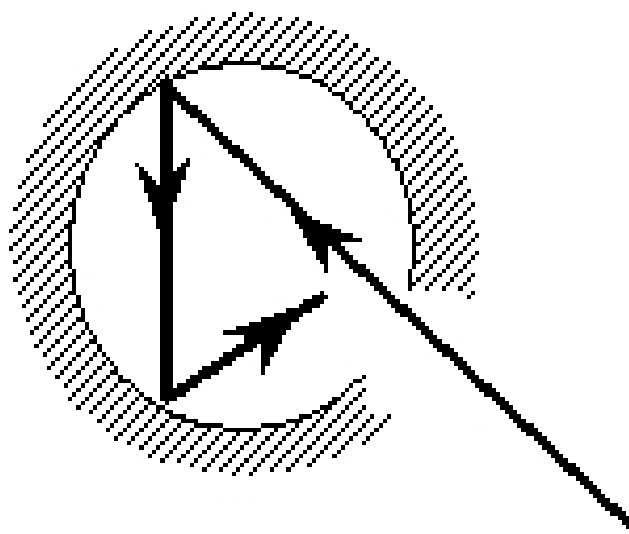


Figure 1. 1 : Réalisation pratique d'un corps noir

Remarque : La notion du "corps noir" vient du fait qu'aux basses températures, le trou de cavité apparaît obscur (noir). Ce même trou deviendra de plus en plus brillant (clair) quand la température augmente.

1. 2. Faits expérimentaux et interprétation classique

C'est en 1899 que O. Lummer et E. Pringsheim ont étudié pour la 1^{ère} fois (d'une manière systématique) la distribution spectrale de l'énergie rayonnée par un corps noir en équilibre thermique à différentes températures. En réalité, ils ont mesuré la densité monochromatique U_λ ou U_ν en fonction de la température du corps étudié.

Chauffé à haute température, le corps noir émet de la lumière à toutes les longueurs d'onde. Si l'on porte en fonction de la longueur d'onde, la densité d'énergie radiative (**fig. 1. 2**).

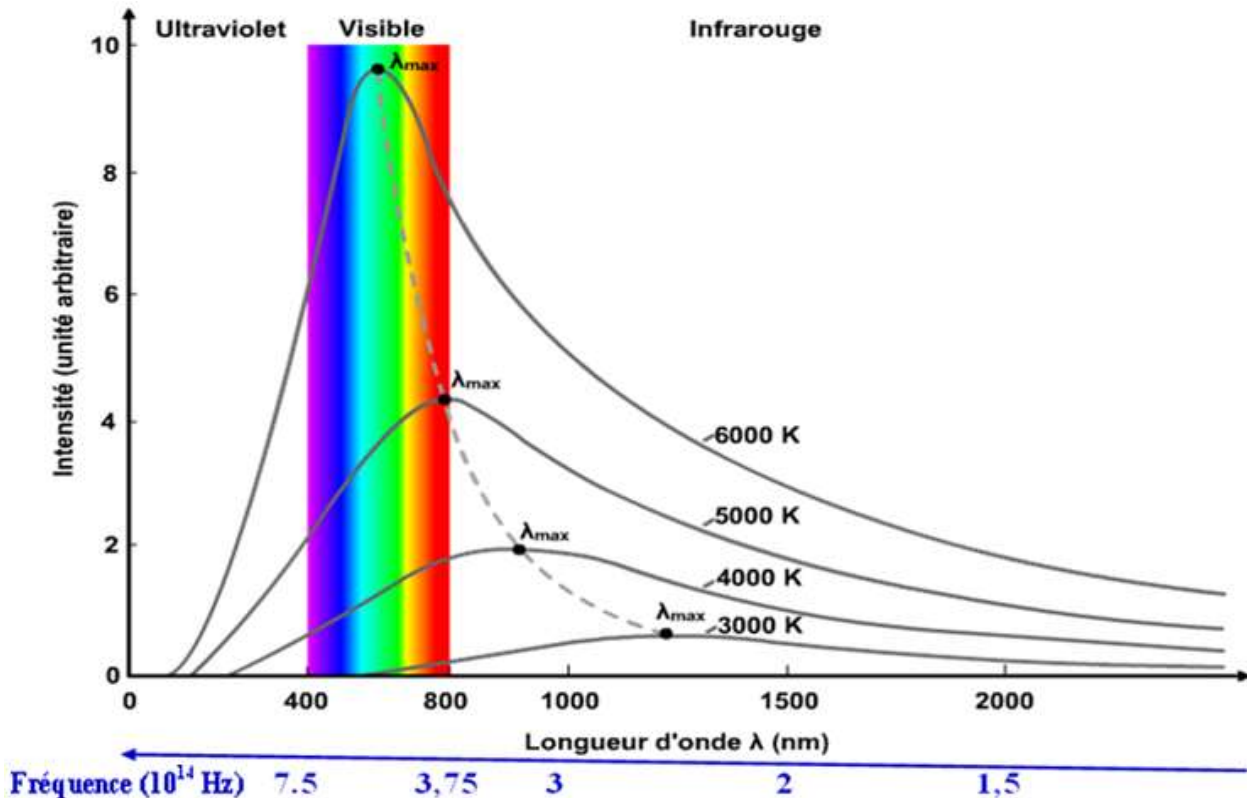


Figure 1.2 : Densité d'énergie rayonnée par le corps noir pour différentes températures en fonction de la fréquence et en fonction de la longueur d'onde

On obtient une courbe régulière tendant vers zéro pour les grandes et pour les faibles longueurs d'onde et présentant un maximum pour une longueur d'onde λ_M dépendant simplement de la température suivant la loi dite de “**déplacement de Wien**” (1896).

$$\lambda_M \times T = C_0 = 0.2898 \text{ Cm.K} \quad (1. 1)$$

Pour expliquer ces résultats, **Rayleigh et Jeans**, utilisant la théorie électromagnétique et la physique statistique, proposèrent que “le champ électromagnétique rayonné est dû à un ensemble dénombrable d'oscillateurs harmoniques linéaires qui vibrent”.

La densité d'énergie rayonnée est alors donnée par :

$$I_\nu(\nu, T) = \rho(\nu) \langle E(\nu, T) \rangle \quad (1. 2)$$

où $\rho(\nu)$ représente le nombre d'oscillateurs par unité de volume et $\langle E(\nu, T) \rangle$ l'énergie moyenne de chaque oscillateur. Ces deux grandeurs sont calculables par la physique statistique et valent respectivement :

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} \quad (1. 3)$$

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{\int_0^\infty E e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}} dE} = kT \quad (1.4)$$

On aboutit ainsi à la loi de **Rayleigh-Jeans** :

$$I_\nu(\nu, T) = \frac{8\pi}{C^3} kT \nu^2 \quad (1.5)$$

Cette loi est quadratique en ν et n'est en accord avec l'expérience que pour les faibles fréquences (**fig. 1.3**). En outre elle est inacceptable physiquement car l'intégrale de $I_\nu(\nu, T)$ par rapport à ν diverge, ce qui conduirait à une énergie rayonnée infinie, c'est "la catastrophe de l'ultraviolet".

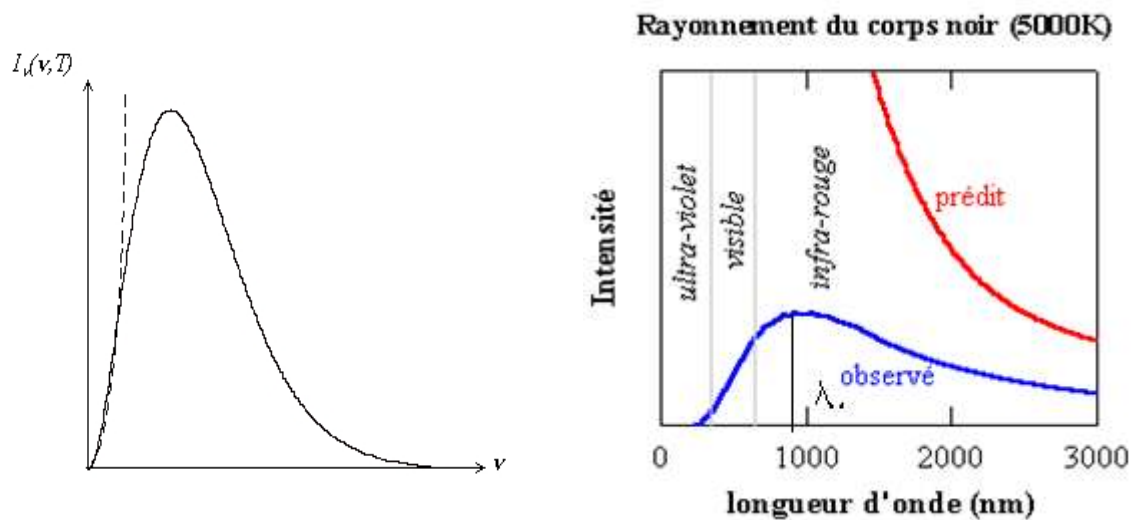


Figure 1.3 : Catastrophe de l'ultraviolet

1.3. Quantification de l'énergie - Loi de Planck

Pour obtenir un accord avec les observations expérimentales, Planck a été amené à s'écarter de la mécanique statistique et à évaluer de façon différente l'énergie moyenne de chaque oscillateur. **Le 14 Décembre 1900**, il émit l'idée que :

“Les échanges d'énergie entre la matière et le rayonnement ne se font pas de façon continue mais par quantités discrètes et indivisibles.”

Plus précisément, l'énergie de chaque oscillateur est un multiple entier d'une valeur donnée ε soit : $E_n = n\varepsilon$.

Dans ce cas, $\langle E(\nu, T) \rangle$ se calculera simplement par :

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n e^{-\frac{E_n}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{E_n}{kT}}} = \frac{\varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} n e^{-\frac{n\varepsilon}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\varepsilon}{kT}}} \quad (1.6)$$

en posant $\frac{\varepsilon}{kT} = x$, cette expression devient :

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{\varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} \quad (1.7)$$

Le dénominateur n'est autre que la limite d'une progression géométrique de raison e^{-x} :

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = 1 + e^{-x} + e^{-2x} + \dots = \lim_{x \rightarrow +\infty} \left(\frac{1 - e^{-nx}}{1 - e^{-x}} \right) = \frac{1}{1 - e^{-x}} \quad (1.8)$$

quant au numérateur, pour le calculer il suffit de remarquer que :

$$ne^{-nx} = -\frac{d}{dx}(e^{-nx}) \quad (1.9)$$

La série étant convergente, on a :

$$\sum_{n=0}^{\infty} ne^{-nx} = -\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{1 - e^{-x}} \right) = \frac{e^{-x}}{(1 - e^{-x})^2} \quad (1.10)$$

de sorte que

$$\langle E(\nu, T) \rangle = \frac{\varepsilon e^{-x}}{1 - e^{-x}} = \frac{\varepsilon}{e^{-x} - 1} = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \quad (1.11)$$

et

$$I_{\nu}(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} \left(\frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \right) \quad (1.12)$$

Pour que cette relation soit en accord avec l'expérience c'est à dire pour que l'on ait $\lim_{\nu \rightarrow 0} (I_{\nu}(\nu, T)) = 0$, il faut que ε soit une fonction croissante de ν . Planck a posé $\varepsilon = h\nu$ où h est une nouvelle constante universelle appelée "**Constante de Planck**". Il s'ensuit alors que :

*“Les échanges d'énergie entre la matière et le rayonnement se font par quantités discrètes et indivisibles d'énergie $h\nu$ appelées **quanta**.”*

Un quantum (au pluriel, quanta), qui signifie « quantité » en latin, correspond à la plus petite valeur que peut prendre une grandeur. Toutes les autres valeurs de cette grandeur sont des multiples de cette quantité élémentaire.

La **loi de Planck** s'écrit alors dans toute sa gloire sous la forme :

$$I_{\nu}(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} \left(\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \right) \quad (1.13)$$

La recherche du maximum de $I_{\nu}(\nu, T)$, en fonction de ν permet, en utilisant la loi empirique de Wien (1.1), de déterminer la valeur de la constante de Planck qu'on trouve égale à : $h = 6,64.10^{-34} \text{ J.s}$.

On remarque qu'aux basses fréquences la loi de Planck redonne bien la loi de Rayleigh-Jeans et qu'aux hautes fréquences, on retrouve la décroissance exponentielle observée expérimentalement, en effet:

$$\begin{array}{lll} \text{* Si } h\nu \ll kT & \text{alors} & e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} \\ & & \\ \text{Soit } \langle E(\nu, T) \rangle = kT & \text{et} & I_{\nu}(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} kT \end{array} \quad (1.14)$$

On retrouve la loi de Rayleigh-Jeans.

A la température ambiante ($kT = 0.025 \text{ eV}$) ceci n'est valable que si :

$$\nu \ll 10^{13} \text{ s}^{-1} \quad (1.15)$$

* Si $h\nu \gg kT$ alors $e^{\frac{h\nu}{kT}} \gg 1$

Soit $\langle E(\nu, T) \rangle = h\nu e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ et $I_\nu(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} h\nu e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (1.16)$

On retrouve la **loi de Wien**

La loi de Planck peut s'exprimer également en fonction de la longueur d'onde.

Elle s'écrit alors :

$$I_\nu(\lambda, T) = \frac{2\pi C^2 h}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \right) \quad (1.17)$$

Cette expression est représentée par la courbe en traits pleins de la figure 1. 4 et elle est en accord parfait avec l'expérience.

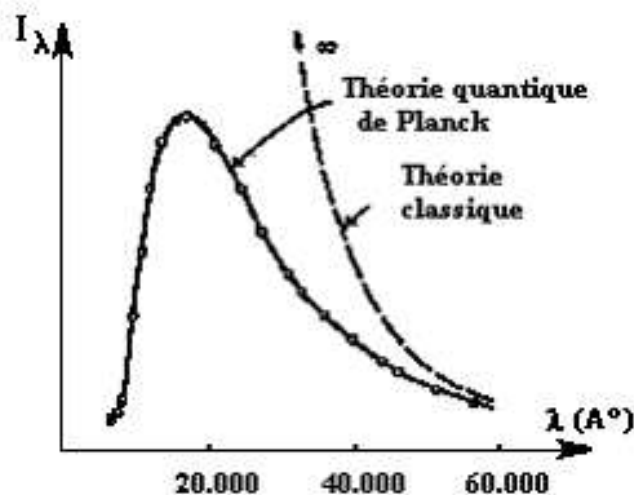


Figure 1.4 : Confrontation des théories classique et quantique du rayonnement du corps noir avec l'expérience

L'intégration de $I_\lambda(\lambda, T)$ par rapport à λ permet d'atteindre la puissance totale émise par le corps noir. Cette puissance est donnée par :

$$P = \frac{C}{4} \int_0^\infty I(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (1.18)$$

Où $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15C^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ (SI)}$

Cette loi est connue sous le nom de "loi de Stefan" et σ est la constante de Stefan.

2. Aspect corpusculaire de la lumière : Photon d'Einstein et la confirmation des idées de Planck

Vers 1905 Albert Einstein va encore plus loin en partant des idées de Planck. Il annonce sa découverte du photon.

2. 1- Définition du photon

- Le photon est un corpuscule élémentaire du rayonnement lumineux animé de la vitesse dans le vide C . la masse m_0 du photon au repos est nulle.

- Le photon possède une quantité d'énergie élémentaire $h\nu$ indivisible (quantum)

$$P = h/\lambda$$

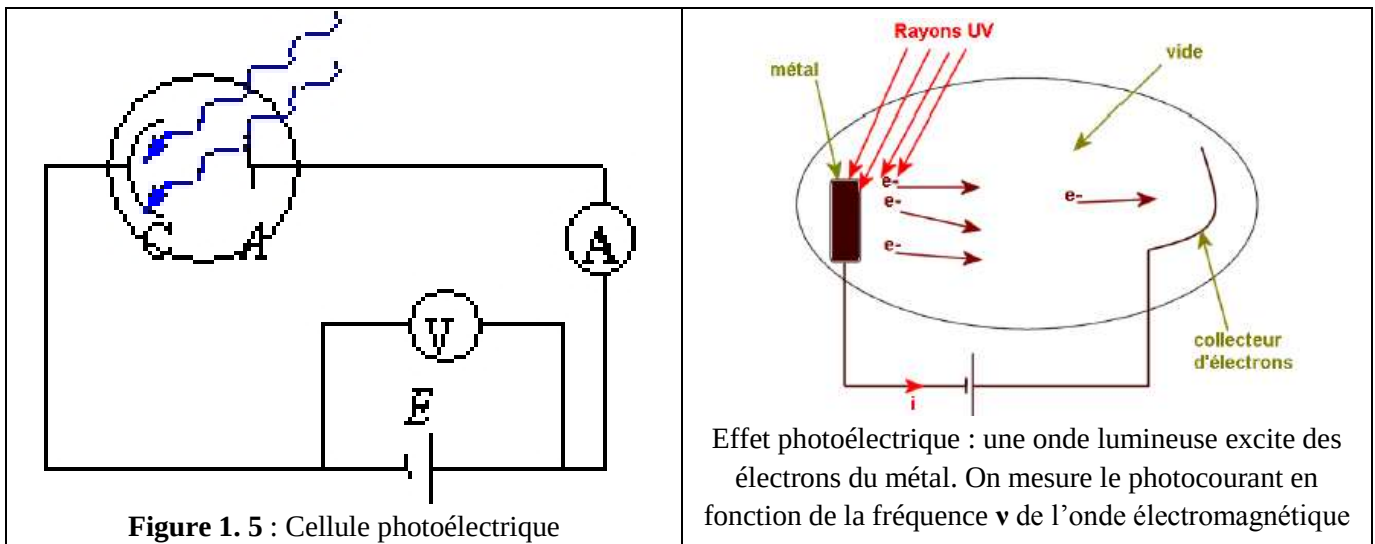
La découverte du photon a permis l'explication de l'effet photoélectrique observé expérimentalement par Hertz (1887) et de l'effet Compton (1923).

2. 2- Effet photoélectrique

2. 2. 1. Faits expérimentaux

Au début du XX^{ème} siècle, il était expérimentalement connu que lorsque de la lumière (visible ou ultraviolette) tombe sur une surface métallique, des électrons sont éjectés par cette surface. Ce phénomène peut être prévisible par la théorie classique : la lumière étant une onde électromagnétique, le champ électrique qui lui est associé peut induire une force qui s'exerce sur les électrons de la surface métallique et éjecter certains d'entre eux.

Une expérience typique fut celle de **Millikan (1916)** : on dispose dans une cellule transparente à la lumière ultraviolette et où règne un vide poussé, deux plaques. L'une est appelée cathode (**C**), et est constituée, en général, par un métal alcalin, l'autre est métallique, et est appelée anode (**A**). Ces deux plaques sont reliées aux bornes d'un générateur, de sorte à établir une tension U_{AC} entre elles.



Lorsqu'on éclaire la cathode par une radiation monochromatique, un courant d'intensité I peut traverser le circuit (**fig. 1. 5**).

On constate que :

* Ce courant ne s'observe que si les radiations ont une fréquence supérieure à une certaine valeur ν_0 qui caractérise le métal appelée "seuil de fréquence de la cathode" (**tableau 1-1**).

Metal	Pt	Ag	Cu	Zn	Ba	Na	K	Cs
$\nu_0 \times 10^{14}$ Hz	15.8	11.1	10.3	8.1	6.0	5.8	5.6	4.6
λ_0 (μm)	0.19	0.27	0.29	0.37	0.50	0.52	0.54	0.65

Tableau 1-1 : Seuil photoélectrique pour différents métaux

Les figures 1. 6 et 1. 7 représentent $I = f(U_{AC})$ et $U_0 = f(\nu)$.

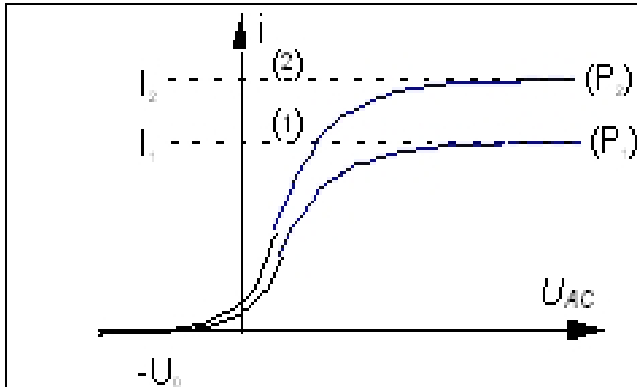


Figure 1. 6 : Caractéristique d’une cellule photoélectrique pour une fréquence donnée et pour deux puissances différentes du faisceau incident ($P_2 > P_1$)

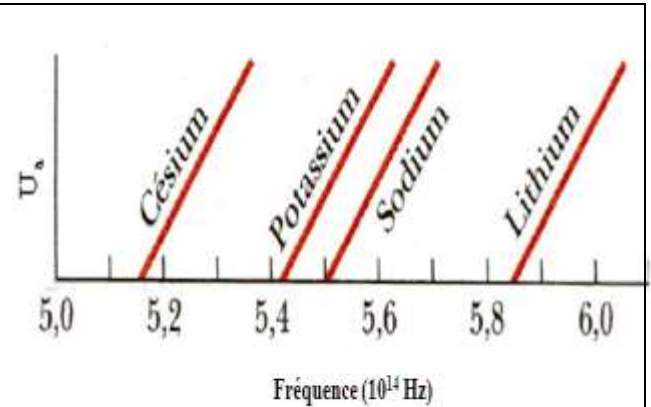


Figure 1. 7 : Variation du potentiel d’arrêt en fonction de la fréquence.

- * Le phénomène n’apparaît pas l’obscurité, en revanche l’éclairement de la plaque métallique entraîne un courant I (nombre d’électron émis par unité de temps).
- * Lorsque la tension U_{AC} augmente, l’intensité I du courant augmente et tend vers une limite appelée “intensité de saturation”. Cette limite augmente avec la puissance du faisceau lumineux incident (**fig. 1. 6**).
- * Lorsque la tension U_{AC} est nulle, un courant I_0 traverse encore le circuit.
- * Le courant s’annule pour une tension $U_{AC} = -U_0$, U_0 est appelée “potentiel d’arrêt” (**fig. 1. 6**).
- * Le potentiel d’arrêt U_0 dépend de la fréquence : il est nul pour $\nu < \nu_0$ (le phénomène de l’effet photoélectrique ne se produit pas) et croît linéairement avec ν pour $\nu > \nu_0$ (apparition du phénomène de l’effet photoélectrique) et l’émission est quasi instantanée, même à faible intensité lumineuse (**fig. 1. 7**).

L’intensité de saturation et le potentiel d’arrêt peuvent s’interpréter aisément.

En effet, lorsque U_{AC} est positive, les électrons émis par la cathode sont accélérés par le champ électrique existant entre A et C et se dirigent vers l’anode, donnant ainsi naissance à un courant dans le circuit extérieur. Lorsque U_{AC} est négative, les électrons sont freinés par le champ électrique et selon leur vitesse d’émission, certains d’entre eux peuvent atteindre l’anode, alors que d’autres retournent vers la cathode.

On peut calculer la valeur du potentiel d’arrêt en appliquant le théorème de l’énergie cinétique à un électron de masse m se déplaçant de C vers A avec la vitesse V :

$$\frac{1}{2}mv_A^2 - \frac{1}{2}mv^2 = -eU_{CA} = eU_{AC} \quad (1. 19)$$

Si le courant I est nul, aucun électron n’atteint l’anode et $V_A = 0$, soit :

$$\frac{1}{2}mv^2 = -eU_{AC} = eU_0 \quad (1. 20)$$

L’énergie cinétique des électrons est donc comme U_0 . Elle est nulle pour $\nu < \nu_0$ et croît linéairement lorsque $\nu > \nu_0$.

$$U_0 = \frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 \quad (1. 21)$$

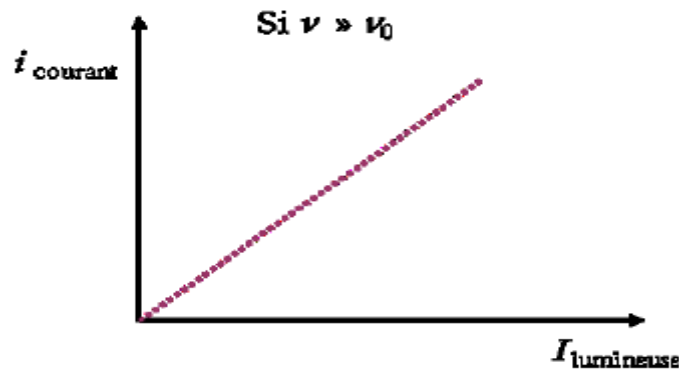


Figure 1. 8 : Variation de courant en fonction de l'intensité

Echec de la théorie électromagnétique et succès de la théorie d'Einstein

La théorie électromagnétique est insuffisante pour expliquer ces faits. Elle stipule en effet que :

📌 L'onde lumineuse est une onde électromagnétique ($\vec{E}$, $\vec{B}$) et la force qui s'exerce sur l'électron est $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B})$. Les électrons peuvent être extraits du métal. ($\vec{V}$: vecteur vitesse de l'électron et $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C sa charge).

📌 L'énergie transportée par l'onde est proportionnelle à son intensité, l'émission de photoélectrons devrait être observée pour toute fréquence pourvu que l'intensité soit suffisante.

📌 Si l'intensité lumineuse est faible, l'énergie transmise aux électrons est faible, et leur amplitude d'oscillation également, il faudrait qu'un électron reçoive pendant longtemps une faible énergie avant que l'énergie accumulée soit suffisante pour l'extraire du métal.

📌 Quand on envoie, sur un métal, une onde lumineuse d'intensité croissante, alors $\vec{E}$ et $\vec{B}$ augmentent ce qui implique que la force $\vec{F}$ augmente. Les électrons seront, par conséquent, accélérés. Ce résultat est en contradiction avec les observations expérimentales.

📌 Dans la théorie classique, l'énergie de l'onde lumineuse ne dépend pas de sa fréquence.

Conclusion : « La théorie ondulatoire de la lumière ne réussit pas à expliquer l'émission photoélectrique » car elle est :

i) Incapable d'expliquer la fréquence seuil :

📌 Avec le temps, l'électron pourrait toujours acquérir suffisamment d'énergie pour s'échapper.

ii) Incapable d'expliquer pourquoi le potentiel d'arrêt U_0 est indépendant de l'intensité lumineuse :

📌 Puisque I est proportionnel au carré de l'amplitude (A^2), pour une même fréquence, si I augmente alors l'énergie devrait augmenter.

iii) Incapable d'expliquer l'émission instantanée :

📌 Le retard d'émission calculé est beaucoup plus grand que celui mesuré expérimentalement.

2. 2. 2. Interprétation quantique (Einstein en 1905)

La dépendance simple de l'énergie cinétique des électrons en fonction de la fréquence et son indépendance de la puissance du faisceau incident ne trouvent pas d'explication dans le cadre de la théorie classique.

L'explication de ces phénomènes fut donnée par **Einstein en 1905**. Il nota que la loi de Planck pouvait être comprise et précisée en considérant que le champ électromagnétique consiste en de véritables corpuscules d'énergie lumineuse $h\nu$ (les quanta de lumière ou photons) : dans ce cas, le quantum d'énergie peut être transmis en totalité à un électron. Cet électron acquiert l'énergie $E = h\nu$ au moment où

il est encore dans le métal : si on suppose qu'il est nécessaire d'effectuer un certain travail W pour l'extraire du métal, cet électron sera donc émis avec l'énergie cinétique :

$$E_C = E - W \quad \text{soit :} \quad E_C = h\nu - W \quad (1.22)$$

W est une constante caractéristique du métal, indépendante de ν et appelée "travail d'extraction".

Comme l'énergie cinétique E_C est positive ou nulle, on a nécessairement :

$$h\nu - W \geq 0 \quad (1.23)$$

Soit
$$\nu \geq \frac{W}{h} = \nu_s = \frac{eU_0}{h} \quad (1.24)$$

Le courant ne s'observe donc que pour des fréquences supérieures à la fréquence seuil ν_s .

On remarque aussi que l'énergie cinétique des électrons varie linéairement avec la fréquence et est indépendante de l'intensité de la lumière, ce qui est conforme à l'expérience.

Cette loi rend donc directement compte des aspects "non classiques" de l'effet photoélectrique. Elle fournit de plus, une valeur expérimentale de h à partir de la variation du potentiel d'arrêt avec la fréquence (**fig. 1. 9**). On a en effet :

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU_0 = h\nu - W \Rightarrow U_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{W}{e} \quad (1.25)$$

A partir de (1. 23) et 1. 24), on peut tirer que :

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W = h(\nu - \nu_s) \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2h(\nu - \nu_s)}{m}} \quad (1.26)$$

La vitesse maximale des photoélectrons augmente quand la fréquence augmente. Mais ne dépend pas de l'intensité lumineuse.

On obtient une valeur de h qui coïncide exactement avec la constante de Planck.

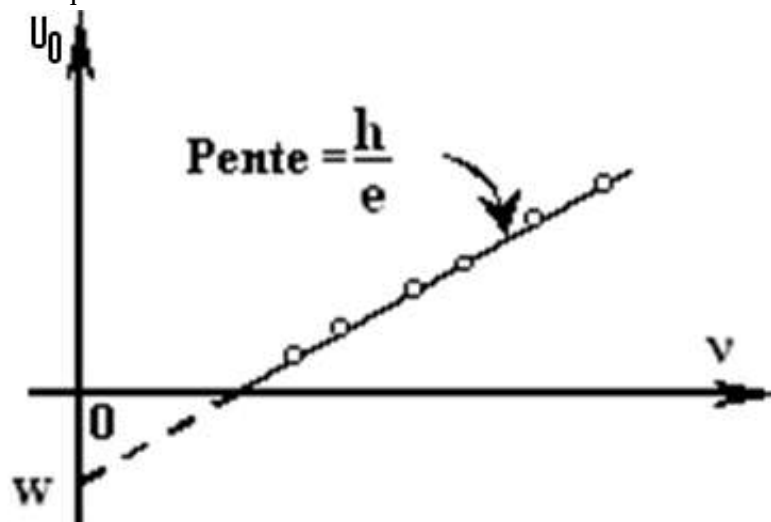


Figure 1. 9 : Variation du potentiel d'arrêt U_0 en fonction de la fréquence ν

L'effet photoélectrique montre seulement que l'échange d'énergie entre la lumière et la matière se fait par quantum d'énergie de valeur $h\nu$.

Bien que cet effet soit phénoménologiquement distinct du rayonnement du corps noir, il s'interprète avec les mêmes concepts, ce qui montre qu'il s'agit bien de la naissance d'une **théorie d'un grand potentiel de généralisation**.

2. 3- Effet Compton

Arthur Holly Compton (1892-1962) a Vérifié expérimentalement en 1923: le comportement corpusculaire du photon et l'hypothèse de la quantification de l'énergie du photon **par la longueur d'onde**.

En éclairant un bloc de graphite (cf. **figure 1. 10**) avec un faisceau de rayons X (raie K_α du molybdène de longueur d'onde $\lambda = 0.71 \text{ \AA}$) monochromatiques de longueur d'onde λ et en observant le spectre des radiations diffusées sous un angle θ .

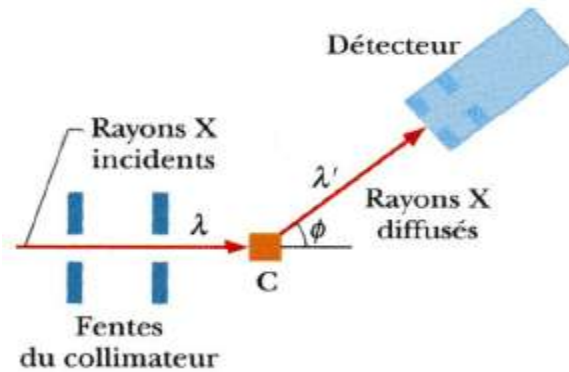


Figure 1. 10 : Expérience de Compton

Définition : On appelle effet Compton tout changement de longueur d'onde (ou de fréquence) d'un rayonnement incident qui entre en collision avec des particules (tels que les électrons ou nucléons) et les mets en mouvement. Le rayonnement perd un peu d'énergie et sa longueur d'onde augmente.

A. H. Compton découvrit, en 1923, le spectre indiqué à la figure 1. 12.

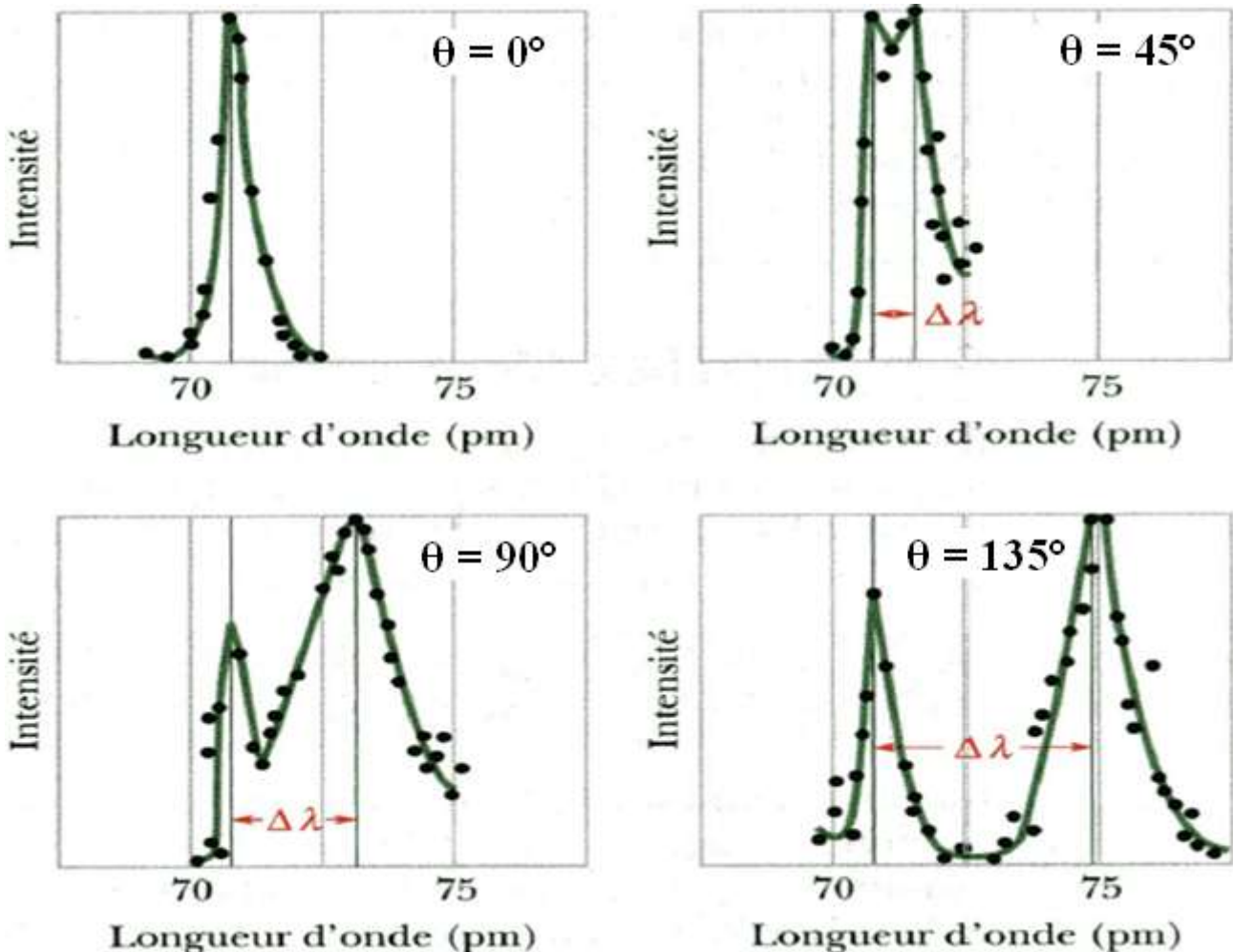


Figure 1.12 : Effet Compton : Mesure de Compton pour différents θ

Selon la théorie classique, les électrons soumis au champ électrique oscillant de l'onde incidente se mettent à vibrer en synchronisme avec ce champ ; par suite de cette vibration forcée, ils rayonnent à leur tour de la lumière de même fréquence. L'origine de la raie non déplacée est donc claire. Mais l'origine de la raie déplacée reste obscure.

La théorie des photons d'Einstein en fournit une interprétation particulièrement simple, ainsi que Compton l'a lui-même montré. Suivant chaque photon avec un des électrons libres du graphite, comme indiqué schématiquement à la **figure 1. 13**.

Au cours de la collision, l'électron est projeté dans une certaine direction (faisant un angle Φ avec la direction du photon incident d'énergie $E = h\nu$), emportant avec lui une certaine énergie cinétique E_c et impulsion $\vec{p}_e$ tandis que le photon dévié par le choc continue sa course avec l'énergie restante qui résulte de la loi de conservation de l'énergie, appliquée à la collision.

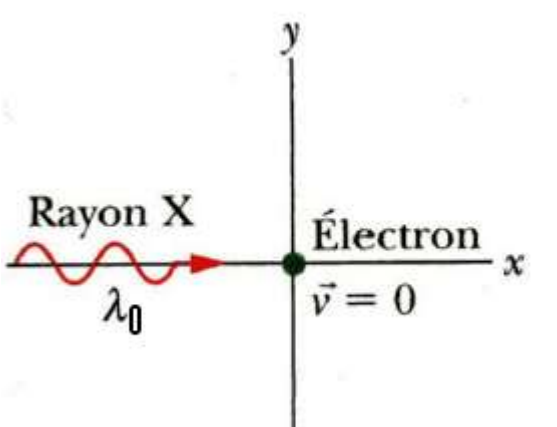
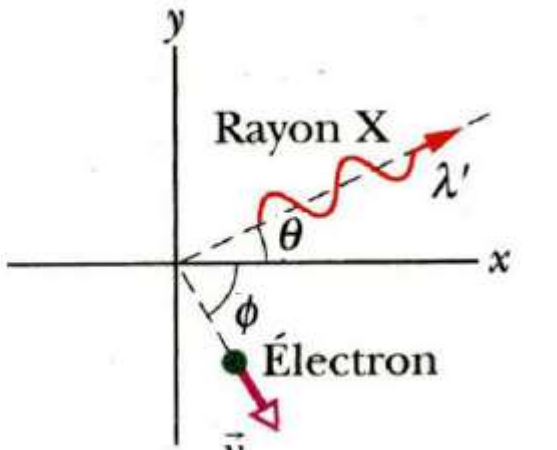
Avant	Après
	
Electron : $E_e^0 = m_0 C^2$, $\vec{p}_e^0 = \vec{0}$ Photon : $E_{ph}^0 = h\nu_0$, $\vec{p}_{ph}^0 = \frac{h\nu_0}{C} \vec{e}_x$	Electron : $E_e = mC^2$, $\vec{p}_e = m\vec{v} = m\vec{v}u_\phi$ Photon : $E_{ph} = h\nu$, $\vec{p}_{ph} = \frac{h\nu}{C} \vec{u}_\theta$

Figure 1. 13 : Collision entre photon et électron

Conservation de l'énergie : (système isolé) (choc élastique)

$$h\nu_0 + m_0 C^2 = h\nu + mC^2 \quad (1. 27) \quad \text{avec} \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}} \quad (1. 28)$$

Conservation des impulsions :

$$\vec{p}_{ph}^0 = \vec{p}_e + \vec{p}_{ph} \Rightarrow \frac{h\nu_0}{C} \vec{e}_x = m\vec{v} \vec{e}_\phi + \frac{h\nu}{C} \vec{e}_\theta \quad (1. 29) \text{ Equation vectorielle}$$

$$\text{Projection / } \vec{e}_x \Rightarrow \frac{h\nu_0}{C} = m\vec{v} \cos \phi + \frac{h\nu}{C} \cos \theta \quad (1. 30)$$

$$\text{Projection / } \vec{e}_y \Rightarrow 0 = -m\vec{v} \sin \phi + \frac{h\nu}{C} \sin \theta \quad (1. 31)$$

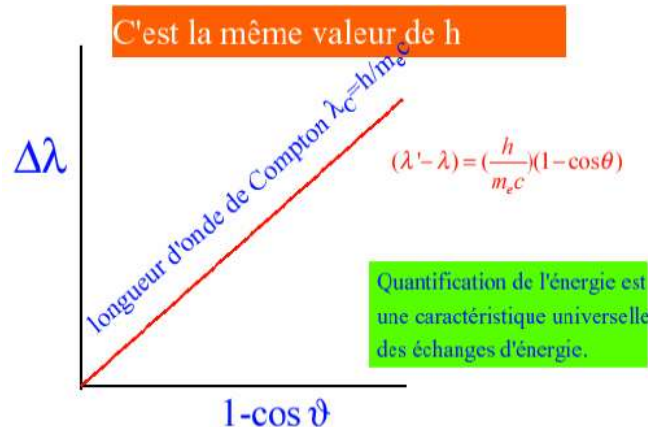
$$\Rightarrow \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e C} (1 - \cos \theta) = 2\lambda_c \sin^2 \theta \quad (1. 32)$$

$$\text{Avec } \lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2.426 \text{ pm} \quad \text{C'est la longueur d'onde Compton}$$

Interprétation des résultats :

- i) Le rayonnement (**RX**) diffusé comporte une longueur d'onde λ_0 incidente (**K α** du molybdène) et une autre longueur d'onde λ supérieure à λ_0 et se déplace vers les grandes λ .
- ii) Le déplacement $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ est une fonction croissante de l'angle θ de diffusion.
- iii) L'intensité **I**₀ de la raie non déplacée (**K α** de λ_0) diminue avec l'augmentation de θ contrairement à l'intensité **I'** de la raie (λ') déplacée qui augmente avec θ .

A partir de la pente, on détermine « h »



3. Spectres atomiques

3. 1. Problème de la stabilité de l'atome

Le fait que la matière est formée d'atomes et que les atomes contiennent des grains d'électricité de charges négatives appelées électrons était une réalité admise à la fin du **19^{ème}** siècle : le problème était alors de concevoir un “modèle” pour la structure de l'atome.

Un des premiers modèles proposés est celui de **J. J Thomson** où il considérait, que l'atome est constitué d'une sphère pleine de rayon **R** de l'ordre de **10⁻⁸ cm**, uniformément chargée positivement et contenant des électrons qui vibrent librement, le nombre de ces électrons devant satisfaire la neutralité électrique de l'atome.

Ce modèle, très simple, a permis de rendre compte des phénomènes de dispersion et de diffusion de la lumière mais fut en violent désaccord avec les expériences de diffusion du rayonnement α (ions **He⁺⁺**) effectuées par **Rutherford (1911)** qui montrèrent que l'atome est presque vide, et se limite pratiquement à un noyau compact de faibles dimensions (**10⁻¹⁵ à 10⁻¹⁴ m**). La quasi-totalité de la masse de l'atome est concentrée dans ce noyau qui a, de plus, la charge **+Zq**, où **Z** est le rang de l'élément correspondant dans le tableau de **Mendeleïev**. L'atome étant neutre, il comporte donc **Z** électrons de charge **-q**.

Un modèle statique (noyau et électrons avec des positions respectives fixes) étant éliminé immédiatement par la loi de Coulomb, Rutherford imagina un modèle dynamique planétaire où les électrons gravitent autour du noyau comme les planètes autour du Soleil. L'identité formelle de l'interaction gravitationnelle et de l'interaction coulombienne conduit à des trajectoires électroniques elliptiques, décrites suivant la loi des aires, en complète analogie avec les trajectoires des planètes autour du soleil.

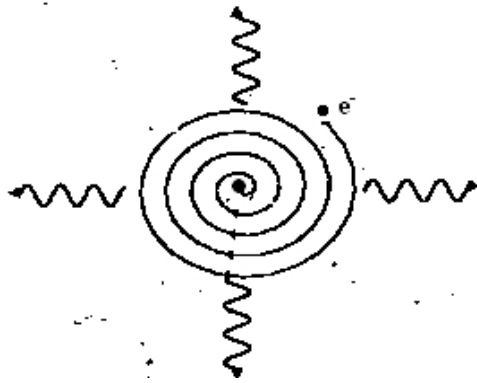


Figure 1. 14 : Chute de l'électron sur le noyau

Néanmoins, un tel modèle est en désaccord avec les lois de l'électromagnétisme car, à l'inverse des planètes, les électrons sont des particules chargées et au cours de leur rotation autour du noyau, ces charges accélérées, rayonnent un champ électromagnétique auquel elles cèdent une partie de leur énergie. Il en résulte alors un freinage des électrons qui finiront par tomber sur le noyau : l'atome ne serait donc pas stable !!! (**fig. 1. 14**).

Cela est évidemment suffisant pour rejeter ce modèle mais on peut exhiber la raison supplémentaire suivante : la fréquence du rayonnement émis est égale en théorie électromagnétique classique, à la fréquence du mouvement uniforme de rotation de l'électron. Cette fréquence doit donc varier continûment avec le rayon de l'orbite lors de la chute de l'électron. Il en résulte que le spectre d'émission des atomes doit être continu entre deux fréquences limites, et ceci est de nouveau contraire à l'expérience où on observe un spectre discontinu (**fig. 1.15**).

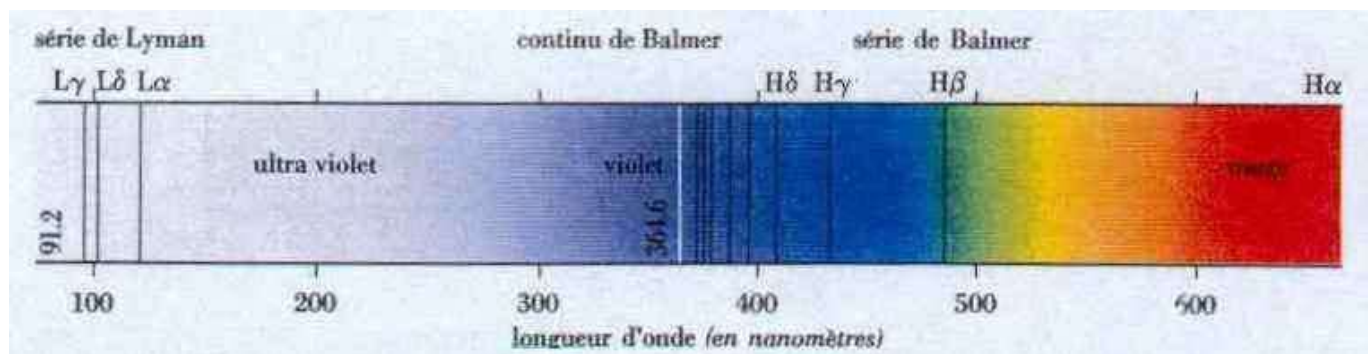


Figure 1. 15 : Spectre de raies de l'atome d'hydrogène

En effet, dès **1885 Balmer** constata que le spectre de l'atome d'hydrogène est un spectre de raies, c'est à dire que les fréquences émises forment une suite discrète. Il montra en plus, que l'ensemble des raies connues satisfont la relation empirique :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{avec} \quad m < n \quad (1. 33)$$

Où $R_H = 1,097.10^7 m^{-1}$ représente la constante de **Rydberg pour l'hydrogène**.

3. 2. Modèle de Bohr (1913)

Pour expliquer ces observations expérimentales et ces formulations empiriques, Bohr a été amené à admettre deux postulats nouveaux :

i) Les électrons ne s'observent que dans des orbites "permises" dans lesquelles ils ont des énergies bien déterminées : ces orbites sont définies par la condition de quantification :

$$\oint \vec{P} \cdot d\vec{l} = nh \quad (1. 34)$$

Où n est un nombre entier positif appelé nombre quantique.

Cette condition se simplifie lorsqu'on admet un mouvement circulaire des électrons autour du noyau supposé immobile, et donne :

$$m.V_n.r_n = n \frac{h}{2\pi} \quad (1.35)$$

ii) *Quand l'électron décrit une orbite stationnaire, l'atome n'émet (ni n'absorbe) aucun rayonnement. L'émission (ou l'absorption) est déterminée uniquement par le passage de l'électron d'une orbite d'énergie E_n à une orbite d'énergie plus petite (ou plus grande) E_m (fig. 1. 16). La fréquence ν_{nm} du rayonnement émis (ou absorbé) est donnée par :*

$$\nu_{nm} = \frac{1}{h} (E_n - E_m) \quad (1.36)$$

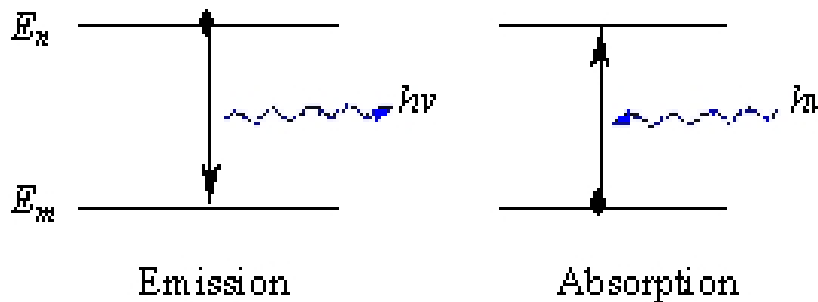


Figure 1. 16 : Emission et absorption d'un photon par un atome

Les conséquences de ces postulats vont nous permettre, en principe, de rendre compte des faits expérimentaux observés dans l'hydrogène :

* L'équilibre entre la force centrifuge et l'attraction coulombienne exercée par le noyau sur l'électron de charge $-q$ donne :

$$m \frac{V_n^2}{r_n} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad (1.37)$$

En combinant les relations (1. 27) et (1. 29) on obtient :

$$r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m q^2} n^2 = a_0 n^2 \quad (1.38)$$

et

$$V_n = \frac{1}{2} \frac{q^2}{\epsilon_0 h} \frac{1}{n} = \frac{V_0}{n} \quad (1.39)$$

r_n est le rayon de l'orbite d'ordre n et V_n la vitesse de l'électron dans cette orbite.

a_0 est le rayon de Bohr qui correspond à $n = 1$, $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$.

* En admettant que le proton est au repos dans le référentiel atomique, l'énergie de l'atome d'hydrogène est égale à l'énergie totale de l'électron, qui est la somme de son énergie potentielle et de son énergie cinétique, soit :

$$E_n = E_{\text{Pot}} + E_{\text{Cin}} = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r_n} + \frac{1}{2} m V_n^2 \quad (1.40)$$

D'après (1.29) on a :

$$\frac{1}{2} m V_n^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (1.41)$$

Ce qui donne pour E_n :

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (1.42)$$

et en remplaçant r_n par sa valeur on obtient :

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{m q^4}{4\pi\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{R_\infty}{n^2} \quad \text{avec} \quad R_\infty = \frac{m q^4}{8\pi\epsilon_0^2 h^2} \quad (1.43)$$

La fréquence du rayonnement émis est d'après (1.28) :

$$\nu_{nm} = \frac{1}{h} \left(-\frac{R_H}{n^2} + \frac{R_H}{m^2} \right) = \frac{R_H}{h} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{avec} \quad m < n \quad (1.44)$$

et sa longueur d'onde λ est telle que :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.45)$$

Où

$$R_H = \frac{R_\infty}{hC} = \frac{m q^4}{8\epsilon_0^2 C h^3} \quad (1.46)$$

On retrouve ainsi la formule empirique de Balmer et on atteint une valeur de R_H identique à la valeur de la constante de Rydberg pour l'hydrogène mesurée par Balmer ($R_H = 109677 \text{ cm}^{-1}$).

Avec ce résultat, les différentes raies de l'hydrogène peuvent s'ordonner et sont en bonne conformité avec le spectre expérimental (fig. 1.17):

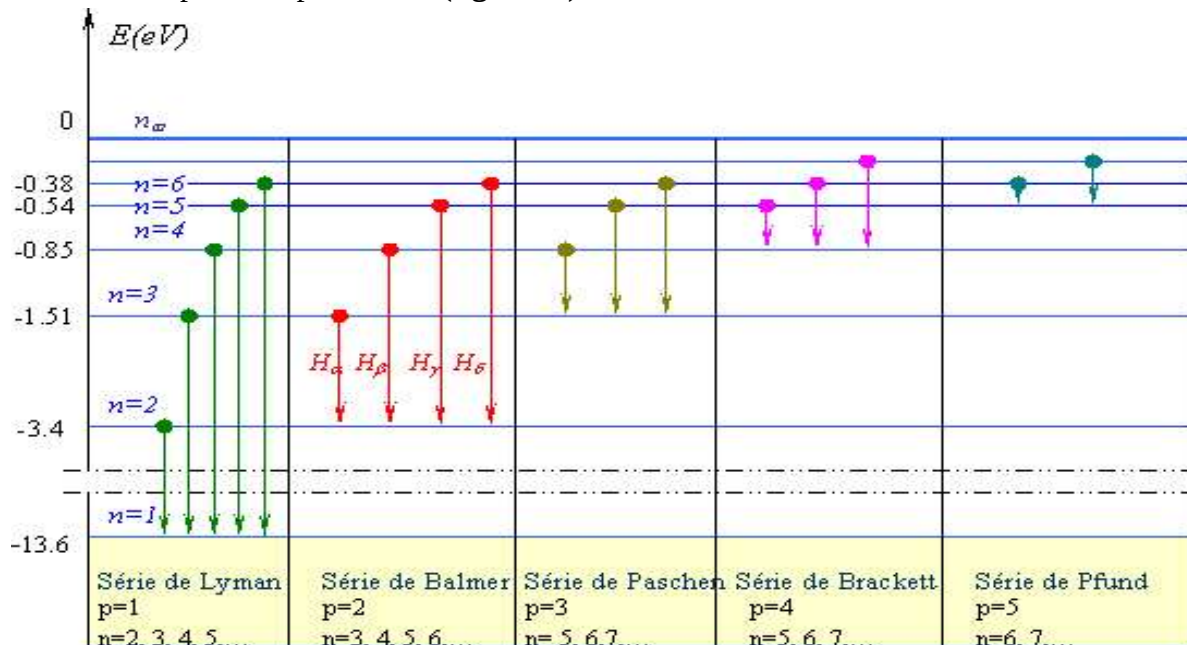


Figure 1.17 : Spectre de l'atome d'hydrogène

3.3. Constante de structure fine

D'après (1.35), R_∞ peut s'interpréter comme le potentiel d'ionisation non relativiste de l'hydrogène lorsque la masse du proton est considérée infinie, elle a pour valeur :

$$R_\infty \approx 13.6 \text{ eV}$$

R_∞ peut aussi s'écrire :

$$R_{\infty} = \frac{mq^4}{8\pi\epsilon_0^2 h^2} = \frac{mq^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2} = \frac{1}{2} \frac{m}{h^2} \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{mC^2}{h^2 C^2} \quad (1.47)$$

On notera pour toute la suite $\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} = e^2$ ce qui permet d'écrire :

$$R_{\infty} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{hC} \right)^2 mC^2 \quad (1.48)$$

La quantité $\frac{e^2}{hC}$ est appelée constante de structure fine, et est désignée par α . Elle joue un rôle fondamental en physique quantique.

$$\alpha = \frac{e^2}{hC} = 1.297 \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{137} \quad (1.49)$$

$$R_{\infty} = \frac{1}{2} \alpha^2 mC^2 \quad (1.50)$$

α peut être considérée comme une constante de couplage, elle nous renseigne sur la force d'interaction entre les électrons et le champ électromagnétique. Sa faible valeur numérique traduit la faiblesse de l'interaction électromagnétique par rapport aux interactions fortes et faibles.

3. 4. Atome hydrogénoïde

Un atome hydrogénoïde est un atome ou un ion formé, comme l'atome d'hydrogène, d'un noyau et d'un seul électron (He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , ...).

Des résultats analogues à ceux décrits pour l'hydrogène ont été observés avec ces atomes. Ainsi pour un atome hydrogénoïde de numéro atomique Z , dont le noyau à Z protons la relation (1. 37) s'écrit en remplaçant q^2 par Zq^2 :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H Z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.51)$$

3. 5. Modèle de Sommerfeld et Wilson

Des études spectroscopiques plus fines ont montré que les raies de la série de Balmer sont en fait éclatées en plusieurs composantes très voisines appelées multiplets.

Pour interpréter ces observations expérimentales, Sommerfeld et Wilson ont complété le modèle de Bohr par l'introduction d'orbites elliptiques qui sont plus conformes à un mouvement plan à force centrale. En repérant la position de l'électron sur son orbite par les coordonnées polaires r et θ , Sommerfeld et Wilson ont été amenés à introduire deux postulats de quantification : l'un dans la direction radiale auquel est associé le nombre quantique n_r , l'autre dans la direction azimutale avec le nombre quantique n_θ . On montre que les deux conditions de quantification et le principe fondamental de la dynamique permettent d'établir que l'électron peut décrire des orbites elliptiques (**fig. 1. 18**) si et seulement si n_r et n_θ sont des entiers positifs tels que $n_r + n_\theta \geq 1$.

Les niveaux d'énergie de l'atome sont alors donnés par l'expression :

$$E_{n_r, n_\theta} = - \frac{E_1}{(n_r + n_\theta)^2} = - \frac{E_1}{n^2} \quad (1.52)$$

Où E_1 est l'énergie de Bohr établie précédemment pour la première orbite circulaire et n le nombre quantique principal $n = n_r + n_\theta$.

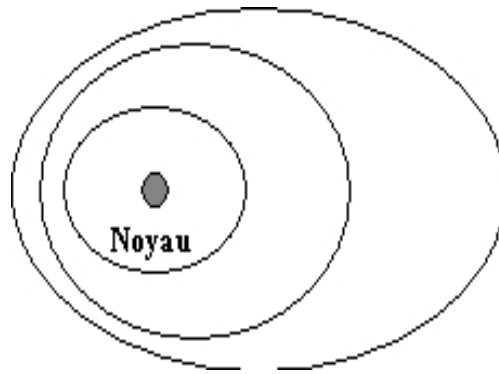


Figure 1. 18 : Modèle atomique de Bohr-Sommerfeld

Ainsi formulé, ce modèle à orbites elliptiques permet de retrouver les mêmes séries de raies spectrales que celui de Bohr, mais celles-ci peuvent être émises de différentes façons. De plus à la place d'une raie unique, apparaît un ensemble de raies très fines et très proches appelé multiplet. C'est ce qu'on appelle la structure fine de l'hydrogène.

En physique quantique et on le verra en détail plus loin, lorsque plusieurs états correspondent à une même énergie on dit qu'il y a dégénérescence. Le fait d'observer un multiplet indique une levée de cette dégénérescence ; levée qui peut être provoquée par divers mécanismes.

III. Limite de validité de la physique classique

Il apparaît que de nombreux faits expérimentaux, tels que ceux décrits dans les paragraphes précédents ne peuvent être décrits dans le cadre de la physique classique et nécessitent pour leur interprétation un nouveau formalisme introduisant des concepts de discontinuité.

La physique quantique s'est développée à partir de ces bases historiques et un nouveau formalisme intitulé "mécanique quantique" a été développé.

Son armature théorique repose sur une formulation mathématique élaborée mais les idées de base sont relativement simples et pertinentes.

Il faut cependant signaler que la physique classique n'est pas remise en question dans tous les domaines d'investigation. Elle continue à expliquer un grand nombre de phénomènes dans le monde macroscopique, mais sa validité s'avère limitée en ce qui concerne une description détaillée du mouvement des objets microscopiques et de l'interaction entre la matière et le rayonnement. Il est donc nécessaire de connaître la limite de validité de la physique quantique en cherchant un critère pour son application.

1- Critère d'application de la mécanique quantique

En mécanique la vitesse de la lumière c ; est la constante universelle qui permet de délimiter le domaine "non relativiste" du domaine "relativiste" : lorsque les vitesses envisagées dans un problème sont petites par rapport à c , un traitement "non relativiste" est suffisamment précis, par contre, dans le cas où ces vitesses se rapprochent de c , un traitement "relativiste" est alors nécessaire.

On peut se demander alors s'il existe une constante universelle qui jouerait un rôle analogue pour fixer un critère d'applicabilité de la mécanique quantique. Cette constante est incontestablement la constante de Planck h . La dimension de h peut être déterminée à partir de la relation $E = h\nu$ ou de la condition de quantification de Bohr : Cette constante a donc les dimensions d'un moment cinétique ou "action", on l'appelle "quantum d'action" et on la note A .

$$[h] = [\text{temps}][\text{énergie}] = [\text{longueur}][\text{quantité de mouvement}] = M L^2 T^{-1}$$

Il est également utile de remarquer que :

$$[h^2] = [\text{énergie}][\text{masse}][\text{longueur}]^2$$

En pratique, on utilise le plus souvent la constante : $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ qui se lit "h barre" et qui a, les mêmes dimensions que h et l'avantage d'être voisine de l'unité :

$$\hbar = (1,054592 \pm 0.000006) \cdot 10^{-34} \text{ SI}$$

On considérera désormais $\hbar$ comme la "vraie" constante de la physique quantique et le critère d'utilisation du formalisme quantique est le suivant :

"Si dans un système physique une quelconque variable dynamique naturelle ayant les dimensions d'une action prend une valeur numérique de l'ordre de la constante de Planck $\hbar$, le comportement du système doit être décrit dans le cadre de la mécanique quantique. Si, au contraire toutes les variables ayant les dimensions d'une action sont très grandes par rapport à $\hbar$, les lois de la physique classique sont valides".

Soit :

$$A \gg \hbar \quad \Rightarrow \quad \text{Mécanique classique}$$

$$A \ll \hbar \quad \Rightarrow \quad \text{Mécanique quantique}$$

2- Exemples

i) Montre

Une montre ordinaire a des parties mobiles de taille et masse typiques : une longueur $L \approx 10^{-3}$ mètre, une masse $M \approx 10^{-4}$ kg, et un temps typique T qui est la seconde.

L'action caractéristique est donc $A = ML^2T^{-1} \approx 10^{24} \hbar \gg \hbar$. La mécanique classique est donc suffisante !! Et les horlogers n'ont pas besoin de connaître la mécanique quantique pour fabriquer et réparer les montres.

ii) Atome d'hydrogène

L'atome d'hydrogène a une énergie d'ionisation $E = 13,6$ eV et un spectre caractérisé par une longueur d'onde minimale de l'ordre de 10^3 Å, soit une pulsation maximale $\omega \approx 2.1016$ s⁻¹. L'action caractéristique est : $A = \frac{E}{\omega} = \hbar$. On en conclut que l'atome d'hydrogène, et donc tous les atomes, ne peuvent être appréhendés sans recours à la mécanique quantique.

iii) Noyau atomique

L'énergie de liaison par nucléon dans un noyau ordinaire est de l'ordre de **8 MeV**, par ailleurs, le rayon du noyau est donné par $r = A^{1/3} r_0$ (A étant le nombre de masse et $r_0 \approx 1,3 \cdot 10^{-15}$ m). En prenant la masse du nucléon (proton ou neutron) $M = 1,6 \cdot 10^{-27}$ kg, on forme une action caractéristique valant $\sqrt{ME} r_0 \approx 0,5 \hbar$; la physique nucléaire est donc nécessairement quantique.

3- Systèmes d'unités de la physique quantique

Chaque domaine de la physique possède un système d'unités naturelles pour les grandeurs physiques qui y interviennent. Cela signifie que lorsqu'on exprime une grandeur physique quelconque dans ces unités, on doit atteindre des valeurs numériques raisonnables qui peuvent varier entre 10^{-6} et 10^6 par exemple, mais ne jamais comporter des valeurs aussi hallucinantes que 10^{-20} ou 10^{-30} .

Or, nous avons vu que les constantes physiques intervenant en physique quantique sont très petites lorsqu'elles sont exprimées dans nos systèmes macroscopiques habituels. En effet :

$$\hbar = 1,05 \times 10^{-34} \text{ J.s}$$

$$e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$$

$$m_e = 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

$$m_p = 1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

Il est donc nécessaire d'introduire de nouvelles unités propres à cette microphysique.

3-1- Unités de la physique quantique

i) Unité de masse

C'est l'unité de masse atomique (u. m. a), elle est définie à partir de la masse de l'isotope C^{12} du carbone où on attribue à l'atome de cet isotope une masse de 12 unités de masse atomique de sorte qu'on a :

$$1 \text{ uma} = \frac{1}{12} (\text{masse d'un atome de carbone } C^{12}) = (1.66053 \pm 0.00001) 10^{-27} \text{ kg}$$

Le nombre d'Avogadro N ($N = 6,02 \cdot 10^{23}$) est alors défini comme le nombre d'atomes dans 12 grammes de C^{12} isotopiquement pur.

Dans cette nouvelle unité la masse du proton est 1,0073 u. m. a et est très proche de l'unité. Par exemple le poids atomique de l'oxygène naturel est 15,9994 et est voisin de la valeur 16 de l'échelle des chimistes.

ii) Unité de longueur

Le mètre est une unité trop grande pour décrire la dimension des atomes et des molécules, c'est pour cette raison qu'on utilise l'angström qui est une unité de longueur plus adaptée à la microphysique :

$$1 \text{ Angström} = 1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$$

Ainsi le rayon de Bohr devient égal à 0,529 Å. On utilise également en physique nucléaire le fermi qui est de l'ordre de grandeur de la dimension du noyau atomique.

$$1 \text{ Fermi} = 1 \text{ F} = 10^{-15} \text{ m}$$

iii) Unité de temps

La seconde est aussi une unité de mesure très grande pour décrire la durée de certains phénomènes quantiques (temps de relaxation, durée de vie des états excités, temps de recombinaison,). On utilise alors les sous-multiples de la seconde.

$$1 \text{ ms} = \text{milliseconde} = 10^{-3} \text{ s}$$

$$1 \text{ } \mu\text{s} = \text{microseconde} = 10^{-6} \text{ s}$$

$$1 \text{ ns} = \text{nanoseconde} = 10^{-9} \text{ s}$$

$$1 \text{ ps} = \text{picoseconde} = 10^{-12} \text{ s}$$

iv) Unité d'énergie

Le joule et la calorie ne sont pas des unités naturelles pour la physique quantique. L'unité la plus adaptée est l'électronvolt (eV). Elle est définie comme l'énergie acquise par une charge élémentaire subissant une chute de potentiel de un volt.

$$1 \text{ eV} = 1,6021910^{-19} \text{ J}$$

Ainsi les diverses transitions atomiques se font à des énergies de l'ordre de l'eV. On utilise également pour la physique des particules les multiples de l'électronvolt :

$$1 \text{ K eV} = \text{kiloélectronvolt} = 10^3 \text{ eV}$$

$$1 \text{ MeV} = \text{mégaélectronvolts} = 10^6 \text{ eV}$$

$$1 \text{ GeV} = \text{gigaélectronvolt} = 10^9 \text{ eV}$$

3- 2- Unités de Planck

Il est possible de construire à partir de la constante de Planck h de la vitesse de la lumière C et de la constante de gravitation G trois unités naturelles de longueur, de temps et de masse appelées unités de Planck. Elles sont définies de la façon suivante :

$$L_P = \left(\frac{\hbar G}{C^3}\right)^{1/2} = 1,6 \times 10^{-35} \text{ m} \quad : \quad \text{Longueur de Planck}$$

$$T_P = \frac{L_P}{C} = \left(\frac{\hbar G}{C^5}\right)^{1/2} = 5,4 \times 10^{-44} \text{ s} \quad : \quad \text{Temps de Planck}$$

$$M_P = \left(\frac{\hbar C}{G}\right)^{1/2} = 2,2 \times 10^{-8} \text{ kg} \quad : \quad \text{Masse de Planck}$$

L_P , T_P pourraient jouer respectivement le rôle de quanta pour l'espace et le temps et M_P interviendrait dans certains modèles d'unification des interactions fondamentales.

Conclusion

La physique quantique est domaine très vaste et primordial pour résoudre tous les problèmes de la science à l'échelle microscopique.