Chapitre 28

Introduction à la physique quantique

1 La théorie quantique

1.a État de la physique en 1900

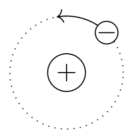
La physique a considérablement progressé au 18^e et 19^e siècles, notamment grâce aux théories de Newton (18^e) et à Maxwell (19^e) qui ont établi les lois de la mécanique, de la gravitation et de l'électromagnétisme. Elles permettent d'expliquer la *quasi-totalité* des phénomènes observés.

1.b L'avénement de la physique quantique

En 1900 il reste quelques phénomènes inexpliqués :

La stabilité de l'électron autour du noyau d'un atome

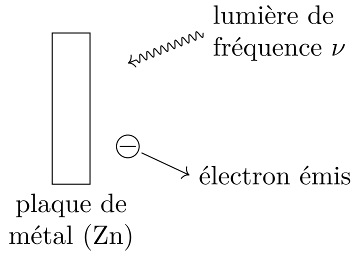
L'électron − tourne autour du noyau + donc il accélère. Maxwell a montré qu'une charge qui accélère rayonne une onde et donc perd de l'énergie.



questions :

- Pourquoi n'observe-t-on pas de rayonnement ?
- Pourquoi l'électron ne s'écrase-t-il pas sur le noyau ?

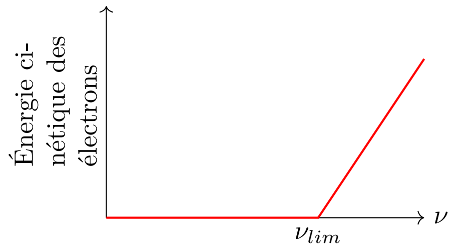
Effet photo-électrique (1883) (Heinrich Hertz 1857-1894)



Lorsqu'on éclaire un métal, dans certaines conditions des électrons sont émispar la surface éclairée.

Interprétation : La lumière transfert son énergie aux électrons qui peuvent alors échapper au métal.

problème : Il existe une fréquence *seuil* ν_{lim} en dessous de laquelle aucun électron n'est émis :



Au-delà de ν_{lim}, l'énergie cinétique des électrons est

$$E_c = h\nu - W$$

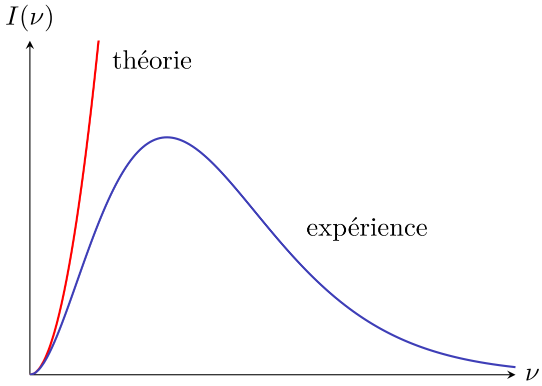
$h \simeq 6{,}63 \times 10^{-34}$ Js : Constante de Planck.
W : Constante caractéristique du métal

Le spectre du corps noir

Lorsqu'un corps est chauffé, il émet de la lumière. Les lois de la physique classique prévoient un spectre émis de la forme $I(\nu) \propto \nu^2$. Donc $I(\nu)$ diverge vers $+\infty$ lorsque ν augmente. C'est physiquement impossible et en contradiction flagrante avec l'expérience.

On a donné à ce problème le nom de *catastrophe ultraviolette*.

En réalité, $I(\nu) \propto \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT)-1}$ qui tend vers 0 quand ν tend vers $+\infty$.



2 Quantification de la lumière : le photon

2.a Définition

Pour expliquer l'effet photo-électrique, Albert Einstein (1879-1955) a supposé en 1905 que l'énergie lumineuse est transportée par paquets quantifiés, des quanta de lumière.

Ce sont ces paquets d'énergie lumineuse que l'on appelle **photons**.

Pour une lumière monochromatique de fréquence ν, l'énergie d'un photon (paquet d'énergie) est

$$\boxed{E = h\nu} \tag{28.1}$$

avec $h \simeq 6{,}63 \times 10^{-34}$ Js $\simeq 4{,}14$ eVs

Le photon possède aussi une quantité de mouvement (même si sa masse est strictement nulle) qui vaut

$$\boxed{p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}} \tag{28.2}$$

Application

Calcul de l'énergie d'un photon visible : $E \simeq 2{,}5$ eV

2.b Absorption et émission de photons

Lorsqu'un électron absorbe un photon de fréquence ν, son énergie augmente de $\Delta E = h\nu$.

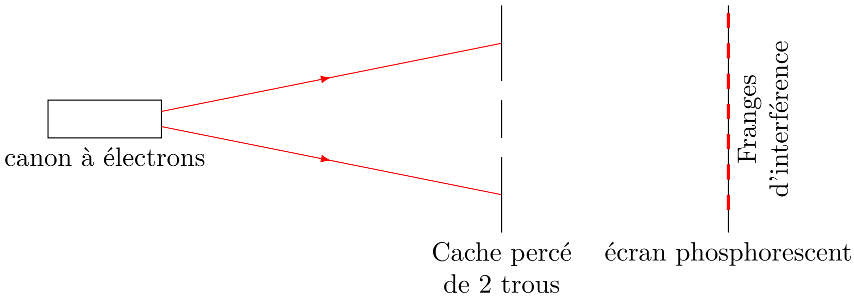
Un électron situé sur un niveau d'énergie E_1 ne peut absorber un photon de fréquence ν que s'il existe un niveau d'énergie E_n accessible tel que $E_n - E_1 = h\nu$.

Un électron qui passe d'un niveau d'énergie élevé E_i à un niveau d'énergie plus basse E_j *peut* émettre un photon à la fréquence ν telle que :

$$\boxed{E_i - E_j = h\nu} \tag{28.3}$$

3 Dualité onde-particule pour la matière

3.a Expérience



Lorsqu'on réalise l'expérience des fentes d'Young avec des électrons, on observe également des interférences, même lorsque les électrons sont envoyés un par un ! (Vidéo des interférences avec des électron)

3.b Longueur d'onde de De Broglie (1892-1987)

On peut associer à tout objet matériel de quantité de mouvement $p = mv$ une longueur d'onde λ telle que :

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{p}} \tag{28.4}$$

remarques :

— Pour un objet macroscopique, $m \simeq 1\,\text{g}$ à une vitesse $v \simeq 1\,\text{m/s}$, on trouve $\lambda \simeq 7 \times 10^{-31}\,\text{m}$. Ce qui explique pourquoi on n'observe pas d'effet quantique à l'échelle macroscopique.

— Lorsque v augmente, λ diminue $\rightarrow$ principe du microscope électronique.

4 La fonction d'onde

4.a Introduction

En physique quantique, une particule n'a plus de trajectoire bien définie, mais une *fonction d'onde* $\Psi(M,t)$ (fonction de $\mathbb{R}^3 \times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{C}$) dont l'évolution est gouvernée par l'équation de Schrödinger (équivalent du PFD de la physique classique). Pour information l'équation de Schrödinger est de la forme :

$$i\hbar \frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t} = H(\Psi)$$

H est l'opérateur Hamiltonien qui dépend de l'environnement dans lequel évolue la particule. C'est une équation différentielle qui peut être bien difficile (voire impossible) à résoudre en pratique.

La position dans l'espace d'une particule quantique n'est pas bien définie, et lorsqu'on la mesure, la probabilité dP de la trouver dans un *petit* volume dV autour d'un point M est :

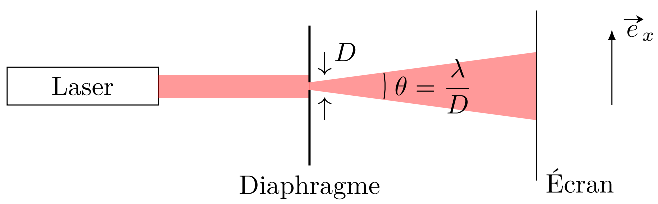
$$dP = |\Psi(M,t)|^2\, dV$$

$|\Psi(M,t)|^2$ représente une probabilité de présence de la particule par unité de volume au point M et au temps t.

4.b Inégalité de Heisenberg spatiale

Une conséquence de la descrition d'une particule en terme de fonction d'onde est que l'on ne pourra plus définir aussi précisément que l'on voudra la position et/ou la quantité de mouvement d'une particule.

Pour le comprendre, prenons l'exemple d'un faisceau de lumière qui passe à travers une petite ouverture :



Avant l'ouverture, on remarque que la projection de la quantité de mouvement des photons sur l'axe $\vec{e}_x$ est nulle, par contre on ne peut pas définir clairement la position d'un photon sur l'axe $\vec{e}_x$.

Au moment ou le faisceau laser passe par l'ouverture, la position du photon sur l'axe x est définie avec une incertitude qui vaut $\Delta x \approx D$. Le photon est mieux localisé qu'avant l'ouverture. Par contre, on remarque qu'à ce moment, la projection de la quantité de mouvement sur l'axe x devient incertaine. Elle est comprise dans un intervalle $\Delta p_x = p\sin(\theta) \approx p\theta \approx \frac{h}{D}$. On obtient alors la relation suivante entre Δx et Δp_x :

$$\Delta x \Delta p_x \approx h \tag{28.5}$$

Et on peut démontrer que cette relation est très générale. Elle porte le nom d'inégalité de Heisenberg et pour une particule, on a en général

$$\boxed{\Delta p_x \Delta x \geq \hbar} \tag{28.6}$$

avec $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

5 Les niveaux d'énergie d'un atome

Pour résoudre le problème de la stabilité des atomes, Niels Bohr (1885-1962) propose un modèle pour décrire l'atome d'hydrogène. Il suppose que les orbites des électrons autour du noyaux sont circulaires, mais que les seules orbites autorisées sont celles telles que le moment cinétique orbital de l'électron quantifié, c'est à dire que sa norme est de la forme :

$$||\vec{L}|| = n\hbar \tag{28.7}$$

Le mouvement de l'électron autour du noyau dans un atome d'hydrogène est un mouvement à force centrale, la force subie par l'électron est

$$\vec{F} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\vec{e}_r = -\frac{K}{r^2}\vec{e}_r \tag{28.8}$$

avec $K = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}$

On a montré dans le chapitre sur les forces centrales, que dans ce cas, l'énergie mécanique de l'électron sur une orbite circulaire de rayon r est :

$$E_m = -\frac{K}{2r} \tag{28.9}$$

Le principe fondamental de la dynamique permet de trouver la vitesse de l'électron sur une orbite circulaire de rayon r :

$$m\frac{v^2}{r} = \frac{K}{r^2} \Leftrightarrow v = \sqrt{\frac{K}{mr}} \tag{28.10}$$

et donc, le moment cinétique de l'électron s'écrit comme

$$L = mrv = \sqrt{Kmr} \tag{28.11}$$

En utilisant la condition de quantification imposée par Bohr, on obtient :

$$\sqrt{Kmr} = n\hbar \Leftrightarrow r = n^2\frac{\hbar^2}{Km} \tag{28.12}$$

On a donc déterminé les rayons r_n des orbites autorisées :

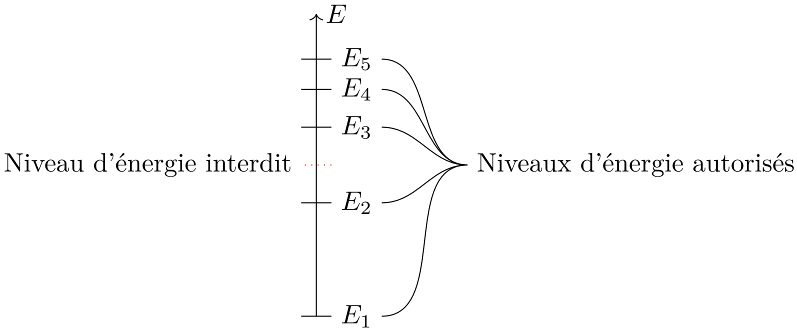
$$\boxed{r_n = n^2\frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2}} \tag{28.13}$$

Et on en déduit les énergies permises pour l'électron autour de l'atome d'hydrogène :

$$\boxed{E_n = -\frac{K}{2r_n} = -\frac{K^2m}{2\hbar^2}\frac{1}{n^2} = \frac{E_1}{n^2}} \tag{28.14}$$

avec $E_1 = -\frac{K^2m}{2\hbar^2} \approx -13{,}6\,\text{eV}$

On peut représenter les **niveaux d'énergie** accessibles à un électron dans un atome :



L'électron ne rayonne de l'énergie que lors d'une transition vers un niveau de plus basse énergie. Lorsqu'il atteint le niveau de plus basse énergie (niveau fondamental E_0), il ne peut plus perdre d'énergie, l'atome est stable. Les *niveaux d'anergie* de l'atome d'hydrogène prévus avec le modèle de Bohr sont tout-à-fait compatibles avec les niveaux d'énergie observés expérimentalement. Cependant, pour des atomes à plusieurs électrons, le modèle de Bohr n'est pas applicable. Il fait également appel à une quantification du moment cinétique de l'électron que l'on a bien du mal à expliquer dans le cadre de la mécanique classique. Il reste donc très limité et ne permet pas de rendre compte d'autres propriétés des atomes. Il ne permet pas non plus de comprendre comment un électron qui *tourne* autour d'un noyau, peut ne pas rayonner d'onde électromagnétique comme le prévoit la théorie de l'électromagnétisme de Maxwell.