

# CHAPITRE 1

---

## Mise en évidence de phénomènes quantiques

---

### I Aperçu

- Dans ce chapitre, nous présentons différentes expériences qui rendent nécessaire une description quantique de la matière et du rayonnement (en termes de quanta). Elles montrent que les échanges rayonnement-matière ne peuvent se faire que par paquets d'énergie. De la même façon, les grandeurs physiques comme l'énergie des atomes et molécules, ou les moments magnétiques atomiques, sont aussi quantifiées. Cela signifie que la mesure de ces quantités donne un ensemble de résultats discrets.
- Le rayonnement électromagnétique possède des propriétés qui incitent à une description corpusculaire (en termes de particules). Inversement, des expériences d'interférence et de diffraction mettant en jeu *a priori* des particules nécessitent une interprétation ondulatoire.
- Les expériences d'interférence donnent lieu à une interprétation statistique du comportement des particules. Pour une seule particule, un comportement probabiliste est mis en évidence. Une fonction d'onde, amplitude de probabilité de présence, est introduite.



---

1. Louis de Broglie (1892-1987), physicien français, soutient en 1924 sa thèse consacrée à la “Théorie des quanta”, après une licence d’histoire et plusieurs années passées au service de radio de l’armée pendant la première guerre mondiale. Il y développe une théorie ondulatoire de la matière, dont les conséquences sont vérifiées expérimentalement les années suivantes, et qui guidera Erwin Schrödinger vers une théorie quantique ondulatoire.

Depuis le début du vingtième siècle, une série spectaculaire de résultats expérimentaux et théoriques ont montré la nécessité de décrire les phénomènes électromagnétiques et la matière en terme de quants<sup>1</sup>, c'est-à-dire d'objets physiques quantifiés, et ayant à la fois une nature ondulatoire et corpusculaire. Voici quelques-uns de ces résultats.

## II Quantification

### II.1 L'effet photoélectrique - quantification des échanges rayonnement-matière

#### II.1.a Description

Sous certaines conditions, un faisceau lumineux frappant un solide métallique peut éjecter des électrons. Découvert par Hertz, cet effet photoélectrique est étudié plus précisément par Millikan à partir de 1905. Son interprétation en 1905 vaudra à Einstein le prix Nobel de physique en 1921. Les observations expérimentales principales sont les suivantes : pour un métal donné éclairé par un faisceau lumineux dont on peut faire varier la longueur d'onde  $\lambda$  et l'intensité,

- il existe une longueur d'onde seuil  $\lambda_s$  au-delà de laquelle aucun électron n'est éjecté même en augmentant la puissance lumineuse. Pour obtenir des électrons éjectés, il faut  $\lambda \leq \lambda_s$ , c'est-à-dire une fréquence  $\nu \geq \nu_s$ .
- pour  $\nu \geq \nu_s$ , des électrons sont éjectés même si la puissance lumineuse est très faible.

Supposons qu'un électron peut être libéré si le rayonnement lui fournit une énergie supérieure à la valeur absolue de son énergie de liaison  $|E_{\text{liaison}}|$  dans le métal. La question est : pourquoi un faisceau de grande puissance ou une grande durée d'éclairement ne permet-il pas d'extraire d'électron (indépendamment de la fréquence du rayonnement) ? Classiquement, l'énergie transférée du rayonnement aux électrons augmente en effet avec le temps, proportionnellement à la puissance lumineuse. On ne devrait donc pas mesurer de "fréquence seuil" pour observer l'éjection d'électrons.

L'interprétation proposée par Einstein est que les échanges ne peuvent se faire que par paquets d'énergie (quantum d'énergie  $\varepsilon$ ) dépendant de la fréquence. Ces échanges sont associés à l'absorption (ou l'émission) d'un quantum appelé photon, d'énergie  $\varepsilon$ . Augmenter l'intensité du rayonnement revient à augmenter le nombre de quants par unité de temps (pour une surface donnée), mais pas leur énergie. Pour  $\nu < \nu_s$ , l'énergie potentiellement reçue par un électron de la part d'un photon est insuffisante pour lui permettre d'être libéré : aucun photon n'est absorbé et l'électron reste lié.

---

1. Le terme de quanton a été introduit par J-M. Lévy-Leblond<sup>[1]</sup>. Dans cet ouvrage, nous utilisons le terme de quanton, mais aussi celui d'onde ou de corpuscule selon que la situation fait appel plutôt aux propriétés ondulatoires, ou plutôt aux propriétés corpusculaires du quanton.

### II.1.b Analyse détaillée

Intéressons-nous aux résultats expérimentaux pour préciser la dépendance de  $\varepsilon$  avec  $\nu$ .

**Dispositif expérimental et résultats :** Le dispositif expérimental est constitué d'une plaque métallique C (la cathode) éclairée par une source de puissance  $P$  de fréquence  $\nu$ . Sous l'action du rayonnement, des électrons peuvent être arrachés à la cathode C et recueillis sur une autre plaque A (l'anode), qui est portée à un potentiel  $U$  par rapport à la cathode. Le courant  $I$  est mesuré par un ampèremètre. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1.1.

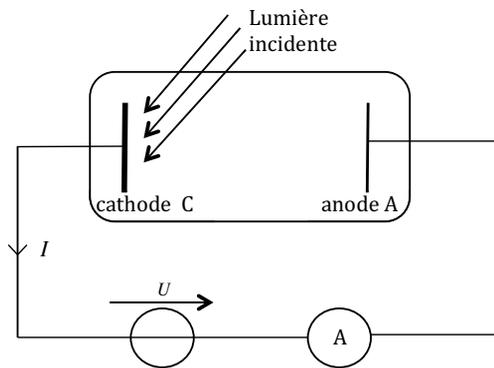


FIGURE 1.1 – Dispositif expérimental de la mise en évidence de l'effet photoélectrique.

On constate

- que pour une fréquence  $\nu < \nu_S$ , il n'est pas possible de recueillir de courant.
- qu'il existe un seuil  $U_0 < 0$  de  $U = V_A - V_C$  en-dessous duquel, quelle que soit la puissance lumineuse, on ne recueille aucun courant (voir figure 1.2 (a)).

**Interprétation :** Un électron peut être libéré si le rayonnement lui fournit une énergie supérieure à la valeur absolue de son énergie de liaison  $|E_{\text{liaison}}|$ , appelée aussi travail d'extraction. Pour  $\nu < \nu_S$ , l'énergie potentiellement reçue par un électron de la part du rayonnement est insuffisante pour lui permettre d'être libéré. Ceci suggère que les échanges ne peuvent se faire que par paquets d'énergie (quanta d'énergie  $\varepsilon$ ) dépendant de la fréquence.

Supposons qu'un électron soit libéré avec une énergie cinétique initiale  $E_{ci}$ . Par conservation de l'énergie :

$$\varepsilon = E_{ci} + |E_{\text{liaison}}|.$$

Une fois l'électron libéré, l'énergie mécanique  $E_m = E_c - eV$  de l'électron se conserve

$$E_{cf} - eV_A = E_{ci} - eV_C.$$

Pour que l'électron puisse atteindre l'anode avec une énergie cinétique  $E_{cf} \geq 0$ , il faut :  $E_{ci} + eU \geq 0$ , soit

$$eU \geq -(\varepsilon - |E_{\text{liaison}}|).$$

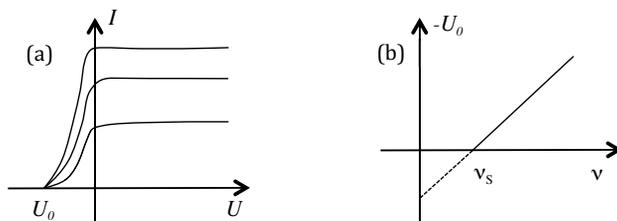


FIGURE 1.2 – (a) Photocourant en fonction de la tension  $U$  pour un faisceau lumineux de fréquence donnée pour trois intensités lumineuses : la tension minimale  $U_0 < 0$  est indépendante de l'intensité lumineuse.  $I = f(U)$  devient constante pour  $U \geq 0$ , cette constante augmentant quand l'intensité lumineuse augmente. (b) Evolution de  $-U_0$  en fonction de la fréquence  $\nu$ .

Expérimentalement, la valeur minimale  $U_0 = -\frac{1}{e}(\varepsilon - |E_{\text{liaison}}|)$  varie linéairement en fonction de  $\nu$  (voir figure 1.2 (b)), ce qui impose que  $\varepsilon$  varie linéairement avec  $\nu$ . On obtient que le quantum d'énergie échangée est

$$\varepsilon = h\nu,$$

où  $h = 6,6261 \cdot 10^{-34}$  J.s est la constante de Planck<sup>1</sup>, qui peut être mesurée à partir de la pente de la droite donnant  $U_0(\nu)$ , égale à  $-\frac{h}{e}$ . L'intersection avec l'axe des abscisses donne le seuil en fréquence  $\nu_s$ , qui correspond à  $h\nu_s = |E_{\text{liaison}}|$ . L'étude de la courbe  $I = f(U)$  montre qu'une puissance plus importante ne permet pas de modifier la valeur minimale de la fréquence permettant d'arracher des électrons, mais seulement d'avoir un nombre plus important de quanta échangés, et donc d'électrons libérés.

Élément	Na	Pb	Cu	Fe	Pt
$W_{\text{ext}} =  E_{\text{liaison}} $ en eV	2,36	4,25	4,48	4,67	5,64

TABLE 1.1 – Travail d'extraction  $W_{\text{ext}} = |E_{\text{liaison}}|$  pour différents éléments

L'effet photoélectrique met ainsi en évidence le fait que les échanges ne peuvent se faire que par paquets d'énergie (quantum d'énergie). L'interprétation de ce phénomène correspond au fait que les échanges entre la lumière et la matière se font par l'absorption ou l'émission d'un quantum appelé photon, dont l'énergie est  $\varepsilon = h\nu$ . Le rayonnement lui-même est quantifié<sup>2</sup>.

1. La constante  $h$  avait été introduite en 1900 par Max Planck à propos d'un autre problème inexplicable par la physique classique, le rayonnement du corps noir (voir "Pour aller plus loin" en fin de chapitre).

2. Cf. III et analyse de document en fin de chapitre.

## II.2 Quantification des niveaux d'énergie atomiques

### II.2.a Spectres atomiques

Les éléments chimiques émettent des rayonnements électromagnétiques de longueurs d'onde caractéristiques de chaque élément, lorsqu'ils sont brûlés ou excités par une décharge électrique. Ils sont également capables d'absorber un rayonnement électromagnétique. Les expériences de spectroscopie utilisant des prismes ou des réseaux permettent de connaître précisément les spectres atomiques d'émission et d'absorption, c'est-à-dire les longueurs d'onde susceptibles d'être émises ou absorbées par tel ou tel atome. Dans le cas de l'atome d'hydrogène, les travaux de Balmer, puis de Rydberg et Ritz ont permis à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, d'exprimer les longueurs d'onde émises ou absorbées sous la forme

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

où  $R_H = 1,097.10^7 \text{m}^{-1}$  est la constante de Rydberg, et  $n, m$  des entiers naturels.

L'interprétation de ces résultats en termes de niveaux d'énergie atomiques est proposée par Niels Bohr en 1913 : l'émission de rayonnement électromagnétique accompagne la désexcitation d'un électron passant d'un état d'énergie  $E_m$  vers un état d'énergie inférieure  $E_n$ . La conservation de l'énergie est ainsi assurée par émission d'un quantum d'énergie électromagnétique :

$$h\nu = E_m - E_n.$$

Inversement l'absorption de rayonnement électromagnétique permet une excitation électronique, l'électron atomique passant d'un état d'énergie  $E_n$  à un état d'énergie plus grande  $E_m$ . La comparaison avec l'expérience conduit ainsi, à une constante additive près, à

$$E_n = -hcR_H \frac{1}{n^2}$$

soit numériquement, en eV :

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2}.$$

Comment Bohr en arrive-t-il là ? En 1911 Rutherford montre en bombardant des noyaux d'or avec des noyaux d'hélium (particules  $\alpha$ ) que, contrairement à ce qu'on pensait à l'époque, la structure atomique est lacunaire, c'est-à-dire que le noyau occupe un très petit volume (sa dimension est de l'ordre de  $10^{-15} \text{m}$ ). Rutherford propose un modèle dans lequel les électrons chargés négativement se déplacent autour du noyau comme les planètes autour du Soleil, avec par conséquent un vecteur accélération non nul. Ce modèle pose des difficultés car on sait qu'une charge accélérée rayonne et par conséquent perd de l'énergie, conduisant à un "effondrement des électrons sur le noyau". Par ailleurs le modèle n'est pas cohérent avec les spectres discrets observés. Niels Bohr propose une adaptation du modèle en supposant que :

- seules certaines trajectoires circulaires sont possibles et correspondent à des états stationnaires d'énergie définie dans lesquels les électrons ne rayonnent pas d'énergie,
- ces trajectoires possibles obéissent à une loi de quantification du moment cinétique de l'électron ( $L = n\hbar$  où la constante  $\hbar$  est définie par  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ),
- l'émission et l'absorption de rayonnement électromagnétique par l'atome correspond à une transition entre deux états stationnaires  $E_n$  et  $E_m$  et la fréquence du rayonnement émis ou absorbé est  $\nu$  telle que

$$E_m - E_n = h\nu.$$

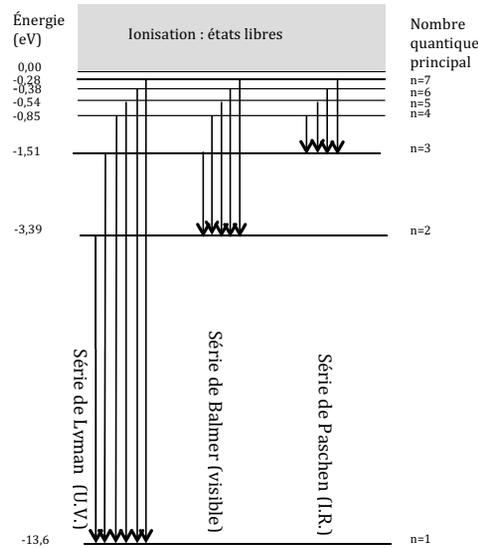


FIGURE 1.3 – Niveaux d'énergie de l'hydrogène.

Le modèle de Bohr (voir l'application 1) apparaît aujourd'hui insuffisant et un traitement quantique plus élaboré est nécessaire. Mais cette théorie a rencontré un grand succès car elle permet de décrire exactement le spectre de l'hydrogène (voir figure 1.3). Quelques raffinements du modèle ont été proposés par Sommerfeld.

#### Application 1 : modèle semi-classique de Bohr

Considérons un atome constitué d'un noyau fixe en  $O$  de charge  $Ze$  et d'un électron de position  $M$  de masse  $m$ , de charge  $-e$  en mouvement circulaire autour du noyau.

1. Exprimer la relation entre la vitesse  $v$  de l'électron et le rayon de sa trajectoire  $r$ .

2. Exprimer l'énergie cinétique, l'énergie potentielle, l'énergie mécanique de l'électron en fonction de  $e, r, Z, \varepsilon_0$ . 3. Exprimer son moment cinétique  $\vec{L}_O$  en  $O$ . En appliquant la relation de quantification  $|\vec{L}_O| = n\hbar$ , en déduire son énergie mécanique en fonction de  $E_0 = \frac{m}{2} \left( \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar} \right)^2$ . Montrer que les énergies et les rayons des trajectoires sont quantifiés.

1. La force électrique est  $\vec{F} = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \vec{u}_r$ . La relation fondamentale de la dynamique s'écrit, en coordonnées polaires dans le plan de la trajectoire

$$\begin{cases} -mr\dot{\theta}^2 = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \\ mr\ddot{\theta} = 0 \end{cases}.$$

Le mouvement est circulaire uniforme et la vitesse, orthoradiale, est de norme

$$v = |r\dot{\theta}| = \sqrt{\frac{Ze^2}{4\pi m \varepsilon_0 r}}.$$

2.  $E_c = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$ . L'énergie potentielle  $E_p$  vérifie  $\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}}(E_p)$ . D'où  $E_p = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$  en choisissant  $E_p \rightarrow 0$  quand  $r \rightarrow \infty$ . L'énergie mécanique est  $E_m = E_c + E_p = -\frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$ .

3.  $\vec{L}_O = \overrightarrow{OM} \wedge m\vec{v} = r\vec{u}_r \wedge mv\vec{u}_\theta = \sqrt{\frac{mZe^2 r}{4\pi\varepsilon_0}} \vec{u}_z$ . D'où avec la condition de quantification  $\frac{mZe^2 r}{4\pi\varepsilon_0} = n^2\hbar^2$ . Cela donne  $E_n = -\frac{E_0}{n^2}$ . Le rayon est  $r_n = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi\varepsilon_0}{mZe^2} = n^2 \frac{a_0}{Z}$ . L'énergie la plus basse est  $E_1 = -E_0$ . La valeur  $E_0 = 13,6 \text{ eV}$  obtenue pour  $Z = 1$  correspond à l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène. De même  $a_0 = 0,53.10^{-10} \text{ m}$  correspond au rayon, connu, d'un atome d'hydrogène.

La confirmation expérimentale de la quantification des niveaux d'énergie atomique est réalisée par Franck et Hertz.

### II.2.b Expérience de Franck et Hertz (1914) - quantification des niveaux d'énergie atomiques

Franck et Hertz décident d'étudier les niveaux atomiques des atomes d'une vapeur soumis à un bombardement d'électrons.

**Dispositif expérimental** (illustré par la figure 1.4) : une ampoule contient un gaz atomique à basse pression (du mercure dans l'expérience originale). Un filament, porté au potentiel 0 et chauffé, émet des électrons. La grille est portée à un potentiel  $V_g > 0$ , variable entre 0 et 50 V environ, et les électrons sont ainsi accélérés par le champ électrique entre le filament et la grille. Après être passés à travers la grille, les électrons sont ralentis, car l'électrode collectrice a un potentiel légèrement inférieur  $V_g - v$  où  $v$  est de l'ordre du volt. Les électrons qui traversent la grille avec une énergie cinétique  $E_c$  sont soumis entre la grille et l'électrode collectrice à une force de freinage. Ils peuvent cependant parvenir jusqu'à l'électrode si  $E'_c = E_c - ev \geq 0$ . Cette

tension décélétratrice a pour but d'empêcher les électrons d'énergie inférieure à une certaine valeur minimale de participer au courant. Notons que si l'ampoule est vide, les électrons traversent la grille avec une énergie cinétique  $E_c = eV_g$  et sont tous collectés sur l'électrode si  $V_g - v \geq 0$ . On étudie le courant  $I$  en fonction de  $V_g$ .

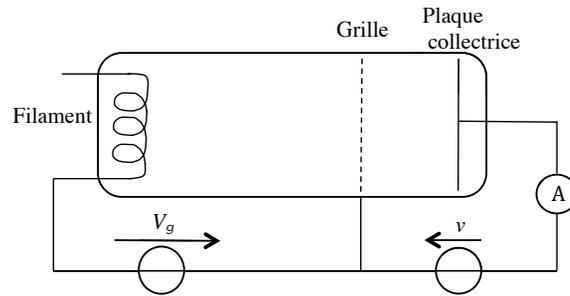
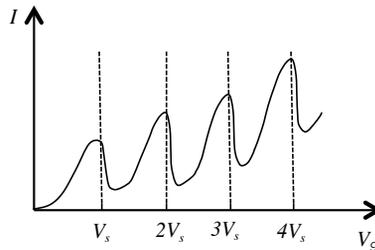


FIGURE 1.4 – Principe du dispositif de Franck et Hertz

**Résultats :** La variation typique  $I(V_g)$  est donnée sur la figure 1.5 ci-dessous. Sur la courbe  $I(V_g)$ , on voit que pour  $V_g$  faible, le courant augmente régulièrement. Puis lorsqu'il atteint une valeur seuil  $V_s$ , le courant chute brutalement puis ré-augmente jusqu'à ce que  $V_g$  soit égal à  $2V_s$ , où il chute à nouveau. Le phénomène se reproduit pour  $V_g = 3V_s, 4V_s, 5V_s, \dots$

FIGURE 1.5 – Intensité en fonction de  $V_g$  (expérience de Franck et Hertz)

**Interprétation :** En l'absence d'interactions entre les électrons émis par le filament et les atomes, on s'attendrait à une augmentation de l'énergie cinétique en sortie de la grille des électrons avec  $V_g$ , donc à une augmentation régulière du courant.

Les chutes successives dans l'intensité du courant s'expliquent par des collisions inélastiques avec les atomes, c'est-à-dire des interactions électron-atome qui conduisent à une excitation électronique de l'atome. Supposons qu'au cours d'une telle interaction avec un atome, un électron cède à l'atome une énergie  $W$ . Dans ce cas, l'énergie cinétique de l'électron chute et peut ne pas être suffisante pour atteindre l'électrode collectrice, entraînant une baisse du courant.