

Chapitre I: Les phénomènes quantiques

I. Introduction

I.1_La physique classique :

(1) déterminisme: la grande horloge cosmique est réglée une bonne fois pour toute/ la nature et notre existence propre sont entièrement déterminés, tant dans le passé que dans l'avenir.

- *la période de pluies est définie et le début de la saison des pluies est remarquée à travers un arbre qui commence à fleurir ou d'un arbre qui perd ses feuilles;*
- *Les jours de la naissance fixés et irréversibles.* La physique classique c'est le bon sens. On peut visualiser le domaine classique.
- *Tout ce qui nous arrive entre dans l'ordre normal des choses: les maladies, les mariages, les divorces, les décès, les événements heureux ou malheureux;*
- *Les mouvements d'un avion, de la charrette, de la voiture, du « diakarta » sont bien maîtrisés:*

(2) objectivité: les objets existent objectivement; ils sont là, qu'ils soient observés ou pas

La physique classique a connu les pierres d'achoppement non exhaustives suivantes:

- ❖ constante c de la vitesse de la lumière;
- ❖ rayonnement calorifique des corps chauffés;
- ❖ effet photoélectrique;
- ❖ effet Compton;
- ❖ radioactivité

I.2_La mécanique quantique



Mécanique quantique est rationnellement compréhensible mais ne peut être visualisée



Réalité créée par l'observateur



Etrangeté quantique:

Manque d'objectivité;

Indétermination(**les événements physiques sont à tout jamais imprévisibles et impossibles à connaître**);

Réalité créée par l'observateur

L'étrangeté quantique apparaît dès qu'on veut étudier les atomes, les électrons, les photons. Exemple: il est impossible de déterminer **simultanément la vitesse et la position** d'un électron.

Mécanique des matrices

- Ayant pour objet, comment s'effectuent les transitions électronique;
- Permet l'étude du spectre de l'atome d'hydrogène, étude faite Pauli
- La position d'une particule est décrite par une matrice, et non par un nombre;
- Inventé en 1 jour et une nuit par Heisenberg à Helgoland;
- Article achevé en 1925;
- Reformulation par Paul Dirac vers la fin de l'année 1925;
- Première étape vers la théorie quantique.



Mécanique ondulatoire

- inventeur: Max Born qui reconnut à partir du travail de Heisenberg, l'algèbre des matrices;
 - Créée car il y avait une autre conception de l'atome- le conception de dualité « onde-particule » était déjà énoncé par Louis de Broglie;
 - Heisenberg établit, en 1926, l'équation l'équation à laquelle la forme ondulatoire de l'électron devait obéir;
 - Elle est basée sur l'interprétation des ondes de Louis De Broglie de Schrodinger: électron= onde de matière; de Schrodinger: électron= onde de matière; le concept de particule est erroné ou approximatif (Schrodinger, Max Planck, Einstein)
- Interprétation rejetée par le Groupe de Göttingen (Max Born,): la mesure de la probabilité de trouver un électron en un point donné de l'espace/ ONDE DE PROBABILITE/ fin du déterminisme



Mécanique quantique

- équivalence des deux mécaniques montrée par Dirac:
représentation de Heisenberg(matrices) et représentation de Schrödinger (ondes);
- **la théorie quantique est décrite par l'interprétation de Copenhague:**

II. RAYONNEMENT DU CORPS NOIR

II. 1_ LOIS FONDAMENTALES AU JUGE DU RAYONNEMENT THERMIQUE:

Première loi: Plus la température d'un corps est élevée, plus il éclaire.

Deuxième loi: la lueur du corps change de couleur à mesure que s'élève sa température

L'inconvénient de ces deux lois est qu'elles se faisaient au jugé. Il faut des nombres précis aux physiciens et pour cela il fallait un corps standard. C'est ce qui est à l'origine du **corps noir**

II.2_ LOIS FONDAMENTALES EXACTE DU RAYONNEMENT THERMIQUE

Loi de Stefan Boltzmann: Le pouvoir rayonnant du corps ou radiance est proportionnel à la quatrième puissance de sa température absolue.

Loi de Wien: Lorsqu'on élève progressivement la température absolue d'un corps noir, la longueur d'onde correspondant au maximum d'intensité de la lumière émise par ce corps doit diminuer progressivement en se déplaçant vers le domaine violet du spectre

II.3 DEFINITION DU CORPS NOIR

Un corps noir est un corps capable d'absorber toute la lumière qu'il reçoit pour la réémettre dans une gamme de longueur d'onde différente de celle reçue (pas de réflexion). Il absorbe et émet donc continuellement de l'énergie sous forme de radiation électromagnétique.

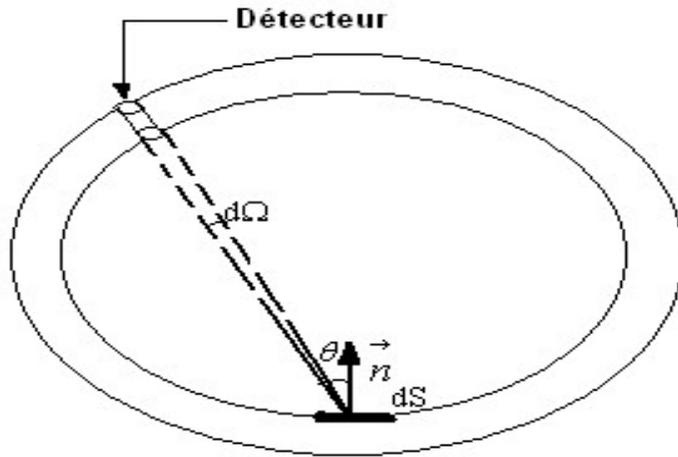
Un corps noir est défini par l'équilibre interne entre sa matière et son rayonnement.

Exemple de corps noir : le velours, le soleil, les étoiles....

A l'équilibre, un corps noir est à une température T constante car les taux d'émission et d'absorption sont égaux. Le rayonnement émis est caractérisé par une distribution spectrale en énergie $U\nu$. Cette fonction ne dépend que de la température T du corps et de la fréquence ν du rayonnement. En particulier, elle ne dépend pas de la forme du corps, ni de la nature du milieu. On la notera $U(\nu, T)$.

II.3. Corps noir dans la pratique:

Pour réaliser un corps noir dans la pratique, on perce un petit trou dans une enceinte opaque isotherme. Le trou ne doit pas perturber le rayonnement:



Le récepteur reçoit pendant l'intervalle de temps dt dans la bande de fréquence $[\nu, \nu + d\nu]$, l'énergie dE .

La densité spectrale d'énergie:

$$U(\nu, T) d\nu = \frac{dE}{dV}$$

Figure 1 : Exemple pratique d'un corps noir

Si V est le volume de l'enceinte, on peut écrire :

$$dE = I(\nu, T) d\nu \cdot dS \cos(\theta) \cdot d\Omega \cdot dt \quad (1)$$

où $I(\nu, T)$ est l'intensité, la luminance monochromatique sortant par le trou. C'est la Puissance transportée par unité spectrale, par unité d'angle solide, et par unité d'élément de surface.

Si on suppose que le rayonnement électromagnétique est homogène et isotrope à l'intérieur de la cavité, l'énergie qui sort par unité de temps ou pendant l'intervalle de temps dt dans la direction θ , est contenue dans un cylindre de base $dS \cos(\theta)$ et de hauteur $c \cdot dt$ et l'on a :

$$dE = U(\nu, T) d\nu \cdot dS \cos(\theta) \cdot (c \cdot dt) \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (2)$$

(1) et (2)  $I(\nu, T) = \frac{c \cdot U(\nu, T)}{4\pi} \quad (3)$

de la mesure expérimentale de $I(\nu, T)$ on tire la valeur de $U(\nu, T)$

II.4. Courbes expérimentales de la densité spectrale d'énergie.

Physikalish- Technische Reichansalt de Berlin

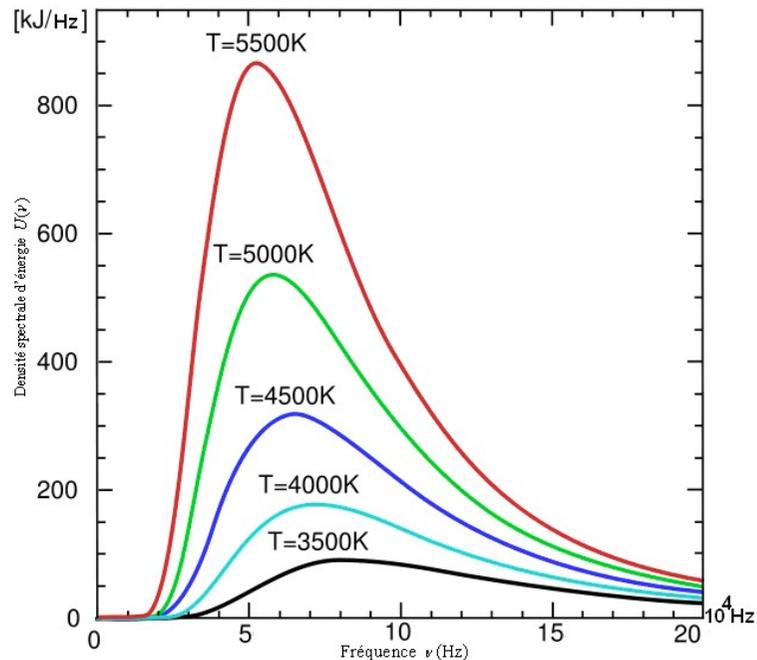


Figure 2-a : Loi de répartition U en fonction de la fréquence

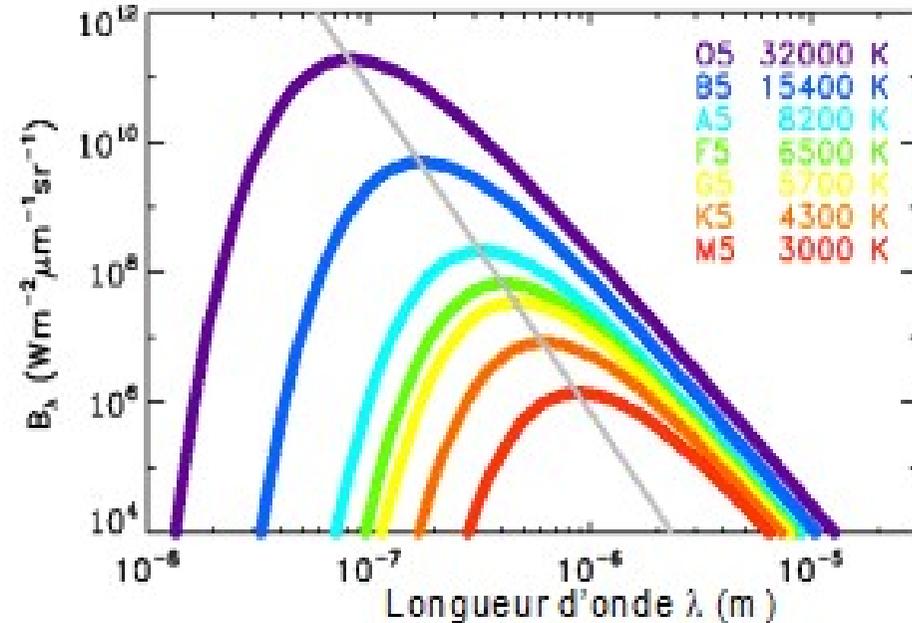


Figure 2-b : Loi de répartition U en fonction de la longueur d'onde

❖ la loi de répartition $U(\nu)$ est positive et croit proportionnellement à ν aux faibles fréquences, présente un maximum, décroît pour s'annuler quand ν augmente indéfiniment.

❖ le maximum étant une fonction croissante de la température : On note une diminution de la longueur d'onde de la densité maximale: ce qui correspond à la loi de **Wien**.

▪ Prévisions théoriques: $\nu \rightarrow 0 \Rightarrow U(\nu, T) \rightarrow 0$ et $\nu \rightarrow \infty \Rightarrow U(\nu, T) \rightarrow 0$

II.5. APPROCHE DE RAYLEIGH ET JEANS DE LA DENSITE SPECTRALE D'ENERGIE

Il était impossible à la théorie classique à la fin du 19e siècle de faire une interprétation des distributions expérimentales de $U(\nu)$.

À l'époque, les travaux les plus connus étaient ceux de **R** et **J**. Ils se servent des relations de l'électromagnétisme classique et une méthode de physique statistique, leur approche repose sur le résultat suivant (valable en mécanique classique): *le champ électromagnétique dans une cavité est équivalent à un ensemble dénombrable d'oscillateurs indépendants, l'énergie du champ électromagnétique étant la somme des énergies des oscillateurs* ».

Démarche adoptée:

α -Dans l'intervalle de fréquence $[\nu, \nu+d\nu]$, le nombre de mode propre d'oscillations par unité de volume dans la cavité :
$$dN = \frac{8 \cdot \pi \cdot \nu^2}{c^3} \cdot d\nu$$

β -l'énergie du rayonnement peut prendre n'importe quelle valeur comprise dans l'intervalle $\nu, \nu+d\nu$ dans un mode propre d'oscillation.

Soit E une valeur particulière, la probabilité pour le rayonnement d'avoir une telle valeur est :

$$P(E) = C \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \quad C = \text{constante}$$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ est la constante de Boltzman; T est la température de la cavité

La valeur moyenne de l'énergie est: $\langle E \rangle = k \cdot T$

γ -La valeur moyenne de l'énergie par unité de volume est donnée par l'expression :

$$U(\nu, T) d\nu = \langle E \rangle \cdot dN(\nu) \quad U(\nu, T) = \frac{8\pi k T}{c^3} \cdot \nu^2 \quad \int_0^\infty U(\nu, T) d\nu = \int_0^\infty \frac{8\pi \cdot k T \cdot \nu^2}{c^3} d\nu \rightarrow \infty$$

Ce qui correspond expérimentalement, approximativement, à la surface d'un triangle. Autrement dit à une valeur finie.

Le résultat du calcul de **R** et **J** donne une énergie infinie. Donc ce résultat est inacceptable. On utilise pour le qualifier le terme de catastrophe U-V

II.6 Approche de Max Planck du calcul théorique de la densité spectrale d'énergie.

Pour obtenir un calcul en accord avec les courbes expérimentales, Max Planck conserve les étapes (α) et (γ) de la démarche de **R** et **J**. Cependant, il suppose que les seules valeurs possibles de l'énergie E de chacun des oscillateurs, sont données par l'expression $E=n \varepsilon, \varepsilon=h\nu$ $n \in \mathbf{N}$, h est la constante de Planck, ν est la fréquence du rayonnement.

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n \times P(E_n)}{\sum_{n=0}^{\infty} P(E_n)} \quad \left[\begin{array}{l} P(E_n) = C \cdot \exp\left(-\frac{E_n}{k \cdot T}\right) \end{array} \right] \longrightarrow U(\nu, T) = \frac{8 \cdot h \cdot \pi \cdot \nu^3}{c^3 \left(\exp\left(\frac{h \nu}{kT}\right) - 1 \right)}$$

$$\left. \begin{array}{l} \nu \rightarrow 0 \quad U(\nu, T) \rightarrow 0 \\ \nu \rightarrow \infty \quad U(\nu, T) \rightarrow 0 \end{array} \right\} \text{d'où l'existence d'un maximum}$$

Cette expression empirique obtenue par Planck, s'accorde bien avec l'expérience.

Pour en arriver là, Planck :

□ quantifie le rayonnement à l'émission et à l'absorption,

□ suppose que les échanges d'énergie entre la matière et le rayonnement ne porte que sur des nombres entiers de quantas d'énergie.

➤ Les trois lois du corps noir sont :

1. la densité spectrale d'énergie :
$$U(\nu, T) = \frac{8 \cdot h \cdot \pi \cdot \nu^3}{c^3 \left(\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right)}$$

2. La loi de Wien :
$$\lambda_{\max} = \frac{h \cdot c}{4.965k \cdot T}$$

3. loi de Stefan Boltzmann:

La densité de puissance est
$$P = \sigma \cdot T^4$$

EFFET PHOTOELECTRIQUE

En 1872, A. Stoletov professeur à l'Université de Moscou découvrit l'effet photoélectrique quand dans un matras où il fait le vide, il plaça deux plaques de métal qu'il relia à une pile.

Puis en 1887, Hertz a remarqué que lorsqu'on irradie sous vide un métal alcalin avec de la lumière ultraviolette, il y a émission d'électron. Cet effet fut étudié par Lenard (1899) puis par Millikan (1902).

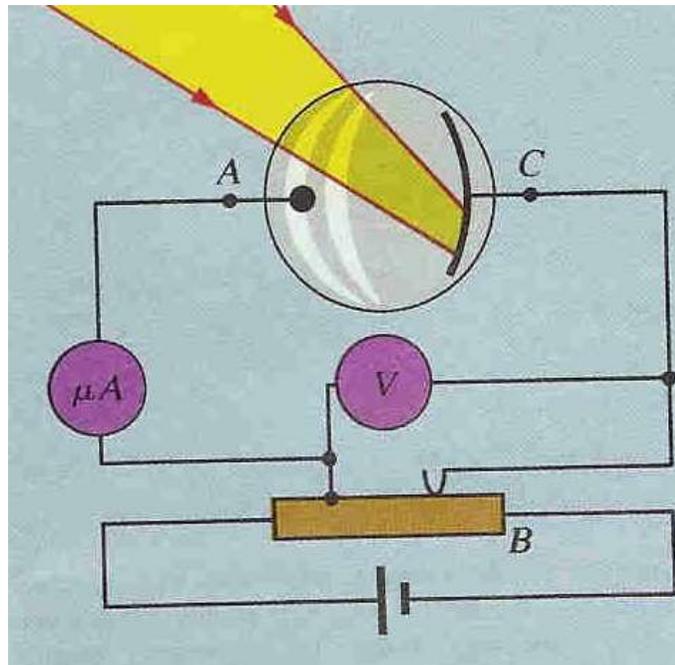


Figure 3 : Dispositif expérimental

C : cathode
A : anode
G : galvanomètre
R : résistance

Le galvanomètre μA dévie lorsque la cathode C constituée de métal alcalin est éclairée par la lumière UV ou visible.

a-Si l'éclairement est suffisant, l'intensité I du courant augmente avec la tension appliquée entre l'anode et la cathode jusqu'à atteindre une valeur limite I_s .

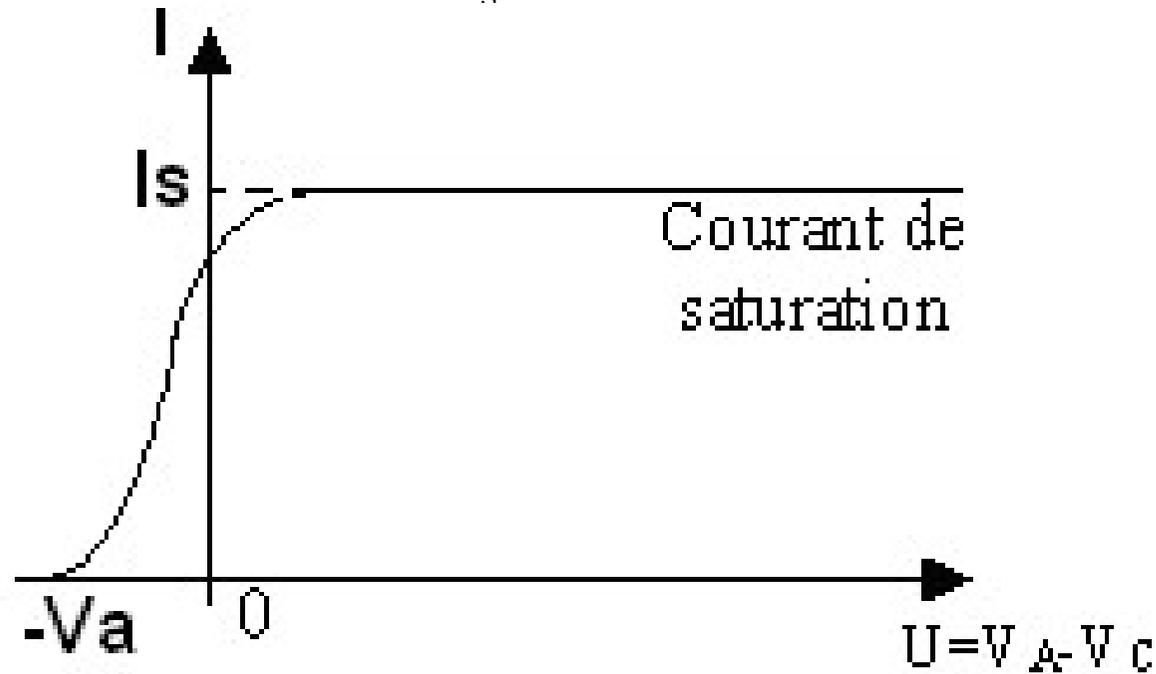


Figure 3 : Caractéristique I - V , le flux et la longueur d'onde étant ϕ (la puissance lumineuse) et λ sont constants

I_s : courant de saturation; $V_a > 0$: potentiel d'arrêt; $V_a = U_0$

Si $U_{AC} < -U_0$; $-U_{AC} > U_0 \Rightarrow I = 0$ les photoélectrons retournent dans la photocathode.

Si $U_{AC} > -U_0$

le photocourant croit jusqu'à atteindre une valeur constante appelé courant de saturation I_s .

b- $\lambda = \text{constante}$ et ϕ est variable.

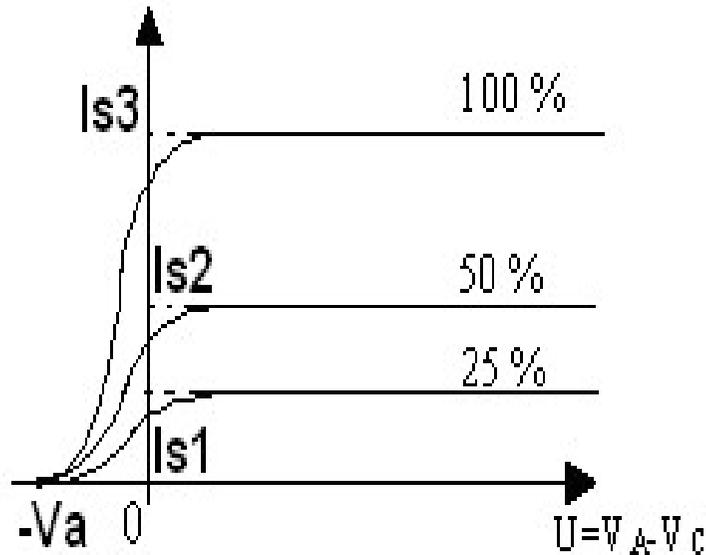


Figure 4 : Caractéristique I-V, flux varie et la longueur d'onde est constante

Le flux lumineux influence le courant de saturation et est sans action sur le potentiel d'arrêt.

c- λ variable et $\phi = \text{constante}$

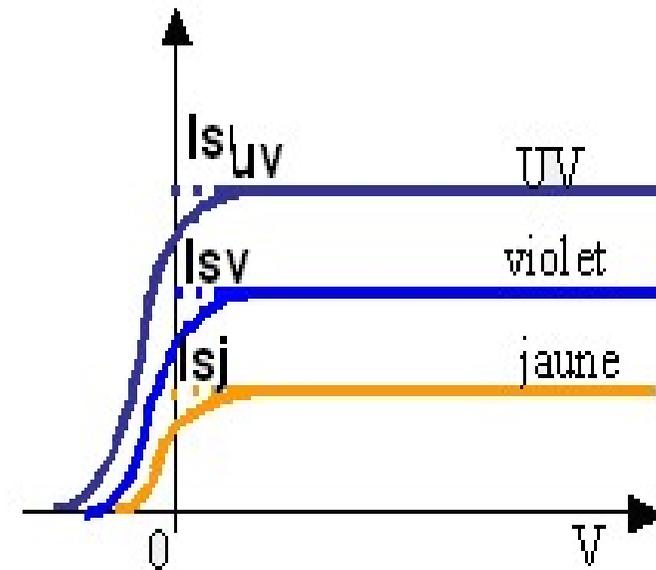


Figure 5 : Caractéristique I-V, flux et la longueur d'onde est variable

Le courant de saturation et le potentiel d'arrêt sont fonction de la longueur d'onde.

d- L'effet photoélectrique est instantané, même pour des intensités lumineuses très faibles. Il peut commencer dès le début de l'éclairement.

e- Il existe une fréquence seuil qui est fonction de la nature du matériau de la cathode. La théorie électromagnétique de Maxwell est inconciliable avec ces expériences

Selon la théorie de Maxwell, l'effet ne devrait pas être instantané. Le temps d'observation devrait être plus long que la puissance lumineuse est faible (le retard de la réponse ne peut dépasser 3ns même pour des flux faibles).

Pour solutionner ces deux interrogations, Einstein établit en 1905 la thèse selon laquelle, le rayonnement lumineux consiste en un jet de corpuscules nommés photons ayant une énergie $h\nu$ et se déplaçant à la vitesse de la lumière c .

Le transport d'énergie par grain ou par quanta explique alors les différents faits expérimentaux.

Lorsqu'un photon rencontre un électron du métal, il est entièrement absorbé et l'électron reçoit l'énergie $h\nu$.

Une partie de cette quantité d'énergie $h\nu$ reçue sert à extraire l'électron du métal et l'autre partie est communiquée à l'électron sous forme d'énergie cinétique pour qu'il puisse accéder à l'anode.

D'où : W_s est le travail d'extraction et il égal à l'énergie de liaison de l'électron dans le métal.

Il y a effet photoélectrique si:

$$h\nu - W_s \geq 0 \Rightarrow h\nu - h\nu_s \Rightarrow \nu \geq \nu_s$$

Cette idée d'Einstein, raviva la lutte très âpre que se livrèrent les deux camps opposés du caractère corpusculaire et ondulatoire de la lumière.

Newton: la lumière est un flux de particules;

Huygens: la lumière est caractérisé par ses propriétés ondulatoire.

Huygens a été conforté dans ses idées par les expériences développées par **Young**, **Fresnel**, **Fraunhofer**, de **l'interférence lumineuse, de la diffraction et de la polarisation**. Ces expériences s'expliquent parfaitement par le caractère ondulatoire de la lumière.

Le triomphe du caractère ondulatoire semblait définitive quand Maxwell prouva la nature électromagnétique des ondes lumineuses.

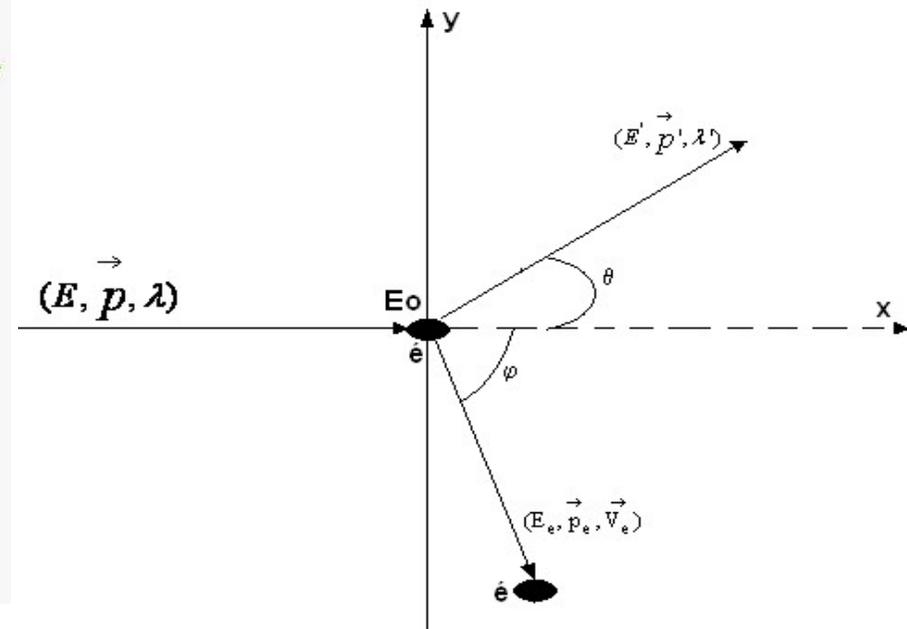
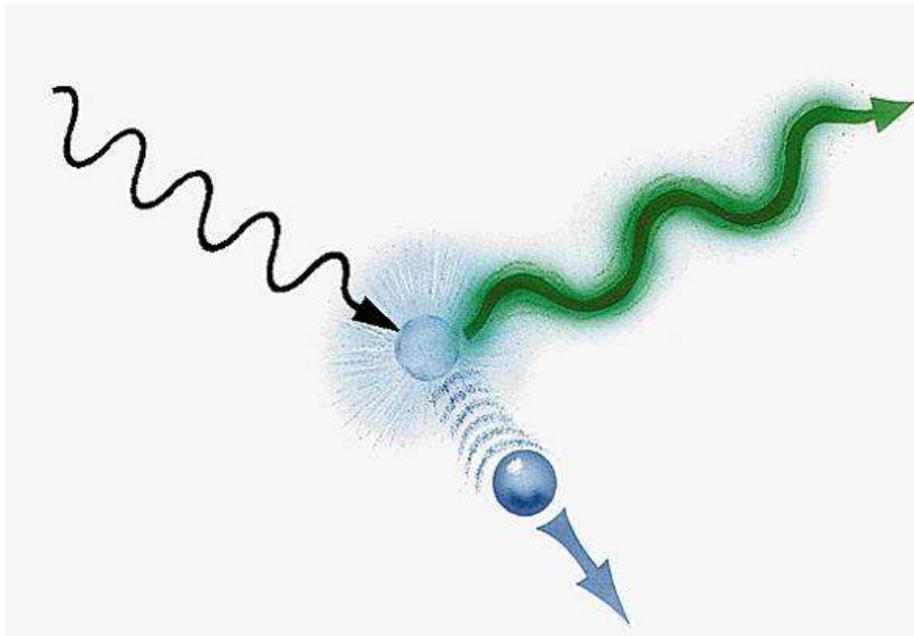
Avec l'effet photoélectrique, la théorie ondulatoire se casse les gencives et l'hypothèse d'Einstein reposa le débat de la nature de la lumière qui semble être clos depuis 1923 avec la dualité onde – corpuscule de De Broglie

IV. EFFET COMPTON: ULTIME CONFIRMATION DU PHOTON PAR COMPTON ET DEBYE

L'effet Compton date de 1923 et est une confirmation de l'aspect corpusculaire du rayonnement.

Dans cette expérience, on envoie un faisceau de rayons X sur un matériau contenant un certain nombre d'électrons libres, par exemple un métal. Pour une plaque métallique suffisamment mince, on observe, par transmission des rayons X qui sont déviés par rapport à la direction du faisceau incident avec une longueur d'onde plus grande que celle des rayons X incidents.

La différence de longueur d'onde est fonction de l'angle θ formé par la direction du rayonnement incident et celui du rayonnement diffusé, de la masse de l'électron libre au repos, de la constante de Planck et de la vitesse c de la lumière dans le vide :



□ Approche corpusculaire du rayonnement:

• Décalage Compton:
$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 \cdot c} (1 - \cos \theta)$$

• Energie cinétique:
$$E_{c_e} = \frac{h^2}{m_0 \lambda \lambda'} (1 - \cos \theta)$$

• Relation entre les angles:
$$\tan(\varphi) = \frac{\lambda}{\lambda + \frac{h}{m_0 \cdot c}} \cdot \cotg\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

V.) SPECTROSCOPIE DE L'ATOME D'HYDROGENE

En excitant un gaz enfermé dans une ampoule, par une étincelle électrique, le gaz produit une lumière qu'on peut étudier par spectroscopie. Dans le cas de l'atome d'hydrogène, pour des excitations peu importantes, on obtient une décomposition de la lumière émise en quatre raies de différentes couleurs dont les longueurs d'onde sont les suivantes :

**raie rouge (0.656 μm); raie bleue (0.486 μm);
raie indigo(0.434 μm); raie violette (0.410 μm);**

Les raies visibles ne sont pas les seuls rayonnements émis par l'hydrogène ; des raies invisibles à l'œil nu existent à l'IR et à l'UV.

BALMER établit empiriquement en 1885 une formule donnant les différentes longueurs d'onde du spectre de l'atome d'hydrogène:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$R_{\infty} = 109737 \text{cm}^{-1}$: constante de Rydberg

La formule de Balmer est vérifiée avec une très grande précision et a joué un rôle important par la suite pour la validation des modèles atomiques.

Ritz généralisa (1908) cette formule:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = R_{\infty} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$\nu_{mn} = R_{\infty} c \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$m=1,2,3,4,5\dots$ et $n>m$

m=1	n=2,3,....	Série de LYMAN(uv)
m=2	n=3,4,...	Série de BALMER (Visible)
m=3	n=4,...	Série de PASHEN (IR)

L'existence des raies spectrales atomiques s'explique par le fait que dans l'atome nous avons des états électroniques possibles auxquels correspondent des termes spectraux $\frac{R_{\infty} c}{m^2}$

L'émission ou l'absorption d'un photon correspond alors à une transition entre deux de ces états électroniques:

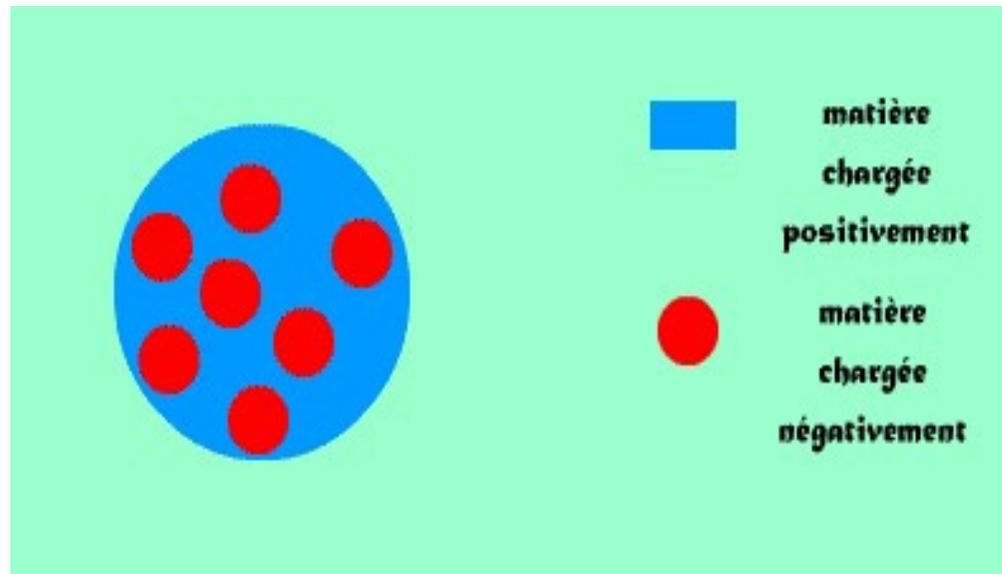
$$\nu_{mn} = R_{\infty} c \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

VI.) Modèles atomiques

Pour expliquer l'origine des spectres et rendre compte de la formule empirique de Ritz, plusieurs modèles se sont succédé

VI.1. Modèle de Thomson

En 1898, Thomson pense que **les atomes sont des nuages dont la charge positive est compensée par des électrons négatifs évoluant en leur sein**



Thomson pensait que les électrons ralentissaient du fait de l'attraction qu'exerçaient les charges positives

D'après la physique classique, une particule chargée subissant un ralentissement émet un rayonnement électromagnétique; ceci peut être la base de l'explication de l'émission de la lumière par les corps

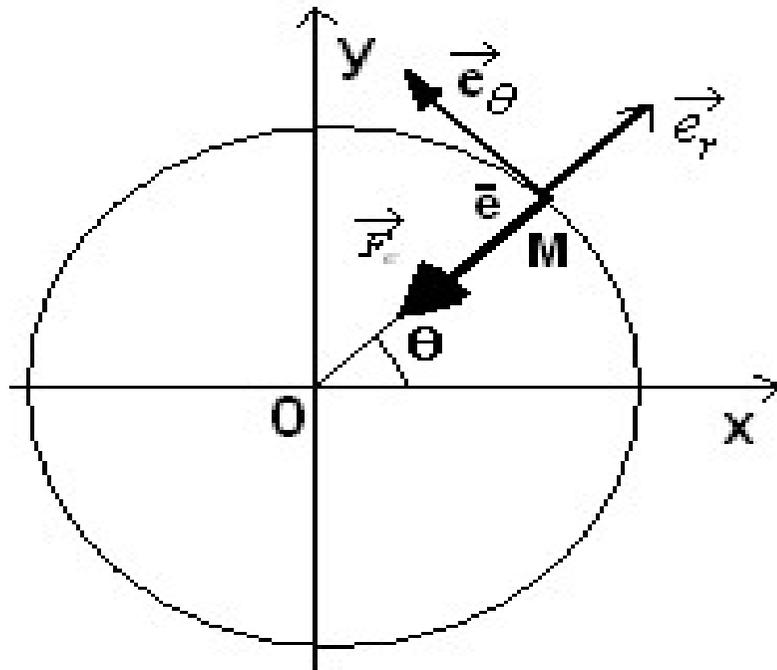
Thomson s'est rendu compte qu'en ralentissant, les charges négatives devaient s'enliser dans les charges positives. Le noyau cesserait d'exister.

L'autre aspect qui sapa la validité du modèle de Thomson est pourquoi les charges positives et négatives ne se neutralisent-elle pas? Une question sans réponse.

Ces deux conditions ont invalidé ce modèle.

VI.2. Modèle de RUTHEFORD(1911)

Selon ce modèle, l'atome est un noyau autour duquel gravitent des électrons liés par la force d'interaction électrique coulombienne.



$$\vec{F}_e = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{1}{r^2} \vec{e}_r$$

$$\vec{OM} = r \cdot \vec{e}_r \Rightarrow V \left| \begin{array}{l} \dot{r} \\ r \dot{\theta} \end{array} \right. = 0$$

$$a \left| \begin{array}{l} -r \dot{\theta}^2 \\ 0 \end{array} \right.$$

Energie potentielle de la particule:

$$E_p = - \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 r}$$

Energie cinétique:

$$\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} = \frac{mV^2}{r} \Rightarrow E_c = \frac{e^2}{2 \cdot (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r)}$$

Energie mécanique:

$$E = E_c + E_p = - \frac{e^2}{2 \cdot (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r)}$$

Selon l'électromagnétisme de MAXWELL, l'électron accéléré devait s'approcher progressivement du noyau et ils finiraient par se rencontrer. L'atome n'existerait plus. D'où le non fondement de ce modèle.

VI.3. Modèle de BOHR de l'atome d'hydrogène : prix Nobel en 1922

Deux Hypothèses:

a- L'électron peut tourner sur des orbites stationnaires où il n'échange aucune énergie avec le milieu extérieur. Les états électroniques sont définis par la condition de quantification de l'action, **a** :

$$a = \oint_{(C)} \vec{p} \cdot \vec{dl} = nh \quad n \text{ est un entier naturel.}$$

$$a = n \cdot h \Leftrightarrow \left\| \vec{L} \right\| = n \cdot \hbar$$

b- Les échanges d'énergie se font par quanta : $h\nu_{nm} = E_n - E_m$

Toute cession d'énergie par un atome au milieu extérieur se fait lors du transfert de l'électron d'une orbite stationnaire à une autre également stationnaire avec émission d'un seul quantum d'énergie.

$$\vec{L}_0 = \vec{O} \vec{M} \wedge \vec{p} = \vec{r} \wedge m \vec{v}$$

$$L_0 = m v r = n \hbar \Rightarrow v = \frac{n \hbar}{m r} \quad r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m} \cdot n^2$$



$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{m}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \times \frac{1}{n^2}$$

Les énergies tout comme les rayons de l'électron de l'atome d'hydrogène sont quantifiés.

$$n=1 \quad E_1 = -\frac{1}{2} \frac{m}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \quad \longrightarrow \quad E_n = \frac{E_1}{n^2} \quad n>1$$

$$Ryd = -E_1 \Rightarrow E_n = -\frac{Ryd}{n^2}$$

Handwritten derivation showing the relationship between energy levels and the wavelength of a photon emitted during a transition:

$$h\nu_{mn} = E_n - E_m$$

$$= -\frac{Ryd}{n^2} + \frac{Ryd}{m^2}$$

$$h\nu_{mn} = Ryd \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$h \frac{c}{\lambda_{mn}} = Ryd \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = \frac{Ryd}{hc} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

D'après Ritz : $\frac{1}{\lambda_{min}} = R_{\infty} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$
 cas identifié $R_{\infty} = \frac{R_{yd}}{hc}$
 avec $R_{yd} = -E_1 = \frac{1}{2} \frac{m}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2$
 R_{∞} : c'est de Rydberg

Interprétation et application du modèle de BOHR

□ L'électron de l'atome d'hydrogène admet des rayons quantifiés et ceux-ci permettent d'introduire les notions de nombres quantiques:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m} \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}{e^2} \cdot n^2 \quad r_n = a_0 \cdot n^2 \quad a_0 = \frac{\hbar^2}{m} \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}{e^2}$$

n est appelé nombre quantique

déduction des couches par analogie:

n=1	$r_1 = a_0$	première trajectoire Couche K
n=2	$r_2 = 4 a_0$	deuxième trajectoire Couche L
n=3	$r_3 = 9 a_0$	troisième trajectoire Couche M

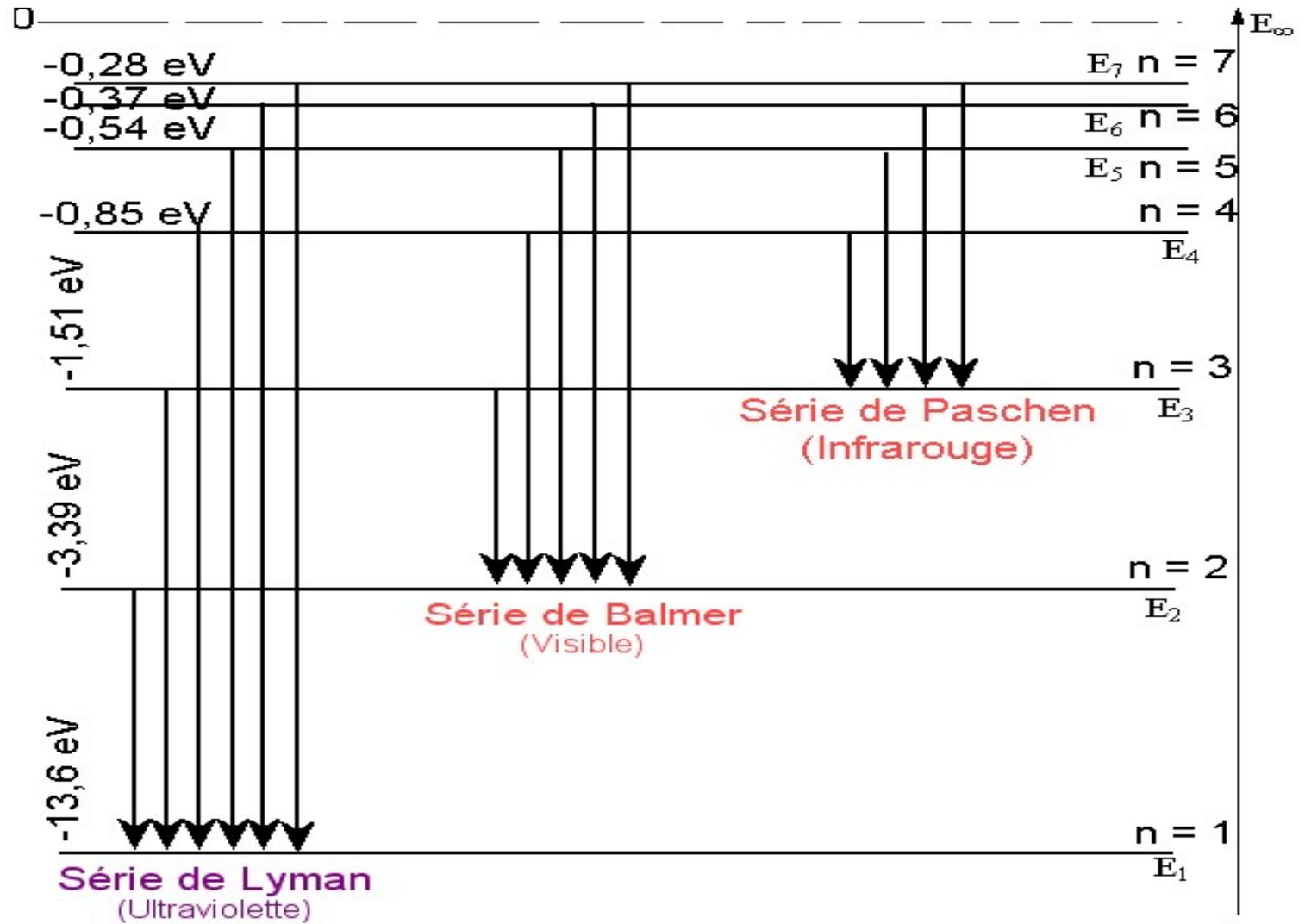
Le modèle de Bohr interprète bien le modèle en couche de l'atome

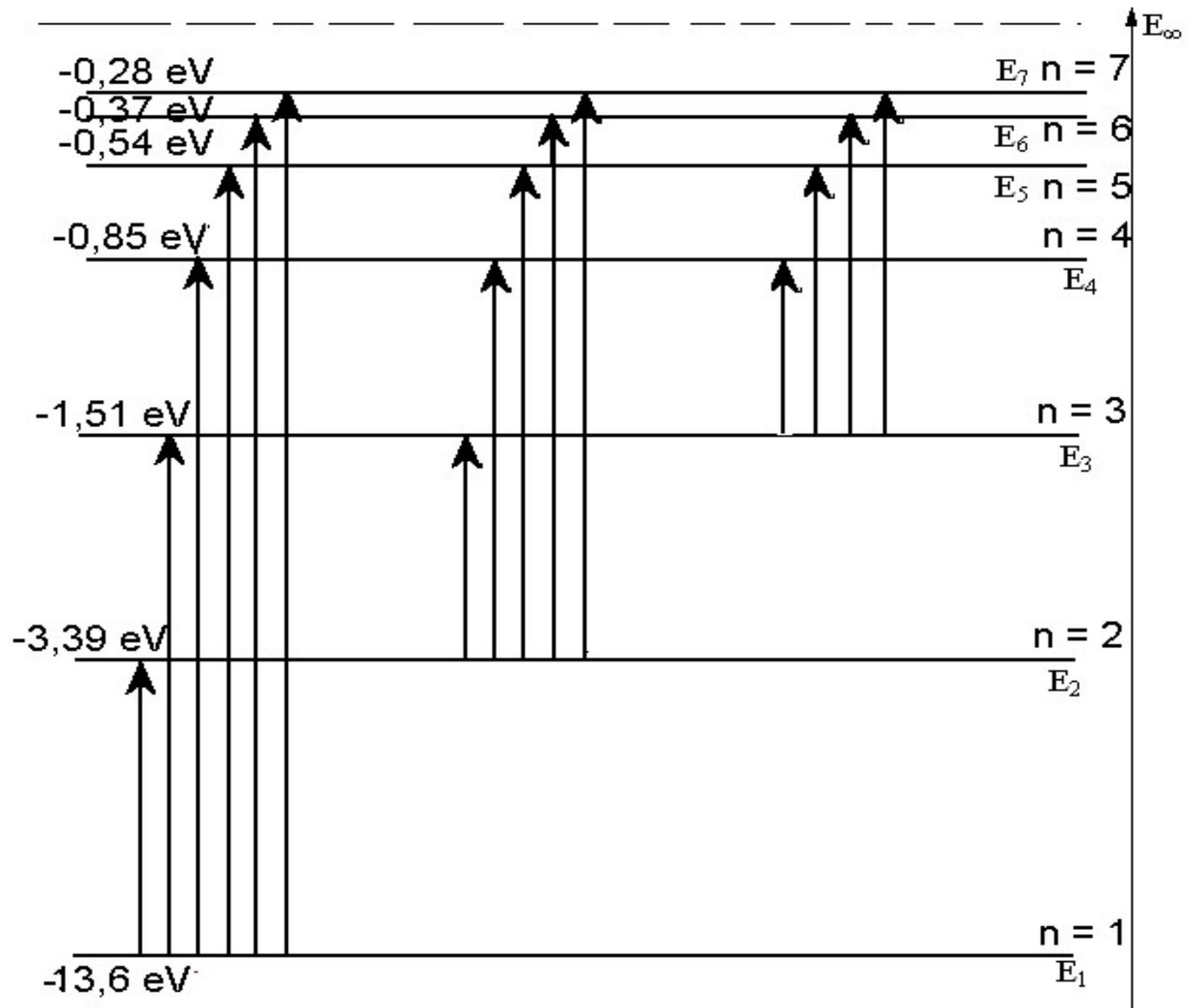
□ Spectre d'émission et d'absorption

$$E_n = \frac{E_1}{n^2} = \frac{-Ryd}{n^2} \quad E_i = Ryd = 13.6eV$$

L'énergie d'ionisation est l'énergie qu'il faut fournir à l'atome d'hydrogène gazeux à l'état fondamental pour lui arracher son électron:**le modèle de Bohr permet de calculer donc E_i**

Ce modèle est bien en accord avec la deuxième hypothèse de Bohr sur les échanges d'énergie.





REMARQUE : Le noyau est supposé fixe pour tous ces résultats. En réalité, tel n'est pas le cas, le noyau est en mouvement.

Dans le référentiel du Centre de Masse:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M} + \frac{1}{m}$$

μ est la masse réduite

m est la masse de

l'électron

M est la masse du noyau

En remplaçant m par μ

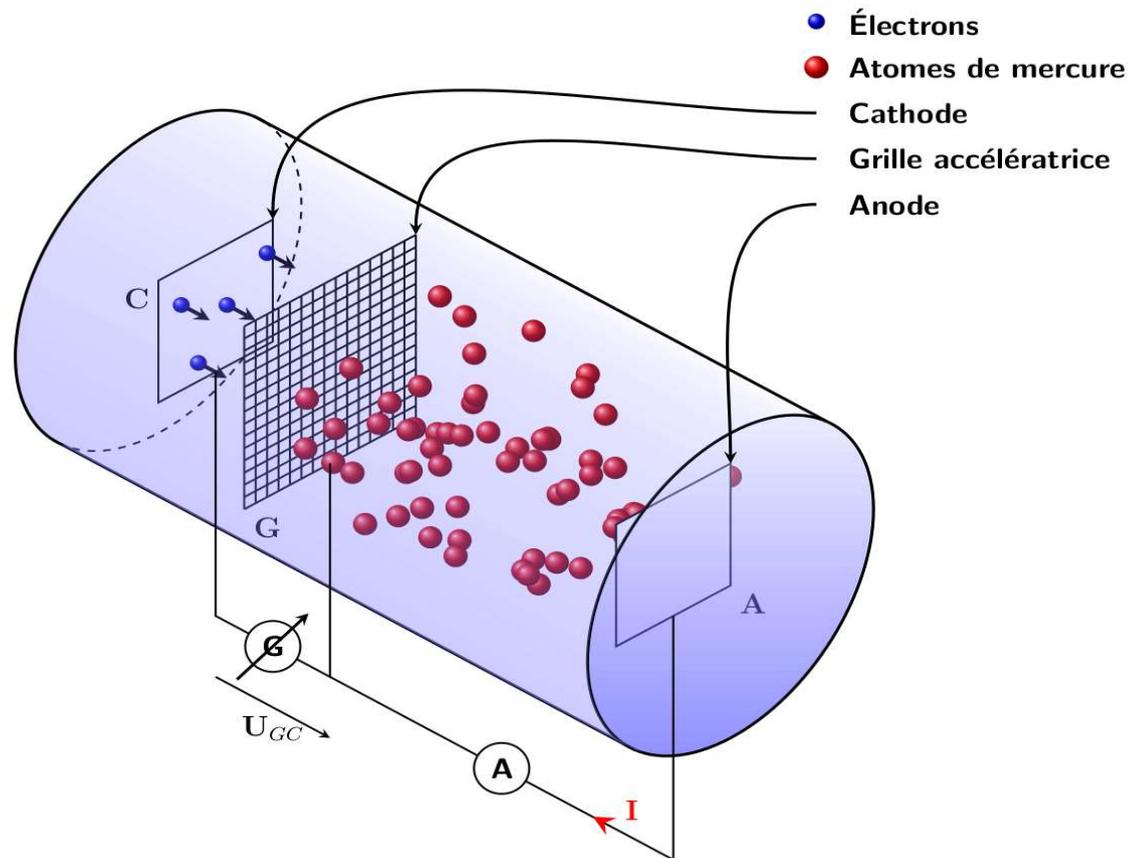
$$E_n \quad \longrightarrow \quad E_n = \frac{E_1}{n^2} = \frac{-\text{Ryd}}{n^2} \quad E_1 = -\frac{\mu}{2\hbar^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \right)^2$$

$$\text{Ryd} = \frac{\mu}{2\hbar^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \right)^2 \quad \longrightarrow \quad R_M = \frac{\mu \cdot e^2}{8 \cdot h^3 \cdot c \cdot \epsilon_0^2}$$

$$\frac{R_M}{R_\infty} = \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} \cong 1 - \frac{m}{M}$$

VII. Expérience de Franck et Hertz

En 1914, Franck et Hertz font une découverte étonnante en bombardant une vapeur d'atome de mercure avec des électrons accélérés à des énergies de quelques eV



□ Tant que l'énergie des électrons est inférieure à un certain seuil **$E_s=4,9\text{eV}$** , les électrons émergents ont même énergie que les électrons incidents (pas de perte ni de gain d'énergie)

□ Si l'énergie des électrons vaut **$4,9\text{eV}$** , les électrons sortant perdent pratiquement toute leur énergie dans la collision.

□ **Au dessus de $4,9\text{eV}$** , une fraction des électrons émergents a une énergie inférieure de précisément $4,9\text{ eV}$ à leur énergie initiale, les autres ont conservé leur énergie.

Par ailleurs, lorsque l'énergie des électrons est supérieure à ce seuil, on observe que les atomes de mercure émettent un rayonnement ultraviolet de longueur d'onde $\lambda=253.7\text{nm}$, ce qui ne s'observe pas si l'énergie des électrons est inférieure à ce seuil. Or la raie de mercure de longueur d'onde $\lambda=253.7\text{nm}$ est connue depuis longtemps dans la spectroscopie de cet élément, elle correspond à une fréquence qui satisfait la relation $h\nu=4,9\text{eV}$.

Cette observation est une confirmation simple et directe des idées de Niels Bohr (1912-1914) sur la structure de l'atome et sur la spectroscopie. *L'interprétation des résultats de Franck et Hertz corrobore parfaitement que l'énergie d'un atome ne peut adopter que des valeurs discrètes, ou quantifiées et que les raies de la spectroscopie correspondent à des transitions entre niveau d'énergie.*

En entrant en collision avec l'atome, l'électron peut lui transférer son énergie et le porter de son niveau d'énergie le plus bas à un niveau d'énergie supérieure, perdant dans ce processus la différence correspondante. Bien entendu, cela ne peut se produire que si l'énergie de l'électron incident est supérieure ou égale à cette d'énergie entre niveaux atomiques. Une fois porté dans le niveau d'énergie supérieur, l'atome se désexcite en émettant un rayonnement à la fréquence de Bohr.

VIII. Longueur d'onde de Louis de Broglie.

La dualité onde-corpuscule est généralisée aux corpuscules matériels en 1923:

A chaque particule matérielle de quantité de mouvement \vec{p} et d'énergie E

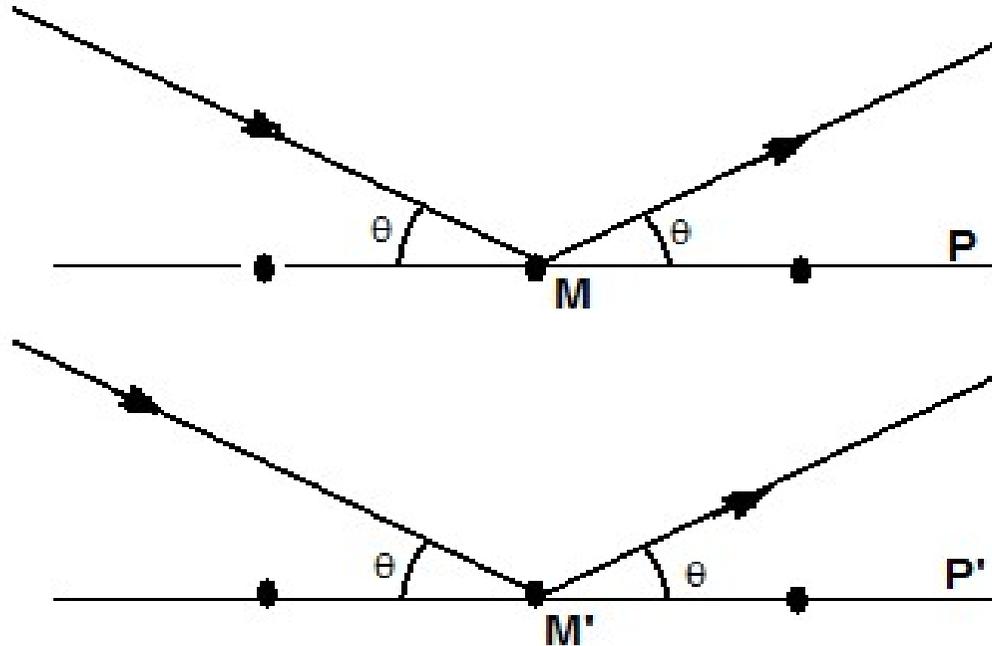
Il associe une onde caractérisée par le vecteur d'onde \vec{k} et une pulsation ω

Il postule que les relations de correspondance entre grandeur ondulatoires et grandeurs corpusculaires pour la particule matérielle sont les même que pour le photon :

$$\vec{p} = \hbar \cdot \vec{k} \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad \text{et} \quad E = \hbar \cdot \omega$$

IX. Expérience de DAVISSON et GERMER.

En 1926, DAVISSON et GERMER effectuèrent l'expérience de diffraction des électrons par un réseau cristallin constitué de Nickel.



Loi.1 : Il y a réflexion des électrons incidents sur les plans réticulaires.

Loi.2 : Il y a interférence constructive des rayons diffractés (angle d'incidence= angle de réflexion).

Les lois 1 et 2 se traduisent par la relation de Bragg : $2d \sin(\theta) = k \cdot \lambda$

43

X. Expérience de STERNE et GERLACH

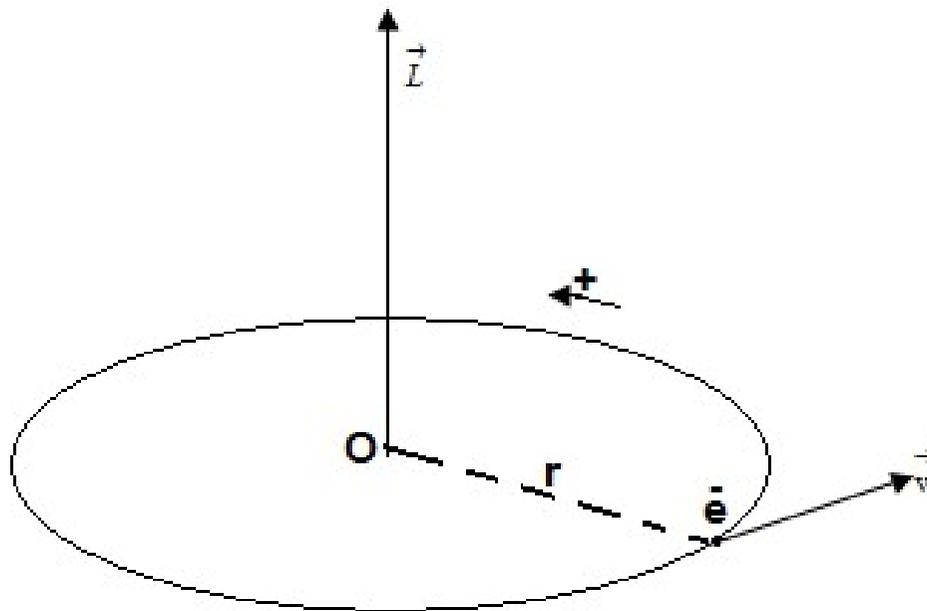
X.1. Moment cinétique et moment magnétique orbital

X.1.1. Calcul du courant dû au mouvement de l'électron-moment cinétique

\vec{L}

X.1.1.1. Calcul du courant

L'électron de l'atome d'hydrogène se trouve dans une orbite circulaire stationnaire.



$$i = - \frac{e \cdot v}{2 \cdot \pi \cdot r}$$

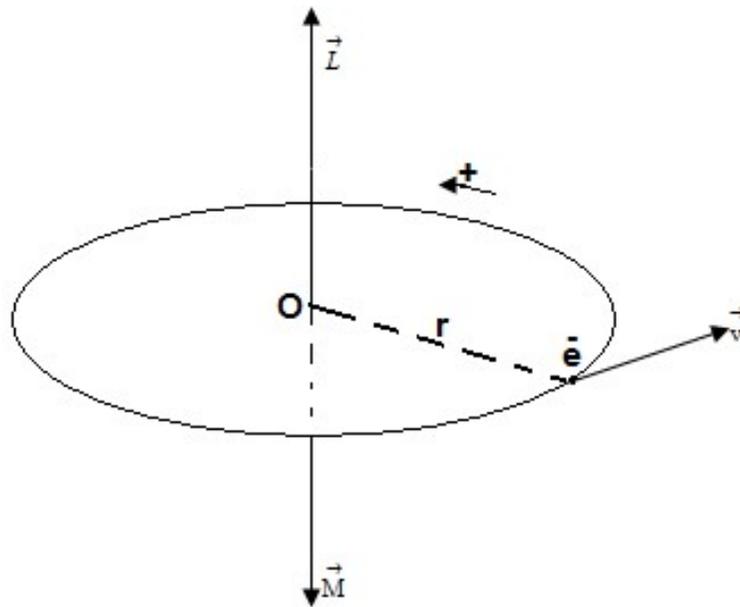
X.1.1.2 calcul du moment cinétique

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge m \vec{v} = mvr \vec{e}_r \wedge \vec{e}_\theta = m \cdot v \cdot r \cdot \vec{k}$$

X.1.1.3. Moment magnétique

Le courant parcourant la spire est associé à un moment magnétique $\mathbf{M} = i\mathbf{S}$.

$$M = i \cdot \pi \cdot r^2 \quad M = - \frac{e \cdot v}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot \pi \cdot r^2 = - \frac{e \cdot v \cdot r}{2} \quad \vec{M} = - \frac{e \cdot v \cdot r}{2} \cdot \vec{k}$$



Les moments cinétique et orbital ont même direction mais de sens contraire. Ces deux vecteurs sont donc colinéaires:

$$\vec{M} = - \frac{e}{2 \cdot m} \cdot \vec{L}$$

$\frac{e}{2 \cdot m}$ rapport gyromagnétique

Il traduit une propriété géométrique tout à fait générale du champ magnétique.

X.2. Précession de Larmor

Imaginons l'atome d'hydrogène dans un champ magnétique. L'orbite circulaire de l'électron, considéré comme une spire est soumise à ce champ magnétique. D'après le théorème de Maxwell, le travail dw des forces électromagnétiques qui s'exercent sur la spire au cours d'un déplacement quelconque est :

$$dw = \mathbf{i} \cdot d\boldsymbol{\phi} = i d(\vec{\mathbf{B}} \cdot \vec{\mathbf{S}}) = i d(\vec{\mathbf{B}} \cdot \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{n}}) = i S d(\vec{\mathbf{B}} \cdot \vec{\mathbf{n}})$$

S = surface de la spire

$\vec{\mathbf{n}}$ vecteur normal au plan de la spire

a- Si on suppose que $\vec{\mathbf{B}} = B_0 \cdot \vec{\mathbf{k}}$

- on a au cours d'une translation $dw = 0$

- s'il s'agit d'une rotation θ :

$$dw = i S d(B_0 \cos(\theta)) = -i \cdot S \cdot B_0 \cdot S \cdot d\theta \cdot \sin(\theta)$$

$$dw = \Gamma \cdot d\theta \quad \Gamma = -i S B_0 \cdot \sin(\theta) \quad \vec{\Gamma} = \vec{\mathbf{M}} \wedge \vec{\mathbf{B}}_0$$

L'ensemble des forces électromagnétiques est alors équivalent à un couple de moment:

b- le champ magnétique est non uniforme $\vec{B} = B(z) \cdot \vec{k}$

Pour une translation dz parallèle à \vec{B} on trouve :

$$dw = \mathbf{i} \cdot d\varphi = id(\vec{B} \cdot \vec{S}) = \mathbf{iS} \cdot d\mathbf{B} \cdot \cos(\theta) \quad \longrightarrow \quad dw = \mathbf{i} \cdot d\varphi = id(\vec{B} \cdot \vec{S}) = \mathbf{iS} \cdot d\mathbf{B} \cdot \cos(\theta)$$

$$dw = F \cdot dz \quad \text{avec} \quad F = M_z \cdot \frac{\partial B}{\partial z}$$

où M_z est la composante magnétique M suivant (oz).

c- Précession de LARMOR

Un atome de moment cinétique \vec{L} dans un champ magnétique uniforme \vec{B}_0

Couple de force magnétique:
$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}_0 = -\frac{e}{2 \cdot m_e} \cdot \vec{L} \wedge \vec{B}_0$$

Comme
$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\Gamma} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dL_x}{dt} \cdot \vec{i} + \frac{dL_y}{dt} \cdot \vec{j} + \frac{dL_z}{dt} \cdot \vec{k} = -\frac{e}{2 \cdot m_e} \cdot \left[-B_0 \vec{k} \wedge (L_x \cdot \vec{i} + L_y \cdot \vec{j} + L_z \cdot \vec{k}) \right] \\ \frac{dL_x}{dt} \cdot \vec{i} + \frac{dL_y}{dt} \cdot \vec{j} + \frac{dL_z}{dt} \cdot \vec{k} = -\frac{e \cdot B_0 \cdot L_y}{2 \cdot m_e} \vec{i} + \frac{e \cdot B_0 \cdot L_x}{2 \cdot m_e} \vec{j} + 0 \vec{k} \end{array} \right.$$

Par identification, nous avons :

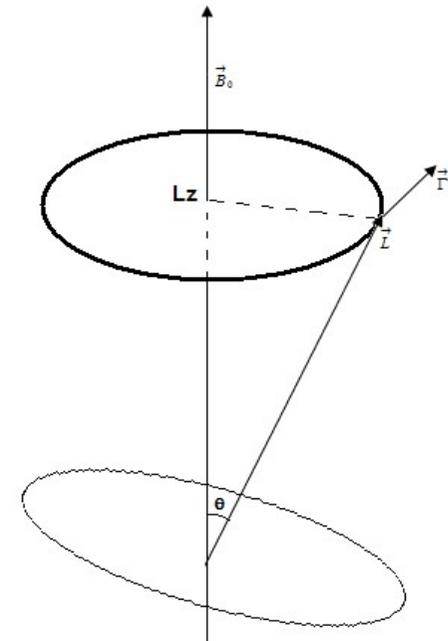
$$\begin{cases} \frac{dL_x}{dt} = -\frac{e \cdot B_0 \cdot L_y}{2 \cdot m_e} = -\omega \cdot L_y & \omega = \frac{e \cdot B_0}{2 \cdot m_e} \\ \frac{dL_y}{dt} = \frac{e \cdot B_0 \cdot L_x}{2 \cdot m_e} = \omega \cdot L_x \\ \frac{dL_z}{dt} = 0 \end{cases}$$

L_x , L_y et L_z sont les trois composantes du moment cinétique et ω la fréquence gyromagnétique.

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} (L_x^2 + L_y^2) = 0 \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} L_x^2 + L_y^2 = L^2 \sin^2(\theta) = \text{constante} \\ L_z = L \cos(\theta) = \text{constante} \end{cases}$$

Une solution de ces équations est::

$$\begin{cases} L_x = L \sin(\theta) \cdot \cos(\omega t) \\ L_y = L \sin(\theta) \cdot \sin(\omega t) \\ L_z = L \cos(\theta) \end{cases}$$



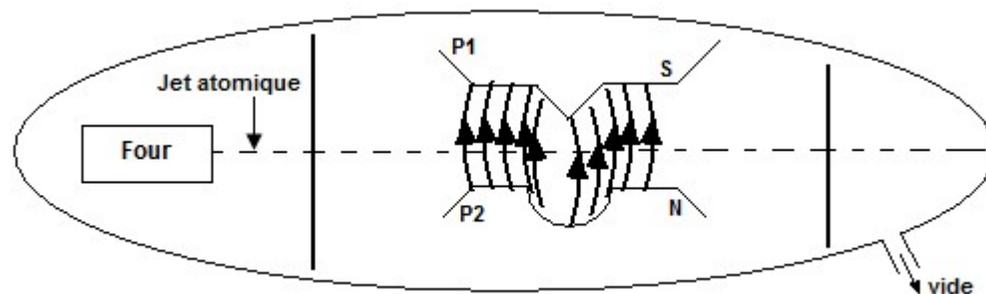
Le mouvement consiste donc en une rotation ou précession du vecteur moment cinétique autour de l'axe Oz portant le champ magnétique

X.3. Expérience de STERN et GERLACH

Cette expérience a été réalisée à Francfort en 1922. Le dispositif expérimental comprend un four contenant une vapeur métallique (atomes d'argent) émettant un jet atomique plat et bien parallèle dans une enceinte vidée d'air. Ce jet atomique essentiellement monocinétique traverse un filtre magnétique constitué par deux pièces polaires très dissymétriques P1 et P2.

Dans l'entrefer, les atomes rencontrent un champ inhomogène $B(z)$ avec un fort gradient $\frac{dB}{dz}$

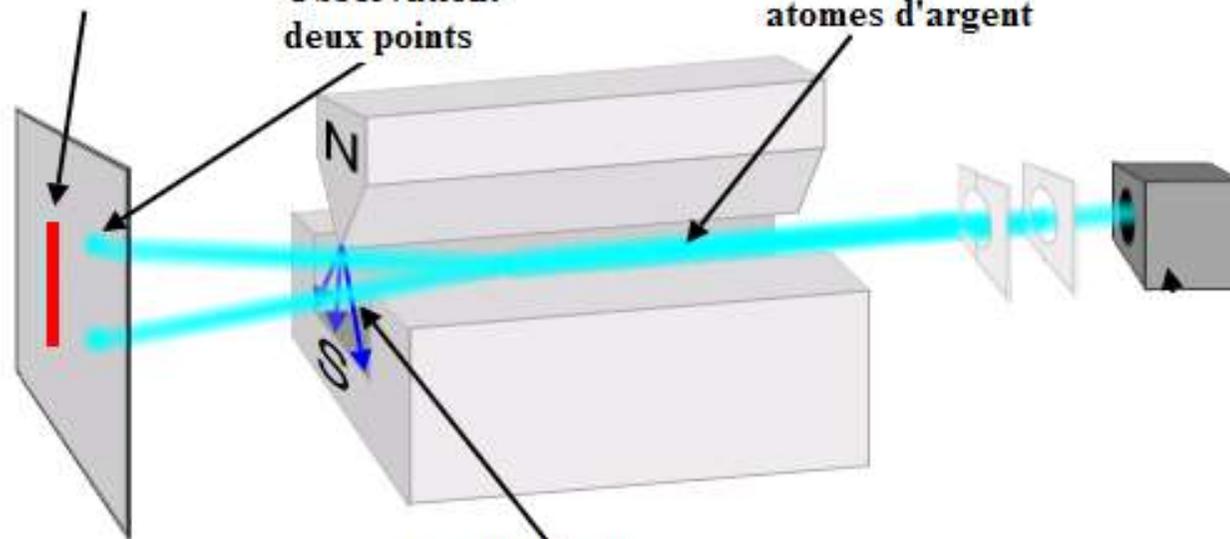
Ils sont donc soumis à une force proportionnelle à la composante M_z de leur moment magnétique.



Physique classique:
ligne continue

Observation:
deux points

atomes d'argent



**Champ magnétique
non homogène**

□ sans champ magnétique, le faisceau forme une trace linéaire sur un écran perpendiculaire : —

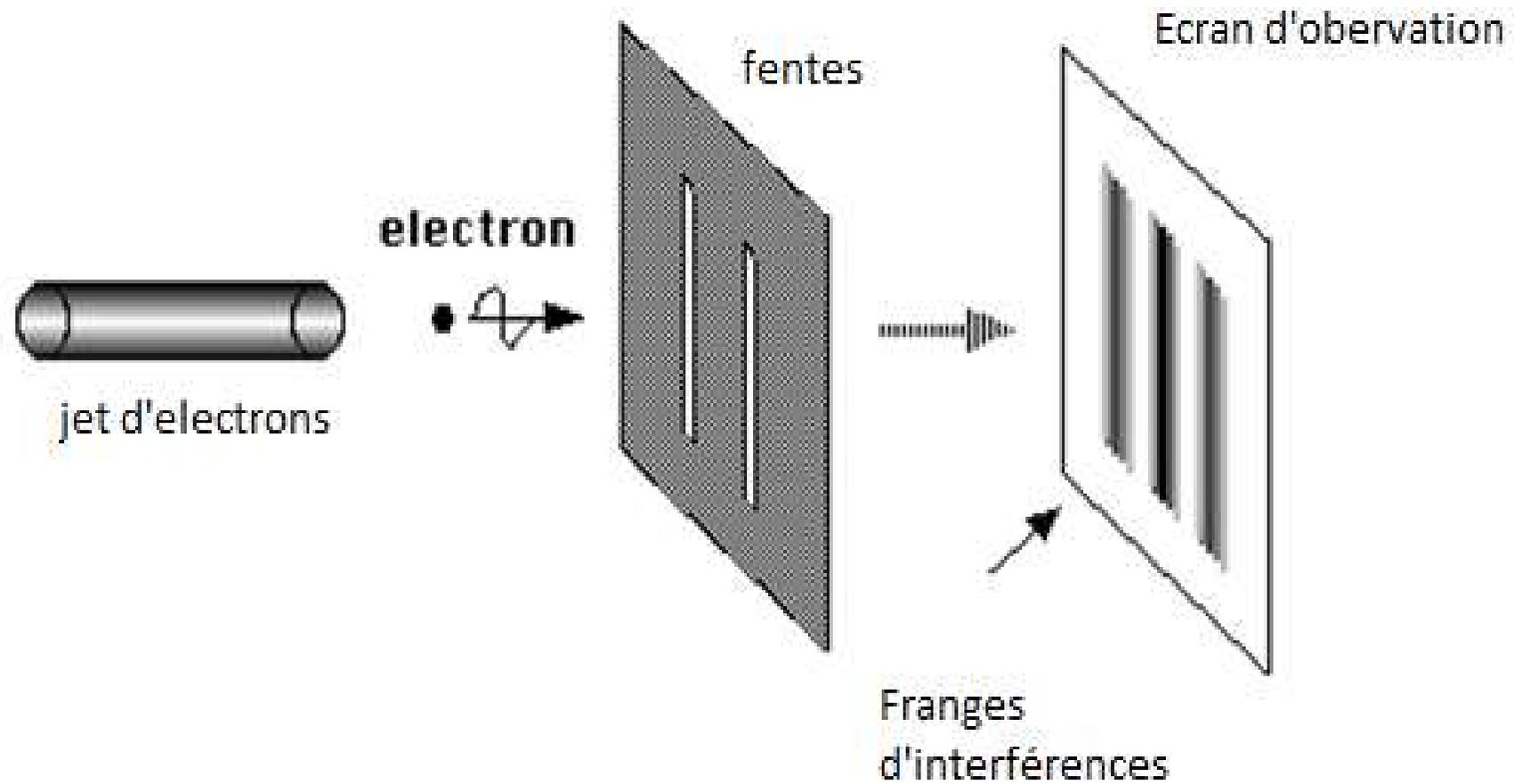
□ en présence de champ magnétique, la tache n'est pas du tout étalée mais partagée en plusieurs composantes discrètes plus ou moins déviées vers le bas et vers le haut : ☺

D'après l'expérience, il n'existe pour les atomes du jet deux états possibles dans le champ magnétique

- un état avec un moment magnétique: $M_z = +\mu$, $\mu = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e}$
- un état avec un moment magnétique: $M_z = -\mu$.

Les moments magnétique et cinétique sont donc quantifiés. Il existe donc un moment cinétique intrinsèque ou moment cinétique de spin indépendant du mouvement orbital (Goudsmit en 1925). Le spin caractérise l'électron, il n'est cependant pas une rotation de l'électron sur son axe comme le soutiennent certains ouvrages de vulgarisation scientifique. Parce que l'électron est assimilé à un point et ne dispose donc pas d'axe de rotation.

XI. Interprétation de Copenhague: Bohr, Heisenberg et Pauli



1. Découvert en 1897, par J. J. Thom, **l'électron** est une particule. Sa propriété corpusculaire n'était plus à démontrer bien qu'une onde lui soit associée par Louis de Broglie en 1923 lorsqu'il postula la dualité onde- corpuscule, deux concepts qui s'excluent mutuellement. Cette conception de Louis de Broglie qui est une double représentation de la particule heurte ainsi le sens commun.

2. Si on se base sur la découverte de 1897, l'électron, en toute circonstance doit se comporter comme une particule. On devrait observer les résultats obtenus lorsque des balles de tennis traversent deux fentes. Mais il n'en est rien et à la place, nous observons des franges d'interférence, propriétés propres aux ondes et prouvée par l'expérience de Young. S'y ajoute le fait qu'il est impossible de localiser par quelle fente passe l'électron

Domaine quantique est rationnellement compréhensible mais non visualisable

Hypothèse 1: l'électron est une particule quantique et son comportement est régi par les lois du hasard et des probabilités.

Hypothèse 2: la réalité est partiellement créée par l'observateur.

Principe de complémentarité: porté par Bohr, avec une approche philosophique
Le résultat de l'expérience dépend de la nature du dispositif expérimental. **Remise en cause de l'objectivité**

Principe d'incertitude: porté par Heisenberg, avec une approche mathématique
Il s'applique à une série de mesures. **Indétermination**

Ce principe stipule que $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$ ou bien $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$

Le produit étant toujours supérieur à, on peut restreindre le principe d'incertitude à :

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong \hbar \quad \text{et} \quad \Delta E \cdot \Delta t \cong \hbar$$

Δx : incertitude sur la position

Δp_x : incertitude sur la quantité de mouvement

ΔE : incertitude sur l'énergie

Δt : incertitude sur le temps.

Idée générale: il est impossible de construire un appareil de mesure capable de déterminer comment l'alternative entre plusieurs voies est résolue sans du même coup détruire les phénomènes d'interférences observées avec des électrons (expérience des fentes)

Le principe d'incertitude montre simplement les limites des possibilités des instruments de mesure dans le monde des infiniment petits. Les instruments de mesure sont incapables de déterminer simultanément avec une précision absolue la position et l'impulsion ou l'énergie et le temps.