

LP40 - CONFINEMENT D'UNE PARTICULE ET QUANTIFICATION DE L'ÉNERGIE

10 juin 2021

Deleuze Julie & Jocteur Tristan

Niveau : L3

Bibliographie

- ♣ *Mécanique Quantique 1, Ch.6, Aslangul*
- ♣ *AML : Cours de L3, Krako*
- ♣ *Physique atomique, tome 2, Cagnac*

Sur le spectre de raie et la quantification
Atome d'hydrogène
Sur l'expérience de Franck et Hertz

Prérequis

- Équation de Schrödinger
- Harmoniques sphériques
- Hamiltonien

Expériences

- 🔥 Spectre d'une lampe à hydrogène

Table des matières

1	Mise en évidence expérimentale - 10 min	2
1.1	Spectre de raies de l'hydrogène	2
1.2	L'expérience de Franck et Hertz	3
2	Le confinement comme origine de la quantification	4
2.1	Principe d'incertitude d'Heisenberg - 5 min	4
2.2	Puits de potentiel infini - 10 min	5
2.3	Analogie classique - 5 min	6
3	Vers des systèmes quantiques réels	6
3.1	Puits carré fini - 5 à 10min	6
3.2	Atome d'hydrogène 5 à 10min	8
4	Conclusion	9
5	Questions	10
6	Commentaires	10

Rapports de jury

2015 Cette leçon peut être l'occasion de développer des arguments qualitatifs et des calculs simples permettant de donner des ordres de grandeur dans des domaines divers de la physique avant d'envisager des applications élaborées.

2016 Le lien entre le confinement et la quantification doit être explicité.

2017 Cette leçon est une leçon de physique et ne doit donc pas se limiter à des calculs.

Remarques à la lecture des années précédentes

On a très souvent le plan type suivant :

1. Approche expérimentale/historique (exp. de Hertz, Rydberg, Bohr,...)
2. Origine par le principe de Heisenberg et puits carré(s) (parfois analogie avec Melde)
3. Applications (ions colorés, atome d'hydrogène, oscillateur harmonique, ammoniac...)

On a pas mal de choix pour chaque partie, les leçons diffèrent par les applications et le choix du calcul, etc... La leçon de Delphine Geyer est bien complète pour les applications

1 Mise en évidence expérimentale - 10 min

1.1 Spectre de raies de l'hydrogène

L'atome est constitué de particules chargées (les électrons) couplées au champ électromagnétique extérieur. Ce couplage entraîne des échanges d'énergie, qui se manifestent à nous par l'émission ou l'absorption de lumière. L'objectif de la spectroscopie atomique est de mesurer l'intensité émise ou absorbée en fonction de la longueur d'onde, dans l'espoir d'en tirer des informations sur la constitution de l'atome.

Le modèle de Thomson décrivait l'atome comme un oscillateur harmonique de pulsation propre caractéristique de l'atome considéré. Bien que les valeurs numériques étaient du bon ordre de grandeur, une seule fréquence caractéristique, donc une unique raie est en contradiction évidente avec les résultats expérimentaux. Le modèle de Perrin dans lequel l'électron spirale vers le noyau, ne fait guère mieux en prédisant un spectre continu. Aucun des deux principaux modèles existant au moment des premières observations de ces spectres de raies ne rend compte des résultats expérimentaux.



Spectre d'une lampe à vapeur d'Hydrogène



⊗ 5 min

Une lampe spectrale est constituée de vapeurs enfermées dans un tube à décharge. Le champ électrique appliqué ionise les atomes, qui émettent des électrons accélérés qui bombardent les autres atomes, alors portés dans un état excité ; Le retour au niveau fondamental entraîne l'émission de lumière.

Les premières observations remontent à Ångström en 1862. L'expérience montre que les atomes émettent un spectre de raies bien séparées, dont la donnée constitue en quelque sorte "l'empreinte digitale" de l'atome. Un peu plus tard, Balmer remarque que les 4 raies observées par Ångström sur le spectre de l'hydrogène s'organise en série. C'est Rydberg qui propose une généralisation de ces séries à toutes les transitions énergétiques de l'hydrogène :

$$\frac{1}{\lambda} = R_y \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right) \quad (1)$$

n indiquant le numéro de la série, et p un entier $> n$. Ritz étendra ce résultat à tous les atomes en écrivant :

$$\frac{1}{\lambda_{n,p}} = R_y (T_n - T_p) \quad (2)$$

où les T désignent les termes spectraux de l'atome.

Bohr proposera en 1913 la première explication théorique quantitative à cette observation, en ajoutant des conditions de quantifications au modèle de Perrin.

1.2 L'expérience de Franck et Hertz

Une autre confirmation de la quantification de l'énergie a été donnée par l'expérience de Franck et Hertz sur les collisions entre les atomes et les électrons, à l'origine des échanges d'énergie dans une lampe à vapeur. L'interprétation de l'expérience est basée sur l'idée de collision inélastique entre un électron et un atome, beaucoup plus massif donc considéré comme stationnaire par rapport à l'électron :

- Si la collision est élastique, alors l'électron conserve son énergie cinétique au cours de la collision, seule la direction de la vitesse varie.
- En revanche si la collision est inélastique, l'électron cède une partie de son énergie cinétique, convertie en énergie potentielle de l'atome W .

Le dispositif expérimental est décrit par la figure 1.

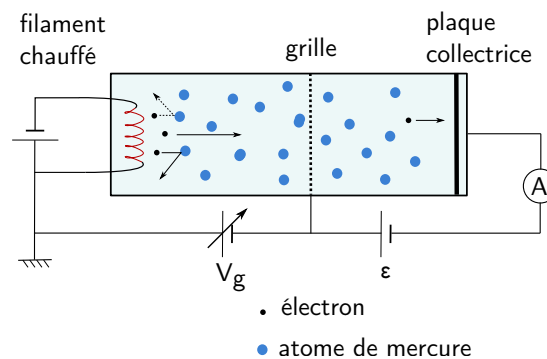


FIGURE 1 – Dispositif expérimental de l'expérience de Franck et Hertz

Le montage est constitué de 3 électrodes enfermées dans un tube qui contient de la vapeur de mercure. La première électrode est un filament chauffé d'où sont émis des électrons de vitesse négligeable. La seconde électrode est une grille, portée à un potentiel V_g positif. Les électrons sont donc accélérés vers la grille. Lorsqu'ils la traversent, ils ont reçu de la part du champ électrique un travail eV_g . En faisant varier V_g , on peut contrôler la vitesse donc l'énergie des électrons qui vont entrer en collision avec les atomes de mercure. La dernière électrode est une plaque collectrice portée à un potentiel $V_p = V_g - \epsilon$ légèrement inférieur à V_g .

- Si l'électron n'a subi que des collisions élastiques entre le filament et la grille, il parvient à la grille avec une énergie cinétique $\frac{1}{2}mv^2 = eV_g$ non nulle et peut remonter la différence de potentiel entre la grille et la plaque ϵ . Le flux d'électrons est alors converti en un courant I .
- Si l'électron a subi une collision inélastique, son énergie cinétique diminue brutalement de W et l'électron s'immobilise si $\frac{1}{2}mv^2 = W$. Il ne peut alors pas parvenir à la plaque.

On a ainsi séparés les électrons qui ont perdu une partie de leur énergie par une collision inélastique des autres. L'expérience consiste à mesurer I en fonction de la tension accélératrice V_g . On observe le résultat suivant :

1. Tant que V_g reste assez faible, I augmente régulièrement avec V_g , les électrons sont attirés de plus en plus rapidement vers la grille.
2. Lorsque V_g atteint $V_0 = 4,9$ V, I chute brutalement : la majeure partie des électrons s'arrête en cours de route.
3. Au-delà de V_0 , I recommence à croître puis le même phénomène se répète à $2V_0$ et tous les multiples de V_0 , ce qui correspond au cas de plusieurs collisions inélastiques successives.

L'observation de ces pics montre que les niveaux d'énergie des atomes sont quantifiés, ils ne peuvent adopter que des valeurs discrètes. Les électrons cèdent leur énergie par multiples entiers de V_0 . 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 (fondamental) à un niveau supérieur. Cela ne peut se produire que si l'électron incident a initialement une énergie supérieure ou égale à cette différence d'énergie entre niveaux atomiques. Tôt ou tard les atomes excités doivent retomber au fondamental en émettant de l'énergie sous forme lumineuse à une longueur d'onde, qui est précisément l'une des raies d'émission du mercure :

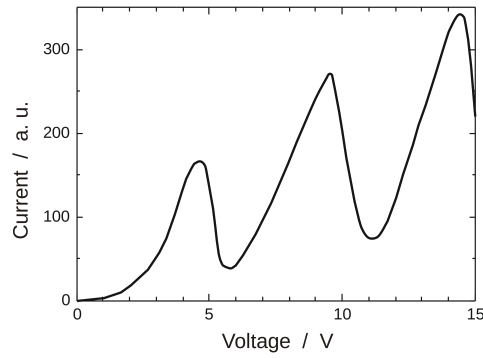


FIGURE 2 – Courant généré en fonction de la tension accélératrice

$$\lambda_0 = \frac{hc}{eV_0} = 2537 \text{ \AA} \quad (3)$$

Cette expérience est la preuve directe de la quantification de l'énergie dans les atomes (prix Nobel 1925). Intéressons nous maintenant à l'explication théorique de la quantification.

2 Le confinement comme origine de la quantification

Ce que nous allons essayer de montrer dans cette leçon, c'est que c'est le confinement spatial des particules qui quantifie leur énergie. Par exemple, dans le cas des transitions électroniques dans les atomes, les énergies des électrons sont quantifiées du fait qu'ils sont confinés autour du noyau.

2.1 Principe d'incertitude d'Heisenberg - 5 min

On peut avoir l'intuition de cela grâce au principe d'incertitude de Heisenberg que vous avez pu voir précédemment. Celui-ci relie la variance sur la position et la variance sur l'impulsion de la manière suivante :

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

On va considérer alors une particule confinée, comme un électron autour d'un noyau par exemple. Pour rendre le raisonnement plus simple, on va modéliser ce système par un électron piégé dans un puits de potentiel infini, décrit sur le schéma ici.

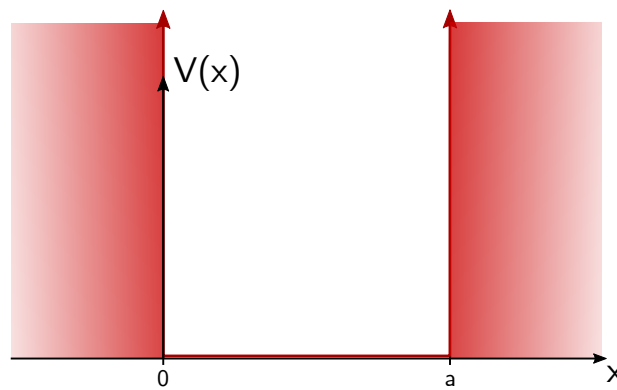


FIGURE 3 – Caption

Si on considère que ce puits est de largeur a alors la variance Δx est bornée par a . Si on suppose, vraisemblablement l'impulsion est nulle en moyenne (que la particule se propage autant dans les deux directions avec les mains) alors on a :

$$\sqrt{\langle p^2 \rangle} \geq \frac{\hbar}{2a} \quad (4)$$

L'énergie de la particule dans le puits étant sa seule énergie cinétique puisque $V = 0$ dans la zone de confinement, on a :

$$\langle E \rangle = \frac{\langle p^2 \rangle}{2m} \geq \frac{\hbar^2}{8ma^2} \quad (5)$$

On voit alors que l'énergie moyenne minimale de la particule ne peut pas être nulle. Le confinement induit nécessairement une énergie moyenne non nulle contrairement à l'intuition classique, il n'est pas possible de mettre une particule au repos dans un puits de potentiel. Ce résultat tend donc à montrer que le confinement restreint l'accès à certaines énergies mais nous n'avons pas encore vraiment mis en évidence le quantification. Pour cela il va falloir être un peu plus quantitatif.

Applications numériques ça peut être bien

2.2 Puits de potentiel infini - 10 min

- Définition du problème
- Equation de Schrödinger et conditions aux limites (bien insister sur le fait que c'est ça qui quantifie)
- Résolution

Nous allons reprendre l'exemple précédent de particule piégée dans un puits de potentiel infini. La particule étant quantique, son évolution va obéir à l'équation de Heisenberg que vous connaissez :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t) \quad (6)$$

Le potentiel considéré étant indépendant du temps, nous allons chercher des solutions stationnaires sous la forme :

$$\psi(x, t) = \varphi(x) e^{-iEt/\hbar} \quad (7)$$

Cela va nous permettre de nous ramener à l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + V(x) \varphi(x) = E \varphi(x) \quad (8)$$

La zone de confinement de la particule étant de potentiel nul, l'équation se ramène simplement à :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = E \varphi(x) \quad (9)$$

Maintenant que nous avons l'équation différentielle, la question à se poser sont les conditions aux limites. Le potentiel étant infini hors du puits, la particule ne peut pas y avoir accès et on aura alors une fonctions d'onde nulle partout hors du puits. Quant aux conditions de continuité, la densité de proba étant continue, ϕ l'est aussi. Pour ce qui est de ϕ' , on peut intégrer entre $a/2 + \epsilon$ et $a/2 - \epsilon$ blabla, ϕ est intégrable donc si discontinuité finie ça tend vers 0 sinon non et alors ϕ' est discontinue, c'est le cas ici.

Il reste alors à résoudre l'équation de Schrödinger. On pose k . Conditions aux limites. Facteur de normalisation qu'on calcule pas parce que flemme. On a alors des solutions discrètes imposées par les conditions aux limites et donc le confinement.

$$\varphi_n = A_n \sin(k_n x) = A_n \sin\left(n\pi \frac{x}{a}\right) \quad (10)$$

Si on réinjecte cette solution dans l'équation de Schrödinger, on obtient alors les énergies suivantes associées :

$$E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (11)$$

On retrouve alors bien un spectre discret d'énergie. Notamment, on retrouve le fait que la particule confinée dans le puits a une énergie minimale $E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$, proche de la valeur prédite par le principe d'incertitude de Heisenberg.

Si l'on représente les solutions stationnaires obtenues on a les allures suivantes : ça nous fait penser à la corde de Melde en effet, c'est pas la seule ressemblance. (pas d'inspi on verra demain)

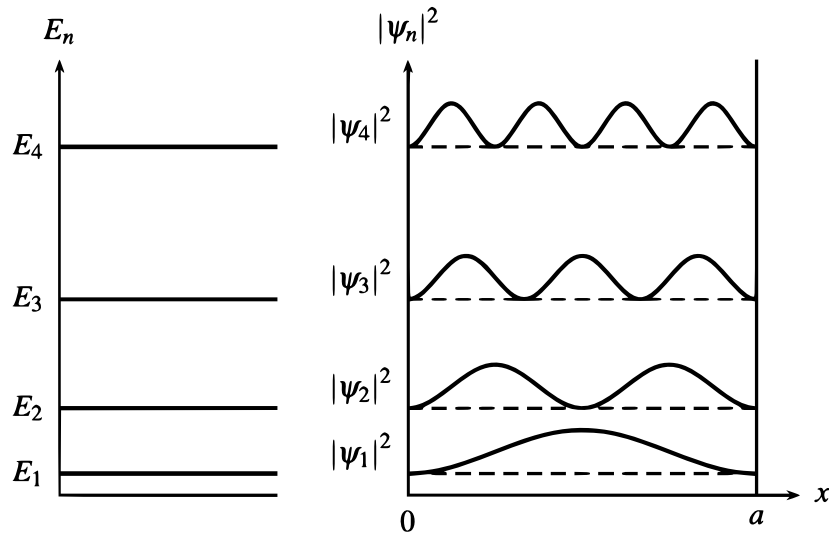


FIGURE 4 – Caption

2.3 Analogie classique - 5 min

Ces résultats montrent que la quantification s'exprime simplement en fonction du nombre d'onde k défini par $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, comme $ka = n\pi$. La quantification des énergies est ici un phénomène élémentaire d'ondes stationnaires. Ce n'est pas un phénomène purement quantique mais ondulatoire : on peut l'observer dans le cas d'une corde de Melde, ou avec les ondes électromagnétique dans un guide d'ondes.

	Corde de Melde	Fonction d'onde
Solution stationnaire	amplitude $y(x, t) = f(x)g(t)$	densité de probabilité de présence $\phi(x, t) = \psi(x) \exp(\frac{-iEt}{\hbar})$
Équation d'onde	$f'' + kf = 0$	$\psi'' + k\psi = 0$
Vecteur d'onde	$k = \frac{\omega}{c}$	$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$
Conditions limites	$f(0) = f(a) = 0$	$\psi(0) = \psi(a) = 0$
Quantification	$k_n = \frac{n\pi}{L}$	$k_n = \frac{n\pi}{L}$

On remarque que dans le cas d'une fonction d'onde stationnaire, l'évolution temporelle se traduit simplement par un facteur de phase. De plus, dans le cas quantique la quantification du nombre d'onde entraîne la quantification de l'énergie, alors que l'énergie des modes de la corde de Melde peut être quelconque.

Toutefois notre modèle simple prédit que plus on monte en énergie, plus les niveaux s'éloignent les uns des autres, or d'après Rydberg c'est l'inverse qui se passe...

3 Vers des systèmes quantiques réels

3.1 Puits carré fini - 5 à 10min

Afin de se tourner vers des systèmes plus réalistes, nous allons lever des simplifications faites dans le modèle du puits infini. La plus évidente semble être celui d'un potentiel infini qui n'est pas physiquement acceptable. On va donc maintenant considérer un puits de même largeur a mais de profondeur V_0 .

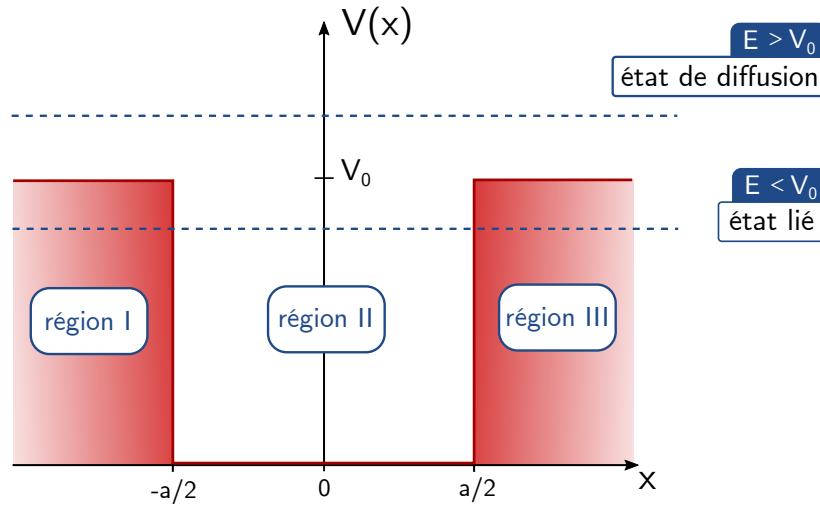


FIGURE 5 – Caption

On peut alors séparer l'espace en trois régions distinctes : une région I et une région III où règne un potentiel constant V_0 et une région II de potentiel nul. Comme dans le cas l'interaction gravitationnelle, suivant l'énergie de la particule considérée, nous allons avoir des états liés, lorsque $E < V_0$ ou des états de diffusion lorsque $E > V_0$. Pour un état de diffusion, la particule n'est pas confinée et on s'intéressera donc seulement aux états liés pour lesquels le confinement est imposé par $E < V_0$.

La particule vérifie alors les équations de Schrödinger suivantes dans chaque région :

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_I}{\partial x^2} + (V_0 - E)\psi_I &= 0 \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_{II}}{\partial x^2} - E\psi_{II} &= 0 \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_{III}}{\partial x^2} + (V_0 - E)\psi_{III} &= 0 \end{aligned}$$

En posant alors :

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad q = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar}$$

Ces équations du second ordre se résolvent simplement :

$$\begin{aligned} \psi_I(x) &= A \exp qx + B \exp -qx \\ \psi_{II}(x) &= C \sin kx + D \cos kx \\ \psi_{III}(x) &= E \exp qx + F \exp -qx \end{aligned}$$

La fonction d'onde devant être normalisable, une divergence n'est pas physiquement acceptable :

$$\begin{aligned} \psi_I(x) &= A \exp qx \\ \psi_{II}(x) &= C \sin kx + D \cos kx \\ \psi_{III}(x) &= F \exp -qx \end{aligned}$$

La différence principale par rapport au puits infini vient alors des conditions aux limites. En effet, les discontinuités du potentiel étant finies, ce sont cette fois ψ et ψ' qui sont continues aux interfaces. Si on exprime les conditions de raccords entre les fonctions d'onde en $x = -\frac{a}{2}$ et $x = \frac{a}{2}$ on a alors les équations suivantes :

$$\begin{aligned} ka \cot ka &= -qa \\ ka \tan ka &= qa \end{aligned}$$

Ces deux conditions ne sont pas vérifiables simultanément et séparent donc deux types de solutions : les solutions paires et les solutions impaires.

De plus, de par la définitions de k et q on a :

$$(ka)^2 + (qa)^2 = \frac{2ma^2V_0}{\hbar^2}$$

Les k correspondant aux solutions peuvent donc être lus graphiquement par l'intersection des courbes de conditions aux limites et de celle fixée par la hauteur du puits :

graphe interactif avec évolution des points d'intersection avec V_0

Comme on le voit, on retrouve une quantifications des énergies dues au confinement. On remarque aussi que plus le puits de potentiel est profond plus on a d'états liés.

Si l'on compare les solutions à celles dans le cas du puits infini, on voit que l'on a une allure similaire avec un débordement de la fonction d'onde sur l'extérieur du puits. Dire que les énergies trouvées sont plus faibles, logique car on est moins localisé (la dépendance de E en a et m aura déjà été discutée dans le cas du puits de potentiel infini)

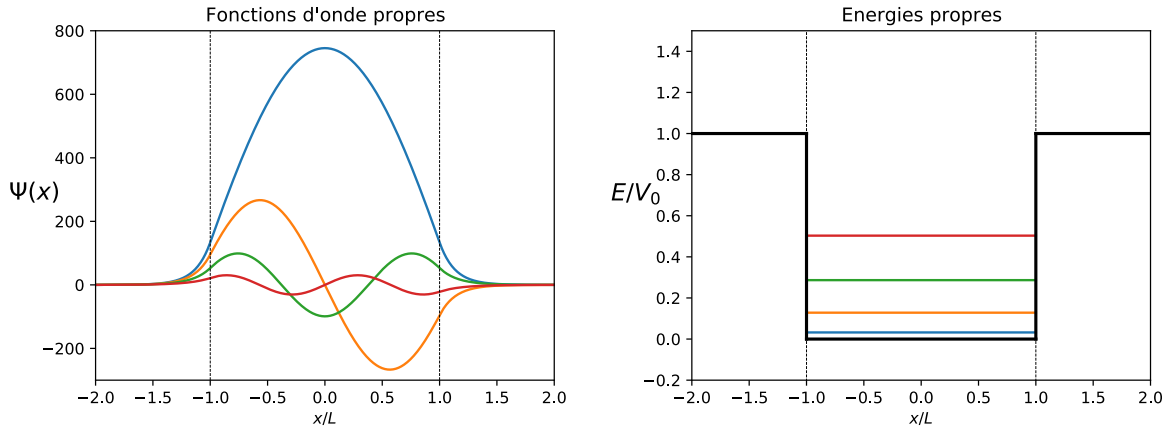


FIGURE 6 – Caption

3.2 Atome d'hydrogène 5 à 10min

En réalité, aucune variation de potentiel n'est assez abrupte pour être modélisée parfaitement par un puits carré, et même si ces modèles permettent de comprendre certains phénomènes, ils ne sont pas suffisant pour décrire la spectroscopie atomique, qui est un élément fondateur de la théorie quantique. Afin de conclure cette leçon, on propose donc d'exposer comment il est possible de démontrer la loi phénoménologique de Rydberg en résolvant le problème de l'atome d'hydrogène.

L'atome d'hydrogène n'est ni plus ni moins qu'un électron en présence d'un proton. Afin de traiter correctement ce problème à deux corps on définit comme d'habitude la position et l'impulsion du centre de masse comme suit :

$$\vec{R} = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}, \quad \vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (12)$$

et la position et l'impulsion relative de l'électron par rapport au noyau :

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \quad \vec{p} = \frac{m_2\vec{p}_1 - m_1\vec{p}_2}{m_1 + m_2} \quad (13)$$

le hamiltonien du système soumis à un potentiel coulombien s'écrit alors :

$$H = \frac{\vec{P}^2}{2M} + \frac{\vec{p}^2}{2\mu} - \frac{q^2}{(4\pi\epsilon_0)r} \quad (14)$$

On voit alors qu'il se sépare en deux contributions : un hamiltonien du centre de masse et un hamiltonien lié au mouvement relatif. Étant donné que les deux jeux d'opérateurs (du centre de masse et relatifs) commutent, ces deux termes sont indépendants et on va donc s'intéresser par la suite simplement au mouvement relatif décrit par h_{rel} . En se plaçant dans la base des positions on a $p = -i\hbar\nabla$ et donc le hamiltonien s'écrit alors :

$$h = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\vec{\nabla}^2 - \frac{q^2}{(4\pi\epsilon_0)r} \quad (15)$$

On reconnaît alors ici une équation de Schrödinger indépendante du temps avec un potentiel coulombien et une masse effective de la particule égale à la masse réduite du système. En utilisant l'expression du laplacien en coordonnées sphériques en fonction du moment cinétique le hamiltonien se ré-écrit alors :

$$h = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r + \frac{\vec{l}^2}{2\mu r^2} - \frac{q^2}{(4\pi\epsilon_0) r} \quad (16)$$

Pause, c'est lourd ce qu'on vient de faire vrr. Il convient alors de remarquer que l'hamiltonien obtenu commute avec l'opérateur moment cinétique, puisque ce dernier n'agit que sur les coordonnées angulaires. Cette propriété nous pousse alors à rechercher des solutions sous la forme suivante :

$$\psi(\vec{r}) = \psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (17)$$

Avec Y les harmoniques sphériques, fonctions propres de l'opérateur moment cinétique telles que :

$$\vec{l}^2 Y_{lm}(\theta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (18)$$

Si l'on utilise cette définition et que l'on injecte cette forme dans l'équation on obtient alors l'équation radiale :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} r + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - \frac{q^2}{(4\pi\epsilon_0) r} \right] R(r) = e R(r) \quad (19)$$

Cette équation se résout analytiquement mais nous garderons sa résolution, un peu longue, pour un TD. Le résultat principal que nous retiendrons est le suivant : la condition de confinement de la particule, qui équivaut à la normalisabilité de la partie radiale, écarte l'infinité de solution à l'équation radiale pour n'en garder qu'un ensemble dénombrable, indicés par un entier n, que l'on appellera nombre quantique principal. Ici encore, c'est le confinement qui amène à la quantification des solutions. Les énergies de ces parties radiales sont alors de la forme suivante :

$$E_n = -\frac{E_H}{2n^2}$$

avec

$$E_H = \frac{m_e q^4}{\hbar^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \quad 4,36.10^{-18} \text{ J} = 27,21 \text{ eV} \quad (20)$$

Les énergies de l'atome d'hydrogène ne dépendent donc que du numéro quantique principal et avec une dépendance quadratique inverse. Si l'on calcule l'écart énergétique entre deux niveaux indicés par les nombres quantiques n et p, et que l'on utilise la relation $\Delta E = \frac{hc}{\lambda}$ on a :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_H}{2hc} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right)$$

Application numérique, on retrouve bien la loi phénoménologique. Dire qu'on a pas non plus résolu l'atome d'H, notamment on n'a pas pris en compte les effets relativistes.

4 Conclusion

Bilan + ouverture sur les polyélectroniques et les molécules diatomiques : l'atome d'H est le seul solvable analytiquement.

$$E_n \propto -\frac{1}{n^2} \quad (21)$$

$$M = m_1 + m_2 \quad (22)$$

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (23)$$

$$\Delta = \frac{1}{r} \partial_r^2 r - \frac{L^2}{\hbar^2 r^2} \quad (24)$$

5 Questions

- Pour les raies de la lampe au Cadmium, pourquoi n'a-t-on pas directement eu la quantification de l'énergie lors des premières observations ? [Parce qu'on avait pas la formule d'Einstein \$E = h\nu\$.](#)
- D'où provient la différence d'intensité des raies ? [C'est aussi quantique mais plus compliqué il faut étudier les interactions électron-matière](#)
- Quelles sont les failles du modèle de Bohr ? [L'électron se trouve sur des orbites entièrement déterminées \$\Delta r = 0\$ ce qui contredit l'inégalité de Heisenberg. Il faut utiliser la représentation par une fonction d'onde et prendre en compte le spin.](#)
- Quels sont les autres modèles de l'atome et leurs limites ?
- Dans l'expérience de Franck et Hertz pourquoi le courant continue-t-il d'augmenter avec la tension accélératrice ? [On continue d'avoir des électrons qui passent.](#)
- Peut-on observer d'autres transitions avec cette expérience ? [Oui ils ont pu observer la deuxième.](#)
- Quel est l'ordre de grandeur de la transition observée ?
- Qu'est ce qui change pour l'équation de Schrödinger quand on passe en 3D ?
- Pourquoi peut-on se restreindre aux états stationnaires dans le cas du puits ? [Le potentiel est indépendant du temps.](#)
- Pourquoi ϕ ou ϕ' sont elles continues selon les conditions limites ? [Mentionner le courant de probabilité.](#)
- Pourquoi se réduit-on directement aux $E > 0$ dans le cas du puits ?
- Entre les modes symétriques/antisymétriques lesquels sont les plus stables ?
- Pourquoi assimiler l'atome de Bohr à un puits infini ? [Le potentiel Coulombien est en \$\frac{1}{r}\$.](#)
- Quand peut on dire qu'un puits est infini ? [Il faut comparer la profondeur du puits de potentiel à l'énergie de la particule.](#)
- La quantification est une caractéristique ondulatoire mais qu'est ce qui est propre à la mécanique quantique ? [La quantification des énergies accessibles, amenée par \$E = h\nu\$.](#)
- Comment rapidement simplifier la forme des solutions du puits fini compte-tenu de la forme du potentiel (pair) ?
- Qu'est ce qui se passe avec les états de diffusion ?
- Quel est l'effet de la chaleur/du travail sur l'occupation des niveaux d'énergie ?
- Qu'est ce qui caractérise la facilité d'un électron à passer d'un niveau à un autre ? [Sa masse effective.](#)
- Peut on voir la particule dans la barrière du puits fini ? Oui c'est l'effet tunnel. Une analogie expérimentale ? [La réflexion totale frustrée.](#)
- Proposer une application concrète et technologique de ces confinements. [Les atomes artificiels.](#)
- Quelle est la différence entre l'effet de peau et l'effet tunnel d'un point de vue énergétique ?

6 Commentaires

- Bon usage des diapos pour les calculs, ils ne sont pas importants il y a beaucoup de sens physique à développer dans cette leçon.
- La manip en début de leçon est bien, penser à expliquer que le modèle de Bohr marche par hasard.
- C'est bien de passer par l'inégalité de Heisenberg pour introduire la quantification.
- Bien expliquer pourquoi on se restreint au cas stationnaire.
- l'analogie avec la corde de Melde aurait pu venir dès le début.
- Tracer soit ψ soit son module mais harmoniser les graphes (on perd de l'info du la symétrie du mode en traçant le module).

- Expliquer qu'une fois qu'on est plus dans un état lié il y a un continuum d'énergie.
- Ça serait bien de traiter le puits fini, comme étape pour traiter ensuite les atomes. On peut penser à traiter la liaison chimique comme application (2 puits finis côte à côte), ça permet d'éviter les gros calculs de l'atome d'Hydrogène.
- Quand on traite l'atome d'Hydrogène bien insister sur le fait que le confinement vient de l'attraction du noyau.