LP38 – Aspect corpusculaire du rayonnement. Notion de photon.

8 janvier 2018
Bruno Etcheverry & François Nicolas

Citation
Auteur.

Niveau : L2

Commentaires du jury

2016 : Cette leçon ne peut se résumer à une présentation des relations d'Einstein.

2015 : Le jury apprécie des illustrations décrivant des mécanismes récents impliquant des interactions lumièrematière.

2014 : Cette leçon ne devrait pas se limiter à une description d'expériences historiques du début du XXème siècle. Des développements récents, expériences à un photon, décohérence, peuvent être mentionnées. Le transfert de quantité de mouvement est souvent présenté par le biais de l'expérience de Compton, il peut également être illustré à l'aide d'applications modernes de l'interaction atome-rayonnement. Cette leçon peut éventuellement permettre de parler de la notion de superposition d'états. La lumière peut parfois présenter un comportement ni corpusculaire, ni ondulatoire.

Bibliographie

- ✍ *Quantique*, **Perez**
  - ⟶ La première partie.
- ✍ *J'intègre PC**, **Sanz**
  - ⟶ La deuxième partie.
- ✍ *Panorama de la physique*
  - ⟶ La troisième partie.
- ✍ *Eduscol*
  - ⟶ Recommandé par R.Volk pour les graphiques
- ✍ *CD-ROM*
  - ⟶ Graphique interactif pour Planck !

Prérequis

- ➢ Rayonnement thermique ;
- ➢ Fonction de partition ;
- ➢ Electromagnétisme classique ;
- ➢ Relativité restreinte ;
- ➢ Effet Doppler.

Expériences

- Électroscope.

Table des matières

1 De la quantification du rayonnement à la notion de photon **2**
- 1.1 Le rayonnement du corps noir . . . 2
- 1.2 L'effet photoélectrique . . . 2
- 1.3 Expérience à photons séparés . . . 3

2 Caractéristiques du photon **4**
- 2.1 Impulsion . . . 4
- 2.2 Moment cinétique . . . 4
- 2.3 Masse . . . 5

3 Application : refroidissement atomique **6**
- 3.1 Principe . . . 6
- 3.2 Pratique . . . 6
- 3.3 Application . . . 7

Introduction

Nous avons déjà pu mettre en évidence le caractère ondulatoire de la lumière, qui a été la théorie dominante à partir du modèle développé par Huygens et Fresnel (1820) et de l'électromagnétisme de Maxwell (1865). Cependant, jusqu'au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle, cette théorie ne pouvait pas expliquer certains phénomènes de la physique. C'est finalement avec l'idée de quantification et l'approche corpusculaire du rayonnement que la catastrope ultraviolette et l'effet photoélectrique ont pu être expliqués. Dans cette leçon, nous allons nous attacher à mettre en évidence l'importance de ce modèle dans la résolution de ces deux phénomènes, puis les implications sur les corpuscules associés, les photons, avant d'en voir unee application pratique.

I) De la quantification du rayonnement à la notion de photon

I) 1- Le rayonnement du corps noir

Un corps soumis à un rayonnement va être susceptible d'en absorber une partie, d'en réfléchir une autre et d'en transmettre une troisième. La caractéristique d'un corps noir est qu'il absorbe complètement le rayonnement incident. En pratique, cela revient à avoir un corps d'absortivité très grande, ou à faire un trou dans une cavité par lequel le rayonnement va pouvoir entrer mais y rester piéger suffisamment longtemps pour que les parois l'absorbe complètement. À l'équilibre thermique, le corps noir va rayonner de l'énergie : l'enjeu au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle était de décrire la densité spectrale en énergie du rayonnement à l'équilibre thermique, $u(\nu, T)$, qui définit la contribution de la fréquence ν à la densité d'énergie électronmagnétique : $u_{\text{em}} = \int u(\nu, T)\,\mathrm{d}\nu$.

Un premier modèle avait déjà été développé par Rayleigh et Jeans, dans lequel les parois du corps noir étaient considérées comme étant des oscillateurs harmoniques, dont la densité de mode en fonction de la fréquence s'écrit

$$g(\nu) = 8\pi\frac{\nu^2}{c^3} \tag{1}$$

que l'on obtient avec de l'électromagnétisme classique. L'hypothèse importante de ce modèle était que l'énergie d'un oscillateur harmonique était $E_{\text{mode}} = k_B T$ avec k_B la constante de Boltzmann. On a donc $u(\nu, T) = g(\nu)\, k_B T$, soit

$$u(\nu, T) = 8\pi\frac{v^2}{c^3}k_B T \tag{2}$$

Ce modèle correspond bien à la réalité mesurée à basse fréquence, mais pose problème aux plus hautes fréquences car u diverge pour ν grand ! C'est ce qu'on appelle la catastrophe ultraviolette.

La solution a été apportée par Planck, qui a eu l'idée de considérer les niveaux d'énergies des modes des oscillateurs harmoniques comme étant discrètes. Il les pose comme étant des multiple d'une énergie minimale ε, appelée « quanta », elle-même proportionnelle à ν telle que $\varepsilon = h\nu$ avec $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J·s. On a donc une quantification des niveaux d'énergie de l'interaction lumière-matière, qui mène à la résolution de la catastrophe ultraviolette. En effet, on a alors Z la fonction de partition qui s'écrit $Z = \sum_n e^{-\beta h\nu}$ avec n le nombre d'oscillateurs considéré, et $\beta = \frac{1}{k_B T}$. On a alors

$$\langle E\rangle = -\frac{\partial}{\partial\beta}\ln(Z) = \frac{h\nu}{e^{\beta h\nu} - 1} \tag{3}$$

ce qui donne le résultat suivant :

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1} \tag{4}$$

Ce résultat s'accorde parfaitement aux observations expérimentales. C'est ce qui nous permet de déterminer la température du soleil, ou de caractériser l'état primitif de l'univers grâce à l'étude du rayonnement fossile du fond diffus cosmologique. On retrouve en plus la loi de Rayleigh-Jeans à faible fréquence.

On a donc vu que l'hypothèse quantification de l'énergie d'oscillateur harmonique en interaction avec la lumière était à même de résoudre le phénomène de catastrophe ultraviolette. Cependant, pour le moment ce n'est qu'un artifice de calcul que Planck avait considéré, et cela n'amène pas directement à la notion de photon.

I) 2- L'effet photoélectrique

Le deuxième phénomène dont on va discuter ici, c'est l'effet photoélectrique : le rayonnement électromagnétique peut arracher des électrons à la matière. On observe cependant deux particularités à cet effet :

- L'énergie cinétique des électrons arrachés est une fonction affine de ν uniquement. On pourrait s'attendre à ce que ce soit proportionnel à l'intensité avec une théorie ondulatoire.
- Il existe une fréquence seuil que l'on note ν_s en-dessous de laquelle il n'y a pas d'effet.

On peut essayer de montrer cette caractéristique avec l'expérience suivante :

Electroscope

✍ *Quantique*, **PLP** ⏲ 5 minutes

Matériel :

- Electroscope p67.33 ;
- Plaque de verre p67.qqch ;
- Peau de chat (RIP) ;
- Lampe spectrale Hg.

L'électroscope est constitué d'une plaque de zinc que l'on va pouvoir charger négativement par frottement. Elle est reliée à un barreau métallique à l'intérieur de l'enceinte sur lequel se trouve une tige métallique pouvant tourner. Le fait de charger la plaque fait charger le barreau et la tige, et par effet électrostatique on va avoir une répulsion et donc observer la tige qui va se décaler. Pour montrer l'effet photoélectrique, on va venir arracher des électrons à la plaque de zinc grâce à une lampe spectrale qui émet dans l'UV, qui permet d'arracher des électrons au zinc. Ça marche. Maintenant on va intercaler une plaque de verre entre la source et la plaque. Le verre bloquant les UV, on va empêcher l'effet photoélectrique et donc empêcher la décharge.

Normalement cette expérience se fait avec un bâton d'ébonite, mais le jour-même on n'a pas réussi à laisser la plaque de zinc chargée. Allez savoir pourquoi. Frotter la plaque directement marche bien, faut juste pas la tenir sinon on la décharge avec notre peau et le fait qu'on est connectés à la Terre.

Cette expérience nous montre que l'arrachement dépend de la longueur d'onde reçue par le matériau. On ne prouve pas l'existence d'un seuil par ce biais, ni l'indépendance à l'intensité lumineuse.

Pour comprendre ce phénomène, Einstein a repris l'idée de la quantification de Planck, mais cette fois en l'appliquant directement au champ électromagnétique : son hypothèse est que la lumière est composée de « quanta » d'énergie $h\nu$. On aurait alors l'effet photoélectrique comme conséquence d'une collision inélastique entre un de ces quanta et un électron de la plaque. En effet, en écrivant la conservation de l'énergie, on aurait $h\nu = W_s + \varepsilon_c$ avec W_s le travail d'extraction, que l'on peut écrire sous la forme $W_s = h\nu_s$ où on a noté ν_s la fréquence seuil, et ε_c l'énergie cinétique de l'électron arraché. En isolant ε_c, on obtient

$$h(\nu - \nu_s) = \varepsilon_c \tag{5}$$

Comme $\varepsilon_c > 0$, pour pouvoir arracher l'électron et lui donner une énergie cinétique, il nous faut $\nu - \nu_s > 0$ soit $\nu > \nu_s$. On peut expliquer ainsi l'effet de seuil et l'indépendance en intensité.

On va se servir de cette équation pour prouver que la fréquence d'arrachement pour le zinc est bien dans les UV : à partir de la mesure de W_s pour le zinc, on aura $\nu_s = \frac{W_s}{h}$ ou plus simplement en longueur d'onde $\lambda_s = \frac{hc}{W_s}$. Avec $hc = 1.24\,\mu$m et $W_s = 4.33\,$eV, on obtient $\lambda_s = 290\,$nm, ce qui correspond bien à des rayonnements UV !

Cependant, cette expérience seule ne permet pas de conclure sur l'existence de particules insécables d'énergie $h\nu$ constituant la lumière. Pour être persuadés de l'existence des photons (dénomination donnée par Lewis en 1926), il a fallu attendre les années 1980 avec les sources à photons séparés.

I) 3- Expérience à photons séparés

L'idée de détection des photons est la suivante : avec une source lumineuse adaptée, on envoie des pulses de lumière très brefs (picoseconde) constitués a priori d'un photon à intervalles réguliers T. Ces pulses arrivent alors sur une lame seme-réfléchissante, qui a pour propriété de faire passer 50% de la lumière et d'en réfléchir le reste. On dispose donc deux détecteurs en sortie de la lame pour observer ce qui arrive. Avec une théorie ondulatoire de la lumière, on devrait observer des signaux lumineux brefs et séparés de T mais simultanés sur les deux détecteurs, comme une onde verrait son amplitude divisée par deux au passage par la lame. Or, ce que l'on observe sur les deux détecteurs est bien bref, mais en aucun cas simultané sur les détecteurs ; on a même jamais deux signaux en même temps qui sont enregistrés. Ce qui passe par la lame ne peut être considéré comme une onde, mais doit être considéré comme une particule qui a un probabilité de traverser ou de se faire réfléchir.

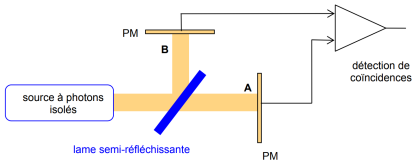

Figure 1 – Schéma d'une expérience à photons uniques. PM : photomultiplicateur. Source : Ressources pour la classe de terminale générale physique-chimie série S, dualité onde-particule

Durant cette partie, nous avons donc mis en évidence la nécessité de la théorie corpusculaire de la lumière au travers d'un historique détaillant le cheminement intellectuel qui fût effectué entre la quantification des niveaux d'énergie et la notion de particule insécable d'énergie quantifiée, le photon. Maintenant que nous avons posé la base de son existence, nous allons en étudier quelques caractéristiques.

II) Caractéristiques du photon

II) 1- Impulsion

Pour déterminer l'impulsion associée à un photon, nous allons nous placer dans le cadre de l'électromagnétisme classique en prenant une onde plane progressive monochromatique de fréquence ν arrivant depuis le vide sur une particule matérielle ponctuelle de masse m, de charge q, contrainte dans le plan $z = 0$ et oscillant dans ce plan à une période T.

Le champ électrique s'écrit en toute généralité $\overrightarrow{E} = \left| \begin{array}{l} E_{ox}\ \cos(\omega t - kz) \\ E_{oy}\ \cos(\omega t - kz + \varphi) \end{array} \right.$, et avec la relation de structure pour une OPPH dans le vide on aura $\overrightarrow{B} = \dfrac{\overrightarrow{u_z} \times \overrightarrow{E}}{c}$.

Le principe fondamental de la mécanique pour la particule donne $\dfrac{\mathrm{d}\overrightarrow{p}}{\mathrm{d}t} = \overrightarrow{F} = q\left(\overrightarrow{E}(0,t) + \overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B}(0,t)\right)$; on aura donc $\overrightarrow{p} = \int_{t_0}^{t_0+T} \overrightarrow{F}\,\mathrm{d}t$ pour la particule après une période. On aura donc :

$$\overrightarrow{p} = \underbrace{q\int_{t_0}^{t_0+T} \overrightarrow{E}\,\mathrm{d}t}_{\langle\cos\rangle_T = 0} + \frac{q}{c}\int_{t_0}^{t_0+T} \overrightarrow{v} \times \left(\overrightarrow{u_z} \times \overrightarrow{E}(0,t)\right)\,\mathrm{d}t$$

$$\overrightarrow{p} = \frac{q}{c}\left[\int_{t_0}^{t_0+T} \left(\overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{E}\right) \cdot \overrightarrow{u_z}\,\mathrm{d}t - \underbrace{\int_{t_0}^{t_0+T} \left(\underbrace{\overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{u_z}}_{v_z}\right) \cdot \overrightarrow{E}(0,t)\,\mathrm{d}t}_{\langle\cos\rangle_T = 0}\right]$$

en utilisant la formule d'analyse vectorielle $\overrightarrow{a} \times (\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{c}) = (\overrightarrow{a} \cdot \overrightarrow{c}) \cdot \overrightarrow{b} - (\overrightarrow{a} \cdot \overrightarrow{b}) \cdot \overrightarrow{c}$. D'où

$$\overrightarrow{p}_{\text{cédée, T}} = \frac{q}{c}\left(\int_{t_0}^{t_0+T} \overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{E}\,\mathrm{d}t\right) \overrightarrow{u_z} \tag{6}$$

Il nous faut maintenant relier l'intérieur de l'intégrale à une grandeur connue pour déterminer $\overrightarrow{p}$. Or, la puissance reçue par la particule est $\overrightarrow{F} \cdot \overrightarrow{v}$, soit $\mathcal{P}(t) = q\overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{E}$, la composante magnétique de la force de Lorentz ne travaillant pas : $\left(\overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B}\right) \cdot \overrightarrow{v} = 0$. On a ainsi $\overrightarrow{p}_{\text{cédée, T}} = \dfrac{\mathrm{E}_{\text{cédée, T}}}{c} \cdot \overrightarrow{u_z}$. En considérant que N photons sont arrivés sur la particule matérielle pendant la période T, l'énergie cédée est $\mathrm{E}_{\text{cédée, T}} = Nh\nu$, et $\overrightarrow{p}_{\text{cédée, T}} = N\overrightarrow{p}_{\text{cédée, 1 photon}}$. On finalement

$$\boxed{p_{\text{photon}} = \frac{h\nu}{c} = \hbar k} \tag{7}$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

II) 2- Moment cinétique

En tant que particule, on peut également associer un moment cinétique au photon. Pour le déterminer, on va s'intéresser à la projection sur Oz du moment cinétique cédé par l'onde à la particule en une période, c'est-à-dire à la

grandeur $\overrightarrow{L}_{\text{cédée, T}} \cdot \overrightarrow{u_z}$. Or, $\overrightarrow{L}_{\text{cédée, T}} = \int_{t_0}^{t_0+T} \left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{F}\right) \mathrm{d}t$. En développant l'expression de $\overrightarrow{F}$, on a

$$\left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{F}\right) \cdot \overrightarrow{u_z} = \left(\overrightarrow{OP} \times \left(q\left(\overrightarrow{E} + \overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B}\right)\right)\right) \cdot \overrightarrow{u_z}$$

$$\left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{F}\right) \cdot \overrightarrow{u_z} = q\left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{E}\right) \cdot \overrightarrow{u_z} + \underbrace{q\left(\overrightarrow{OP} \cdot \overrightarrow{B}\right) \cdot \overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{u_z}}_{=0} - \underbrace{q\left(\overrightarrow{OP} \cdot \overrightarrow{v}\right) \cdot \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{u_z}}_{=0}$$

$$\left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{F}\right) \cdot \overrightarrow{u_z} = q\left(\overrightarrow{E} \times \overrightarrow{u_z}\right) \cdot \overrightarrow{OP}$$

$$\left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{F}\right) \cdot \overrightarrow{u_z} = -q\left(\overrightarrow{u_z} \times \overrightarrow{E}\right) \cdot \overrightarrow{OP}$$

avec la formule d'analyse vectorielle $\left(\overrightarrow{a} \times \overrightarrow{b}\right) \cdot \overrightarrow{c} = \left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{c}\right) \cdot \overrightarrow{a}$ (invariance du déterminant par permutation circulaire).

Ainsi, en choisissant maintenant une onde polarisée circulairement gauche, c'est-à-dire telle que $\overrightarrow{E} = E_0 \begin{vmatrix} \cos(\omega t - kz) \\ \sin(\omega t - kz) \end{vmatrix}$, on obtient $\dfrac{\mathrm{d}\overrightarrow{E}}{\mathrm{d}t} = \omega E_0 \begin{vmatrix} -\sin(\omega t - kz) \\ \cos(\omega t - kz) \end{vmatrix} = \omega\, \overrightarrow{u_z} \times \overrightarrow{E}(0,t)$, que l'on peut donc relier à $\left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{F}\right) \cdot \overrightarrow{u_z}$:

$$\overrightarrow{L}_{\text{cédée, T}} \cdot \overrightarrow{u_z} = \int_{t_0}^{t_0+T} \left(\overrightarrow{OP} \times \overrightarrow{F}\right) \overrightarrow{u_z}\, \mathrm{d}t$$

$$\overrightarrow{L}_{\text{cédée, T}} \cdot \overrightarrow{u_z} = -q \int_{t_0}^{t_0+T} \left(\overrightarrow{u_z} \times \overrightarrow{E}\right) \overrightarrow{OP}\, \mathrm{d}t$$

$$\overrightarrow{L}_{\text{cédée, T}} \cdot \overrightarrow{u_z} = -\frac{q}{\omega} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{\mathrm{d}\overrightarrow{E}(0,t)}{\mathrm{d}t}\, \mathrm{d}t\, \overrightarrow{OP}$$

$$\overrightarrow{L}_{\text{cédée, T}} \cdot \overrightarrow{u_z} = -\frac{q}{\omega} \left\{ \underbrace{\left[\overrightarrow{OP} \cdot \overrightarrow{E}(0,t)\right]_{t_0}^{t_0+T}}_{\langle cos \rangle_T = 0} - \int_{t_0}^{t_0+T} \overrightarrow{E}(0,t) \cdot \overrightarrow{v}(t)\, \mathrm{d}t \right\}$$

$$\overrightarrow{L}_{\text{cédée, T}} \cdot \overrightarrow{u_z} = \frac{q}{\omega} E_{\text{cédée, T}}$$

On obtient donc finalement, pour une polarisation circulaire gauche :

$$\boxed{\overrightarrow{L}_{\text{Oz, photon, CG}} = \hbar} \tag{8}$$

et pour une onde circulaire droite, on change simplement le signe de $\frac{\mathrm{d}\overrightarrow{E}}{\mathrm{d}t}$: $\frac{\mathrm{d}\overrightarrow{E}}{\mathrm{d}t} = -\omega\, \overrightarrow{u_z} \times \overrightarrow{E}$, d'où :

$$\boxed{\overrightarrow{L}_{\text{Oz, photon, CD}} = -\hbar} \tag{9}$$

On retrouve ainsi les polarisations gauches et droites associées au photon, correspondant à son spin ± 1 !

II) 3- Masse

Une fois son impulsion déterminée, il est facile de déduire la masse du photon grâce à la formule de conservation de l'énergie de la théorie de la relativité restreinte d'Einstein :

$$E^2 = p^2c^2 + {m_0}^2c^4$$

$$\hbar^2\omega^2 = \hbar^2 \underbrace{k^2c^2}_{\omega^2} + {m_0}^2c^4$$

d'où

$$\boxed{m_0 = 0} \tag{10}$$

Maintenant que l'on a montré et la nécessité de l'aspect corpusculaire de la lumière et qu'on a décrit certaines de ses propriétés, nous allons nous intéresser à une application de cette vision corpusculaire dans le monde de la recherche.

III) Application : refroidissement atomique

III) 1- Principe

Un photon est donc décrit par une énergie $E = h\nu$ et par une impulsion $\overrightarrow{p} = \hbar\overrightarrow{k}$. Un atome absorbant un photon voit donc sa vitesse modifiée par conservation de la quantité de mouvement, et comme la température est définie en lien avec l'agitation thermique par $\frac{1}{2}m\langle v^2\rangle = \frac{3}{2}k_BT$, si on diminue la vitesse on diminue la température.

Soit donc un atome de vitesse initiale $\overrightarrow{v} = v_0\,\overrightarrow{u_z}$, qui reçoit une onde laser monochromatique de fréquence ν_1 telle que $\hbar\overrightarrow{k} = -\hbar k\,\overrightarrow{u_z}$. Après l'absorption du photon, par conservation de la quantité de mouvement, la vitesse de l'atome est maintenant $\overrightarrow{v} = \overrightarrow{v_0} + \frac{\hbar\overrightarrow{k}}{m}$, et donc sur Oz, on a

$$v = v_0 - \frac{\hbar\nu}{mc} \tag{11}$$

et l'atome est ralenti. Cependant l'atome est également excité et il va se désexciter après un temps τ_e en émettant un photon par émission spontanée, donc dans une direction aléatoire, ce qui donnera

$$\overrightarrow{v} = \overrightarrow{v_0} + \frac{\hbar\overrightarrow{k}}{m} + \frac{\hbar\overrightarrow{k_s}}{m} \tag{12}$$

avec $\overrightarrow{k_s}$ le vecteur d'onde du photon émis par émission spontanée.

Pour n'avoir que la contribution du laser, il faudrait annuler l'influence de l'émission spontanée, et pour cela il suffit de réaliser un grand nombre de cycles d'absorption-émission : l'absorption s'effectue en modifiant toujours la vitesse dans le même sens, mais l'émission étant aléatoire elle va être nulle en moyenne. On aura donc

$$\boxed{\overrightarrow{v} = \overrightarrow{v_0} + n\frac{\hbar\overrightarrow{k}}{m} + \underbrace{\sum_n \frac{\hbar\overrightarrow{k_s}}{m}}_{=0}} \tag{13}$$

après n cycles.

III) 2- Pratique

Les calculs donnent qu'une absoprtion fait ralentir l'atome de $3\times10^{-2}\,\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$ pour un gaz de sodium, alors qu'à 300 K on a $\langle v\rangle = 600\,\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$! Pour ralentir jusqu'à 0 K un tel gaz, il nous faudrait alors $\frac{600}{3.10^{-2}} = \frac{60000}{3} = 20\,000$ cycles d'absorption de l'état a à l'état b. Sachant que le temps τ_e de désexcitation de $b \to a$ est de l'ordre de 10^{-8} s, il suffirait de 0.6 ms pour le refroidir. Cependant, lors du ralentissement on observe un effet Doppler qui implique que la résonance cesse : en effet, la pulsation reçue par l'atome est $\omega_r = \omega_1 - \overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{v}$, avec ω_1 la pulsation du laser, donc il n'y a que pour une certaine vitesse que $\omega_r = \omega_0$ avec ω_0 la pulsation de transition $a \to b$. On peut donc :

- moduler la fréquence $\nu(t)$ du laser pour effectivement ralentir les atomes ;
- ou utiliser plusieurs lasers de sens opposés pour les garder en place.

Par exemple avec deux lasers opposés, de fréquences $\omega_1 < \omega_0$ égales, que l'atome aille d'un côté ou de l'autre il se rapprochera d'une des sources et donc verra ω_1 ↗, et la probabiité d'absorber ↗, ce qui le ramènera vers la source opposée...

La température limite que l'on peut atteindre avec de tels dispositifs résulte de la compétition entre l'aborption et l'émission spontanée, et permet d'avoir des températures de 240 μK. En utilisant en plus des champs magnétiques qui ramènent les atomes au point focal des lasers, on descend à 5 nK !

III) 3- Application

Le refroidissement atomique est largement utilisé pour les horloges atomiques : le ralentissement d'atomes de césium (de fréquence de transition exactement connue puis qu'elle définit la seconde : $\nu_{\text{trans}} = 9\,192\,631\,770\,\text{Hz}$) permet d'avoir un meilleur temps d'observation, et donne finalement une précision de mesure du temps de $10^{-5}\,\text{s}$.

Conclusion

Durant cette leçon nous avons ainsi mis en évidence la nécessité de l'apparition du modèle corpusculaire de la lumière par le biais de la quantification, ainsi que les caractéristiques du corpuscule associé, pour finalement discuter d'une application sur le refroidissement atomique. Cet aspect corpusculaire sert également à expliquer l'effet photovoltaïque ou les photodiodes, mais j'ai pas d'ouverture.

Questions

- Les lasers suffisent-ils pour piéger les atomes ? Non, il faut un grandient de champ magnétique.
- Comment atteindre en réalité de telles températures ? Adapter la fréquence des lasers.
- Les atomes de sodium vont-ils vraiment à $600\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$? Non, c'est la vitesse quadratique moyenne. Dans ce cas c'est bien $\langle v^2 \rangle$ et pas v^2. Oui, merci.
- Où trouve-t-on des horloges atomiques ? Dans les satellites pour les GPS : 3 par satellite (et 10 satellites pour avoir une localisation précise).
- Mesure de h pour la première fois ? 1916 avec Millikan.
- Quels appareils utilisent l'effect photoélectrique ? Les capteurs CCD, les panneaux photovoltaïques, les photomultiplicateurs...
- A-t-il vraiment fallu attendre 1980 pour s'assurer de l'existence du photon ? Non, l'effet Compton le montrait déjà bien.
- Un photon est-il vraiment monochromatique ? Non, sinon il aurait un étalement temporel infini et donc une énergie infinie (par transformée de fourier inverse).

Commentaires

- C'est trop sec. Le coeur de la leçon est autour du calcul, il n'en faut qu'un seul ici.
- On est censé déjà connaître les propriétés principales du photon, il serait plus intéressant de dire "on s'attend à voir ça, on va faire un modèle ou calcul pour le retrouver".
- Bien mettre en avant les résultats, et surtout conclure.
- Ça manque d'ordres de grandeurs et de schémas. La valeur de h n'a pas été donnée, et il est indispensable de montrer les vraies courbes expérimentales (énormément de ressources sont disponibles sur Eduscol).
- Penser à revenir sur la partie 1, et à parler de grandeurs physiques mesurables : lien entre intensité lumineuse et débit de photons par unité de temps, et pour le corps noir on relie $u(\nu, t)$ à I par relation de proportionnalité, et I se mesure bien avec un spectrophotomètre en utilisant un réseau.