

LP 38 – Aspect corpusculaire du rayonnement, notion de photon

11 juin 2021

Antoine Chauchat & Valentin Dorel

Niveau : L2

Bibliographie



Prérequis

- aspect ondulatoire de la matière

Expériences



Table des matières

1	Émergence de la notion de photon	2
1.1	Quantification du rayonnement	2
1.2	Preuves expérimentales	3
1.3	Caractéristiques du photon	4
2	Interaction lumière-matière	4
2.1	Pression de radiation	4
2.2	Effet Compton	5
2.3	Refroidissement d'atomes	5
2.4	Interférences à photon unique	6
3	Questions et commentaires	6
3.1	Questions	6
3.2	Commentaires	6

Introduction

1 Émergence de la notion de photon

1.1 Quantification du rayonnement

Le premier grand pas vers la théorie de la quantification de la lumière a été effectué par Planck pour résoudre la catastrophe ultraviolette.

L'enjeu est de calculer l'énergie spectrale d'un rayonnement d'équilibre thermique d'un corps noir. Rayleigh propose en 1900 un calcul basé sur la théorie de Boltzmann. Il calcule ainsi une densité de modes :

$$g(\nu) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \quad (1.1)$$

Chaque mode est associé à une énergie $k_B T$ ainsi la densité énergétique du rayonnement est donné par :

$$u(\nu) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} k_B T \quad (1.2)$$

Et ainsi l'intégrale sur tous les modes diverge. C'est ça la catastrophe ultraviolette.

La réponse apportée par Planck c'est de dire que les modes ne suivent plus un continuum mais sont quantifié :

$$\varepsilon_n = nh\nu \quad (1.3)$$

Avec h la constante de Planck. Avec ce postulat et après les calculs on trouve la loi de Planck :

$$u(\nu) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T} - 1\right)} \quad (1.4)$$

Cette loi ne diverge plus et colle plutôt bien aux observations expérimentales :

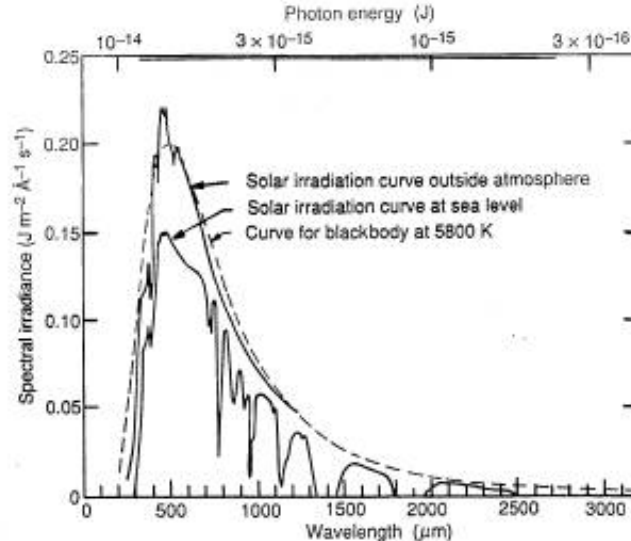


Fig. 1 : Le fit est bon, les raies d'absorption sont sans doute dues à l'atmosphère

Vu que la loi a l'air solide, il faut essayer d'interpréter physiquement cette hypothèse qu'a fait Planck. Et ça dit quelque chose d'assez fort :

L'échange d'énergie entre le corps noir et le rayonnement ne se fait qu'à travers des quanta d'énergie. De plus, l'énergie de ces quanta est directement liée à leur fréquence ce qui est inédit car on a toujours décrit l'énergie d'une onde EM avec son intensité !

Est ce que cette notion était un artefact mathématique comme l'a longtemps pensé Planck ou était ce le premier jalon d'une nouvelle théorie ? Pour cela, il faut regarder les expériences.

1.2 Preuves expérimentales

C'est Einstein qui reprend sérieusement cette hypothèse et qui va essayer de s'en servir pour expliquer les résultats d'une expérience qui date de 1839 : *l'effet photoélectrique*. Cette vidéo illustre le phénomène. Les choses importantes à retenir sont que :

- Sous l'effet du rayonnement, les électrons sont arrachés à la plaque métallique ce qui crée un courant dans le circuit.
- On observe l'existence d'une fréquence seuil à partir de laquelle l'arrachement se fait.
- L'intensité modifie le courant de saturation mais pas la fréquence seuil.

Pour arracher les électrons de la plaque et les amener dans le vide il faut communiquer aux électrons un travail de sortie W_s . L'existence de la fréquence seuil amène Einstein à récupérer l'idée de Planck en supposant qu'ici également l'échange d'énergie entre lumière et matière est quantifiée avec un quantum :

$$\varepsilon = h\nu \quad (1.5)$$

On peut ainsi expliquer facilement l'existence de la fréquence seuil :

$$h\nu = W_s + \frac{1}{2}m_e v^2 \implies h\left(\nu - \frac{W_s}{h}\right) = \frac{1}{2}m_e v^2 > 0 \quad (1.6)$$

$$\nu > \frac{W_s}{h} \quad (1.7)$$

On donne comme interprétation de ces quanta l'existence des *photons* comme des grains de lumière. Il est logique qu'en augmentant le nombre de photons incidents l'intensité augmente dans le circuit. Par contre rien ne sert d'augmenter le nombre de photons si aucun d'entre eux n'a assez d'énergie pour franchir W_s . Ceci explique que ν_s soit indépendante de l'intensité !

🔌 Électroscope

Aslangul p.118

On charge négativement la plaque de zinc en la mettant en contact avec un bâton d'ébonite frotté sur la peau. L'aiguille de l'électroscope P67.33 ([notice](#)) indique que la plaque est chargée. On approche la lampe à vapeur de mercure et on observe une décroissance de l'aiguille qui montre que les électrons sont arrachés. On peut ensuite refaire l'expérience avec une lame de verre entre la lampe et la plaque de zinc (la lame de verre absorbe l'UV) et la décroissance n'a plus lieu !

Remarque :

Les rageux diront que l'effet photoélectrique ne prouve pas l'existence du photon. En effet historiquement ce n'est pas celle qui a convaincu le plus de scientifiques (plutôt l'effet Compton en 1921, prix nobel 1927). En effet l'effet photoélectrique montre une quantification des échanges d'énergie et on peut toujours se reposer sur la nature quantique de la matière (avec laquelle interagit la lumière) pour expliquer l'effet. On ne peut toujours pas s'assurer que les photons existent en tant que particules insécables indépendantes de toute interaction avec la matière.

Pour s'en assurer, d'autres expériences ont été menées dont celle d'Aspect, Roger et Grangier en 1986 qui vise à montrer à l'aide d'une séparatrice que « a single photon can only be detected once ».

Les phénomènes et expériences de la deuxième partie constituent autant de nouvelles preuves.

1.3 Caractéristiques du photon

On a donc déjà établi que l'énergie du photon était :

$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (1.8)$$

On a montré que le concept de photon unique avait un sens et qu'il s'agissait bien d'une particule insécable, on peut donc associer une *impulsion au photon*. On utilise le formalisme de De Broglie :

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (1.9)$$

En effet la trajectoire du photon suit celle du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ qui est colinéaire à $\vec{k}$.

À l'aide du formalisme de la relativité restreinte on peut avoir une autre expression de son énergie qui fait intervenir sa masse :

$$E^2 = m^2c^4 + p^2c^2 = m^2c^4 + \hbar^2\omega^2 \implies m = 0 \quad (1.10)$$

Le photon a une masse nulle !

On peut enfin lui associer un moment cinétique (dit hélicité) $\pm\hbar$ et une charge $q = 0$.

2 Interaction lumière-matière

2.1 Pression de radiation

On vient de donner une interprétation corpusculaire à la lumière. On peut donc essayer de calculer la *pression de radiation* de la même manière qu'avec un gaz parfait. Faire un schéma au tableau, j'en ai pas trouvé.

On étudie un photon en incidence sur une paroi verticale avec un angle θ par rapport à la normale de la paroi. Le photon est caractérisé par son impulsion $\vec{p}$. Un bilan de quantité de mouvement selon la direction horizontale nous dit que le photon a transféré une quantité de mouvement à la paroi qui vaut :

$$\Delta p_p = 2p \cos \theta \quad (2.1)$$

Cependant on se doute qu'il n'y a pas qu'un photon entrant en collision avec la paroi. On va chercher le nombre d'électrons entrant en collision avec la surface dS . Au vu du schéma, les photons entrant en collision avec dS pendant dt sont dans le cylindre de base dS et de hauteur $cdt \cos \theta$. En notant n_v la densité volumique de photon on a :

$$dN = n_v c \cos \theta dS dt \quad (2.2)$$

Ainsi l'impulsion normale donnée par le rayonnement à l'élément de surface dS en un temps dt est :

$$\Delta p = 2pcn_v \cos^2 \theta dS dt \quad (2.3)$$

Si on s'arrêtait là, la pression de radiation correspondante serait (en divisant par dt on a une force et donc en divisant par dS on a une pression) :

$$P = 2\frac{\phi}{c} \cos^2 \theta \quad \text{avec} \quad \phi = n_v pc^2 \quad (2.4)$$

Lien avec l'EM

Ce résultat peut se retrouver dans l'interprétation ondulatoire de la lumière i.e. l'électromagnétisme. Dans le cas de la réflexion d'une onde plane sur un métal parfait avec un angle d'incidence θ , un courant surfacique est créé et en faisant le calcul des forces de Laplace agissant sur le conducteur on retrouve cette expression.

Cependant ici nous avons supposé que tous les photons arrivaient avec un angle θ . Un modèle plus réaliste est qu'ils se répartissent aléatoirement dans un angle solide $d\Omega$ autour de leur orientation moyenne θ . On multiplie alors le résultat précédent par :

$$\frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi} = \frac{\sin \theta d\theta}{2} \quad (2.5)$$

Ainsi on obtient :

$$dP_{\text{rad}} = 2pcn_v \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \quad (2.6)$$

Ce qui donne après intégration sur tous les angles θ :

$$P_{\text{rad}} = \frac{pcn_v}{3} = \frac{u}{3} \quad (2.7)$$

Où on a identifié u l'énergie volumique des photons ! On retrouve également le même résultat en électromagnétisme.

Dans le Aslangul ils expliquent cette concordance par le fait que lorsque le nombre de photons est grand la granulosité disparaît et ainsi les deux explications donnent la même chose.

2.2 Effet Compton

Dans le cas de la pression de radiation on a supposé des collisions élastiques des photons. Ici on va traiter des collisions inélastiques. L'effet Compton ne s'interprète par ailleurs qu'avec la notion de photon.

On étudie la situation représentée Figure 2. Un photon entre en collision avec un électron au repos.

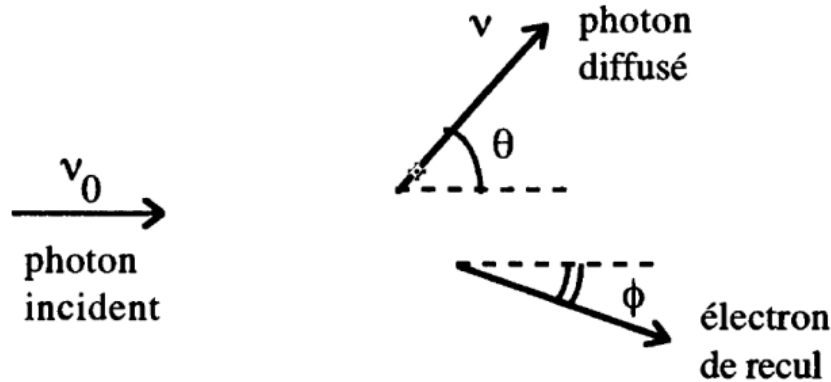


Fig. 2 : Effet Compton, notations utilisées.

On va se servir de la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

La conservation de l'énergie donne :

$$h\nu_0 + mc^2 = h\nu + \gamma mc^2 \quad (2.8)$$

Où ν_0 est la fréquence du photon avant collision, ν celle après m la masse de l'électron et γ le facteur relativiste.

La conservation de l'impulsion implique :

$$\frac{h\nu_0}{c} + 0 = \frac{h\nu}{c} \cos \theta + \gamma m v \cos \theta \quad (2.9)$$

$$0 + 0 = \frac{h\nu}{c} \sin \theta - \gamma m v \sin \phi \quad (2.10)$$

Afin d'éliminer ϕ on met les termes en ϕ d'un côté dans les deux équations, on les mets au carré et on somme. On obtient alors :

$$\left(\frac{h\nu_0}{c} - \frac{h\nu}{c} \cos \theta \right)^2 + \left(\frac{h\nu}{c} \sin \theta \right)^2 = \gamma^2 m^2 v^2 \quad (2.11)$$

On a ainsi :

$$\left(\frac{h\nu_0}{mc^2} \right)^2 \left(1 + \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 - 2 \frac{\nu}{\nu_0} \cos \theta \right) = \gamma^2 \frac{v^2}{c^2} \quad (2.12)$$

En définissant $\varepsilon = \frac{h\nu_0}{mc^2}$ et $x = \frac{\nu}{\nu_0}$ et en remarquant que $\gamma^2 \frac{v^2}{c^2} = \gamma^2 - 1$ on a donc :

$$\gamma^2 - 1 = \varepsilon^2 (1 - 2x \cos \theta + x^2) \quad (2.13)$$

La conservation de l'énergie se réécrit :

$$\gamma = \varepsilon(1 - x) + 1 \quad (2.14)$$

On élimine γ et on exprime ainsi x :

$$x = \frac{1}{1 + 2\varepsilon \sin^2 \frac{\theta}{2}} < 1 \quad (2.15)$$

La fréquence du photon (donc son énergie) diminue, c'est l'effet Compton. La déviation est d'autant plus grande que ε est grand ainsi on utilise des rayons X. En terme de longueur d'onde, on trouve :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.16)$$

2.3 Refroidissement d'atomes

C'est détaillé dans la leçon de Lucas et Sylvio effet Doppler et applications, ça se fait pas en trois lignes.

2.4 Interférences à photon unique

On peut construire une figure d'interférences de fente d'Young mais photon par photon grâce à une source de photon unique, c'est illustré dans cette [vidéo YouTube](#).

Conclusion

On a vu dans cette leçon pour quelles raisons on pouvait associer un comportement corpusculaire à la lumière et donc introduire la notion de photon. On a vu quelques applications. On sait maintenant faire des sources de photons intriqués qui ont permis de mettre en évidence expérimentalement la violation des inégalités de Bell par Alain Aspect.

3 Questions et commentaires

3.1 Questions

-

3.2 Commentaires

-