TITRE : ASPECT CORPUSCULAIRE DU RAYONNEMENT. NOTION DE PHOTON

Présentée par : Lolita Bucher **Rapport écrit par** : Matthis Chapon
Correcteur : Jean Hare **Date** : 03/02/20

Bibliographie de la leçon :			
Titre	Auteurs	Éditeur	Année
Mécanique quantique 1	ClaudeASLANGUL	De Boeck	2007
Physique atomique 1	Bernard CAGNAC	Dunod	2005
« L'introduction de la constante d'action *h* par Planck ».	Hubert GIÉ	Bulletin de l'union des physiciens 679	1985
Physique tout-en-un PC-PC*.	Marie-Noëlle SANZ	Dunod	2016

Plan détaillé

Niveau choisi pour la leçon : Licence

Prérequis : Corps noir, relativité restreinte, électromagnétisme

Introduction:
Qu'es- ce que la lumière ? Cette question est au cœur de la physique du XXème siècle. A cette (quelle époque) époque les physiciens ont une vision ondulatoire de la lumière. Cependant cette vision de la lumière ne permet pas d'expliquer certains phénomènes expérimentaux comme l'effet photoélectrique
Il est donc nécessaire d'introduire la notion de photon pour interpréter ces phénomènes

I. Du champ au photon

1) Le corps noir

On considère une cavité chauffée à une température T. Les parois vont agir comme des oscillateurs chargés qui vont émettre un rayonnement. En perçant la cavité, on s'aperçoit qu'il s'est établi des ondes stationnaires.
Rayleigh compte le nombre de modes de vibrations du champ *E* à l'intérieur de la cavité.
Combien y a-t-il d'ondes qui peuvent s'établir dans la cavité ?

$$dN = 2 \times \frac{volume\ des\ modes\ entre\ k\ et\ k+dk}{volume\ d'un\ mode}$$ (2 pour les 2 polarisations)

Note : il s'agit ici de volumes dans l'espace **réciproque**
Le calcul de

$$dN = \frac{4.\pi.k^2.dk}{(\frac{2\pi}{L})^3}$$ (Préciser l'usage CL périodiques)

donne $$dN = \frac{8.\pi.\nu^2}{c^3}d\nu$$

(Note ne pas utiliser la même notation pour *dN* et *dN/L^3*, préciser que c'est cette fois le ,ombre de modes par unité de volume (espace **direct**) et par unité de fréquence.)

Ce qui nous intéresse est de connaître la densité spectrale de rayonnement électromagnétique :

$$dU = dN\,\langle E\rangle$$

où $\langle E\rangle$ est l'énergie moyenne associée à un mode de vibration.

Deux approches pour calculer cela :

- Rayleigh-Jeans (Inspiré de la théorie cinétique des gaz et th. d'équipartition) Note : les travaux de Jeans sont datés de 1905 [1] et dans ses premiers travaux, Planck n'a pas utilisé le théorème auquel il ne croyait pas) .

  $$\langle E\rangle = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon.e^{-\frac{\varepsilon}{k_B.T}}.d\varepsilon}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon}{k_B.T}}.d\varepsilon} = k_B.T$$

  Note : il faudrait définir ε et préciser pourquoi c'est $k_B.T$ et non $k_B.T/2$
  A chaque mode de vibration on associe l'énergie $k_B.T$
  Ainsi, on a accès à la densité spectrale:

  $$dU = \frac{8.\pi.\nu^2}{c^3}k_B.Td\nu$$

  En intégrant sur toutes les fréquences, on devrait avoir la densité d'énergie qui sort de la cavité (non, en fait celle qui est stockée).
  Or ici on voit que cette énergie diverge dans les hautes fréquences, ce qui ne correspond pas à ce qu'on observe expérimentalement **(Note le problème est plus grave, l'énergie totale serait infinie)** (Catastrophe ultra-violette) (identifiée par Einstein en 1905)

- Planck propose une solution en 1900: Pour un mode de vibration donné (c'est à dire pour une fréquence donnée) les énergies associées sont discrètes et suivent : $\varepsilon_N = n.h.\nu$ où h est appelé constante de Planck.
  Note 1 : Il faut bien **faire la distinction** entre la quantification des modes spaciaux due à la condition aux limites périodiques, qui est un artifice mathématique, et la quantification de l'énergie qui est, en définitive, une réalité physique).
  Note 2 : ce *n* n'est pas défini. Quel apport avec le *N* de ε_N ?
  Note 3 : Planck ne parle pas de *niveaux d'énergie* (ceux-ci ne seront introduits que par Bohr en 1913)
  1.On obtient alors l'énergie moyenne associée à un mode de vibration :

  $$\langle E\rangle = \frac{\sum_n \varepsilon_N.e^{-\frac{\varepsilon_n}{k_B.T}}}{\sum_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{k_B.T}}} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h.\nu}{k_B.T}}-1}$$

  Écrire plus explicitement $\langle E_\nu\rangle = \frac{\sum_n n\,h\nu\,e^{-\frac{nh\nu}{k_B.T}}}{\sum_n e^{-\frac{nh\nu}{k_B.T}}} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h.\nu}{k_B.T}}-1}$
  (ici on a bien *n h.v* dans l'exponentielle car *n* photons)

[1] J. H. Jeans ; «On the partition of energy between matter and Æther»; Lond. Edinb. Dubl. Phil. Mag. 10 , p. 91–98 (1905).

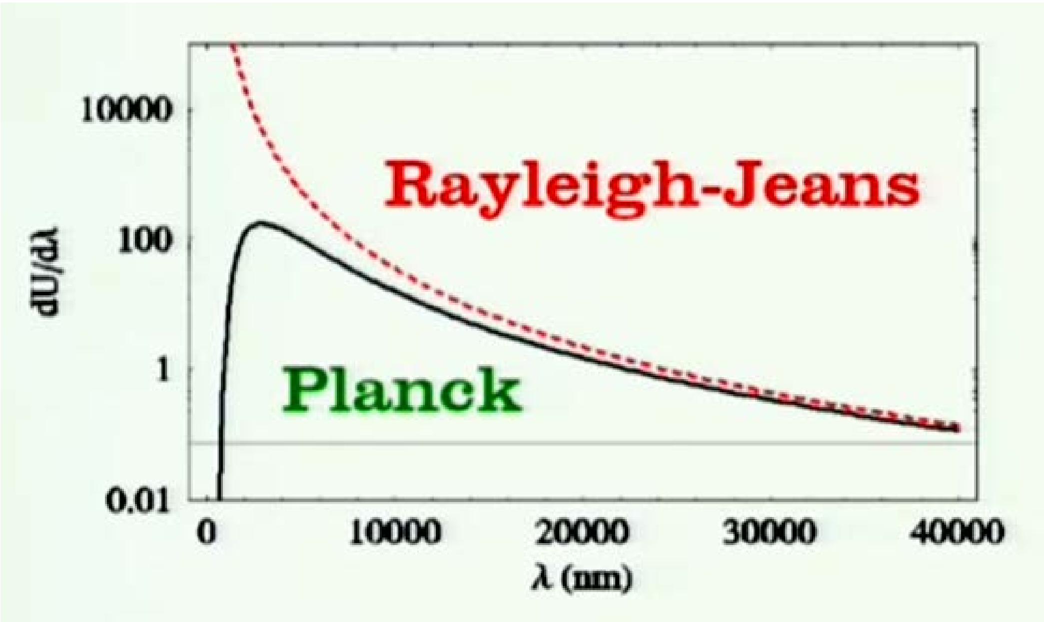
Cette formule calcule l'énergie moyenne(ou le nombre moyen de photons) *par mode* (à l'équilibre thermodynamique, qui remplace donc le k_B.T de l''équipartition de l'énergie)

Ce qui permet de calculer la densité spectrale d'énergie :

$$dU = \frac{8.\pi.\nu^2}{c^3} h.\nu. \frac{1}{e^{\frac{h.\nu}{k_B.T}} - 1} d\nu$$

Dont l'intégrale sur ν est maintenant convergente

Comparaison du modèle de Rayleigh et de Planck :



La loi de Planck est en accord avec les résultats expérimentaux : elle tend vers 0 aux hautes fréquences et basses fréquences et elle passe par un maximum pour une fréquence donnée.

Le modèle de Planck suit bien le comportement du corps noir.
Et à partir de la loi de déplacement de Wien, on peut déterminer la valeur de la constante de Planck expérimentalement :

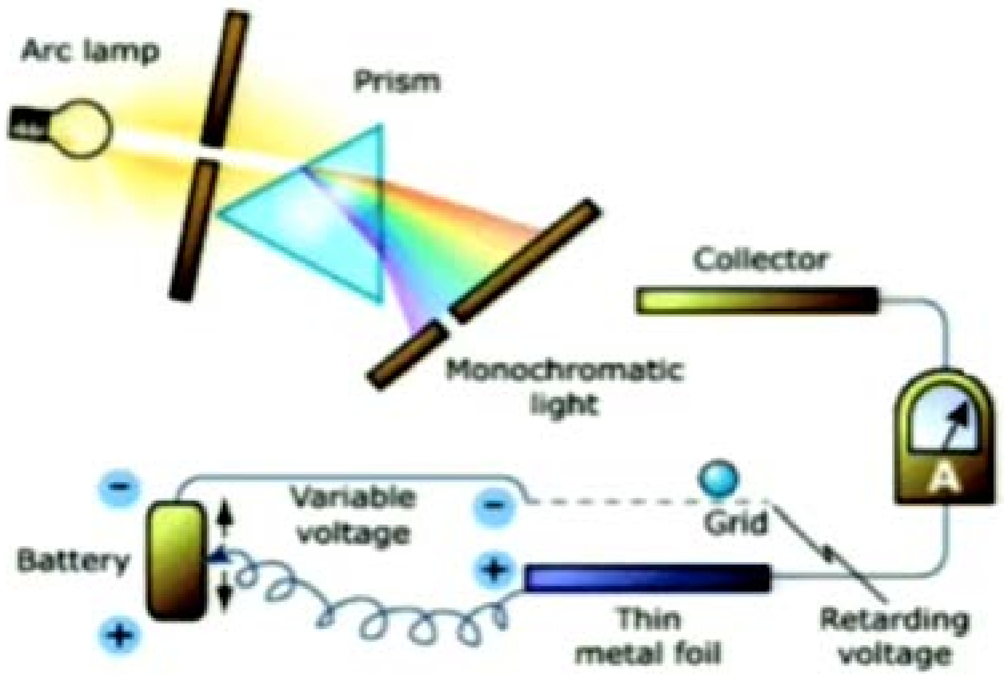
$$\lambda_{max}.T = \frac{hc}{5.k_B} = 2898\ \mu m.K\ d'où\ h = 6,626.10^{-34}\ \text{J.s}$$

(Noter que Planck avait obtenu $h = 6.55\times 10^{-34}$ J.s et que cette valeur est maintenant fixée avec 9 chiffres significatifs par le nouveau SI)
Ainsi les échanges d'énergie entre le rayonnement et la matière se fait par paquet d'énergie $h\nu$. On voit ici apparaître la notion de quantification d'énergie.
Note il faudrait sans soute citer bien plus tôt la loi (expérimentale) de Wien, qui est la limite basse fréquence de la loi de Planck
***Transition**: Cette constante de Planck apparait comme un être mathématique. Mais est-ce qu'il n'y aurait pas un sens physique à cette constante ? Pour répondre à cette question, il faut s'intéresser à une deuxième expérience : l'effet photoélectrique.*

2) L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique a été mis en évidence par Hertz au XIXème siècle : la lumière peut mettre en mouvement les électrons dans un métal (il serait plus exact de dire « éjecter hors du métal)
En 1902, Lennard met en place une expérience pour étudier la relation entre la nature du rayonnement EM et le courant électrique émis.

Dispositif expérimental:



En faisant varier la longueur d'onde du rayonnement, on mesure grâce à un collecteur relié à un ampèremètre le courant émis par le métal.
Afin d'avoir accès à la vitesse des électrons sortant du métal, une grille fixée à un certain potentiel V est placée sur le chemin des électrons. ~~Un~~ le champ électrique ainsi créé freine alors les électrons sortant du métal. Pour un certain potentiel V l'énergie cinétique des électrons est exactement compensée par l'énergie potentielle : Ep=-e.V.
En mesurant ce potentiel ~~de freinage~~ d'arrêt on a alors accès à une mesure de la vitesse des électrons. (Ou plutôt de leur énergie cinétique).

Lennard fait différentes observations : • (non, ces lois ne sont pas formulées de façon quantitative par Lennard, ce sont les prédictions de Eintein 1905.)

- Émission d'électron seulement pour des fréquences $f > f_S$. Cette fréquence dépend du métal utilisé. (pourquoi passer ici de ν à f ?) ?

- Lorsque $f < f_s$, même si on augmente le champ électrique (celui de la lumière), il ne se passe rien.
- Si $f > f_s$, le courant augmente avec la fréquence et avec l'intensité du *champ électrique* (ie du potentiel d'arrêt ? ou du rayonnement incident ?)

Comment interpréter cela ? C'est en 1905 qu'Einstein apporte un modèle pour interpréter ces *observations*.

3) Interprétation d'Einstein

Ce n'est pas gratuit de faire sortir les électrons du métal : il faut fournir un travail de sortie *Ws*, énergie nécessaire à l'électron pour se libérer de la surface. Si on donne une énergie notée *Ws*, l'électron sera à la surface du métal avec une énergie cinétique nulle.
Tout se passe alors comme si les électrons absorbaient le rayonnement EM par paquet d'énergie E=$h\nu$. Cette énergie absorbée est convertie d'une part en travail de sortie et d'autre part en énergie cinétique :

$$h\nu = Ws + Ec$$

On peut donc interpréter les précédentes observations:

- Si la fréquence est trop basse il n'y a pas suffisamment d'énergie pour que l'électron sorte du métal.
- Il existe une fréquence pour laquelle on donne exactement l'énergie de sortie.
- Lorsque l'on continue d'augmenter la fréquence au delà de cette valeur, on augmente l'énergie cinétique des électrons sortants.

Expérience :
$h\nu = Ws + Ec$
On annule Ec quand Ep=-e.V
On trace $V = \frac{h}{q}(f - f_s)$ pour différentes fréquences. On a ainsi accès à h.
C'est le principe de l'expérience de Millikan réalisée en 1914

Dispositif expérimental: Nous n'avons pas de grille qui impose un potentiel mais nous utilisons un électromètre avec une impédance très élevée. Ceci impose un courant nul dans le circuit: les électrons s'accumulent sur l'électrode en face du métal, créant ainsi un champ électrique qui freinera les électrons, on a accès à cette valeur du potentiel via l'électromètre.
Résultats: $\mathrm{h} = (5{,}8 \pm 0{,}3).10^{-34}\,\mathrm{J.s}$

Rq: Proche de la valeur, bon ordre de grandeur.

***Transition**: A ce stade, on peut alors interpréter le rayonnement comme un ensemble de corpuscules appelés photons et d'énergie E=$h.\nu$. Intéressons-nous aux propriétés de ces particules.*

II. Description corpusculaire : le photon (21')

1) Energie, masse et impulsion du photon:

- L'énergie d'un photon vaut $=h.\nu$, vitesse du photon est celle de la lumière, le photon est donc une particule relativiste:

$$E = \gamma m_0 c^2 = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}} m_0 . c^2$$

  L'énergie ne pouvant diverger, on doit donc imposer à la masse du photon d'être nulle [2]

- Impulsion: En relativité l'énergie est donnée par la formule:

$$E^2 = p^2 . c^2 + m^2 . c^4$$

  Pour un photon on a $E^2 = p^2 . c^2$ d'où $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$

Rq: On constate que les propriétés mécaniques des photons dépendent de grandeurs ondulatoires: l'énergie dépend de la fréquence et l'impulsion dépend du vecteur d'onde de l'onde associée au photon.

Transition*: On a vu à travers l'expérience de Lennard que l'énergie d'un photon était quantifiée mais quand est-il de l'impulsion ? Illustrons cela à travers la pression de radiation.*

2) Réinterprétation de la pression de radiation

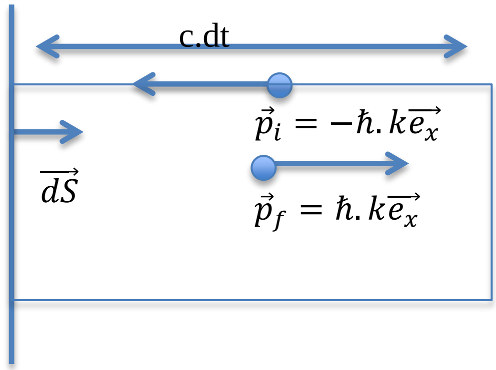
La pression de radiation est la force exercée par un faisceau de lumière sur un écran. En postulant la quantité de mouvement du photon nous allons y accéder. (Ce n'est pas bonne démarche : il faut calculer les deux valeurs indépendamment et monter qu'elles ont cohérentes si et seulement si on postule que la densité volumique d'énergie électromagnétique u est donnée par $u = n\ h\nu$,où n est le nombre de photons par unité de volume)

Système: miroir étudié dans un référentiel galiléen

On étudie la variation de la quantité de mouvement d'un élément de surface dS du miroir:

$$\overrightarrow{dps} = -\overrightarrow{dp_{ph}} = -dN.\overrightarrow{dp_{1\,photon}}$$

[2] On peut faire une étude, plus technique mais contenant plus de physique, en considérant l'équation de Klein Gordon, que doivent vérifier les particules relativistes. Celte équation a été étudiée par Schrödinger avant d'introduire l'équation qui porte son nom. De $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ on déduit l'équation d'onde $\hbar^2 \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = -\hbar^2 c^2 \Delta\psi + m^2c^4$. Si on cherche des solutions indépendantes du temps et à symétrie sphérique on obtient l'équation $-\Delta(r\psi) + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 (r\psi) = 0$, dont on déduit $\psi \propto exp\left(-\frac{r}{\lambda_c}\right)/r$ (avec $\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}$ longueur d'onde de Compton) expression connue sous le nom de « potentiel de Yukawa ». Cela montre qu'une particule masse m donne lieu à un « potentiel » dont la portée est la longueur d'onde de Compton associée à sa masse. L'électromagnétisme tant, jusqu'à preuve du contraire, de portée infinie ; la masse du photon ne peut qu'être nulle'



Or $dN = n.dV = n.c.dt.dS$ avec n = densité volumique de photon
dV= volume atteint par les photons pendant l'intervalle de temps dt.

Et $\overrightarrow{dp_{1\,photon}} = 2.\hbar.k\,\overrightarrow{e_x}$

En appliquant le principe fondamental de la dynamique au miroir :

$$\frac{d\overrightarrow{p_s}}{dt} = -\frac{2n\hbar kc.dtdS}{dt}\overrightarrow{e_x} = \overrightarrow{dFp} = -P_{rad}.dS.\overrightarrow{ex}$$

D'où $\boxed{P_{rad} = 2.h.\nu.n}$

AN: laser usuel
Note :
E=1 J $\triangle t = 1ns$ $S = \pi.(0{,}1mm)^2$
$P_{rad} = 10^{14}Pa$
Commenter cet ordre de grandeur !
Un tel laser est relativement usuel dans les applications industrielles, mais sûrement pas dans les collections d'enseignement. En outre, la densité d'énergie est telle que si le matériau est absorbant, la matière en surface est arrachée, (photo ablation) ce qui donne lieu à une force non-électromagnétique (comme celle qui donne lieu au « confinement inertiel » dans le domaine thermonucléaire). Il serait plus pertinent de faire l'application numérique avec une voile solaire ou en calculant l'accélération que donne un laser résonant à un jet atomique.

***Transition**: On peut donc appliquer une force sur la matière avec des photons. Etudions désormais une autre caractéristique des photons.*

3) Moment cinétique

On considère une OPPH de période $T = \frac{2\pi}{\omega}$, se propageant dans le vide selon la direction et le sens de (Oz) interagissant avec une particule. Celle-ci est soumise à la force de Lorentz:

$$\overrightarrow{F_L} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

On étudie le moment cinétique de la particule projeté sur l'axe Oz, σ_{Oz} , en supposant $\vec{v} \wedge \vec{B}\, selon\ (Oz)$:

$$\sigma_{Oz} = q \int_0^T (\overrightarrow{OM} \wedge \vec{E}).\overrightarrow{u_z}.dt = q \int_0^T \overrightarrow{OM}.(\overrightarrow{u_z} \wedge \overrightarrow{E).dt}$$

Dans le cas d'une polarisation circulaire gauche:

$$\vec{E} = \begin{matrix} E_0 \cos(\omega t - kz) \\ E_0 sin(\omega t - kz) \\ 0 \end{matrix}$$

On remarque que $\frac{d\vec{E}}{dt} = \omega(\overrightarrow{u_z} \wedge \overrightarrow{E})$

D'où:

$$\sigma_{Oz} = \frac{-q}{\omega}\int_0^T \overrightarrow{OM}.\frac{d\vec{E}}{dt}.dt = -\frac{q}{\omega}[\overrightarrow{OM}.\vec{E}]_0^T - \int_0^T \vec{E}.\vec{v}.dt = \frac{1}{\omega}\int_0^T q\overrightarrow{E}.\overrightarrow{v.dt} = \frac{W}{\omega}$$

On relie ainsi le moment cinétique à l'énergie que l'onde cède à la particule, W. Or un rayonnement électromagnétique étant associé à un photon:

$$\sigma_{Oz} = \frac{h.\nu}{\omega} = +\hbar$$

Dans le cas d'une polarisation circulaire droite: $\sigma_{Oz} = -\hbar$

Il manque des hypothèses et le physique dans ce calcul. On aurait intérêt à plutôt calculer le couple exercé par un faisceau polarisé linéairement sur une lame quart d'onde en faisant le lien avec l'expérience de de Einstein-de Haas (les deux se trouvent dans tous les ouvrages) ou étudier le moment circulaire « intrinsèque » du champ en utlisant le modèle fourni par l'enseignant.

Conclusion: L'étude de l'interaction entre la matière et la lumière a permis de décrire ce qu'était la lumière. La lumière est une onde EM à laquelle on associe un corps, le photon. A présent, il faudrait savoir ce qu'il se passe avec les particules massives. Peut-ont associer une onde à de telles particules ?

Questions posées par l'enseignant

PARTIE I:

Vous avez commencé en considérant une cavité, est-ce essentiel qu'il y ait des ondes stationnaires ?
Oui pour pouvoir compter le nombre de modes.

Le nombre de mode dépend t-il de la taille de la cavité ?
Comment varie le nombre de mode avec le volume ? Il Augmente.

Vous avez introduit une fonction g(k), qu'est ce ?
Un nombre de mode par unité de vecteur d'onde.
D'où vient le 4π au numérateur? Sphère
Au dénominateur, $\frac{(2\pi)^3}{V}$?
Volume d'un mode, vient des conditions aux limites.

Dans ce cas ça dépend de la géométrie, si la cavité est sphérique ?
Est ce qu'une onde stationnaire peut être stationnaire dans les trois directions de l'espace à votre avis ?
Non ce n'est pas possible.

Polarisation intervient t-elle aussi ?
Oui le facteur 2.

Quand la fréquence est supérieure à un certain seuil, l'énergie cinétique augmente et le courant augmente aussi, qu'est ce qui permet de dire que le courant augmente? Est-ce que ça dépend de la grille ?

On veut compenser l'énergie cinétique des électrons qui sortent du métal avec le potentiel d'arrêt.

Qui a fait le calcul avec l'intégrale de Boltzmann que vous avez faite ?
Planck. Attention c'est Einstein qui a commencé à parler de la catastrophe Ultra-violette.

Pourquoi écrivez-vous $E_n = nh\nu$? Pourquoi n ?

Un photon a l'énergie mais ici il s'agit du pas de quantification

Où est ce que ce n intervient ?
Calcul de l'énergie moyenne d'un mode.
<E> = quotient d'une somme où $\varepsilon_n = nh\nu$; n est le nombre de photons.

Qu'elles sont les ~~postulats~~ expériences et interprétations qui vont dans le sens de l'existence des photons ?
Travaux de Millikan sur l'effet photo-électrique.
Les interférences avec un photon unique (1980 ?)
L'effet Compton.

Qu'est ce qui prouve que le photon est insécable ?
Voir l'Expérience de Jeff Kimble

Partie II:

$P_{rad} = 2.h.\nu.n$, vous nous dites que c'est la même chose qu'en Electromagnétisme, qu'auriez-cous trouvé en électromagnétisme ?
C'est quoi d'ailleurs ce n ?
n est ici la densité volumique de photons ; donc n'xiste pas dans le cacule classqiue

Comment fait on le calcul de la pression de radiation sur un miroir parfait dans le cadre de l'électromagnétisme ?
Par exemle dans un modle de conducteur pargfait, on suppose qu'on a un gaz d'électrons surfacique; non relativistes, et on néglige en première approche la force de Lorentz. On obtient une distribution de curant, et eon tient compte alors de la force magnétique (force de Laplace)
On trouve une pression P= 2.densité volumique d'énergie
Donc $n.h.\nu$ trouvé dans le cadre de cette leçon est bien la densité volumique d'énergie.

Quelle est la conséquence du fait que le médiateur de l'interaction gravitationnel est une masse finie ?
Klein Gordon, il y a un terme d'amortissement. (cf note plus haut)

Moment cinétique, pourquoi avez vous considéré que le couple exercé par le deuxième terme de la force de Lorentz est nul ?
v // E , hypothèse très simplificatrice ...

C'est quoi l'équation que vous avez utilisée pour le moment cinétique ? L'intégration du théorème du moment cinétique

Commentaires de l'enseignant :

Dabs la partie II ; il faut faire des aller-retours entre l'EM et le modèle du photon pour les quantités mécaniques

Pas convaincu par la démonstration de la masse nulle du photon.

Dans le calcul du moment cinétique, terme supprimé sans explications convaincantes.

PARTIE RESERVEE AU CORRECTEUR

<u>Avis général sur la leçon (plan, contenu, etc.)</u>

Dans sa structure globale, le plan choisi est correct, et bien mené serait satisfaisant, mais ici la rigueur laisse un peu à désirer.
Tous les commentaires sur le contenu sont en bleu dans le compte-rendu.
Il est toujours risqué de présenter en détail le modèle du corps noir compte tenu ce que certaines hypothèses sont subtiles et que le temps est limité : c'est l'occasion de dire pas mal d'approximations parfois douteuses.

On pourrait réduire cette partie à une importance comparable à celle de l'effet photoélectrique, en indiquant les idées clé et les résultats. On peut aussi dans le même esprit partir de la loi de Planck et mettre en évidence les deux cas limites (Rayleigh-Jeans et Wien).

En ce qui concerne la partie inévitable sur les propriétés « mécaniques » de la particule « photon », qui est bien sûr indispensable, ont envisager

- Pour l'impulsion, on peut penser à l'étude (relativiste) de l'effet Compton, que l'on ne peut aborder (dan la durée de 40min) que si on réduit effectivement le temps consacré au corps noir
- Pour la pression de radiation et le moment cinétique (de spin) on a besoin des résultats de l'électromagnétisme classique, qu'il n'est pas question d'établir dans cette leçon, mais qu'il faut énoncer avec précision (tout en ayant une idée de la façon de les établir). On peut montrer ensuite que les résultats relatifs aux énergie/impulsion/spin sont compatibles avec l'hypothèse photonique, l'idée clé étant que toutes les quantités sont proportionnelles à la densité d'énergie u.
- Il n'est pas forcément interdit d'admettre que le champ possède une densité volumique de quantité de mouvement $\vec{g} = \overrightarrow{\Pi}/c^2$, ce qui permet de gagner pas mal de temps. Cela peut éventuellement être acquis en L3, mais sort du cadre des programmes de CPGE.
- Comme le jury demande des résultats un peu modernes, on peut parler de la pression de radiation résonante sur un jet atomique (voir calcul sur la dernière page), ou bien de la pression de radiation solaire sur les voiles et les poussières….

<u>Notions fondamentales à aborder, secondaires, délicates</u>

Cf ci-dessus, plus :

- De façon générale, le point de vue « historique » est aventureux si on n'est pas très au fait de la question.
- Ne pas parler de fonction d'onde du photon, qui n'existe pas, stricto sensu
- Souligner le fait que l'on ne prouve pas l'existence du photon, mais que cela fournit un cadre d'interprétation commode.
- Consacrer quelques minutes à évoquer les expériences de Mandel dans les années 60 sur la statistique des photons (propriétés de groupement ou dégroupement) et l'expérience de Kimble sur l'insécabilité du photon, et ou plus simplement montrer la vidéo de l'Ens de Cachan qui montre les interférences (de type Young) tout en détectant les photons un à un sur une CCD (utilise une source à un photon, fondée cire les centres NV du diamant)

Expériences possibles (cette leçon n'est pas au programme de l'agrégation docteurs)
La plupart des expériences historiques sont hors de portée, amis on peut monter des expériences sur l'effet photoélectrique :
- mise en évidence qualitative par la décharge de l'électromètre dont lélectrode externe est liée à une plaque de zinc illuminée par une source contenant des UV.
- existence d'un seuil avec l'échantillon de GaP et une roue de filtres (le seuil et ici lié au gap du semi-conducteur et non au travail de sorte du métal, mais c'est la même idée.

Bibliographie conseillée
Cagnac,
Aslangul,
Introduction aux lasers et à l'optique quantique (Grynberg,Aspect,Fabre, Ellipses)
Electromagnétisme et relativité, Jean-Michel Raimond.
Optique Hecht Peason

Accélération d'atomes par pression de radiation résonante
Le pont essentiel est que, à saturation et à résonance, un atome absorbe et réémet un photon avec un intervalle moyen τ qui est l'inverse de largeur naturelle de la transition.
Comme la réémission est (en général) isotrope, les photons émis ne contribuent pas en moyenne. On a donc une accélération dureaux photon absorbés $\vec{a} = \hbar \frac{\vec{a}}{m\tau}$. Pour un atome de sodim, sur la transition $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, (dite raie D2) on a $\lambda = \ 589$ nm, et $m \approx 23$ uma, de largeur lavurelle $\frac{\Gamma}{2\pi} = \frac{1}{\tau} = 60$ MHz , on a une accélération $a \ \sim 10^6 m/s^2$, considérable par rapport à lacelle de la gravité