

Approche documentaire

**INTRODUCTION A LA
MECANIQUE QUANTIQUE**

LES DIFFICULTES DE LA PHYSIQUE CLASSIQUE. PREMIERS PHENOMENES QUANTIQUES OBSERVES

1. Introduction et historique

1.1. Situation du problème

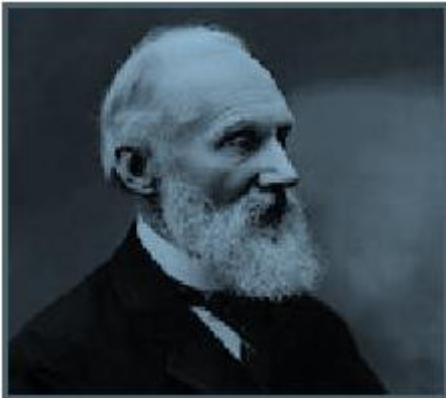


Fig. 1 Lord Kelvin

En 1892, Lord Kelvin, dans son célèbre discours inaugural du 20^e siècle à la société anglaise de physique, annonce fièrement : "La physique est définitivement constituée avec ses concepts fondamentaux... Il y a bien deux petits problèmes : celui du résultat négatif de l'expérience de Michelson et celui du corps noir, mais ils seront rapidement résolus". Manifestement, les physiciens de l'époque, dont Lord Kelvin était un véritable symbole, étaient loin de soupçonner l'impact extraordinaire de ces deux expériences qui, loin d'être négatives, allaient conduire la physique vers deux de ses plus grandes révolutions : la théorie de la relativité restreinte et la physique quantique.



Fig. 2 I. Newton et J.C. Maxwell

Malgré tout, il est bon de se remémorer l'état des connaissances de la physique à la fin du 19^e siècle, afin d'apprécier d'avantage les bouleversements qu'elle a subi. A cette époque, la physique que l'on qualifie désormais de classique (par opposition à quantique et/ou relativiste) régnait en maître suite aux incroyables succès de la mécanique de Newton, l'unification de l'électricité et du magnétisme et les progrès sans fin de la thermodynamique.

En fait, très peu de phénomènes restaient inexplicables aux vues de ce cadre théorique.

C'est seulement dans le cas particulier de certaines expériences portant sur l'interaction de la lumière avec la matière que la théorie classique paraissait incomplète. Ces expériences concernaient l'interaction de la lumière avec les atomes isolés, des molécules ou des électrons. Mais comme ces expériences ne devinrent possibles et ne furent réalisées qu'à la fin du 19^e siècle, leur nombre était relativement limité. Toutefois, bien que peu nombreux, ces quelques phénomènes, basés sur des observations expérimentales, furent à la base d'une révolution scientifique extraordinaire, qui allait déboucher sur le développement de la Mécanique Quantique.

L'interprétation de ces expériences conduisit à une hypothèse selon laquelle la lumière présente parfois des propriétés ondulatoires et parfois des propriétés corpusculaires. Les corpuscules de lumière furent appelés photons : ce sont des "petits grains" de lumière ayant une énergie bien déterminée et une masse nulle.

Cette hypothèse révolutionnaire fut rapidement acceptée car elle fournissait une interprétation complète de toutes les nouvelles observations.

L'origine du mot quantique vient simplement du Grec quantum qui désigne une quantité élémentaire. En fait les hypothèses de la mécanique quantique peuvent se résumer en disant qu'à la fois la matière n'est pas divisible à l'infini, c'est le concept d'atomes déjà introduit à l'antiquité, mais que les échanges d'énergie ont aussi une limite granulaire qui fait que l'on ne peut l'échanger que par paquets bien déterminés. Cette proposition simple conduit pourtant à une reconsidération totale de nos concepts usuels, en particulier à travers la dualité onde-corpuscule.

Et pourtant la physique classique est incontestablement correcte à notre échelle. Evidemment le point clé est « à notre échelle ». En effet, à cette échelle, dite macroscopique, les quantités de matière et d'énergie mises en jeu sont beaucoup trop grandes par rapport aux différents quanta, de sorte que cette physique est complètement lissée, tout comme en électrostatique, où le nombre de charges présentes est habituellement tellement grand, que le fait que les charges soient des grandeurs discrètes est sans importance.



Fig. 3 P.S. de Laplace

1.2. Les Hypothèses généralement admises à la fin du 19^e siècle

- ① Existence d'un espace absolu et d'un temps absolu. Dans le sens où les objets physiques, ondes, particules..., vivent dans un espace fixe, indépendant de leur existence, de même que le temps s'écoule inexorablement et uniformément en chaque point de l'espace. Leurs propriétés ne dépendent pas de l'endroit ou de l'époque auxquels on se trouve.
- ② Tout système physique est entièrement déterminé par la donnée d'un certain nombre de paramètres, qui possèdent, à chaque instant, des valeurs précises. Par exemple, pour une particule, son état physique est donné par sa position et sa vitesse à chaque instant.
- ③ Les valeurs de chacun de ces paramètres peuvent être déterminées, au moins en principe, avec une précision arbitraire. Il n'existe aucune limite intrinsèque à cette précision. Seules les erreurs de mesures ou encore la méthode de mesure en elle-même peuvent altérer la précision sur une observable.
- ④ L'évolution du système dans le temps est entièrement déterminée si l'on connaît son état antérieur ainsi que les lois fondamentales qui le régissent (équations différentielles).

Ces hypothèses qui semblent relever du bon sens, paraissaient donc comme "absolues", "évidentes", "réelles" ..., et trouvaient leurs confirmations à travers le triomphe des théories de l'époque pour expliquer les phénomènes physiques à notre échelle. Cette articulation intellectuelle a fait de la physique une science rationnelle, déterministe, qui rejetait ainsi nombreuses interventions divines ou autre artifices pour expliquer les phénomènes naturels. Pierre Simon de Laplace, génie Français des mathématiques et de la physique, et véritable symbole du déterminisme, se plaisait à vanter ce schéma en disant : "donnez-moi les conditions initiales de l'univers et je vous calculerais tout ...".

1.3. Modifications de ces hypothèses

L'expérience de Michelson et Morley, décrite par Lord Kelvin comme peu problématique, associée au fait que les équations de Maxwell ne sont pas invariantes par transformation de Galilée (changement de référentiel à vitesse constante) conduit les physiciens à remettre en question les fondements mêmes de la mécanique Newtonienne. En particulier Einstein, en 1905, proposa d'abandonner l'hypothèse d'espace et de temps absolus. Il introduit ainsi la fameuse théorie de la relativité.

D'autre part, pour rendre compte des phénomènes physiques à l'échelle atomique, le déterminisme ainsi que l'inexistence de limite intrinsèque à la précision des mesures, ont aussi dû être abandonnés. Mais le tâtonnement fut bien plus long, allant de Max Planck qui inventa la première théorie des quanta en 1900 pour expliquer l'expérience du corps noir, jusqu'à Paul Dirac qui établit le formalisme général de la mécanique quantique en 1930. L'objectif de ce qui suit est de présenter une partie de ce qui s'est passé pendant ces trente ans à travers les résultats d'expériences historiques qui ont conduit à des concepts aussi étranges que la dualité onde-corpuscule...

2. Analyse des premières expériences pathologiques

2.1. Interaction rayonnement-matière : le rayonnement du corps noir

Rappels sur le rayonnement

Nous sommes tous familiers avec la lueur (l'éclat) d'une pièce métallique chauffée, qui émet de la lumière visible dont la couleur varie avec la température du métal : de rouge vers 800 degrés Celsius, à jaune et à blanc vers 3000 degrés.

On dit que l'objet rayonne dans le rouge, le jaune ou le blanc. Ce rayonnement, dit thermique, provient du mouvement des charges électriques au sein du métal, induit par l'agitation thermique. En effet, l'électromagnétisme classique nous apprend que toute charge électrique en mouvement (accéléré) émet des ondes électromagnétiques à une fréquence liée à celle de son mouvement. Ce sont ces ondes électromagnétiques que l'on appelle rayonnement et que l'on peut parfois observer à l'œil si leurs longueurs d'ondes sont dans le domaine du visible ($\approx 400 - 800\text{nm}$).

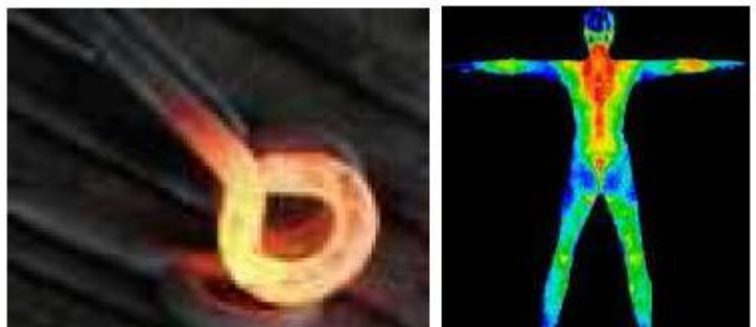


Fig. 4 Le fer chauffé émet un rayonnement thermique dans le visible tandis que le corps humain émet dans l'infrarouge.

En fait, un objet rouge, jaune ou blanc, n'émet pas que cette couleur. D'autres fréquences, visibles ou invisibles, sont présentes, formant un spectre de rayonnement. Seulement des fréquences sont plus abondantes que d'autres, ce qui donne une couleur majoritaire à l'objet chauffé. D'autre part, il n'est pas nécessaire qu'un objet soit aussi chaud que dans les exemples précédents pour rayonner : tous les objets rayonnent continuellement de l'énergie électromagnétique, quelle que soit leur température. A température ambiante, la majeure partie du rayonnement est dans l'infrarouge, donc invisible.

Définition d'un corps noir

Il suit du paragraphe précédent que tout corps porté à une certaine température émet un rayonnement électromagnétique dont les caractéristiques (spectre, puissance ...) dépendent de la nature et de la température de ce corps.

La capacité d'un corps à rayonner est étroitement liée à sa capacité à absorber le rayonnement. Ceci est normal, puisqu'un corps à température constante est en équilibre thermique avec son environnement, et doit donc absorber de l'énergie de cet environnement au même taux qu'il en émet (sinon sa température augmenterait jusqu'à l'infini). Mais à ce stade il est important de ne pas faire la confusion entre les rayonnements réfléchis et transmis par le corps, auxquels on associe en général la couleur de l'objet (les objets nous paraissent blancs car ils renvoient tout le visible alors que les noirs ne renvoient rien (du visible)) et le rayonnement thermique, qui n'affecte que très rarement la couleur du fait qu'à température ambiante ce rayonnement est en général dans l'infrarouge (par contre quand on chauffe un métal il devient important car le rayonnement peut avoir lieu dans le visible).

Afin de comprendre les caractéristiques essentielles de ce rayonnement thermique, celles qui vont être communes à une grande gamme de matériaux considérés (au moins qualitativement), il est commode de considérer un corps « parfait » qui absorbe tout le rayonnement incident, quelle que soit sa fréquence (ou longueur d'onde). Un tel corps, absorbant parfait est appelé corps noir, dans le sens où il n'a pas de couleur au sens usuel. Mais cela ne veut pas dire qu'il ne rayonne pas.

L'importance d'introduire ici le corps noir idéal est qu'il permet de s'affranchir de la nature exacte de l'objet qui rayonne. On montre en effet que tous les corps noirs se comportent de manière identique à température donnée, indépendamment de la nature de leur constituant et de la forme de ce constituant : le rayonnement du corps noir obéit à une loi universelle.



Fig. 5 Wilhelm Wien.

Expérimentalement, une excellente image du corps noir dS est obtenue par une enceinte de forme quelconque percée d'un petit trou d'aire dS (figure 6). Tout le rayonnement pénétrant par dS dans l'enceinte y est piégé car il y subit une série de réflexions plus ou moins diffusantes, de sorte qu'il a très peu de chance d'en ressortir (ou plutôt une très faible fraction de l'énergie incidente peut ressortir par dS). L'enceinte se comporte donc comme un excellent absorbant du rayonnement pénétrant. Inversement, une partie très faible du rayonnement émis par la face interne de la paroi s'échappe par dS . Ce double échange permet au corps noir d'atteindre un équilibre thermique, lorsqu'à une température donnée, il « baigne » dans un rayonnement électromagnétique. Ce sont les propriétés de ce rayonnement à l'équilibre qui nous intéressent ici.

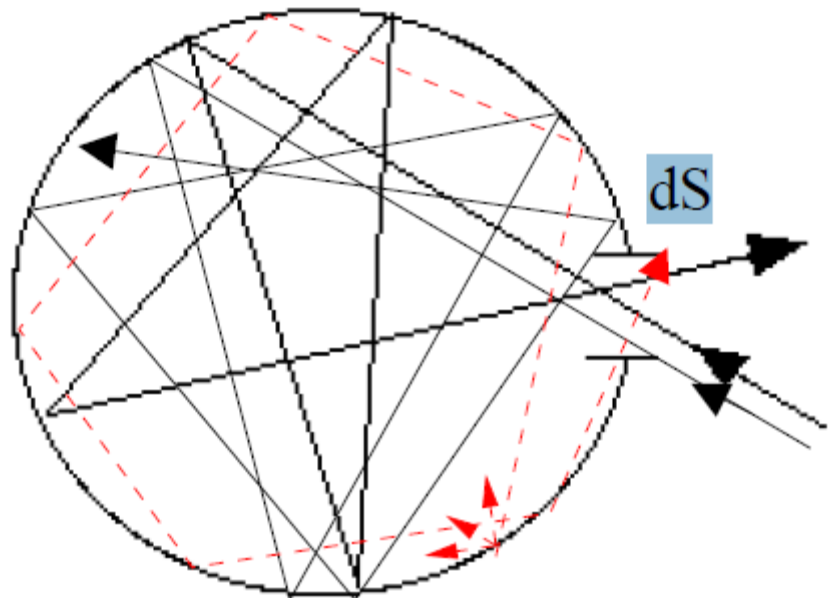


Fig. 6 _Corps noir modélisé par une cavité.
En pointillé rouge c'est le rayonnement émis par la surface et en noir celui absorbé.

Spectre du corps noir

La question qui vient désormais naturellement est celle du spectre du corps noir. Et l'on va voir que c'est celle-ci qui souleva un des premiers problèmes de la physique classique à la fin du 19^e siècle.

Expérimentalement, il « suffit » de mesurer, pour une température fixée, l'intensité lumineuse issue du trou, $I(\nu, T)$ provenant de chaque fréquence ν ou encore la densité spectrale d'énergie $E(\nu, T)$. C'est ce qu'a fait par exemple Wilhelm Wien en 1896 en utilisant un four en guise de corps noir. Les résultats expérimentaux sont reportés ci-contre (fig 7) et sont en parfait accord avec notre intuition. En effet, conformément à ce que l'on a dit dans les paragraphes précédents, un corps à une température donnée rayonne sur une certaine plage de fréquences avec un maximum à une fréquence donnée. Ce maximum, qui dépend de la température donne la « couleur » (encore une fois il ne faut pas confondre avec les rayons réfléchis) principale tout comme un métal chauffé devient rouge. Cette couleur évolue avec la température vers les hautes fréquences (ou petites longueurs d'ondes), ce qui est en accord avec l'expérience du métal chauffé.

D'autre part, le corps rayonne d'avantage quand il est plus chaud.

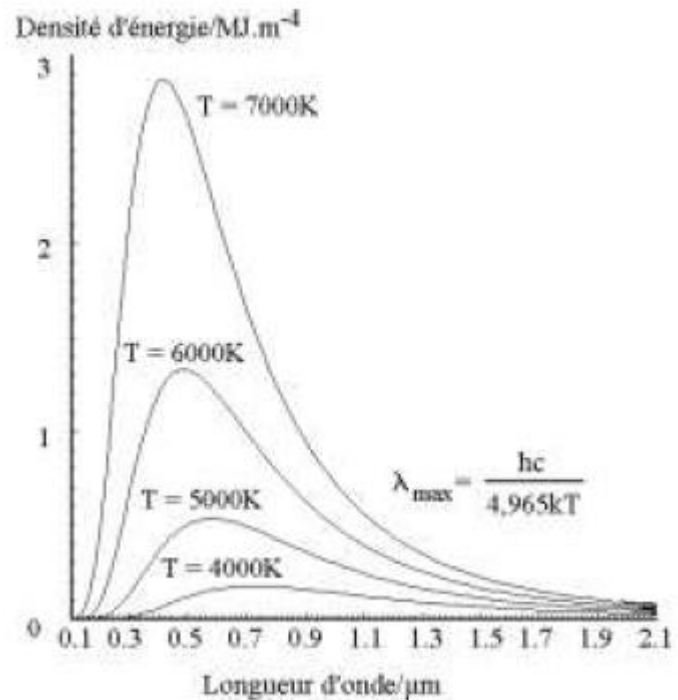


Fig. 7 Spectre du corps noir.

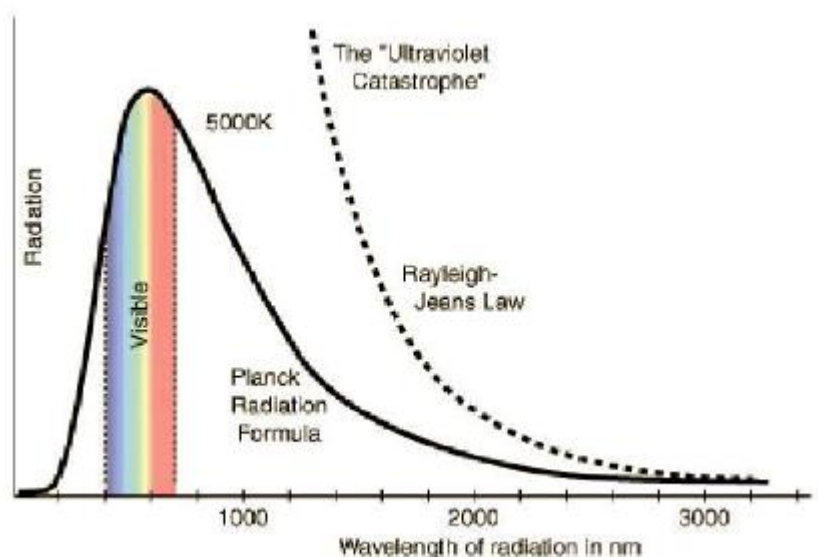
L'intégrale sous chaque courbe donne la densité totale d'énergie $\mathcal{E}(T) = \int_{\nu=0}^{\infty} E(\nu, T) d\nu$, que l'on trouve proportionnelle à T^4 . C'est la loi de Stefan-Boltzmann.

Echec de la physique classique : la formule de Rayleigh et Jeans

En 1900, Rayleigh et Jeans ont utilisé l'électromagnétisme classique pour déterminer le spectre du corps noir. Ils ont alors montré que la densité d'énergie devait prendre la forme suivante : $E(\nu, T) = \frac{8\pi kT}{c^2}$ (1.1) où k est la constante de Boltzmann.

Cette formule n'est manifestement pas en accord avec l'expérience. Elle est tout au plus une approximation aux faibles fréquences (grandes longueurs d'ondes). Pire encore, cette formule accorde une contribution infinie pour des fréquences qui tendent vers l'infini. Non seulement cette loi ne prédit pas l'existence d'un maximum d'intensité à une fréquence donnée mais en plus elle conduit à une énergie totale infinie. En effet si on somme la contribution de toutes les fréquences à l'énergie vous obtenez : $\mathcal{E}(T) = \int_{\nu=0}^{\infty} E(\nu, T) d\nu \Rightarrow \infty$

C'est ce que l'on appelle la catastrophe ultraviolette, qui rend l'interprétation classique du rayonnement du corps noir inacceptable



. Fig. 8 Spectre du corps noir.

Première théorie des quanta : la formule de Planck

Le 14 décembre 1900, Max Planck expose son interprétation théorique du rayonnement du corps noir à la Société Allemande de physique. Il modifie les hypothèses de Rayleigh et Jeans en admettant qu'à une fréquence donnée, les échanges d'énergie ne portent que sur des entiers de quanta d'énergie, chacun valant $h\nu$. Autrement dit, il suppose que les échanges d'énergie électromagnétique ne sont pas divisibles à

l'infini mais en plus que l'énergie de ces paquets élémentaires dépend de la fréquence du rayonnement. A partir de là, il reprend le calcul de Rayleigh et Jeans et l'expression qu'il obtient pour la densité d'énergie s'ajuste parfaitement aux données expérimentales :

$$E(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{k}\right) - 1} \quad (1.2.)$$

En particulier cette densité d'énergie tend bien vers 0 quand la fréquence tend vers l'infini, vaut 0 à fréquence nulle et le maximum se déplace vers les hautes fréquences (courtes longueurs d'ondes) lorsque la température augmente. D'autre part, la formule de Planck contient celle de Rayleigh et Jeans, qui n'en est qu'une approximation à basse fréquence. En effet, un simple développement limité de (1.2) pour $h\nu \ll kT$ conduit rapidement à la formule (1.1). Il s'agit historiquement de la première théorie des quanta, qui commença à bouleverser la manière de penser des physiciens de l'époque et annonça les débuts de la physique quantique. Au passage, Planck introduit ici pour la première fois une constante fondamentale de la physique qu'il nomma quantum d'action, pour des raisons qui deviendront claires par la suite. Cette constante h , qui vaut environ $6.63 \cdot 10^{-34}$ J.s, porte désormais son nom.



Fig. 9 M. Planck.

Application 1 : longueur d'onde maximale du soleil

Une première application intéressante du corps noir est l'étude de la longueur d'onde dominante du soleil. En effet si l'on considère le soleil comme un corps noir qui émet du rayonnement thermique à la température $T_S = 6000K$ on en déduit alors $\lambda_{S,max} = 483nm$. Cette longueur d'onde se trouve dans le visible, ce qui est loin d'être un hasard. En effet, il s'agit seulement d'une conséquence de l'évolution des espèces. Cette gamme de longueurs d'ondes, que nous appelons le visible, est la plus abondante sur Terre c'est pourquoi notre système visuel s'est adapté pour être plus sensible sur cette palette.

Application 2 : l'effet de serre

Une autre application beaucoup plus impressionnante se trouve dans l'interprétation de l'effet de serre. Dans une serre, le rayonnement incident est le plus intense à $\lambda_{S,max} = 483nm$, et il traverse facilement le verre. Une fois à l'intérieur, le rayonnement a trois alternatives :

- Il traverse la Terre et les objets à l'intérieur de la serre (rayonnement transmis) et est donc perdu.
- Il est réfléchi par le sol ou les objets qui se trouvent dans la serre et fait demi-tour avec la même longueur d'onde. Le verre étant transparent à cette longueur d'onde il pourra facilement faire chemin inverse et quitter la serre. Il n'y a donc pas d'accumulation d'énergie et donc d'effet de serre associé.
- Enfin il peut être absorbé par le sol et les autres objets qui réémettent du rayonnement thermique à une longueur d'onde différente. La température de la Terre étant de l'ordre de 300 K, la longueur d'onde du rayonnement réémis est beaucoup plus grande : $\lambda_{T,max} = 960nm$, qui est dans l'infrarouge. Or le verre étant opaque à l'infrarouge, la serre va alors se chauffer puisque le rayonnement incident y pénètre alors que le rayonnement réémis s'y trouve piégé.

La Terre elle-même peut être considérée comme une immense serre, où l'atmosphère joue le rôle du vitrage, car la vapeur d'eau et le CO_2 sont d'excellents absorbants de l'infrarouge réémis. Ainsi sans ce processus de changement de longueur d'onde, la température sur Terre n'aurait jamais pu être ce qu'elle est et permettre l'apparition de la vie sur Terre.

2.2 Interaction rayonnement-matière : l'effet photo-électrique

Un autre casse-tête des physiciens de l'époque fut le résultat de l'expérience de Hertz sur l'effet photo-électrique en 1887. Cette expérience concerne aussi l'interaction entre le rayonnement et la matière à l'échelle microscopique.

L'expérience de Hertz et les pronostics classiques

L'idée de cette expérience est d'envoyer de la lumière sur une plaque de métal (cathode) pour en arracher des électrons. Ces électrons peuvent ensuite être collectés par une anode afin de mesurer le courant d'électrons arrachés. Il s'agit ainsi d'étudier ce courant en fonction des caractéristiques du rayonnement incident : longueur d'onde, puissance lumineuse...

Plus précisément le montage expérimental (figure 11) se compose d'une photocathode C irradiée par un rayonnement électromagnétique dont on peut imaginer faire varier le flux Φ ou encore l'intensité I ou la puissance P , qui ne sont que des grandeurs physiques qui décrivent en gros la même chose, mais aussi la fréquence (ou la longueur d'onde) en changeant la lampe qui éclaire. Si l'énergie



Fig. 10 Hertz.

apportée est suffisante pour arracher un électron, c'est à dire que l'on communique une énergie supérieure ou égale à l'énergie de liaison W_0 de l'électron au métal, ce dernier est extrait, muni d'une énergie cinétique lui permettant éventuellement de se déplacer vers l'anode. Si ceci est le cas notre nano ampèremètre détectera un courant d'autant plus fort que l'on a d'électrons qui atteignent l'anode.

D'autre part, pour des raisons qui vont devenir rapidement claires, on rajoute une différence de potentiel entre l'anode et la cathode, ajustable par l'expérimentateur. Si celle-ci est positive, elle aide les électrons à arriver jusqu'à l'anode en les accélérant. Par contre si elle est négative elle va pousser les électrons à contre sens et ainsi défavoriser le courant. On s'attend donc qu'en dessous d'une certaine valeur critique $-V_a$ de cette tension, l'énergie cinétique initiale des électrons ne soit plus suffisante pour vaincre cette force électrostatique et parvenir jusqu'à l'anode. En dessous de cette valeur, le courant devient donc nul car aucun électron n'arrive à l'anode. A l'autre extrême si l'on met la tension fortement positive, il va arriver un moment où l'on ne pourra pas recueillir plus d'électrons que ceux disponibles (ceux qui ont été arrachés bien sûr) et le courant doit donc atteindre une valeur de saturation. La caractéristique courant-tension du système attendue est représentée à droite sur la figure 11.

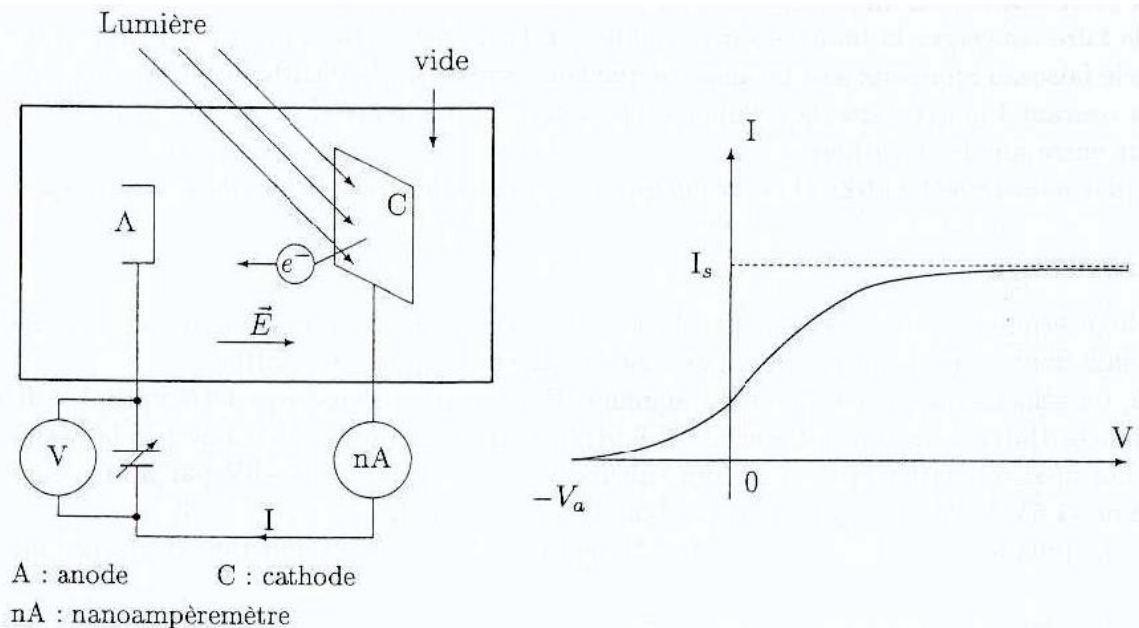


Fig. 11 Schéma de l'expérience de Hertz.

Il s'agit maintenant de faire l'expérience afin de comprendre essentiellement deux choses : de quoi dépendent les valeurs du seuil V_a de tension et l'intensité de saturation du courant. Il y a techniquement 3 paramètres à considérer : la nature du matériau qui va essentiellement changer la valeur de l'énergie d'extraction d'un électron et donc de ce fait le seuil en tension, car plus elle est grande plus l'énergie cinétique des électrons va être réduite et plus il sera facile de les arrêter. Les deux autres paramètres sont la fréquence et le flux du rayonnement dont l'effet sur les quantités d'intérêt peut être prédite par l'électromagnétisme classique. En bref, l'énergie d'une onde électromagnétique étant proportionnelle au flux on imagine que plus on va l'augmenter plus on va transférer d'énergie aux électrons et donc plus le courant va être fort (donc aussi le courant de saturation) et plus il va être difficile de les arrêter. En ce qui concerne la fréquence on ne voit pas trop en quoi elle pourrait avoir un rôle fondamental sur le phénomène puisqu'elle n'a a priori rien à voir avec l'énergie (si on oublie bien sûr ce que nous avons appris au chapitre précédent...).

Les résultats expérimentaux et leurs conséquences

Les résultats de l'expérience sont représentés de façon extrêmement schématique sur les figures 12 (a) et 12 (b). Voyons comment nous pouvons les interpréter.

Commençons par la figure 12 (a) où sont représentées deux caractéristiques courant-tension à une fréquence donnée pour deux valeurs d'intensité lumineuse. Dans la région $V > 0$ on constate que le courant de saturation est croissant avec l'intensité lumineuse ce qui est en parfait accord avec nos prédictions. Dans la zone $V < 0$ il existe bien un effet de seuil mais il ne semble pas dépendre de l'intensité lumineuse. Peut-être que l'effet est trop petit pour qu'on le voit dans l'expérience ?

Malheureusement on constate deux autres bizarreries :

Si l'on prend une fréquence bien plus petite pour un matériau donné, on constate qu'il n'y a jamais de courant.

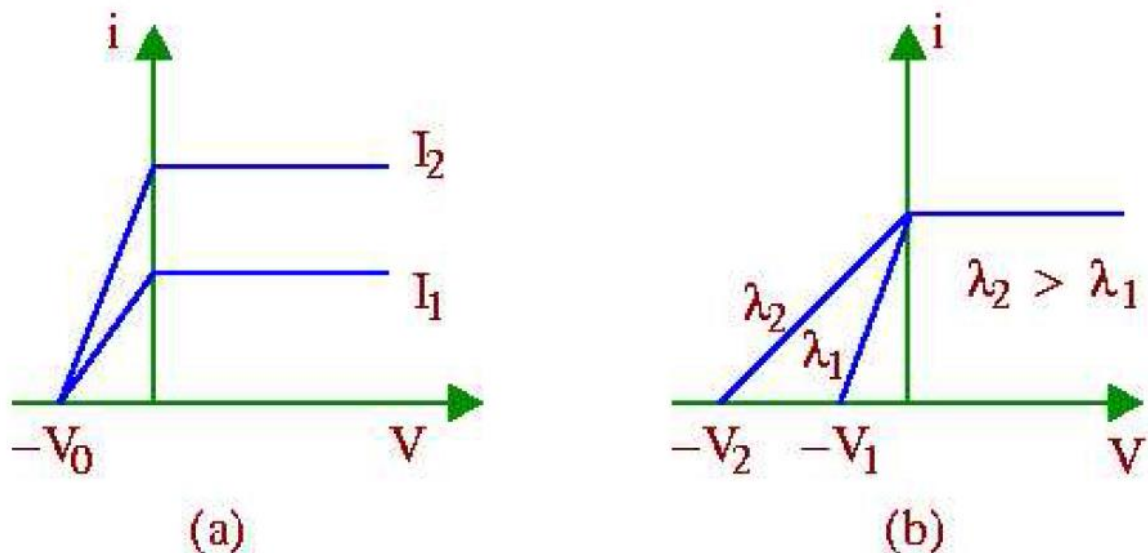


Fig. 12 Résultats schématiques de l'expérience de Hertz. V_0 correspond à la tension d'arrêt V_a .

D'autre part quand l'effet a lieu, c'est à dire que le courant est différent de zéro, on imagine que si on réduit énormément le flux, il va falloir attendre un certain temps pour que les électrons dans le métal accumulent l'énergie suffisante pour s'échapper. Or expérimentalement l'effet est instantané. Il semble qu'il faille reconsidérer l'effet de la fréquence pour ce phénomène puisqu'elle semble jouer un rôle déterminant. Si l'on fait des mesures en changeant la fréquence à intensité lumineuse donnée, on obtient les résultats de la figure 12 (b). On constate ici que l'intensité de saturation n'en est absolument pas affectée mais par contre le seuil d'apparition du courant l'est directement. Voilà un curieux problème qui ne fut résolu qu'en 1905 par Albert Einstein, ce qui lui valut le prix Nobel.

Interprétation d'Einstein et naissance du photon

En reprenant l'idée de Planck et les concepts de l'à peine naissante théorie de la relativité, Einstein postulat que la lumière elle-même se décompose en grains d'énergie qu'il baptisa photons. Ces photons sont des corpuscules d'énergie $h\nu$, de masse $m = 0$, d'impulsion $p = h\nu/c$ qui se déplacent à la vitesse de la lumière. Le champ électromagnétique total est ainsi la réunion d'un ensemble de photons et son énergie dépend donc de la fréquence des photons et de leur nombre. Ce nombre correspond en fait au flux lumineux dans l'interprétation d'Einstein. Ainsi des phénomènes faisant intervenir des quantités extrêmes grandes de photons ne sont pas sensibles à l'aspect granulaire du champ mais seulement à un changement significatif de son nombre de photons.

Einstein interprète l'effet photo-électrique comme l'interaction d'un seul photon avec un seul électron qui consiste en une collision où le photon disparaît en cédant toute son énergie à l'électron. L'aspect granulaire a donc une importance primordiale pour ce phénomène.

La mise en équation du bilan énergétique se traduit par :

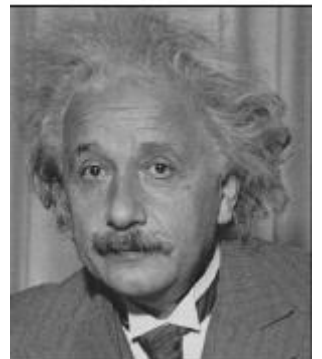
$$\underbrace{h\nu}_{\text{photon}} = \underbrace{W_0}_{\text{extraction}} + \underbrace{E_c}_{\text{cinétique}} \quad (1.3)$$


Fig. 13 A. Einstein.

De ce point de vue toute la physique de l'effet photo-électrique est trivialement expliquée : le seuil ne dépend que de la fréquence du rayonnement et de la nature du matériau ($h\nu \geq W_0$), l'effet est instantané, le courant de saturation est proportionnel au flux lumineux car proportionnel au nombre de photons...

2.3. L'effet Compton

L'effet Compton, découvert expérimentalement en 1920 et interprété en 1923 par Arthur-Holly Compton apporte une preuve décisive du comportement corpusculaire du photon. Celui-ci subit des chocs avec les électrons lors d'expériences de diffusion de la lumière (RX) par le milieu métallique qu'elle traverse.

Position du problème

Un faisceau de rayons X de 10^4 eV est envoyé sur un métal avec une longueur d'onde bien déterminée λ_0 . Cette lumière est diffusée dans tout l'espace et on analyse son spectre dans chaque direction. On constate que ce spectre comporte deux pics principaux, l'un à la longueur d'onde λ_0 et l'autre à une longueur d'onde voisine λ' . L'écart entre ces deux pics $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$, ainsi que leur intensité relative varient fortement avec la direction d'observation (fig 14).

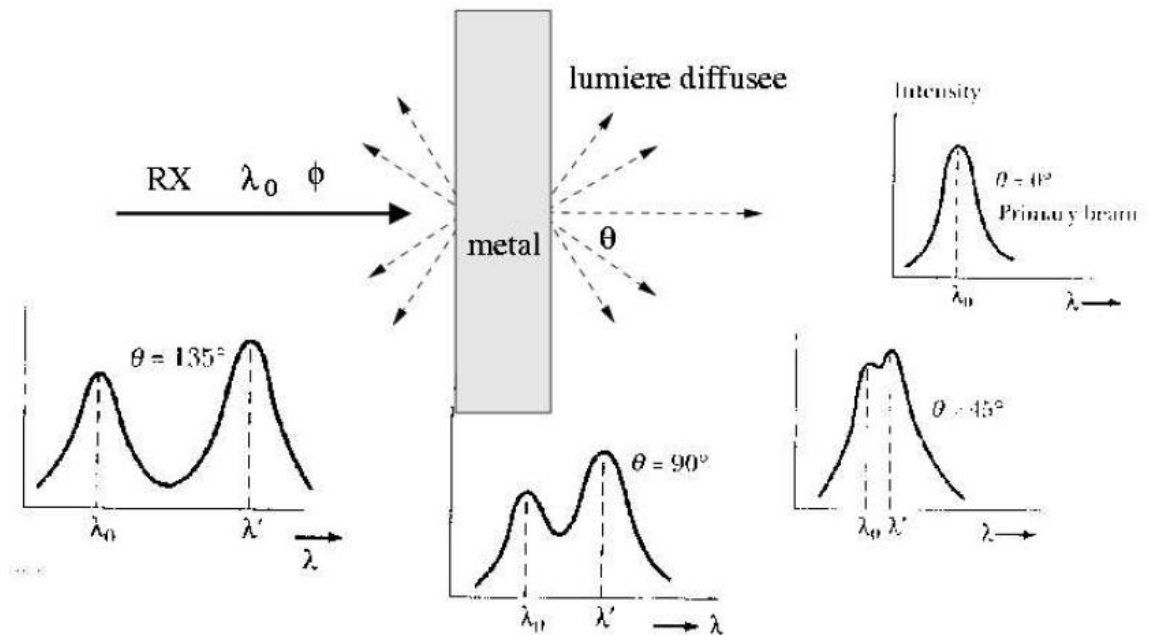


Fig. 14 Schéma de l'expérience de Compton.

Le problème est donc de comprendre l'origine de ce dédoublement et de calculer ses caractéristiques.

Analyse classique

Du point de vue de l'électromagnétisme classique, les rayons X sont décrits par une onde électromagnétique de longueur d'onde λ_0 et de fréquence $\nu_0 = c/\lambda_0$. Au passage de cette onde (qui est un champ électrique oscillant), les électrons liés aux atomes se mettent à vibrer autour de leurs orbites à la fréquence ν_0 . Ceci conduit à l'émission d'ondes électromagnétiques à la fréquence ν_0 dans toutes les directions. On comprend ainsi que du rayonnement soit diffusé dans toutes les directions. Malheureusement, ceci se fait sans changement de longueur d'onde et ne permet donc pas de rendre compte des résultats expérimentaux.

Analyse quantique

L'analyse quantique du phénomène repose sur le concept de collision photon-électron.

L'énergie d'extraction des électrons étant tellement faible devant celle des rayons X (quelques eV devant environ 10^4 eV) on peut considérer que tout ce passe comme si les électrons étaient libres au départ. D'autre part, l'énergie qui va leur être communiquée est telle que l'on peut également les considérer comme immobiles (avant le choc).

Pour calculer $\Delta\lambda(\theta)$ il s'agit d'écrire les relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

L'équation de conservation de l'énergie est :

$$\underbrace{h\nu_0}_{\text{photon}} + \underbrace{m_e c^2 + 0}_{\text{électron}} = h\nu' + m_e c^2 + E_c$$

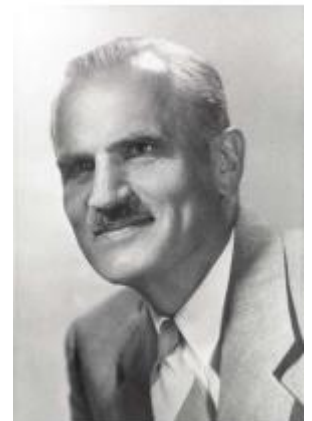


Fig. 15 A.H. Compton.

En projetant sur les axes x et y il vient pour l'impulsion :

$$\begin{cases} \frac{h\nu_0}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + p \cos\Phi \\ 0 + 0 = -\frac{h\nu'}{c} \sin\theta + p \sin\Phi \end{cases}$$

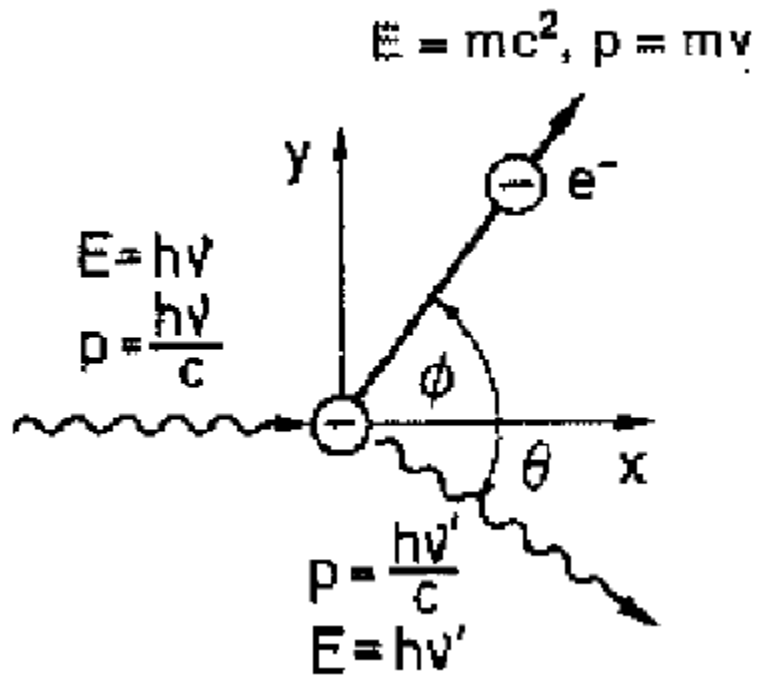


Fig. 16 Avant la collision l'électron est considéré au repos et après acquiert une impulsion \vec{p} repérée par l'angle Φ . Le photon est diffusé selon un angle θ .

En isolant $\cos\Phi$ et $\sin\Phi$ dans les équations et en utilisant $\cos^2\Phi + \sin^2\Phi = 1$, on obtient une expression pour pc : $p^2 c^2 = (h\nu_0)^2 - 2h\nu' h\nu_0 \cos\theta + (h\nu')^2$ (A)

Il ne reste donc plus qu'à se débarrasser de p , ce que l'on peut faire à travers la conservation de l'énergie. En effet donne $Ec = h(\nu_0 - \nu')$ tandis que l'énergie de l'électron satisfait l'équation générale : $p^2 c^2 = E_c^2 + 2m_e c^2 E_c$, ce qui permet d'écrire : $p^2 c^2 = (h\nu_0)^2 - 2h\nu' h\nu_0 + 2m_e c^2 (h\nu_0 - h\nu') + (h\nu')^2$ (B)

Ainsi en égalisant (A) et (B) il vient, après traduction en longueurs d'ondes :

$$\Delta\lambda(\theta) = \lambda' - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos\theta)$$

où $\lambda_c = h/(m_e c)$ est appelée longueur d'onde de Compton. Cette formule est en parfait accord avec l'expérience puisque qu'elle prédit l'apparition d'un second pic d'intensité et explique son intensité relative au pic principal en fonction de μ l'angle de diffusion. Le pic principal, quant à lui, trouve son origine dans le rayonnement classique sans changement de longueur d'onde.

Remarque : Quelle est la différence avec l'effet photo-électrique ? Dans l'effet photo-électrique l'expérience semble être la même à l'exception que la lumière envoyée est proche du visible. Les photons ont donc une énergie bien moindre et peuvent la céder entièrement aux électrons et disparaître. Ici, ils n'en donnent qu'une partie et sont diffusés, pourquoi ? En fait ils sont tellement énergétiques que s'ils donnaient toute leur énergie, les électrons dépasseraient la vitesse de la lumière, ce qui est interdit par la relativité restreinte. Ainsi, à partir d'une certaine fréquence l'effet photo-électrique laisse place à l'effet Compton.