

Effet photoélectrique et horizon de Rindler *(Photoelectric effect and Rindler horizon)*

J. PERDIJON

771, chemin du Rozat, F38330 Saint-Ismier, France.

RÉSUMÉ. Dans le prolongement d'un article publié ici sur le rayonnement du corps noir [1], on revisite l'effet photoélectrique pour proposer une solution qui prend en compte l'horizon de Rindler des oscillateurs à haute fréquence au lieu de faire appel au concept de photon.

ABSTRACT. *Running on from a paper on the blackbody radiation published here [1], we revisit the photoelectric effect to propose a solution which takes into account the Rindler horizon of oscillators at high frequency instead of requiring the concept of the photon.*

Dans les dispositifs utilisés pour démontrer le phénomène de photoélectricité, un tube à vide contient une cathode de métal et une anode collectrice, entre lesquelles une différence de potentiel est établie avec une pile. Quand le tube est placé dans l'obscurité, le courant mesuré dans le circuit est nul mais, quand il reçoit une lumière de fréquence suffisante, supérieure à un certain *seuil photoélectrique* ν_0 qui dépend du métal éclairé, un courant est détecté qui correspond à l'émission d'électrons de la cathode vers l'anode. Lorsqu'on augmente l'intensité lumineuse, le courant augmente mais, quelle que soit cette intensité, il faut que la différence de potentiel soit supérieure à un certain *potentiel d'arrêt* V_0 pour qu'on observe un courant. La valeur de ce potentiel, qui correspond à l'énergie cinétique maximale des photoélectrons, est une fonction linéaire de la fréquence du faisceau lumineux.

Un point de vue heuristique

Au cours des expériences de 1887 qui confirmaient l'existence des ondes électromagnétiques, Hertz avait remarqué que, lorsque la lumière (riche en ultraviolet) émise par les étincelles jaillissant de l'appareil générateur venaient à éclairer le circuit récepteur, le faible courant d'étincelles dans la coupure se produisait plus aisément. L'année suivante, Hallwachs utilisa le dispositif suivant : une plaque métallique éclairée par un arc électrique et

reliée à un électroscope décharge ce dernier quand il est chargé négativement ; mais l'arc n'a aucun effet quand il est filtré par une épaisse lame de verre ou quand l'électroscope est chargé positivement. Il faut donc une fréquence suffisante pour que la lumière puisse extraire des électrons du métal. La théorie de Maxwell était incapable d'expliquer ce fait. Lénard émit en 1889 l'hypothèse que la lumière ultraviolette pouvait expulser des petits grains de matière hors d'une surface métallique et J. J. Thomson fut le premier à affirmer en 1899 que ces grains étaient des électrons. En 1902, Lénard étudia l'effet photoélectrique avec un arc au carbone qui lui permit de faire varier l'intensité dans une large gamme et de noter que l'énergie de l'électron ne présente pas la moindre dépendance par rapport à cette intensité [2]. Par ailleurs, on savait que cette énergie augmentait avec la fréquence, mais on ignorait tout de la loi qui pouvait les relier.

Après avoir noté dans son article de mars 1905 que, par suite de la structure atomique de la matière, « l'énergie d'un corps pondérable ne peut pas être divisée en parties aussi nombreuses et aussi petites que l'on veut, alors que l'énergie d'un rayonnement lumineux émis par une source de lumière ponctuelle est, selon la théorie de Maxwell de la lumière (ou selon toute théorie ondulatoire) distribuée de façon continue sur un volume sans cesse croissant », Einstein expose dès l'introduction son point de vue qu'il qualifie d'heuristique. « Selon l'hypothèse envisagée ici, lors de la propagation d'un rayon lumineux émis par une source ponctuelle, l'énergie n'est pas distribuée de façon continue sur des espaces de plus en plus grands, mais est constituée d'un nombre fini de quanta d'énergie localisés en des points de l'espace, chacun se déplaçant sans se diviser et ne pouvant être absorbé ou produit que tout d'un bloc [3]. »

C'est seulement à la fin de son article (cité ici avec des notations actuelles) qu'Einstein applique son hypothèse à l'effet photoélectrique : « La conception usuelle, selon laquelle l'énergie de la lumière est distribuée de façon continue dans l'espace où elle est rayonnée, présente, quand on tente d'expliquer les phénomènes photoélectriques, de très sérieuses difficultés qui sont exposées dans un travail décisif de M. Lenard. La conception selon laquelle la lumière excitatrice est constituée de quanta d'énergie $h\nu$ permet de concevoir la production de rayons cathodiques par de la lumière de la façon suivante. Des quanta d'énergie pénètrent dans la couche superficielle du corps ; leur énergie est transformée, au moins en partie, en énergie cinétique des électrons. La représentation la plus simple que l'on puisse s'en faire est celle d'un quantum de lumière cédant son énergie à un seul électron ; nous

allons supposer que c'est bien ce qui se passe. Il n'est pas exclu cependant que des électrons ne prennent qu'une partie de l'énergie des quanta de lumière. Un électron, auquel de l'énergie cinétique a été fournie à l'intérieur du corps, atteint la surface en ayant perdu une partie de son énergie cinétique. Nous allons supposer de plus que tout électron doit, pour pouvoir quitter un corps, fournir un certain travail w_0 (caractéristique du corps). Les électrons qui quittent le corps avec la vitesse normale la plus élevée sont ceux qui se trouvent immédiatement à la surface et qui ont été excités normalement à celle-ci. L'énergie cinétique de ces électrons est $h\nu - w_0$. Si le corps est porté au potentiel positif V_0 , s'il est entouré de conducteurs à un potentiel nul et si V_0 est tout juste capable d'empêcher le corps de perdre de l'électricité, on a :

$$eV_0 = h\nu - w_0,$$

où e désigne la charge électrique de l'électron. [...] Si la formule est exacte, V_0 en fonction de la fréquence de la lumière excitatrice doit être, en coordonnées cartésiennes, une droite dont la pente ne dépend pas de la substance étudiée. »

Non seulement Einstein fournissait l'équation, mais il indiquait en plus comment procéder pour la vérifier ! Il fallut pourtant attendre 1916 pour qu'un expérimentateur hors pair se saisisse enfin du problème et mesure la pente de la droite : Millikan trouva une valeur de h en accord à moins de 1 % avec celle donnée par Planck en 1900, à partir de la loi du corps noir [4].

La résistance aux quanta de lumière

Millikan prouve mais réprouve ! Il écrit au début de son article : « C'est en 1905 qu'Einstein a établi le premier lien entre des effets photo et une forme de théorie quantique, en avançant l'hypothèse hardie, pour ne pas dire irresponsable, d'un corpuscule électromagnétique de lumière, d'énergie $h\nu$, dont l'énergie était transférée par absorption à un électron. On peut bien qualifier cette hypothèse d'irresponsable, d'abord parce qu'une perturbation électromagnétique qui reste localisée dans l'espace semble être une violation du concept même de perturbation électromagnétique, et ensuite parce qu'elle défie les faits bien établis concernant les interférences [4]. » En étendant la quantification à la lumière, Einstein était bien plus révolutionnaire que Planck car, moins de vingt ans après les expériences concluantes de Hertz, il osait remettre en question la théorie ondulatoire de Maxwell, pourtant universellement acceptée. On peut donc comprendre que son hypothèse ait rencontré une certaine réprobation, qui se traduit par le silence gêné de ses collègues. On lit par exemple dans la lettre de recommandation rédigée en 1913 par Planck, Nernst, Rubens et Warburg pour présenter sa candidature à

l'Académie de Prusse : « Qu'il se soit parfois fourvoyé dans ses spéculations comme, par exemple, avec son hypothèse des quanta de lumière, ne peut véritablement être retenu contre lui, car il n'est pas possible, même dans les sciences les plus exactes, d'introduire des idées réellement nouvelles sans prendre des risques de temps à autre [5]. »

Les quanta de lumière acquièrent droit de cité seulement vers 1924, après que Compton s'en fut servi pour expliquer la diffusion des rayons X par des électrons [6]. Dans un article destiné au grand public, Einstein écrivit : « Le résultat positif de l'expérience de Compton prouve que le rayonnement se comporte comme s'il consistait en projectiles d'énergie discrets, non seulement par rapport au transfert d'énergie, mais aussi par rapport au transfert d'impulsion [7]. » Il ajoutait en conclusion : « Il existe donc actuellement deux théories de la lumière, toutes deux indispensables, et – il faut le reconnaître aujourd'hui, malgré vingt ans d'efforts colossaux de la part des physiciens théoriciens – sans lien logique. » Pour Einstein, les contradictions entre son principe heuristique et les propriétés ondulatoires du rayonnement électromagnétique ne furent en effet jamais résolues ; on l'aurait entendu marmotiner : « Même si la bière est toujours vendue en bouteilles d'une pinte, cela n'entraîne pas que la bière soit constituée de parties indivisibles d'une pinte chacune [8]. »

De nombreuses tentatives ont été faites pour expliquer l'effet photoélectrique de façon semi-classique, c'est-à-dire sans quantification de l'onde électromagnétique [9] (ainsi que pour l'effet Compton, voir par exemple [10]). L'une des plus intéressantes, qui date de 1912, est celle de Richardson [11]. Ce physicien, qui effectuait par ailleurs des mesures de l'effet photoélectrique avec son élève Compton, aborda le problème de façon thermodynamique. Il chercha à déterminer l'équation d'équilibre entre les taux d'émission et d'absorption des photoélectrons. Il compara l'émission des électrons à l'évaporation à la surface d'un liquide et rapprocha travail d'extraction avec chaleur latente de vaporisation. Il considéra un piston dans un cylindre, le piston étant parfaitement impénétrable aux électrons mais parfaitement transparent au rayonnement, le seul élément photosensible du système étant le fond du cylindre. Si le cylindre est rempli de rayonnement et le piston, initialement enfoncé, progressivement retiré, le rayonnement va pénétrer à travers le piston et éjecter des électrons qui vont remplir l'espace entre fond du cylindre et piston. En effectuant lentement des mouvements de va-et-vient du piston, les électrons seront donc pompés alternativement dans et hors du fond du cylindre, de façon réversible.

En spécifiant que la distribution spectrale du rayonnement est conforme à la loi de Wien (il utilisa la loi de Planck deux ans plus tard, sans changement notable), Richardson obtient une équation donnant le taux d'émission N d'électrons à l'équilibre, dont la solution est :

$$N = 0 \text{ pour } 0 < h\nu \leq w_0 \text{ et} \\ N = (B/\nu^3) (1 - w_0/h\nu) \text{ pour } h\nu > w_0,$$

en désignant par B une constante et par w_0 la « chaleur latente d'évaporation par électron ». Il en tire une seconde équation donnant l'énergie cinétique $h\nu - w_0$ du photoélectron lorsque $h\nu > w_0$. Il fit remarquer que cette équation, formellement identique à celle d'Einstein, avaient été « obtenue sans l'hypothèse que l'énergie du rayonnement libre existe sous forme de quanta de lumière, à moins qu'il faille entendre par là que : (A) la formule de Planck pour le rayonnement du corps noir est juste ; (B) toutes choses égales par ailleurs, le nombre d'électrons émis est proportionnel à l'intensité du rayonnement monochromatique. Planck [...] a montré que la quantification de la lumière n'est pas nécessaire pour l'hypothèse (A) et elle ne l'est pas plus pour rendre compte de (B). Il en résulte que la confirmation de l'équation par l'expérience [...] n'implique pas nécessairement l'acceptation d'une quantification de la lumière [11]. »

Une explication relativiste

D'après la relativité restreinte, un objet subissant une accélération a ne peut établir de relation causale qu'à l'intérieur d'une zone de rayon c^2/a , appelée son *horizon de Rindler* [12,13]. Jusqu'à présent, celui-ci a surtout été étudié du point de vue du voyageur qui appuie sur l'accélérateur. En réalité, aucun observateur humain ne pourrait y survivre et il est plus intéressant de le considérer de l'extérieur : c'est alors l'objet observé qui subit l'accélération. On sait qu'aucun cheminement ne peut être attribué à la particule à l'intérieur de l'atome bien que, à l'extérieur, dans un faisceau d'autres particules, on puisse suivre son cheminement, par exemple dans une chambre à bulles ; c'est donc à l'intérieur de l'atome qu'il faut chercher des exemples de cet horizon dans des mouvements entretenus : des rotations, comme c'est le cas pour un électron en orbite autour du noyau (voir plus loin), ou encore des vibrations. En général, l'observateur reste situé à l'intérieur de l'horizon, mais il n'en est plus de même pour les accélérations extrêmes, dans le domaine des hautes fréquences [14].

Rappelons le principe de l'explication relativiste du rayonnement du corps noir [1]. Prenons un oscillateur harmonique d'amplitude A et de fréquence ν .

Aux extrémités de son élongation $\pm A$, il atteint son accélération maximale $a_M = 4\pi^2 A\nu^2$. Notre oscillateur, situé à la distance d , va donc être soustrait de notre vue quand son accélération dépassera c^2/d . Or c'est aux maxima d'amplitude que la bouffée de radiation est émise ; elle restera donc confinée tant que l'horizon ne se sera pas élargie assez pour contenir l'observateur. Tous les oscillateurs de fréquence ν ne vibrent pas avec la même amplitude, donc la même énergie et la même accélération maximale. Il en existe n_0 , d'énergie moyenne \bar{E}_0 , qui contiennent l'observateur dans leur horizon.

Mais les n_1 plus énergiques, d'énergie moyenne \bar{E}_1 , se retranchent derrière leur horizon le temps de la bouffée d'émission. On peut alors représenter le système comme possédant deux niveaux d'énergie départagés par le seuil ε . Quand un oscillateur du niveau supérieur retombe au niveau inférieur, il en résulte une émission d'énergie $\bar{E}_1 - \bar{E}_0$. Et, pour n_1 oscillateurs, on obtient une énergie moyenne :

$$n_1(\bar{E}_1 - \bar{E}_0) = kT - \bar{E}_0 ;$$

en posant $\varepsilon = h\nu$, on retrouve la loi de Planck [1].

Revenons à l'expérience de photoélectricité. Tant que la plaque de métal est dans l'obscurité, les électrons à sa surface se comportent comme dans un corps noir et, du fait de l'*horizon de Rindler*, seuls sont actifs ceux dont l'énergie est supérieure au seuil $h\nu$. Lorsqu'un faisceau lumineux frappe le métal, tous les électrons se mettent à vibrer à la même fréquence que celle de la lumière incidente par résonance, ce qui fixe le seuil $h\nu$ d'activité des électrons. Si celui-ci est supérieur au travail d'extraction w_0 , l'électron s'échappe avec une énergie cinétique $h\nu - w_0$. Ainsi que l'avait souligné Richardson, l'effet photoélectrique peut se déduire de la loi de Planck, sans faire intervenir une discrétisation de la lumière.

Un calcul de h

Soit un oscillateur harmonique d'amplitude A et de fréquence ν . Par suite de la limite relativiste de la vitesse, la distance $4A$ qu'il parcourt en une période ne peut pas l'être à une vitesse supérieure à c , d'où la relation :

$$A\nu \leq c/4 ; \quad (1)$$

pour une amplitude donnée A_0 , on a donc une fréquence maximale (fréquence de coupure) :

$$v_M = c/4A_0 . \quad (2)$$

Considérons un électron de la plaque de métal : il est pratiquement libre de se déplacer dans le réseau cristallin. De plus, il vibre sous l'effet du champ électromagnétique. Le principe de l'équipartition de l'énergie lui attribue une énergie :

$$E = kT + (3/2) kT = (5/2) kT , \quad (3)$$

en désignant par k la constante de Boltzmann et par T la température absolue de l'enceinte où se trouve la plaque. Tant que le champ est faible, les électrons sont en équilibre thermique et on peut les assimiler à ceux qui se trouvent sur la paroi d'un corps noir. La densité d'énergie qu'ils rayonnent par unité de volume a été trouvée par Stefan puis démontrée par Boltzmann :

$$U = \int_0^\infty U_v \, dv = (4\sigma/c) T^4 , \quad (4)$$

en désignant par σ la constante de Stefan, par c la vitesse de la lumière dans le vide et par U_v la densité par intervalle de fréquence dv . Selon la description classique de Rayleigh :

$$U_v = (8\pi v^2/c^3) kT .$$

Mais l'intégration dans la relation (4) se limite à l'intervalle de 0 à v_M , d'où :

$$U = (8\pi kT/c^3) \int_0^{v_M} v^2 \, dv = (8\pi kT/c^3) (v_M^3/3) = (4\sigma/c) T^4 .$$

On tire de la dernière égalité :

$$v_M = (3\sigma c^2/2\pi k)^{1/3} T$$

et, d'après la relation (2) :

$$A_0 = (2\pi k c/3\sigma)^{1/3} / 4T .$$

On peut donc exprimer E dans la relation (3) en fonction de A_0 :

$$E = 5(2\pi k^4 c/3\sigma)^{1/3} / 8A_0 . \quad (5)$$

Lorsque le champ augmente, la vibration devient entretenue et sa fréquence est égale à celle v_0 du champ. À haute fréquence et par suite de la limite imposée par la relation (1), l'amplitude va tendre vers :

$$A_m = c/4v_0 .$$

En reportant cette valeur limite dans l'expression (5) de E , on obtient :

$$E_m = (5/2) (2\pi k^4/3\sigma c^2)^{1/3} v_0 = jv_0 .$$

L'expression de j doit être rapprochée de celle de la constante de Planck h , telle qu'on peut la déduire du spectre du corps noir :

$$h = (2\pi^5 k^4/15\sigma c^2)^{1/3} ;$$

on a $j/h = (5/\pi)^{4/3}/2 = 0,929$. Il est clair que, s'il fallait retoucher à la valeur d'une constante, ce ne serait ni h ni k ni c , mais σ [15].

Remarque sur une application à l'atome de Bohr

En 1911, Rutherford observa en bombardant une feuille d'or avec des particules alpha que, si la plupart étaient à peine déviées, certaines l'étaient à plus de 90°. Il comprit alors qu'un noyau, très petit et chargé positivement, concentre toute la masse de l'atome. Il proposa un modèle planétaire de l'atome, où le nombre d'électrons orbitant autour du noyau en neutralise la charge. Mais, d'après la théorie électromagnétique, les électrons devraient rapidement perdre leur énergie par rayonnement et s'écraser sur le noyau. Son élève Bohr proposa en 1913 un modèle de l'atome d'hydrogène où les électrons ne peuvent tourner autour du noyau qu'en décrivant certaines orbites correspondant à des niveaux d'énergie autorisés, pour lesquelles le moment cinétique de l'électron est un multiple entier de $h/2\pi$.

L'atome de Bohr est souvent considéré comme le troisième pilier de la théorie quantique, après le corps noir et l'effet photoélectrique. Mais la relativité restreinte – et plus précisément l'horizon de Rindler – suffit pour expliquer que l'électron ne s'écrase pas sur le noyau. On sait en effet que, pour un mouvement de rotation uniforme, l'accélération centripète est égale à v^2/R , d'où une distance d'horizon $d = R(c/v)^2$. Un calcul d'ordre de grandeur pour l'électron en orbite montre que sa distance d'horizon est de l'ordre du nanomètre, ce qui bloque son rayonnement vers l'observateur tant qu'il ne change pas de niveau d'énergie.

Références

- [1] Perdijon, J., « Rayonnement de corps noir et horizon de Rindler », *Ann. Fond. Louis de Broglie*, **34**, 83, 2009.
- [2] Lenard, P., « Sur l'effet photoélectrique », *Ann. Phys.*, **8**, 149, 1902.
- [3] Einstein, A., « Un point de vue heuristique concernant la production et la transformation de la lumière », *Ann. Phys.*, **17**, 132, 1905 ; *Œuvres choisies*, t. 1, *Quanta*, Seuil et CNRS, Paris, 1989.
- [4] Millikan, R., « A direct photoelectric determination of Planck's h », *Phys. Rev.*, **7**, 255, 1916 ; Uzan, J.-P. et Lehoucq, R., *Les Constantes fondamentales*, Belin, Paris, 2005.
- [5] Pais, A., *Subtle is the Lord*, 1982 ; *Albert Einstein, la vie et l'œuvre*, InterEditions, Paris, 1993.
- [6] Compton, A., « A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements », *Phys. Rev. A*, **21**, 483, 1923 ; Uzan, J.-P. et Lehoucq, R., *op. cit.*
- [7] Einstein, A., « L'expérience de Compton », *Berliner Tageblatt*, 20 avril 1924.
- [8] Frank, P., *Einstein : His Life and Times*, 1947 ; *Einstein, sa vie et son temps*, Flammarion, Paris 1991 (avec A. George).
- [9] Stuewer, R. H., « Non-einsteinian interpretations of the photoelectric effect », in Stuewer, R. H. (dir.), *Historical and Philosophical Perspectives of Science*, University of Minnesota, Minneapolis, 1970.
- [10] Kidd, R., Ardini, J. et Anton, A., « Compton effect as a double Doppler shift », *Am. J. Phys.*, **53**, 641, 1985.
- [11] Richardson, O. W., « The theory of photoelectric action », *Philos. Mag.*, **24**, 574, 1912.
- [12] Rindler, W., *Essential Relativity*, Springer-Verlag, New York, 1979.
- [13] Taylor, E. F. et French, A. P., « Limitation on proper length in special relativity », *Am. J. Phys.*, **51**, 889, 1983.
- [14] Perdijon, J., *L'horizon ou le refus de l'infini*, Vuibert, Paris, 2011.
- [15] Perdijon, J., « Une explication relativiste de l'effet photoélectrique », *Ann. Fond. Louis de Broglie*, **11**, 313, 1986.

(Manuscrit reçu le 2 août 2011)