

SÉMINAIRE L. DE BROGLIE. THÉORIES PHYSIQUES

EIICHI HARA

Diffusion élastique du photon par l'atome

Séminaire L. de Broglie. Théories physiques, tome 27 (1957-1958), exp. n° 7, p. 1-9

http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1957-1958__27__A6_0

© Séminaire L. de Broglie. Théories physiques
(Secrétariat mathématique, Paris), 1957-1958, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la collection « Séminaire L. de Broglie. Théories physiques » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

-:-:-

Séminaire de THÉORIES PHYSIQUES
(Séminaire Louis de BROGLIE)
Année 1957/58

7 janvier 1958

-:-:-

DIFFUSION ÉLASTIQUE DU PHOTON PAR L'ATOME

par Eiichi HARA

1. Introduction.

L'électro-dynamique quantique prévoit l'interaction non-linéaire entre des champs électro-magnétiques, conséquence inévitable de la polarisation du vide. Tous les essais effectués jusqu'à présent en vue de mettre en évidence la diffusion du photon par le photon ont été négatifs (cf. [14], [18] et [19]). On peut atteindre le même but par une autre méthode, à savoir la détection de la diffusion élastique des photons par le champ coulombien du noyau. Ces deux effets de l'ordre le plus bas peuvent être représentés par les diagrammes suivants

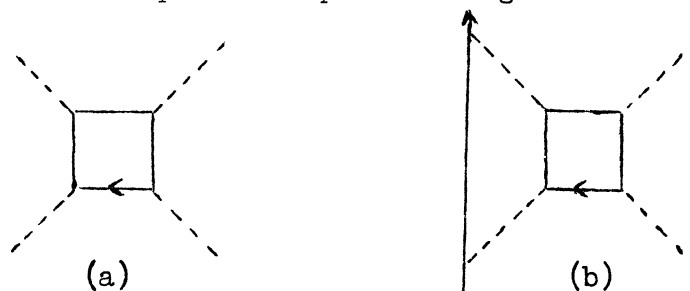


Diagramme 1.

Ces effets étant du quatrième ordre, leur amplitude de diffusion serait extrêmement faible. Les avantages et les désavantages de ces deux méthodes sont les suivants :

1° La première méthode permettrait une démonstration plus directe que la seconde, mais la section efficace de cet effet étant de l'ordre de $\alpha^2 r_0^2$, il serait presque impossible de concentrer dans un domaine d'espace un nombre de photons suffisant, pour que l'on puisse détecter le phénomène.

2° Dans le second cas, la constante de couplage avec le photon virtuel étant de Ze au lieu de e , l'amplitude de diffusion par atome serait $e^2 Z^2 \sim \alpha Z^2$ fois plus grande que celle de la diffusion du photon par le photon.

3° Le plus grand avantage de la deuxième méthode est que la densité de diffuseurs est très élevée par rapport à celle que l'on pourrait obtenir dans le premier cas.

4° Le plus grand désavantage de cette dernière méthode est que d'autres effets intervenant dans la diffusion, peuvent masquer le phénomène étudié.

Comme nous ne disposons pas de source suffisamment intense de photons pour pouvoir utiliser la première méthode, nous avons employé la deuxième.

2. Mesures.

Un spectrographe γ nous permet de déterminer les sections efficaces de diffusion, en prenant le rapport entre le taux de comptage provoqué par le rayonnement diffusé et celui obtenu en plaçant une petite source aux divers points du diffuseur. Une fois ce rapport et celui de l'intensité des deux sources déterminés, nous avons les sections efficaces absolues.

Nous avons mesuré la section efficace de diffusion des rayons γ de 1, 12 MeV du Zn^{65} dans le plomb pour des angles compris entre 20° et 115° (cf. [12]), celle des rayons γ de 1,33 MeV du Co^{60} dans l'étain (cf. [13]), le plomb et l'uranium (la diffusion dans le plomb et l'uranium pour des angles supérieurs à 35° a été mesurée par GOLDZAHN et EBERHARD (cf. [7], [10] et [11]) et celle des rayons γ de 2,62 MeV du ThC'' dans le plomb, le bismuth et l'uranium (cf. [8] et [9]).

3. Discussion

a. Diffusion élastique du photon par l'atome.

Pour interpréter les résultats expérimentaux, il est en outre nécessaire d'étudier les autres processus susceptibles d'intervenir dans la diffusion élastique du photon par l'atome.

La diffusion des photons par une particule ne peut se produire qu'en passant par un état intermédiaire et l'élément de matrice de transition peut s'écrire :

$$(1) \quad H = \sum_n \frac{H_n^f H_1^n}{E_1 - E_n} + (\text{Termes d'ordre supérieur à 2})$$

La sommation doit s'étendre à tous les états d'énergie intermédiaires possibles, discrets et continus, positifs et négatifs. En outre le photon a deux états correspondant à sa polarisation. Si le photon incident n'est pas polarisé, il faut faire la moyenne de H sur toutes les polarisations des photons incidents. Le photon diffusé peut comporter également deux états. Lors de la diffusion l'état de polarisation du photon est soit conservé soit inversé. Comme ces deux cas correspondent à des états finaux différents, leurs probabilités de transition s'additionnent. La section efficace de transition peut donc s'écrire :

(2)

$$\sigma = |a|^2 + |a'|^2$$

$$a \propto H, \quad a' \propto H'$$

Le premier terme correspond au cas où la polarisation du photon est conservée lors de la diffusion et le second au cas où elle est inversée. Comme états intermédiaires les suivants sont possibles :

1° L'atome se comporte comme s'il était une particule rigide n'ayant pas de structure interne, ce qui peut s'exprimer également de la façon suivante : le noyau absorbe un photon et se met en mouvement, en entraînant son cortège d'électrons. Soient a_1 et a_1' la somme des amplitudes de transition en passant par ces états intermédiaires correspondant à la conservation et à l'inversion de la polarisation du photon. D'après le diagramme de Feynman la transition en passant par cet état intermédiaire peut s'écrire de la façon suivante :



Diagramme 2.

2° Si l'on tient compte de la structure de l'atome, le photon peut être absorbé par un des électrons du cortège. Comme les électrons se trouvent dans le champ coulombien du noyau, on doit tenir compte de l'interaction entre les électrons dans l'état intermédiaire et le noyau. Les transitions correspondant aux diagrammes suivants sont possibles.

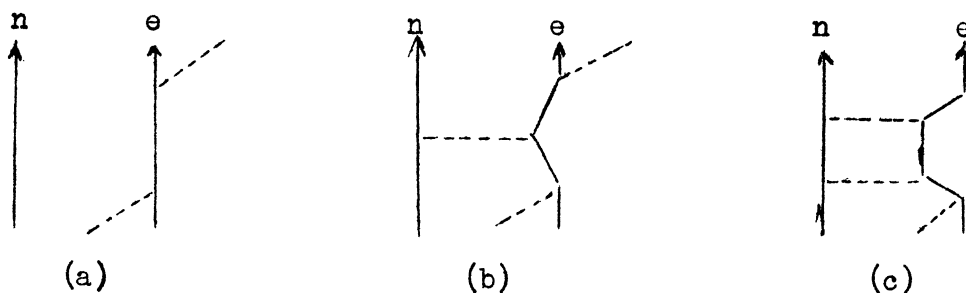


Diagramme 3.

Sur ces diagrammes les lignes n représentant le noyau et les lignes e un des électrons du cortège. La sommation doit s'étendre non seulement à tous les

états intermédiaires possibles, discrets et continus, mais encore à tous les électrons, en tenant compte de leur spin. Soient a_2 et a_2' la somme des amplitudes de transition en passant par ces états intermédiaires correspondant à la conservation et à l'inversion de la polarisation du photon.

3° Si le photon est absorbé dans le noyau, celui-ci ayant des niveaux discrets et continus comme l'atome, il faut tenir compte de la structure du noyau. Soient a_3 et a_3' la somme des amplitudes de transition en passant par ces états intermédiaires.

4° Comme termes de correction sur a_1 et a_1' on doit tenir compte des transitions correspondant au diagramme 1 (b). La transition en passant par un état intermédiaire d'ordre supérieur à quatre est naturellement possible. Soient a_4 et a_4' la somme des amplitudes de transition en passant par ces états intermédiaires. Les termes de correction semblables à a_4 et a_4' sur a_2 , a_2' , a_3 et a_3' seraient faibles.

Nous avons donc :

$$(3) \quad \begin{aligned} a &= a_1 + a_2 + a_3 + a_4 \\ a' &= a_1' + a_2' + a_3' + a_4' \end{aligned}$$

Pour les photons d'énergie faible devant celle de liaison entre les nucléons, a_3 et a_3' peuvent, dans le cas général, être négligés par rapport aux autres termes. Ils ne le seraient pas dans le cas où l'énergie du photon incident serait très voisine de l'énergie d'un niveau d'excitation du noyau [15].

L'évaluation de a_4 et a_4' se réduit donc à mesurer la section efficace de diffusion élastique et à comparer les résultats expérimentaux aux valeurs calculées pour $|a_1 + a_2|^2 + |a_1' + a_2'|^2$.

b. Evaluation des amplitudes de transition correspondant à l'absorption et à la réémission du photon par le noyau et par les électrons du cortège.

Les termes a_1 et a_1' sont faciles à calculer. On peut le faire à l'aide de la formule de Klein-Nishina, en remplaçant dans celle-ci la masse de l'électron m par celle de l'atome M et la charge de l'électron e par celle du noyau Ze , Z étant le numéro atomique. Quand le photon a une énergie de l'ordre du MeV, elle est donc très petite par rapport à l'énergie au repos Mc^2 du noyau, on peut négliger les termes relativistes et on obtient :

$$(4) \quad a_1 = \frac{Z^2 e^2}{Mc^2} \frac{1 + \cos \theta}{2} = 0,76 \times 10^{-16} \frac{Z^2}{A} (1 + \cos \theta)$$

$$a'_1 = \frac{Z^2 e^2}{Mc^2} \frac{1 - \cos \theta}{2} = 0,76 \times 10^{-16} \frac{Z^2}{A} (1 - \cos \theta)$$

A étant la masse atomique et θ l'angle de diffusion.

Le calcul des amplitudes de diffusion correspondant au diagramme 3 (a) soit a_2^0 et $a'_2{}^0$, se réduit au calcul du facteur de structure F_0 ⁽¹⁾, si l'on néglige tous les termes relativistes [16]

$$(5) \quad F_0 = \int |\psi|^2 e^{i \vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} d^3 r$$

où $\vec{\Delta k}$ est le changement de moment cinétique du photon.

Les amplitudes de diffusion a_2^0 et $a'_2{}^0$ sont reliées au facteur de structure par les formules suivantes.

$$(6) \quad a_2^0 = r_0 F_0 \frac{1 + \cos \theta}{2}, \quad a'_2{}^0 = r_0 F_0 \frac{1 - \cos \theta}{2}$$

Les corrections relativistes sur F_0 ont été calculées par LEVINGER [16]. D'après ses calculs, les termes de correction relativistes sont toujours positifs.

L'importance des amplitudes de diffusion correspondant au diagramme 3 (b) a été signalée par BROWN et WOODWARD [1].

La formule (5), en employant les fonctions d'onde de Dirac, donne pour 2 électrons K ($\hbar = c = 1$)

$$(7) \quad F_0 = \frac{2 Z \alpha m \sin \left\{ 2 \gamma \tan^{-1} (\Delta k / 2 Z \alpha m) \right\}}{\gamma \Delta k \left\{ 1 + (\Delta k / 2 Z \alpha m)^2 \right\}^\gamma}$$

où $\gamma = (1 - Z^2 \alpha^2)^{1/2}$.

Pour $\Delta k \gg Z \alpha m$ et $Z \alpha \ll 1$

$$(8) \quad F_0 = 2 \pi \left(\frac{Z \alpha m}{\Delta k} \right)^3 Z^2 \alpha^2 \left(1 + \frac{8 m}{\pi Z \Delta k} \right)$$

⁽¹⁾ D'après la théorie classique la diffusion des ondes électro-magnétiques par une charge électrique rigide est proportionnelle au carré du facteur de structure F_0 , représenté par la formule suivante :

$$F_0 = \int \rho e^{i \vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} d^3 r$$

ρ étant la densité de charge électrique.

L'amplitude de diffusion correspondant au diagramme 3 (b), soit F_1 , en unité de r_0 , est égale, à un facteur angulaire et au signe près, à

$$(9) \quad F_1 = 2 Z^2 \alpha^2 \left(\frac{Z \alpha m}{\Delta k} \right)^2$$

De (8) et (9), on obtient

$$(10) \quad \frac{F_1}{F_0} = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Delta k}{Z \alpha m}}{1 + \frac{8 m}{\pi Z \alpha \Delta k}}$$

Le rapport (10) croît avec Δk et est égal à 1 pour $\Delta k \approx 2 \sqrt{2 m}$. On doit donc tenir compte exactement dans le calcul de a_2 et a_2' de la liaison des électrons dans l'état intermédiaire.

BROWN et al. [2], [3], [4] et [5] ont effectué ce calcul pour les électrons K du mercure dans le cas des énergies de $0,32 \text{ mc}^2$, $0,64 \text{ mc}^2$, $1,28 \text{ mc}^2$ et $2,56 \text{ mc}^2$. Au lieu de pousser l'approximation par la théorie des perturbations, ils ont calculé

$$(11) \quad F = \sum_n \int d^3 r_2 \int d^3 r_1 \frac{\psi_f^*(\vec{r}_2) H(\vec{r}_2) \psi_n(\vec{r}_2) \psi_n^*(\vec{r}_1) H(\vec{r}_1) \psi_i(\vec{r}_1)}{\varepsilon_i - \varepsilon_n \pm k}$$

H étant l'hamiltonien de l'interaction, ε_i et ε_n respectivement l'énergie de l'électron dans l'état initial et intermédiaire, et $\psi_n(\vec{r})$ les fonctions d'onde de Dirac dans le champ coulombien. Ils ont effectué les intégrales nécessaires numériquement à l'aide d'une machine à calculer électronique.

Leur méthode n'est applicable que pour les électrons K, à cause de la convergence trop lente d'un développement en série par rapport à la variable radiale dans le cas des autres électrons. L'effet d'écran et l'interaction entre les électrons, qu'ils ont négligés, sont certainement plus grands pour les autres électrons que pour les électrons K. Il n'y a pas de calcul complet pour a_2 et a_2' . L'interprétation des résultats expérimentaux dépend donc essentiellement de l'évaluation de ces termes.

c. Discussion des résultats expérimentaux

Nous comparons les résultats de mesures avec une source de Co^{60} pour le plomb aux valeurs calculées à partir de (11), bien que ce calcul ait été effectué pour $2,56 \text{ mc}^2$, soit $1,305 \text{ MeV}$, au lieu de $1,332 \text{ MeV}$. A la condition d'augmenter de 10% les amplitudes de diffusion obtenues pour le mercure, en tenant compte de la différence des numéros atomiques, les résultats de ces calculs sont en bon accord avec ceux de mesures effectuées par GOLDZAHN et EBERHARD [7], [10] et [11].

Le calcul exact de (11) montre que, dans le cas où la polarisation du photon est conservée lors de la diffusion, les amplitudes de diffusion sont beaucoup plus petites que celles obtenues à partir de la formule (7) et que, dans le cas où elle est inversée, la formule (7) donne une bonne approximation. Il montre également que, dans le premier cas et pour les photons d'énergie assez élevée, l'amplitude de diffusion est uniquement fonction du changement de moment cinétique et non de l'énergie du photon incident. Nous avons calculé les amplitudes de diffusion élastique a_2 et a_2' pour 1,12 MeV, en partant de ces deux hypothèses, à partir de celles calculées pour 2,56 mc². Les résultats de ces calculs sont en bon accord avec nos résultats de mesure avec une source de Zn⁶⁵ et pour le plomb [12].

Nous avons calculé, de la même manière, la section efficace de diffusion pour 2,62 MeV et nous avons trouvé que tous les résultats expérimentaux (cf [8] et [9], [6] et [17]) obtenus jusqu'à présent sont en complet désaccord avec ceux de ce calcul. Pour les angles intermédiaires, les résultats expérimentaux les plus petits sont encore 8 fois plus élevés que ceux donnés par ce calcul. Nous n'avons pas encore pu déterminer la cause de cette divergence. Porte-t-elle sur les bases du calcul ou sur la conduite des expériences ?

BROWN et al. ont trouvé que, si l'on pose

$$F = \int |\psi|^2 e^{i \Delta \vec{k} \cdot \vec{r}} f(r) d^3 r$$

qui pour $f(r) = 1$ se réduit à (5), et si l'on admet

$$(12) \quad f(r) = \frac{mc^2}{E+V} = \frac{1}{E + \frac{Z\alpha}{r}},$$

F donne une bonne approximation (cf. [2], [3], [4] et [5]).

Les résultats de nos mesures de la diffusion élastique des photons de 1,33 MeV du Co⁶⁰ dans l'étain sont comparés avec ceux calculés à partir de cette formule. La concordance est satisfaisante [13].

4. Conclusion.

Jusqu'à 1,33 MeV nos résultats de mesure sont en bon accord avec ceux des calculs, dans lesquels il n'est pas tenu compte de la diffusion des photons par le champ coulombien. Cette dernière diffusion ne joue donc pratiquement aucun rôle dans la diffusion élastique des photons. La méthode utilisée par Brown et al. pour les électrons K n'est pas applicable pour les électrons L, et la contribution de ceux-ci n'a pas encore été calculée avec une précision suffisante. Elle est probablement plus importante que la diffusion des photons par le champ coulombien. Dans ces conditions il est impossible de tirer d'expériences de ce genre une

conclusion nette sur l'existence de cette dernière diffusion.

Certains théoriciens croient que la mise en évidence de cette diffusion est plus facile que celle de la diffusion du photon par le photon. C'est une idée que l'on peut mettre en doute. La méthode consistant à détecter la diffusion élastique des photons par le champ coulombien du noyau, comparée à celle de la diffusion du photon par le photon, ne présente que des avantages très faibles par rapport à ses désavantages. L'utilisation d'hydrogène comme diffuseur permettrait d'obtenir des résultats expérimentaux, susceptibles d'être interprétés d'une façon relativement simple. Mais alors l'amplitude de diffusion serait plus petite que celle de la diffusion du photon par le photon. Il serait donc difficile, dans ce cas, de décider a priori la méthode qui serait préférable. Des progrès techniques récents dans le domaine de la détection des rayonnements permettent d'effectuer dès maintenant ces mesures dans des conditions très améliorées et on peut espérer que, dans un certain avenir, il sera possible de détecter ces phénomènes d'une façon satisfaisante.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BROWN (G.E.) and WOODWARD (J.B.). - Coherent scattering of gamma-rays by bound electrons, Proc. Phys. Soc., Section A, t. 65, 1952, p. 977-980.
- [2] BROWN (G.E.), PEIERLS (R.E.) and WOODWARD (J.B.). - The coherent scattering of γ -rays by K electrons in heavy atoms, I : Method, Proc. royal Soc. London, Series A, t. 227, 1954, p. 51-58.
- [3] BROWN (G.E.), BRENNER (S.) and WOODWARD (J.B.). - The coherent scattering of γ -rays by K electrons in heavy atoms, II: The scattering of 0.32 mc² γ -rays in mercury, Proc. royal Soc. London, Series A, t. 227, 1954, p. 59-72.
- [4] BROWN (G.E.) and MAYERS (D.F.). - The coherent scattering of γ -rays by K electrons in heavy atoms, III : The scattering of 0.64 mc² γ -rays in mercury, Proc. royal Soc. London, Series A, t. 234, 1956, p. 387-390.
- [5] BROWN (G.E.) and MAYERS (D.F.). - The coherent scattering of γ -rays by K electrons in heavy atoms, IV., Proc. Royal Soc. London, Series A, t. 242, 1957, p. 89-95.
- [6] DAVEY (W.G.). - The elastic scattering of 133 MeV gamma rays by lead, Proc. phys. Soc., Section A, t. 66, 1953, p. 1059-1063.
- [7] EBERHARD (P.) et GOLDZAHN (L.). - Diffusion des rayons γ du ⁶⁰Co par le champ électrique des noyaux, C. R. Acad. Sc. Paris, t. 240, 1955, p. 2304-2306.
- [8] EBERHARD (P.), GOLDZAHN (L.), HARA (E.) et MEY (J.). - Contribution du champ électrique des noyaux à la diffusion élastique des γ de 1,33 MeV et 2,62 MeV, J. Phys. et Rad., Série 8, t. 17, 1956, p. 573-575.

- [9] EBERHARD (P.), GOLDZAHL (L.), HARA (E.) et ALEXANDRE (E.). - Mesure de la diffusion élastique des rayons γ de 2,62 MeV dans le plomb, le bismuth et l'uranium, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 243, 1957, p. 1862-1865.
 - [10] GOLDZAHL (L.) et EBERHARD (P.). - Diffusion des rayons γ de 1,33 MeV par le champ électrique des noyaux, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 240, 1955, p. 965-968.
 - [11] GOLDZAHL (L.) et EBERHARD (P.). - Contribution du champ électrique des noyaux à la diffusion élastique des γ du ^{60}Co , J. Phys. et Rad., t. 18, 1957, p. 33-43.
 - [12] HARA (E.), BANAIGS (J.) et ALEXANDRE (E.). - Mesure de la diffusion élastique des rayons γ de 1,12 MeV dans le plomb, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 245, 1957, p. 963-965.
 - [13] HARA (E.), BANAIGS (J.) et MEY (J.). - Mesure de la diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV dans l'étain, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 244, 1957, p. 2155-2157.
 - [14] HUGHES (A.L.) and JAUNCEY (G.E.M.). - An attempt to detect collisions of photons, Phys. Rev., t. 36, 1930, p. 773-777.
 - [15] LEVINGER (J.S.). - Elastic scattering of photons by nuclei, Phys. Rev., Series 2, t. 84, 1951, p. 523-524.
 - [16] LEVINGER (J.S.). - Small angle coherent scattering of gammas by bound electrons, Phys. Rev., Series 2, t. 87, 1952, p. 656-662.
 - [17] MOON (P.B.). - The hard components of scattered gamma-rays, Proc. phys. Soc., Section A, t. 63, 1950, p. 1189-1196.
 - [18] VAVILOV (S.). - ... , *Žurnal russkago fiziko-khimičeskago Obščestva ...*, t. 60, 1928, p. 555- .
 - [19] VAVILOV (S.). - On the attempt to detect collisions of photons, Phys. Rev., Series 2, t. 36, 1930, p. 1590.
-