

## Sur l'effet photoélectrique composé

Pierre Auger

► **To cite this version:**

Pierre Auger. Sur l'effet photoélectrique composé. J. Phys. Radium, 1925, 6 (6), pp.205-208.  
10.1051/jphysrad:0192500606020500 . jpa-00205207

**HAL Id: jpa-00205207**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00205207>**

Submitted on 1 Jan 1925

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# SUR L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE COMPOSÉ

par M. PIERRE AUGER.

**Sommaire.** — Un phénomène nouveau, consistant en l'émission par un même atome d'une série de photoélectrons de vitesses diverses, a été observé à l'aide de la méthode de C.-T.-R. Wilson. Une interprétation théorique simple en est donnée : elle suppose que l'énergie libérée par des déplacements d'électrons dans les niveaux d'un atome excité peut se porter tout entière sur un autre électron du même atome, et le chasser sous forme de rayon  $\beta$ . Cette énergie prendrait donc directement la forme corpusculaire sans passer par la forme d'un rayonnement électromagnétique. L'analogie avec les rayons  $\beta$  des corps radioactifs est indiquée, ainsi que diverses conséquences de la théorie proposée; 9 clichés montrant le phénomène sous ses divers aspects sont reproduits.

**1. Introduction.** — On sait comment la méthode de condensation de C.-T.-R. Wilson rend visibles les trajectoires des corpuscules ionisants, en particulier celles des rayons secondaires déterminés dans une atmosphère gazeuse par un faisceau de rayons X <sup>(1)</sup>.

Ayant entrepris depuis plusieurs années des recherches dans ce sens, notamment sur les directions d'émission des photoélectrons <sup>(2)</sup>, j'ai été amené à étudier avec soin la partie initiale de leur trajet et à constater ainsi la présence presque constante d'un rayonnement corpusculaire mou associé. Une théorie simple proposée pour l'explication de ce phénomène <sup>(3)</sup> s'est trouvée vérifiée par des investigations ultérieures, portant sur toute une série de gaz, différant beaucoup par leur nombre atomique, et utilisant pour la production des rayons X des tensions allant de 20 à 100 kilovolts.

C.-T.-R. Wilson a lui-même signalé, dans sa très belle publication de 1923 <sup>(4)</sup>, l'existence de trajectoires jumelées dont il décrit un grand nombre d'espèces, suivant les dimensions relatives de leurs composantes : certaines de ces catégories, où les deux rayons ont la même origine, se rapportent sans doute à l'effet photoélectrique composé.

**2. Description du phénomène.** — Introduisons dans la chambre de l'argon humide, et faisons passer à travers cette atmosphère un mince pinceau de rayons X. L'aspect des trajectoires obtenues est reproduit par le cliché 1 : on y voit de place en place, le long du parcours du faisceau X, prendre naissance les rayons secondaires, plus ou moins contournés; aux origines de ces rayons, on remarque un épaississement, une masse blanche, qui est due à la présence d'une agglomération d'ions en ce point.

La production de cet excès d'ions ne peut être attribuée au corpuscule  $\beta$  qui, possédant en cet endroit sa plus grande vitesse, est moins ionisant que dans le reste de son parcours. Le rayon de recul, formé par l'ion positif restant, dont la vitesse est très insuffisante pour ioniser, est aussi hors de cause : il faut donc admettre l'existence d'un nouveau rayonnement corpusculaire peu pénétrant, accompagnant l'émission du photoélectron.

Dans le cas décrit ici (argon pur) la trajectoire du nouveau rayon est trop courte pour être nettement visible : il serait possible de l'apercevoir en opérant à pression réduite, ce qui augmente notablement les parcours des électrons (C.-T.-R. Wilson, loc. cit.). Il est plus commode de diluer simplement le gaz en expérience dans de l'hydrogène, celui-ci n'absorbant pratiquement pas les rayons X employés et permettant aux particules des trajets jusqu'à 10 fois supérieurs.

**3. Rayons tertiaires.** — Ainsi, avec une atmosphère composée de 95 pour 100 d'hydrogène et de 5 pour 100 d'argon, l'aspect obtenu est reproduit par le cliché 3. On voit nettement, cette fois la trajectoire de l'électron supplémentaire, le « rayon tertiaire », court et épais, partant du même point que le rayon secondaire, long et fin. Si le gaz en expérience est de l'azote (10 pour 100 N, 90 pour 100 H) c'est encore à des points que sont réduits les rayons tertiaires (cliché 2).

<sup>(1)</sup> C.-T.-R. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, t. 87 (1912).

<sup>(2)</sup> PIERRE AUGER, *C. R.*, (1923 et 1924).

<sup>(3)</sup> PIERRE AUGER, *C. R.*, t. 176 (1923), p. 1297.

<sup>(4)</sup> C.-T.-R. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, t. 104 (1923), p. 1-24

Une étude systématique de ces rayonnements a montré qu'ils présentent les caractères suivants :

1° Le tertiaire et le secondaire partent du même point.

2° Le tertiaire, contrairement au secondaire, est homogène, sa longueur ne varie pas suivant la fréquence des rayons X incidents, et ne dépend que du nombre atomique du corps étudié.

3° Sa direction est, au moins à première vue, indépendante de celle du secondaire.

4° Sa présence n'est pas absolument constante, il manque dans la proportion d'environ 1 à 10, dans le cas de l'argon.

4. **Théorie.** — Il est tout naturel d'attribuer la production de rayonnements mous, accompagnant la sortie d'un photoélectron, aux réarrangements électroniques qui suivent nécessairement ce départ : comblement de la place vide, etc. Cependant il ne suffit pas d'admettre la création de rayons électromagnétiques caractéristiques par l'atome siège de ces transformations, car il faudrait alors que ces rayons soient absorbés avant d'avoir parcouru plus de quelques centièmes de millimètre, ce qui est tout à fait en opposition avec les valeurs connues des coefficients d'absorption pour ces longueurs d'onde (ceci est particulièrement net dans le cas des gaz lourds comme le xénon). On est donc conduit à attribuer tout le rôle d'émetteur au même atome, dont sortiraient successivement les différents électrons de l'effet composé.

Voici alors quelle serait la suite des transformations subies par l'atome d'argon qui absorbe un quantum de rayons X incidents de fréquence  $\nu_0$ .

1° Un électron du niveau K (dont la valeur énergétique est  $h\nu_K$ ) est chassé avec une vitesse  $v$  que donne l'équation photoélectrique d'Einstein (sans la correction de relativité) :

$$1/2 mv^2 = h\nu_0 - h\nu_K.$$

2° L'ion positif restant, après une certaine vie moyenne, subit un remaniement : c'est, par exemple, et le plus souvent, un électron L qui vient occuper la place laissée libre sur K. Une énergie  $E$  est libérée alors, dont la valeur est  $E = h\nu_K - h\nu_L$ . Nous allons supposer ici que cette énergie puisse se manifester de deux façons différentes <sup>(1)</sup>.

A. Suivant l'hypothèse classique de Bohr, il y a production d'un rayonnement électromagnétique, qui ira produire quelque part dans le milieu environnant des effets secondaires : rayons  $\beta$ , fluorescence, etc.

B. Cette énergie pourra être utilisée dans l'atome même qui lui donne naissance, et se portera tout entière sur un des électrons plus périphériques que K, soit L en général. Cet électron sera chassé avec une vitesse  $v'$ , telle que

$$1/2 mv'^2 = E - h\nu_L = h\nu_K - 2h\nu_L$$

ou telle autre relation analogue, suivant les niveaux qui entrent en jeu; c'est ce second corpuscule projeté qui constitue le rayon tertiaire, et il est facile de se rendre compte qu'il présentera bien les caractéristiques décrites. Quant aux probabilités réciproques de ces deux modes de sortie de l'énergie libérée, elles dépendent sans doute de la nature du gaz et des niveaux excités. Des statistiques sont en cours pour les déterminer expérimentalement.

5. **Conséquences.** — Il n'y a aucune raison pour limiter là les transformations subies par l'ion positif, et, en effet, la sortie de l'électron tertiaire le laisse deux fois ionisé dans son niveau L. Les mêmes processus de chutes d'électrons vont se produire entre M et L, libérant deux quanta d'énergie  $E' = h\nu_L - h\nu_M$  et ceux-ci prendront à leur tour soit la forme électromagnétique, soit la forme corpusculaire; dans ce dernier cas, on a la production de deux rayons quaternaires de vitesse  $v''$  :

$$1/2 mv''^2 = h\nu_L - 2h\nu_M$$

La suite des transformations peut se poursuivre ainsi jusqu'à ce que les niveaux plus périphériques manquent. L'atome restera enfin fortement ionisé dans son dernier anneau,

<sup>(1)</sup> PIERRE AUGER, *loc. cit.*

S. ROSSELAND, *Zts. f. Phys.*, t. 14 (1923), p. 173, a été conduit à la même hypothèse par des considérations thermodynamiques d'équilibre entre ions et électrons.

et ne regagnera des électrons que par recombinaison : les quanta libérés alors donneront lieu à des radiations de série optique.

Les deux tableaux ci-dessous montrent schématiquement la série des rayonnements émis dans les cas extrêmes, l'énergie prenant toujours la forme électromagnétique dans le tableau I, et la forme corpusculaire en II.

I		II
1 rayon secondaire d'énergie . $h(\nu_0 - \nu_K)$	}	1 rayon secondaire d'énergie . $h(\nu_0 - \nu_K)$
1 quantum — — . $h(\nu_K - \nu_L)$		1 — tertiaire — . $h(\nu_K - 2\nu_L)$
1 — tertiaire — . $h(\nu_L - \nu_M)$		2 — quaternaires — . $h(\nu_L - 2\nu_M)$
1 — quaternaire — . $h(\nu_M - \nu_N)$		4 — quinaires — . $h(\nu_M - 2\nu_N)$
etc.		etc.

Tous les intermédiaires entre ces deux séries extrêmes sont possibles, avec des probabilités diverses ; on pourra avoir, par exemple, un secondaire et un quaternaire sans tertiaire, ou un tertiaire et pas de quaternaire, etc., etc.

**6. Confirmations expérimentales.** — Les expériences ont porté sur 8 corps différents : N, O, Cl, Ar, Br, Kr, I, Xe. On observe des rayons tertiaires de plus en plus longs à mesure que les numéros atomiques croissent ; les quaternaires apparaissent au brome, et atteignent 2,5 mm pour le xénon : les quinaires sont encore réduits à des points. Les corps plus faciles à étudier sont les gaz rares (le krypton et le xénon m'ont été très aimablement fournis par M. A. Lepape) et les clichés reproduits sur les planches se rapportent à ces trois cas, ainsi qu'à l'azote. (Les clichés sont reproduits au double).

On peut voir par exemple, sur le cliché 8 relatif au xénon, quatre trajectoires partir du même point, montrant que quatre électrons ont quitté un même atome. Les rayons secondaire et tertiaire sont fins et rectilignes, ce qui correspond à leur grande vitesse ; les deux quaternaires, égaux entre eux, sont courts et denses. Sur la même photographie, des groupes de deux rayons sont relatifs au cas où le niveau attaqué par les rayons X est L, le tertiaire de ce cas est indentique au quaternaire dû à l'absorption K. Le même aspect est présenté par le cliché 9, relatif au krypton.

Une vérification plus quantitative peut être obtenue, en ce qui concerne les énergies des rayons successifs de l'effet composé. Prenons, par exemple, le cas du krypton, dont le niveau K vaut environ 14 kilovolts.

1° Si nous excitons les rayons X incidents sous 60 kv, le rayon secondaire sera émis sous 46 kv et le tertiaire sous 14 kv (en gros) ; ces rayons sont très inégaux : cliché 4.

2° Avec des rayons X de 30 kv, ils correspondront respectivement à 16 et 14 kv ; leurs trajectoires sont sensiblement égales : cliché 5.

3° Enfin avec 20 kv d'excitation, c'est le secondaire, émis sous 6 kv, qui est le plus court, le tertiaire étant toujours de la même longueur : cliché 6.

Nous pouvons d'ailleurs appliquer la loi de Whiddington, d'après laquelle le parcours d'un électron dans un gaz est proportionnel au carré de son énergie initiale : nous admettons, par exemple, la longueur expérimentale de 2,5 mm pour le rayon quaternaire du

III

RAYON	POTENTIEL D'ÉMISSION	PARCOURS CALCULÉ	PARCOURS MESURÉ
Quaternaire krypton.....	1 600 volts	0,27	0,4
Tertiaire argon.....	3 200	1,1	1
Quaternaire xénon.....	4 800	(2,5)	2,5
Tertiaire krypton.....	10 600	11,7	11
Tertiaire xénon.....	21 000	48	plus de 30

xénon, et nous calculerons à partir de là les parcours des autres rayons. Le tableau III donne ces résultats, comparés à l'expérience (parcours en millimètres).

Il est probable qu'en perfectionnant les conditions expérimentales des mesures on pourra distinguer les différentes espèces de rayons secondaires et tertiaires, suivant les niveaux intervenant dans leur production, et faire les statistiques de probabilité de ces différentes combinaisons.

7. **Conséquences théoriques.** -- Nous avons supposé, pour établir la théorie précédente, que l'énergie libérée par un transfert d'électrons, pouvait servir directement à en arracher un autre. Il est certain qu'on peut admettre la formation, comme intermédiaire, de la radiation électromagnétique, qui serait alors réabsorbée par l'atome même qui lui donne naissance, dans un niveau supérieur à celui de sa production. Cependant, il faudrait attribuer à cet atome un coefficient d'absorption étrangement privilégié, et d'ailleurs nous ne savons guère ce que peut être la radiation, quand elle n'est pas encore sortie de l'atome source, et n'a parcouru que des fractions de longueur d'onde. Il est préférable d'attribuer une plus grande unité à l'ensemble atomique, les différents niveaux étant étroitement solidaires les uns des autres, et pouvant réagir sans l'intermédiaire des radiations électromagnétiques classiques. Ce point de vue est susceptible d'une double généralisation.

Dans le domaine des rayons pénétrants, la théorie du spectre  $\beta$  des corps radioactifs, telle que l'a établie Ellis, comporte la transformation de l'énergie libérée dans le noyau en rayons  $\beta$ , par action sur les niveaux électroniques profonds : là encore, il n'y a peut-être pas constitution du véritable rayon  $\gamma$  intermédiaire. D'ailleurs, la comparaison avec l'effet photoélectrique composé est assez étroite, celui-ci pouvant être décrit comme un rayonnement  $\beta$  caractéristique de l'atome excité, devenu radioactif dans ses régions périphériques. Le rayon secondaire serait l'analogue du corpuscule venu du noyau, et on retrouverait les rayons X excitateurs dans ce rayonnement ultra X dont M. Jean Perrin a suggéré l'existence.

Dans le spectre visible, les processus de transfert d'énergie d'une molécule critique (excitée) à une molécule neutre voisine, par lesquels M. Jean Perrin explique l'optimum de fluorescence, sont sans doute de la même nature que les transformations décrites plus haut : c'est toujours de l'énergie potentielle d'excitation qui passe directement à la forme cinétique.

Je signale en terminant que l'effet photoélectrique composé permet d'interpréter des observations de Barkla <sup>(1)</sup> sur les radiateurs secondaires excités au voisinage de leur discontinuité d'absorption. On peut aussi attribuer à cet effet, grâce à la présence dans l'air de petites quantités de gaz rares, certaines paires de trajectoires décrites par C.-T.-R. Wilson (*loc. cit.*). Enfin des observations de MM. de Broglie et Thibaud sur les spectres de rayons secondaires <sup>(2)</sup> s'y rapportent évidemment.

Je prie M. le professeur Jean Perrin de trouver ici l'expression de toute ma gratitude pour le bienveillant intérêt qu'il a porté à ce travail, pour ses conseils et ses encouragements. J'adresse mes plus vifs remerciements à la fondation Henry de Rothschild, dont les subventions m'ont permis la poursuite de ces recherches.

<sup>(1)</sup> BARKLA et G. SHEARER, *Phil. Mag.*, t. 30 (1915), 745.

<sup>(2)</sup> DE BROGLIE et THIBAUD, *C. R.*, t. 180 (1925), p. 179.