

NOTE.

SUR LES RAYONS SECONDAIRES DES RAYONS DE ROENTGEN.

90. Je me propose de donner succinctement dans cette Note les principaux résultats d'un travail commencé en octobre 1897 au Cavendish Laboratory de Cambridge. J'ai été amené, dès le début de cette recherche, à conclure à l'existence des rayons secondaires produits par les rayons de Röntgen, au moment où M. Sagnac arrivait par une voie entièrement différente à des conclusions identiques.

J'insisterai seulement ici sur les points par lesquels mes recherches ont différé des siennes et sur les résultats qui peuvent sous certains rapports compléter ceux de son important travail.

J'ai utilisé exclusivement les phénomènes d'ionisation produits par les radiations, en étudiant de plus près l'influence du métal frappé par les rayons de Röntgen sur la quantité d'électricité libérée dans les gaz. Ce rôle du métal signalé par Benoist et Hurmuzescu⁽¹⁾ avait été attribué par Perrin⁽²⁾ à un effet purement superficiel localisé dans la couche de passage du métal au gaz.

Pour étudier la nature de cet *effet métal*, j'ai cherché comment varie avec la distance la quantité d'électricité libérée entre deux lames parallèles par un faisceau de rayons de Röntgen qui les traverse normalement.

Si AB (fig. 41) est une lame conductrice mince traversée par les rayons PP'

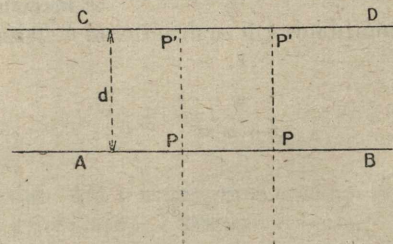


Fig. 41.

et CD une lame métallique parallèle reliée à un électromètre, l'expérience montre immédiatement que la quantité d'électricité libérée dans le gaz dépend de la nature du métal qui constitue CD.

La substitution du plomb à l'aluminium, par exemple, produit un accroissement considérable de cette quantité, et, si la cause en était localisée dans la couche de passage du gaz au métal, cet accroissement devrait être indépendant de la distance des lames AB et CD; or l'expérience montre qu'il n'en est pas ainsi :

(1) L. BENOIST et HURMUZESCU, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 779.

(2) PERRIN, *Ann. de Chim. et Phys.*, 7^e série, t. XI, 1897, p. 496.

l'accroissement diminue avec la distance et tend vers zéro en même temps que celle-ci.

L'action du métal frappé se fait donc sentir dans le gaz à distance, comme s'il émettait, sous l'influence des rayons primaires PP' qui le frappent, un rayonnement secondaire possédant aussi la propriété d'ioniser les gaz qu'il traverse.

La quantité totale d'électricité libérée entre AB et CD se compose de trois parties, si l'on néglige l'action des rayons tertiaires possibles : la première est due aux rayons primaires et est sensiblement proportionnelle à la distance des lames (au plus égale à quelques centimètres), à cause de la faible absorption de ces rayons ; les deux autres parties sont dues aux rayons secondaires émis par la face postérieure de AB et la face antérieure de CD : leurs deux effets seront égaux si les deux lames sont identiques.

Pour séparer nettement ce qui correspond à l'effet primaire, j'ai cherché d'abord des lames conductrices réduisant au minimum l'effet secondaire : des lames d'aluminium assez épaisses pour être rigides donnent encore un effet très appréciable.

Les feuilles d'aluminium battu sont difficiles à maintenir planes sur une

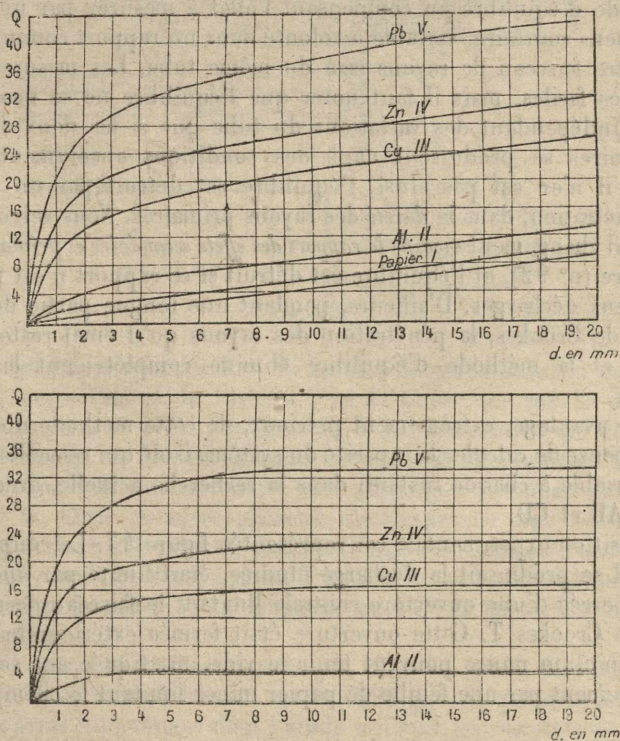


Fig. 42.

grande surface ; si, d'autre part, on les supporte par une lame métallique adhérente, elles ne suppriment pas complètement l'effet secondaire du métal sous-jacent.

Cet effet diminue progressivement à mesure qu'on augmente l'épaisseur de la couche d'aluminium et prend finalement la valeur correspondante à une lame de ce dernier métal. Cette transmission de l'effet secondaire au travers d'une épaisseur métallique m'a fourni au début une seconde raison expérimentale de croire à l'existence d'une radiation secondaire.

L'effet secondaire minimum m'a été fourni par des feuilles de papier mince tendu, très suffisamment conductrices; avec de semblables lames, on constate que la quantité recueillie par CD, quand un champ suffisamment intense est établi dans le gaz, est sensiblement proportionnelle à la distance d , comme l'indique la courbe I (fig. 42). La portion voisine de l'origine met en évidence un faible effet secondaire, mais la portion rectiligne suivante correspond à l'effet primaire seul, représenté par une droite parallèle à celle-ci menée par l'origine.

Les autres courbes donnent l'effet produit par la substitution de différents métaux à la lame CD. Par soustraction de l'effet primaire, on obtient les courbes du Tableau inférieur représentant l'effet secondaire seul.

91. MÉTHODE ET APPAREILS DE MESURE. — Pour éliminer autant que possible les variations du tube producteur des rayons de Röntgen, j'ai toujours employé une méthode d'équilibre en compensant l'effet à mesurer par une autre décharge de sens contraire, variable à volonté dans un rapport connu et produite par un autre faisceau de rayons issu du même tube. Les mesures sont ainsi rendues très faciles, mais il faut noter que l'équilibre ne se maintient complètement indépendant des variations du tube que si les deux décharges de sens contraires se produisent dans des conditions absolument identiques (n° 54); s'il n'en est pas ainsi, l'équilibre est détruit par un changement dans la pénétration, dans la dureté des rayons primaires. Nous verrons, en effet, qu'un pareil changement modifie le rapport des effets secondaire et primaire dans une large mesure (n° 92), et l'équilibre est détruit si ce rapport n'est pas le même dans les deux décharges. D'ailleurs, pendant une longue partie de l'existence d'un tube de Crookes, la pénétration des rayons qu'il émet reste à peu près constante, et la méthode d'équilibre élimine complètement les variations d'intensité.

Un autre avantage, extrêmement précieux, de cette méthode d'équilibre est qu'elle dispense de calculer la capacité du système isolé qui recueille les charges, capacité variable à chaque instant, dans la recherche actuelle, avec la distance des lames AB et CD.

La disposition expérimentale est représentée figure 43. Le récipient ABMN, dans lequel se produisait la décharge étudiée, était limité par une plaque de laiton AB percée d'une ouverture centrale limitant le faisceau de rayons issue du tube de Crookes T. Cette ouverture était fermée extérieurement par une lame d'aluminium mince pouvant tenir le vide, mastiquée sur son pourtour et intérieurement par une feuille de papier mince limitant le champ créé entre AB et CD.

Un cylindre de verre garni intérieurement sur une portion d'une feuille d'aluminium reliée électriquement à AB, formait la paroi latérale et était mastiqué par ses deux bases sur AB et sur la plaque MN supportant l'écrou L. Celui-ci permettait de varier la distance en déplaçant l'extrémité filetée de la

tige qui porte le plateau CD par l'intermédiaire d'une pièce d'ébonite dans laquelle pouvaient s'adapter des plateaux constitués de différents métaux. La distance d pouvait varier de 0 cm à 2 cm. Un tube de caoutchouc serré sur la tige et sur le tube porté par MN, où elle pouvait glisser, assurait l'étanchéité du récipient. Une tubulure portée par MN permettait de varier la pression et d'introduire différents gaz dans le récipient.

CD était relié à l'électromètre par un fil traversant un bouchon d'ébonite mastiqué sur MN; la même paire de quadrants de l'électromètre communiquait avec le plateau C'D' de l'appareil d'équilibre.

Pour produire dans celui-ci une décharge variable à volonté dans un rapport connu, j'ai fait varier l'ouverture PQ du faisceau de rayons qui la produi-

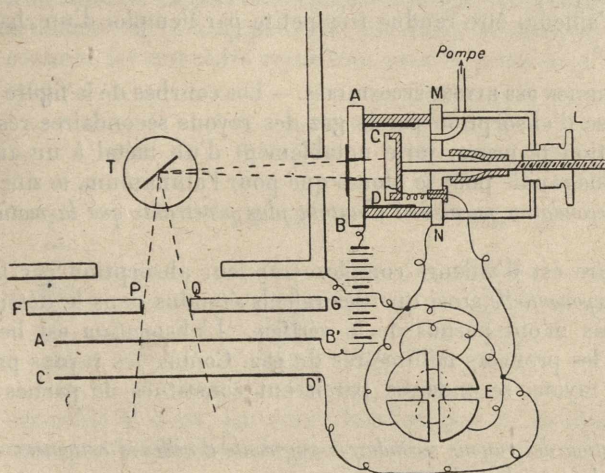


Fig. 43.

saient. Deux glissières épaisses F et G, munies de graduations et mobiles dans une rainure, permettaient de varier PQ et de tracer une courbe de calibrage en déterminant pour diverses positions de F les ouvertures qui équilibraient une même décharge en ABCD. Laissant ensuite à F une position fixe, il était facile d'en déduire la valeur relative des décharges obtenues pour diverses positions de G. Cette dernière glissière était mue par une vis et déplacée lentement, pour faire une mesure, jusqu'à ce que l'électromètre reste au repos.

Le calibrage a montré d'ailleurs qu'il y avait sensiblement proportionnalité entre la décharge produite et la longueur de PQ; la correction nécessaire a toujours été faite.

Si Q_0 est la quantité libérée dans le gaz, on a vu (chap. III) qu'un champ fini, par suite de la recombinaison, ne recueille qu'une quantité inférieure Q. Les rapports seuls intervenant dans l'étude qui suit, les résultats ne seront pas modifiés si Q est une fraction constante de Q_0 aussi voisine que possible de l'unité.

J'ai réalisé cette condition, autant que possible, en appliquant le résultat n° 49, c'est-à-dire en ionisant le gaz par des décharges dans le tube de Crookes

assez espacées pour que les ions libérés par l'une d'elles soient recueillis complètement avant le passage de la suivante. A cet effet, le primaire de la bobine était commandé par un interrupteur à mercure produisant seulement 4 ou 5 interruptions par seconde.

Dans ces conditions, la relation démontrée au n° 49 est applicable ; on peut l'écrire :

$$\frac{Q}{Q_0} = f\left(\frac{Q}{\sigma}\right).$$

Il a donc suffi pour maintenir constant $\frac{Q_0}{Q}$ de rendre le champ entre AB et CD sensiblement proportionnel à la quantité recueillie Q. La différence entre Q_0 et Q peut d'ailleurs être rendue très petite par l'emploi d'un champ suffisamment intense.

92. ABSORPTION DES RAYONS SECONDAIRES. — Les courbes de la figure 42 montrent que la vitesse d'absorption par le gaz des rayons secondaires résultant d'une même radiation primaire, varie notablement d'un métal à un autre. Elle est beaucoup plus rapide pour le plomb que pour l'aluminium, le zinc ou le cuivre. *Les rayons secondaires paraissent d'autant plus pénétrants que la matière frappée est moins dense.*

Leur nature est d'ailleurs complexe car leur absorption par le gaz ne suit pas une loi exponentielle ainsi que des calculs étendus dans le détail desquels je n'entrerai pas m'ont permis de le vérifier. L'absorption est beaucoup plus rapide dans les premiers millimètres du gaz. Comme les rayons primaires eux-mêmes, les rayons secondaires paraissent constitués de parties inégalement pénétrantes.

La pénétration des rayons secondaires augmente d'ailleurs nettement avec celle des rayons primaires qui leur donnent naissance.

Dans le tableau suivant, relatif au cuivre, cette pénétration est mesurée par le rapport S de la quantité d'électricité libérée par les rayons secondaires dans les vingt premiers millimètres à la quantité S_1 qu'ils libèrent dans le premier millimètre.

En même temps que la pénétration augmente, l'importance relative de l'effet secondaire augmente aussi, cette importance étant mesurée par le rapport de la quantité d'électricité S produite par les rayons secondaires à la quantité P libérée par les rayons primaires dans 1 cm de longueur.

Les nombres donnés correspondent pour le cuivre à des rayons primaires de pénétration croissante :

$\frac{S}{S_1}$	$\frac{S}{P}$
1,60	1,67
1,80	3,30
3,20	4,40

93. INFLUENCE DE LA PRESSION. — Le fait précédent que la pénétration des rayons secondaires varie parallèlement à celle des rayons primaires rend déjà probable une analogie de nature entre les deux radiations.

L'influence de la pression va en fournir une preuve nouvelle :

Comme les rayons primaires, les rayons secondaires produisent une ionisation exactement proportionnelle à la pression du gaz.

L'emploi de feuilles de papier m'a d'abord permis de confirmer, pour les rayons primaires, la loi démontrée par Perrin. Pour l'étendre aux rayons secondaires *sans avoir à connaître la loi exacte de leur absorption avec la distance*, il suffit de montrer que la *quantité d'électricité recueillie reste la même lorsqu'on fait varier la distance des lames en raison inverse de la pression*. Si la pression diminue, une même fraction de la radiation doit être absorbée dans une longueur plus grande dans le même rapport.

Cette vérification peut se faire avec une très grande exactitude, comme l'indique le tableau suivant. La première colonne contient les quantités recueillies à une même distance d_0 (2 cm) pour des pressions variables p , et la deuxième colonne contient les quantités recueillies sous la pression p_0 à des distances d telles que :

$$\frac{d}{d_0} = \frac{p}{p_0}.$$

p mm	$Q(p, d_0)$	$Q(p_0, d)$
70	11,1	11,2
300	16,0	16,4
395	17,0	17,1
530	17,4	17,5
760	18,2	18,2

La quantité recueillie Q n'est, par suite, fonction que du produit pd de la distance des lames par la pression du gaz.

94. ÉNERGIE NÉCESSAIRE POUR L'IONISATION. — La courbe relative au plomb (fig. 42) montre que, pour ce métal, l'absorption des rayons secondaires est sensiblement complète dans l'air sous la pression atmosphérique à la distance de 2 cm.

L'ionisation produite à cette distance par les rayons secondaires représente donc la totalité des ions que peut dissocier l'énergie rayonnée par la surface du métal. Pour d'autres gaz dans lesquels l'absorption est également complète on observera une variation de l'ionisation totale produite par la même énergie rayonnée.

Un fait remarquable est que cette ionisation varie relativement très peu quand on passe d'un gaz à un autre, par suite que l'énergie nécessaire, sous forme de rayons de Röntgen, pour séparer deux ions de signes contraires varie peu avec la nature du gaz. Voici quelques chiffres :

GAZ.	Q.
Hydrogène.....	19
Air.....	21,6
Gaz d'éclairage.....	23
Gaz carbonique.....	23,2
Hydrogène sulfuré.....	30

Ce résultat paraît moins surprenant si l'on réfléchit (n° 34) que l'ionisation ne dépend nullement de l'état d'agglomération chimique du gaz traversé par les rayons, de la stabilité plus ou moins grande de la molécule chimique. Le résultat obtenu paraît signifier que les atomes présents dans les gaz étudiés ne diffèrent pas beaucoup les uns des autres au point de vue de l'énergie nécessaire pour leur faire subir la dissociation corpusculaire (n° 34).

Le fait que toutes les actions des rayons de Röntgen et de leurs rayons secondaires ont un caractère purement atomique se trouve confirmé par cette observation que les propriétés des rayons secondaires, comme intensité et pénétration, dépendent seulement de la nature des atomes présents dans la manière frappée et nullement de leur état de combinaison chimique.

Le carbonate de plomb, le minium, même en couche mince, donnent des rayons secondaires intenses et très absorbables, caractéristiques du plomb. La présence d'une légère couche de poussière de céruse sur une lame de zinc suffit pour augmenter notablement les rayons secondaires obtenus.

Toutes les propriétés que nous venons d'obtenir pour les rayons secondaires paraissent bien concorder avec la théorie développée par Stokes et J.-J. Thomson, qui voit dans les rayons de Röntgen des pulsations électromagnétiques produites au moment du choc des corpuscules cathodiques contre l'anticathode, par propagation ultérieure du sillage qui suit chacun de ces corpuscules. La pénétration des rayons de Röntgen étant d'autant plus grande que la pulsation est plus brusque et occupe dans l'éther une épaisseur moindre, cette pénétration croît avec la vitesse des rayons cathodiques.

Lorsque ces pulsations rencontrent des atomes, elles y peuvent provoquer par leur force électrique une dissociation corpusculaire qui s'accompagne de l'émission d'une pulsation secondaire par suite de percussions exercées sur les corpuscules dissociés, véritables rayons cathodiques.

Ce sont ces pulsations, analogues aux rayons de Röntgen, mais de pénétration moindre, qui doivent constituer les rayons secondaires. Nous avons vu en effet leur pénétration augmenter avec celle des rayons primaires.

95. LOI D'ÉMISSION DES RAYONS SECONDAIRES. — Une dernière analogie entre les deux espèces de rayons m'a été fournie par l'étude de la loi d'émission. On sait que les rayons de Röntgen sont émis uniformément dans toutes les directions par la face antérieure de l'anticathode frappée par les rayons cathodiques. L'hypothèse que chaque élément de volume rencontré par les rayons de Röntgen émet des rayons secondaires avec une égale intensité dans toutes les directions explique en effet très bien mes résultats.

L'appareil suivant a été employé dans ce but : un cercle divisé horizontal porte deux alidâdes (fig. 44) ; l'une A permet de changer l'orientation par rapport au faisceau étroit de rayons de Röntgen, issu de l'ouverture O, d'un miroir vertical d'acier M. Les rayons secondaires émis dans la direction MD sont recueillis par une ouverture D pratiquée dans la boîte métallique C que porte l'alidâde B. Les ions libérés par ces rayons secondaires dans l'intérieur de C, peuvent être recueillis par une électrode isolée reliée à un électromètre, grâce au champ créé entre cette électrode et la paroi de C. La quantité

recueillie est mesurée en valeur relative par une méthode d'équilibre analogue à celle décrite précédemment.

La distance de C à M restant fixe, on peut ainsi étudier les variations de la radiation secondaire avec l'angle d'incidence i des rayons primaires sur le

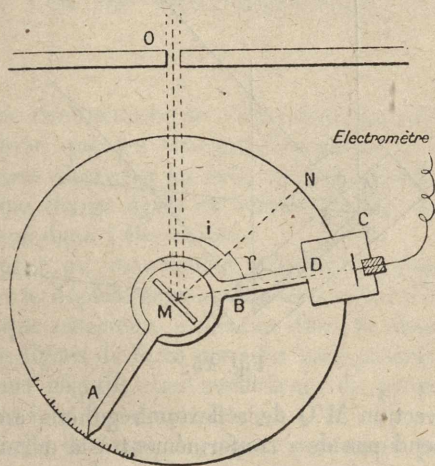


Fig. 44.

miroir et avec l'angle d'émission r des rayons secondaires. La petitesse des effets observés rend les mesures très délicates : d'autant plus que pour augmenter l'intensité il est nécessaire de pousser fortement le tube de Crookes, alimenté par un wehnelt, et par suite de modifier assez rapidement la pénétration des rayons qu'il émet.

Je crois néanmoins avoir établi les trois lois suivantes :

1° Pour un même faisceau de rayons primaires, la radiation secondaire suivant la normale à M augmente avec i .

2° L'intensité rayonnée varie symétriquement de part et d'autre de cette normale MN.

3° L'intensité rayonnée dans la direction de réflexion régulière ($r = i$) est indépendante de i .

Ces résultats peuvent se déduire aisément de la loi d'émission uniforme par chaque élément de volume que frappent les rayons primaires.

Quelle que soit l'incidence, les rayons primaires ont subi la même absorption après avoir parcouru une même longueur MM' à l'intérieur du miroir (fig. 45). L'élément de volume du métal correspondant à un même élément de longueur $M'm'$ du faisceau de rayons a aussi une grandeur indépendante de i . Il doit donc toujours émettre la même radiation secondaire. Mais celle-ci subit une absorption variable avec l'épaisseur du métal qu'elle doit traverser pour sortir. Cette épaisseur ne dépendant que de l'angle formé par la direction du rayonnement avec la normale au miroir, l'intensité du rayonnement secondaire doit être symétrique par rapport à celle-ci, d'où la deuxième loi expérimentale.

L'épaisseur traversée dans la direction de cette normale est $MM' \cos i$ et diminue quand i augmente. L'énergie qui sort du miroir dans cette direction doit donc augmenter avec i , d'où la première loi.

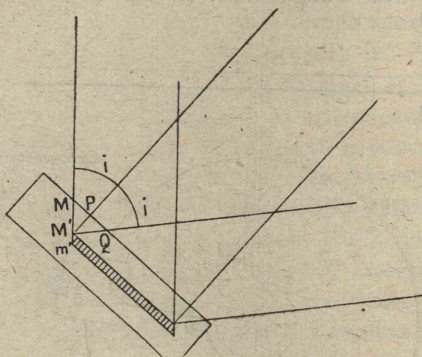


Fig. 45.

Enfin, dans la direction $M'Q$ de réflexion régulière, on a $M'Q = MM'$, et l'absorption ne dépend pas de i conformément à la dernière loi.