



**HAL**  
open science

# Sur la non-existence d'électrons de masse multiple dans l'émission $\beta$ du radium E

M. Haïssinsky, S. Rosenblum, R.J. Walen

► **To cite this version:**

M. Haïssinsky, S. Rosenblum, R.J. Walen. Sur la non-existence d'électrons de masse multiple dans l'émission  $\beta$  du radium E. *Journal de Physique et le Radium*, 1939, 10 (7), pp.355-360. 10.1051/jphys-rad:01939001007035500 . jpa-00233683

**HAL Id: jpa-00233683**

**<https://hal.science/jpa-00233683>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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 LA NON-EXISTENCE D'ÉLECTRONS DE MASSE MULTIPLE DANS L'ÉMISSION $\beta$ DU RADIUM E

Par MM. M. HAÏSSINSKY, S. ROSENBLUM et R. J.-WALEN  
Paris, Institut du Radium.

**Sommaire.** — L'hypothèse de Jauncey sur l'existence d'électrons lourds dans le spectre  $\beta$  de RaE est réfutée par des expériences utilisant un sélecteur de vitesse type Bucherer amélioré, afin d'éliminer des effets secondaires.

Il y a quelque temps, Jauncey [1] avait signalé l'existence d'électrons de masse plus grande que celle des électrons ordinaires. Les bandes attribuées à ces électrons lourds ont été observées par la méthode de champs croisés, électrique et magnétique (méthode de Bucherer). Ces électrons existeraient en quantité notable dans l'émission de corps radioactifs, notamment du radium E. On pouvait supposer, et plusieurs auteurs n'ont pas tardé de le faire remarquer [2-6], que les bandes indiquées provenaient en réalité de phénomènes de réflexion et de diffusion, difficiles à éviter dans le dispositif de Bucherer. Ayant repris de notre côté, dès la publication de Jauncey, cette étude avec un appareil amélioré et avec des sources très intenses, il nous paraît utile de décrire nos expériences. Aucun de ces auteurs n'a apporté, en effet, de preuves vraiment satisfaisantes pour réfuter l'existence de ces électrons en faible quantité.

Quelques essais préliminaires ont été effectués avec un dispositif semblable à celui de Jauncey. Nous avons obtenu des clichés présentant un aspect complexe dû à la présence de plusieurs bandes provenant de causes secondaires. Nous nous sommes alors attachés à éliminer par des améliorations successives de l'appareil tout rayonnement ne provenant pas directement de la source radioactive. Nous avons trouvé, d'autre part, avantageux de substituer à la plaque photographique placée perpendiculairement au faisceau des rayons  $\beta$  le dispositif de Becquerel utilisant une plaque légèrement inclinée par rapport aux lignes de force magnétiques : on peut enregistrer ainsi, comme dans une chambre de Wilson, une grande partie de la trajectoire.

**Description de l'appareil.** — La figure 1 représente le dispositif définitif que nous avons utilisé.

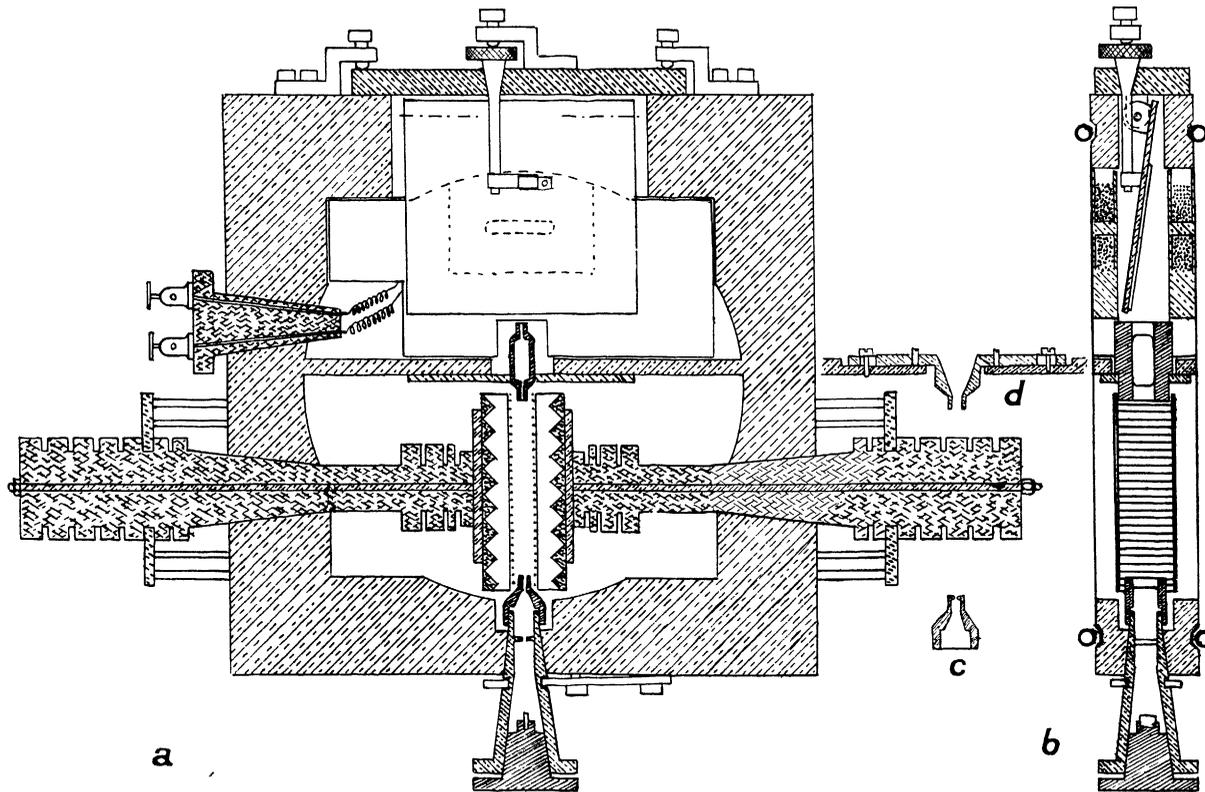


Fig. 1.

La figure 1 a donne la coupe de l'appareil suivant un plan perpendiculaire au champ magnétique et parallèle au champ électrique. La figure 1 b est prise suivant un plan perpendiculaire au champ électrique et parallèle au champ magnétique.

En S se trouve la source linéaire de Ra E. Jusqu'à la fente  $\varepsilon_1$  le rayonnement traverse un canaliseur en fer doux, puis rentre déjà canalisé, dans le sélecteur proprement dit. Le champ magnétique, de l'ordre de 100 gauss, est obtenu par un électroaimant alimenté par un accumulateur de 4 V de grande capacité. Les pièces polaires viennent s'appliquer de façon étanche contre la boîte en laiton figurée en (1). Le champ électrique est donné par les grilles P<sub>1</sub> et P<sub>2</sub> formant plateaux. Ces grilles étaient obtenues par un bobinage sur deux flasques minces en aluminium avec du fil de cuivre de 0,04 mm avec 10 spires/cm. En dessous du grillage se trouvait une pièce d'ébonite pourvue de cannelures transformant l'ensemble en « piège à électrons », et diminuant ainsi la diffusion des électrons qui tombent sur l'ébonite.

A la sortie du sélecteur se trouvait primitivement une fente (fig. 1 d), enfoncée entre les deux plateaux afin d'utiliser seulement la partie homogène du champ électrique. Ultérieurement cette fente a été remplacée par un second canaliseur en fer doux pour rendre les conditions géométriques plus sévères. A la sortie de ce canaliseur, les particules sont soumises au champ magnétique seul, et sont reçues sur la plaque photographique inclinée qui fait un angle faible avec le plan des pièces polaires. En supposant que des particules identiques sortant du canaliseur forment une nappe engendrée par une droite parallèle au champ magnétique, on obtient ainsi leur trajectoire. De chaque côté de la plaque, se trouvent deux petites bobines auxiliaires qui permettaient d'imposer à volonté une courbure supplémentaire au faisceau après le passage dans le monochromateur. Ces bobines ont été appliquées contre les pièces polaires pour assurer la dissipation de la chaleur.

**Mesures des champs H et E.** — Le champ magnétique a été mesuré avec une précision de 1 à 2 pour 100 au moyen d'une balance Cotton. La tension électrique utilisée pour le champ E était mesurée par un microampèremètre inséré entre deux chaînes de 40 résistances de 1 mégohm allant à la tension positive et négative respectivement. L'instrument était ainsi au même potentiel que le sol.

Lorsque les plateaux ont été remplacés par des grillages, le champ électrique était connu à un facteur constant près seulement : tout se passait comme si les fils remplaçaient un plateau massif virtuel placé plus loin que les fils, et d'autant plus loin que la surface des fils représentaient une proportion plus faible de la surface totale du grillage. Dans ce cas, nous avons toujours admis que la raie principale

observée correspondait à des électrons ordinaires : mesurant la courbure  $\rho$  et le champ H nous avons ainsi déterminé le facteur de correction du champ électrique dû au remplacement d'une surface unie par une grille.

**Trajet d'une particule chargée.** — Dans le sélecteur de vitesses les particules sont soumises à deux champs croisés dont les actions se superposent. La courbure de la trajectoire due au champ magnétique est

$$\rho_m = \frac{\beta c m_0}{H e \sqrt{1 - \beta^2}} \frac{1}{\sin \theta};$$

$m_0$  masse au repos,  $e$  charge,  $\beta = \frac{v}{c}$ , où  $v$  est la vitesse des particules,  $\theta$  angle de la trajectoire avec la direction des lignes de force.

La trajectoire de la particule dans le champ électrique est une parabole, tangente à son sommet à un cercle de rayon

$$\rho_e = \frac{\beta^2 c^2 m_0}{E e \sqrt{1 - \beta^2}},$$

le sommet de la parabole correspondant à un angle de 90° entre la trajectoire et le champ.

Comme il s'agit ici : 1° de courbures très faibles; 2° pratiquement toujours d'un angle trajectoire-champ électrique peu différent de 90°; 3° d'un angle trajectoire-champ magnétique différent au plus de 4°,5 de l'angle droit, on peut admettre pour les actions des champs, à 1 pour 100 près,

$$\rho_m = \frac{\beta c m_0}{H e \sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \rho_e = \frac{\beta^2 c^2 m_0}{E e \sqrt{1 - \beta^2}},$$

la trajectoire résultante sera un cercle de rayon

$$\rho_r = \frac{\rho_e \rho_m}{\rho_e - \rho_m}.$$

La vitesse pour laquelle  $\rho_e = \rho_m$  sera dénotée dans la suite  $\beta_s$ . Cette vitesse correspond aux rayons traversant le sélecteur en ligne droite.

On a

$$\beta_s c = \frac{E}{H}.$$

Pour toute autre vitesse  $\beta$  on a évidemment

$$\beta c = \frac{\rho_e}{\rho_m} \frac{E}{H},$$

c'est-à-dire,

$$\rho_e = \rho_m \frac{\beta}{\beta_s}$$

et donc

$$\rho_r = \rho_m \frac{\beta}{\beta_s - \beta}.$$

Le système de fentes utilisé admet au point de vue géométrique une certaine courbure pour les rayons partant de la source S et traversant les fentes  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$ . Si  $\rho_c$  est le rayon de cette courbure maximum,

les limites de la bande de vitesse pouvant sortir de la dernière fente sont caractérisées par

$$\frac{\beta}{\beta_s - \beta} \rho_m = \pm \rho_i.$$

En dehors de cette bande s'étalant de part et d'autre de  $\beta_s$ , une autre vitesse peut encore passer. En effet, l'équation

$$\pm \rho_i = \rho_m \frac{\beta}{\beta_s - \beta} = \frac{\beta^2 c m_0}{H e (\beta_s - \beta) \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1)$$

admet en dehors des solutions pour lesquelles  $\beta \simeq \beta_s$ , une autre solution pour laquelle  $\beta \simeq 1$ .

Pour interpréter facilement les expériences, nous avons construit, pour une série de valeurs du rapport  $E/H$ , des courbes semblables à celles de la figure 2. Cette courbe relative à  $\beta_s = 0,4$  donne par

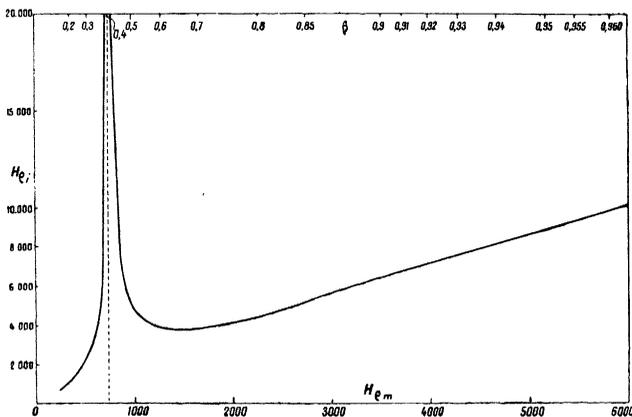


Fig. 2.

intersection avec une droite parallèle aux abscisses trois points, les deux premiers points correspondant aux limites  $\beta_1 < \beta_s < \beta_2$  de la bande de petite vitesse, le troisième point,  $\beta_3$ , donnant la limite inférieure de la bande rapide. Cette courbe a été établie pour des électrons ordinaires, les énergies étant exprimées en fonction de  $\rho_m$  qui est la donnée immédiate. Pour toute particule de  $m_0$  et  $e$  différents, la même courbe est valable moyennant un changement de coordonnées.

Calcul de  $\rho_i$ . — a. Appareil sans second canaliseur en fer.

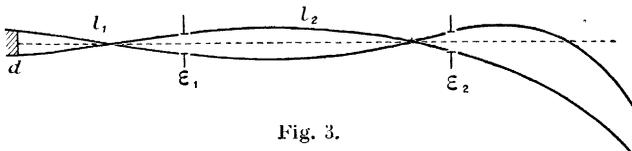


Fig. 3.

La plus grande courbure correspond à la trajectoire dessinée sur la figure. Dans ce cas,

$$\rho_i = \frac{l_1 l_2^2}{l_1(\epsilon_1 + \epsilon_2) + l_2(d + \epsilon_1)}.$$

b. Appareil avec second canaliseur en fer.

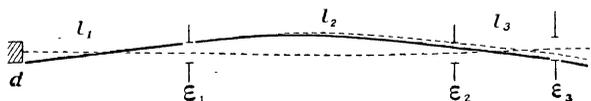


Fig. 4.

La trajectoire correspondant au maximum de courbure ne touche pas la fente  $\epsilon_3$  avec les dimensions utilisées dans notre dispositif. Cette fente sert surtout à délimiter les régions avec et sans champ magnétique, ainsi que pour délimiter des rayons correspondant à des  $\rho_i$  plus grands qui peuvent toucher  $\epsilon_2$  mais ne touchent pas la fente  $\epsilon_3$  (trajectoire en pointillé sur le schéma).

Ici :

$$\rho_i = \frac{2 l_1 l_2 \left( l_3 + \frac{1}{2} l_2 \right)}{(d + \epsilon_1)(l_1 + l_2 + l_3) + (\epsilon_3 - d)l_1}.$$

c. Comme nous le verrons plus loin, nous avons été amenés à considérer les bords de la fente  $\epsilon_1$  comme émetteurs secondaires.

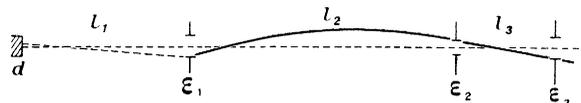


Fig. 5.

Le maximum de courbure a lieu ici pour les rayons qui touchent les bords opposés des fentes  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_3$ , et on a

$$\rho_i = \frac{l_2^2 l_3}{\epsilon_3 l_2 + \epsilon_2(l_2 + l_3) + \epsilon_1 l_3}.$$

Les valeurs numériques que nous avons ainsi calculées d'après les dimensions de l'appareil sont pour les trois cas :

- (a)  $\rho_i = 190$ ;
- (b)  $\rho_i = 2283$ ;
- (c)  $\rho_i$  pour rayonnement secondaire : 88.

**Préparation de sources.** — Nous avons à notre disposition 120 millicuries environ de Ra D mélangé avec 200 mg de  $\text{Cl}_2\text{Pb}$  (1). Le radium E a été extrait par la méthode habituelle de dépôt spontané sur Ni, puis déposé électrolytiquement en améliorant la méthode qui a été déjà utilisée par l'un de nous pour la préparation de sources de ce radioélément :

On fait tourner pendant 1 h. deux lames successives de nickel très minces dans une dizaine de centimètres cubes de  $\text{Cl H } 0,5 n$  contenant le chlorure de  $\text{Pb} + \text{Ra D}$

(1) Nous remercions vivement M<sup>me</sup> Joliot-Curie et M. Haenny pour les sources de Ra D, ainsi que M. Holweck pour le matériel électrique, qu'ils nous ont gracieusement prêtés.

et se trouvant sur un bain-marie bouillant. Les deux lames sont dissoutes dans quelques gouttes d'acide nitrique concentré et l'on y ajoute 15 à 20 mg de sulfate de Al. Par neutralisation avec de l'ammoniaque en excès, on précipite l'alumine qui entraîne la totalité de Ra E, tandis que Ni reste en solution. Le précipité, filtré et lavé, est dissous dans  $\text{NO}_3\text{H}$  à 50 pour 100, porté sur bain-marie à sec et repris avec 2 à 3  $\text{cm}^3$  d'une solution aqueuse à 8 pour 100 d'acide tartrique et 1,5 pour 100 d'acide nitrique. Cette solution est partiellement neutralisée par addition de 0,1  $\text{cm}^3$  d'ammoniaque concentrée par  $\text{cm}^3$  de solution et utilisée comme bain électrolytique.

L'électrolyse s'effectue à chaud, à 50 ou 60° C, avec une tension aux bornes de 2,2 à 2,3 V. Nous avons utilisé comme cathode la tranche latérale d'une lame de Pt dont les autres faces avaient été enduites d'une couche isolante. Un fil très mince de Pt servait d'anode. Après 3 h. d'électrolyse nous obtenions des rendements de l'ordre de 90 pour 100. Le rendement total de ces opérations n'était pas bien inférieur à ce nombre. Les surfaces de tranches cathodiques variaient entre ( $0,8 \times 8 \text{ mm}^2$ ) et ( $0,7 \times 2,5 \text{ mm}^2$ ). La densité d'activité en RaE ainsi réalisée allait jusqu'à 50 millicuries/ $\text{mm}^2$ , densité non atteinte, il semble, jusqu'ici, et qu'on pourrait sans doute dépasser.

**Résultats expérimentaux.** — Nous reproduisons ci-après quelques clichés :

Le cliché de la figure 6 a été obtenu sans le deuxième canaliseur en fer, les autres conditions ayant été les suivantes :

$H = 120$  gauss;  $\beta_0 = 0,48$ ;  $E = 17\ 200$  V/cm;  $\rho_0 = 190$  cm;  $\beta_1 = 0,464$ ;  $\beta_2 = 0,496$ ;  $\beta_3 = 0,989$ ; pose : 400 millicuries.h.

Bien que les plateaux  $P_1P_2$  soient peu diffusants ou observe la présence d'une bande intense, située entre celle du faisceau  $\beta$  principal et la bande centrale pratiquement non déviée et qui provient des rayons  $\alpha$  de Po formé dans la source et des radiations électromagnétiques (X,  $\gamma$  et effets lumineux de la source). La valeur de  $\rho_0$  ne permettait pas le passage des  $\beta$  rapides de la fin du spectre, c'est-à-dire que  $\beta_3$ , la deuxième solution de l'équation (1), correspondait à une énergie supérieure à l'énergie maximum du spectre de RaE. En prolongeant, d'autre part, la bande intermédiaire, elle semble couper la bande centrale au passage de la deuxième fente ( $\varepsilon_2$ ), ce qui indiquerait qu'il ne s'agit pas d'un rayonnement provenant directement de la source et traversant en ligne droite le sélecteur de vitesse. L'hypothèse de Jauncey paraissait donc être écartée dès le début de nos expériences. D'ailleurs, d'après cet auteur, la bande qu'il a attribuée aux électrons lourds disparaissait en couvrant la source par une feuille de quelques centièmes de millimètre d'Al.

Ceci est contraire à nos expériences, où des absorbants beaucoup plus épais, allant jusqu'à 12 mg/ $\text{cm}^2$ , ne faisaient pas disparaître la bande qui conservait toujours le même aspect.

Nous venons de voir que la bande intermédiaire lors de son passage au travers de la première fente n'était probablement pas tangente à la ligne joignant les fentes et la source. Dans cette hypothèse, pour supprimer une partie au moins de cette bande,

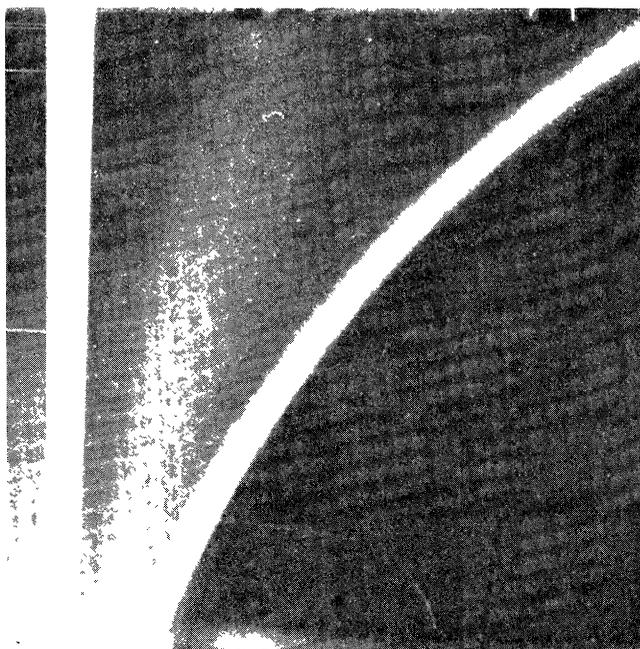


Fig. 6.

nous avons remplacé la dernière fente par un canaliseur en fer. Celui-ci supprime en même temps le cône lumineux à bords rectilignes (donc d'origine électromagnétique), gênant pour l'observation des faisceaux à la sortie de la fente (cliché de la figure 7) :  $H = 65$  gauss;  $\beta_0 = 0,64$ ;  $\beta_1 = 0,412$ ;  $\beta_2 = 0,48$ ;  $\beta_3 = 0,967$ .

Dans les clichés obtenus avec le canaliseur et dans les mêmes conditions de champs, la bande intermédiaire a pratiquement disparu. Par exemple, le cliché de la figure 8 a été obtenu dans les conditions :  $H = 120$  gauss;  $\beta_0 = 0,48$ ;  $\rho_0 = 225$  cm;  $\beta_1 = 0,468$ ;  $\beta_2 = 0,493$ ;  $\beta_3 = 0,991$ ; pose : 1 200 millicuries.h. Cependant, la bande a réapparu pour d'autres valeurs des champs. On la voit, par exemple, sur le cliché de la figure 9, où  $H = 11$ ;  $\beta_0 = 0,385$ ;  $\rho_0 = 228$ ;  $\beta_1 = 0,37$ ;  $\beta_2 = 0,41$ ;  $\beta_3 = 0,964$ ; pose : 950 millicuries.h. On remarque la différence nette dans l'aspect de la bande électronique et de la bande supplémentaire. Ce cliché ne permettait pas de décider avec certitude de la courbure de la trajectoire, donc de l'énergie des électrons correspondants.

Nous avons alors repris la même expérience avec un champ additif (non homogène) de 152 gauss, toutes autres conditions étant les mêmes que dans les expériences précédentes (*fig. 10*, 1500 millicuries.h). La courbure de la bande intermédiaire est nette et peut correspondre à la fin du spectre  $\beta$  du radium *E*. Cependant, le  $\rho_i$  ici non plus ne permet pas l'arrivée sur la plaque d'électrons rapides partant

directement de la source. En outre, sur ce cliché encore le faisceau correspondant à la bande supplémentaire coupe sous un faible angle le faisceau central tout en étant compris dans l'angle solide permis par les deux fentes du canaliseur en fer.

*L'ensemble de nos observations montre que la bande supplémentaire est d'origine secondaire et due à des électrons rapides provenant de la fente  $\varepsilon_1$ .*

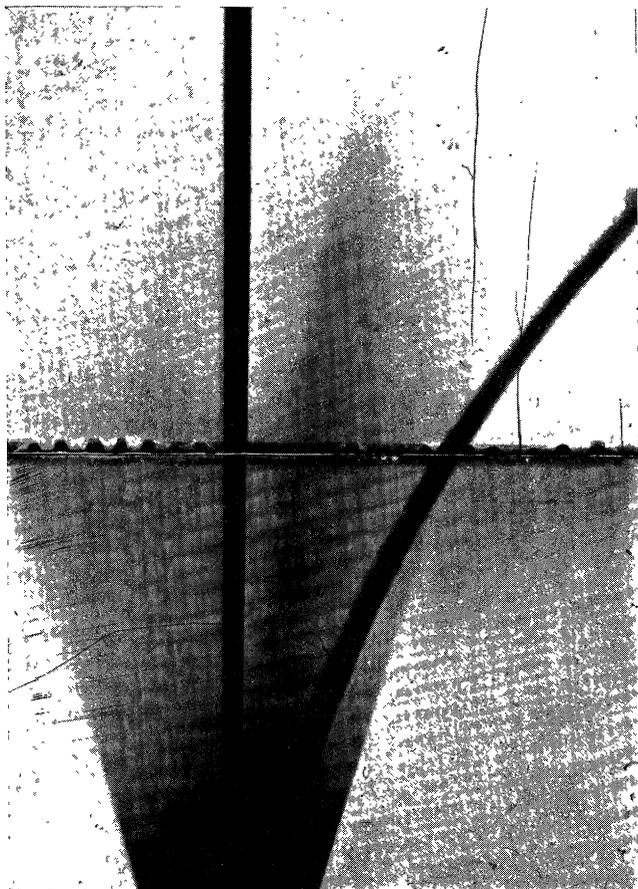


Fig. 7.



Fig. 8.

Pour vérifier cette conclusion, nous avons remplacé cette fente par une fente plus large mais dont les bords ont été constitués par des fils de platine formant diaphragme (*fig. 1 c*), et diminuant ainsi la surface offerte aux rayons primaires tout en conservant la même ouverture. Le cliché de la figure 11 montre la disparition de la bande intermédiaire (900 millicuries.h).

Il nous semble toutefois impossible d'identifier l'effet secondaire que nous avons observé avec un phénomène de diffusion. En effet, même en admettant un coefficient de diffusion très élevé (0,2) et un angle de diffusion aigu (cône de 20°), l'intensité de la bande supplémentaire est plusieurs dizaines

de fois supérieure à l'intensité calculée en se basant sur nos expériences de contrôle relatives à l'intensité de la fin du spectre. Nos expériences peuvent s'expliquer, par contre, en admettant une réflexion privilégiée pour de petits angles, par exemple, la diffraction des électrons rapides sur la surface tangente  $\varepsilon_1$ . La constante réticulaire des cristaux de Fe constituant la fente étant  $d = 2,9 \cdot 10^{-8}$  cm, l'onde de de Broglie associée aux électrons rapides de Ra *E* (de 1300 à 600 kV) variant entre  $7 \cdot 10^{-11}$  et  $12 \cdot 10^{-11}$  cm, cette hypothèse permettrait d'expliquer la présence de la bande, sa position, son intensité et son aspect en faisant appel à des ordres de diffraction peu élevés. Notre hypothèse est également

plus plausible que celle de la diffusion, par le fait que dans le dernier cas, la bande devrait être, d'après le  $\rho_i$  (calcul  $c$ ), plus élargie vers les faibles vitesses. Par contre, ces vitesses ne peuvent donner lieu à la

diffraction et parvenir à la plaque que si l'on fait intervenir des ordres beaucoup plus élevés. Ainsi, entre 1 200 et 1 000 kV, les rayons diffractés qui peuvent arriver sur la plaque ont les ordres 3, 4, 5...

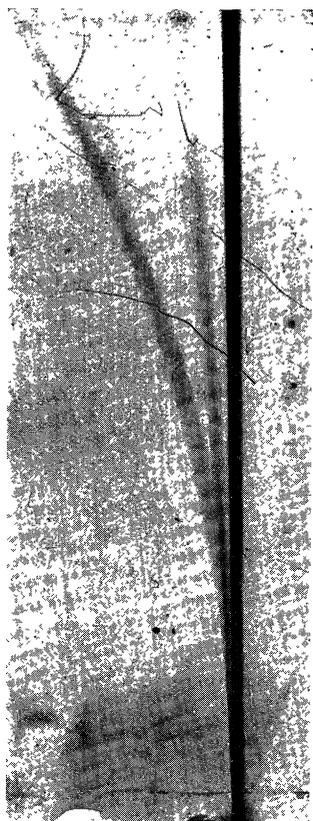


Fig. 9.



Fig. 10.

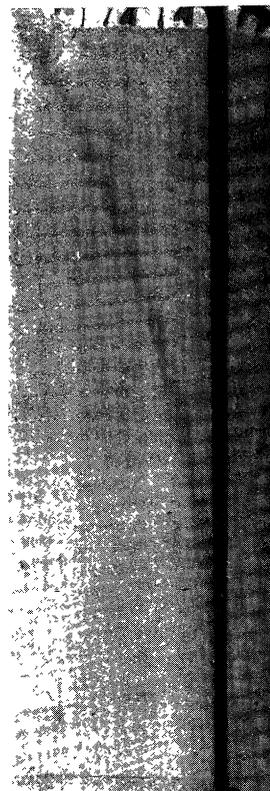


Fig. 11.

pour 800 kV, l'ordre minimum est 4, tandis que vers 500 kV, ne sont plus efficaces que les ordres 8, 9 et 10. Une vérification rigoureuse de cette hypothèse est difficile par le manque de données expérimentales sur la diffraction d'électrons de grandes vitesses sur une surface tangente.

Manuscrit reçu le 15 avril 1939.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] G. E. JAUNCEY, *Phys. Rev.*, 1938, **53**, p. 197, 265, 319 et 669.
- [2] A. RUARK et C. JONES, *Ibid.*, p. 264, 454 et 496.
- [3] H. R. CRANE, *Ibid.*, p. 317.
- [4] A. COMPTON, *Ibid.*, p. 431.
- [5] C. T. ZAHN, *Ibid.*, p. 431.
- [6] B. T. WRIGHT et A. W. REYNOLDS, *Ibid.*, 1938, **54**, p. 231.