

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 17 (1944)
Heft: VI

Artikel: Diffusion des électrons rapides par les noyaux du plomb
Autor: Du Pasquier, Pierre
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111514>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 17.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Diffusion des électrons rapides par les noyaux du plomb

par Pierre Du Pasquier.

(25. VIII. 1944.)

Résumé. La diffusion par le plomb des électrons d'énergies comprises entre 1 et 3 Mev. est étudiée à la chambre de Wilson dans des vapeurs de plomb tétraméthyl. La diffusion observée est en accord avec les prévisions théoriques.

Une discussion tenant compte des dernières mesures montre que les résultats actuels ne confirment pas les anomalies signalées lors des premières recherches dans ce domaine.

§ 1. Introduction.

Les électrons rapides qui pénètrent dans la matière entrent en interaction avec les électrons des différentes orbites et avec les champs de forces des noyaux. Cette interaction se manifeste par:

1° l'ionisation, qui permet de voir la trace de l'électron dans la chambre de Wilson;

2° l'excitation des atomes et des molécules;

3° la déviation brusque de la trajectoire. On dit alors que l'électron a subi un « choc ». Le choc peut être:

a) élastique, au cas où l'électron conserve son énergie;

b) inélastique s'il en perd une partie, soit par l'arrachement d'un électron périphérique qui est alors fortement accéléré, soit par l'émission d'un quantum de radiation de freinage dans le champ d'un noyau.

Dans ce travail, nous étudierons particulièrement le processus 3° a), désigné dans son ensemble par le terme de « diffusion ». On peut admettre que les chocs élastiques qui causent une déviation notable (disons $> 15^\circ$) sont dûs uniquement au champ d'un noyau. En principe, on devrait tenir compte du champ des couches électroniques (effet d'écran). Mais, dans les chocs considérés, l'électron pénètre profondément dans l'atome et il est dévié très près du noyau dont il s'approche jusqu'à une distance de l'ordre de 10^{-11} cm. où l'influence du cortège électronique n'est plus sensible. Un calcul numérique de BARTLETT & WELTON¹⁾ montre que l'effet d'écran est négligeable pour les déviations de plus de 15° dès que l'énergie dépasse $\frac{1}{4}$ de Mev. (les électrons étudiés ici ont des énergies de 1 à 3 Mev.). Nous pouvons également négliger l'entraînement du

noyau et le considérer comme fixe, sa masse étant environ $4 \cdot 10^5$ fois celle de l'électron.

La loi de la diffusion dépend de la nature du champ de forces du noyau; la théorie a été faite (voir § 2) en postulant l'existence du seul champ électrique de Coulomb. Des expériences de diffusion permettent de voir si cette hypothèse est justifiée. Un désaccord avec la théorie indiquerait l'existence d'une interaction supplémentaire entre électron et noyau. Une telle réaction ne serait pas impossible a priori, car l'émission de rayons β par les corps radioactifs montre que les particules lourdes du noyau ont des interactions avec des électrons. Toutefois, comme l'émission d'une particule β est accompagnée par celle d'un neutrino, le processus inverse, absorption d'un rayon β par un noyau, devrait être précédé par la création d'une paire de neutrinos, et la probabilité d'un tel effet serait faible (de second ordre). Seule, l'expérience peut décider de l'existence ou de la non-existence d'une interaction de ce genre.

Les premières mesures de diffusion ont donné des résultats assez discordants. D'importantes anomalies ont été signalées, notamment pour l'azote²⁾. Leur explication théorique soulevait de grandes difficultés³⁾. D'autre part, il existait des contradictions entre les mesures de différents auteurs^{2) 4) 5)}. Il était donc nécessaire de compléter et de préciser les données expérimentales. C'est pourquoi une série de mesures ont été faites à l'institut de physique de l'E.P.F.^{6) 7) 8)}, par la technique de la chambre de Wilson, dans des conditions comparables, en tenant compte de plusieurs facteurs importants, avant tout de la correction géométrique (voir § 3).

A la suite du travail de BLEULER⁸⁾, on pouvait admettre une diffusion normale pour les atomes légers. Pour les noyaux moyens et lourds, les valeurs trouvées étaient en général plus faibles que les valeurs théoriques, par exemple KLARMANN & BOTHE⁹⁾ trouvent pour le Xénon 0,2 fois la valeur calculée, et 0,17 pour le Krypton. BARBER & CHAMPION¹⁰⁾ trouvent les facteurs 0,4 pour l'iode et 0,15 pour le mercure. Mais là aussi des contradictions subsistaient^{11) 12)}.

La question se posait donc de savoir si le champ coulombien suffisait à expliquer la diffusion observée, et si par conséquent les anomalies signalées devaient être attribuées à des erreurs expérimentales, ou s'il y avait vraiment entre électron et noyau une interaction supplémentaire de plus en plus marquée en allant vers les atomes lourds. C'est pour résoudre cette question que des mesures furent entreprises par SIGRIST¹³⁾ sur l'iode et par nous-mêmes sur le plomb. SIGRIST, grâce au fort pouvoir diffusant de la vapeur

de iodure de méthyle employée par lui, a une bonne précision statistique (250 chocs observés). Ses résultats montrent un très bon accord avec la théorie. Les mesures relatées ici font également conclure à une diffusion normale pour le plomb.

§ 2. Théorie de la diffusion.

Un calcul de RUTHERFORD donne la loi de la diffusion de particules électrisées par un centre chargé (mécanique classique). Pour les électrons rapides, il est indispensable d'introduire l'expression relativiste de la masse, $m/\sqrt{1-\beta^2}$. La section efficace pour la diffusion d'un angle Θ dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$ est:

$$R(\Theta)d\Omega = \frac{1}{4} \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \operatorname{cosec}^4 \frac{\Theta}{2} d\Omega = Z^2 r(\Theta) d\Omega \quad (1)$$

avec la signification des lettres:

Z = nombre atomique du noyaux diffusant

m = masse au repos de l'électron

e = charge de l'électron (en unités é. s.)

$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\text{vitesse de l'électron}}{\text{vitesse de la lumière}}.$

Les autres théories de la diffusion donnent la même distribution, multipliée par une fonction de l'angle Θ , de valeur voisine de un, soit $f(\Theta)$, dans l'expression de laquelle Z et β entrent comme paramètres.

Les sections efficaces sont donc $R(\Theta)f(\Theta)d\Omega$ et la distribution de RUTHERFORD est caractérisée par $f(\Theta) \equiv 1$.

MOTT¹⁴⁾ a calculé la diffusion par la théorie de DIRAC, et trouve un développement en puissances croissantes de $Z\alpha$, où α est la constante de structure fine:

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137}.$$

Ce développement est:

$$f(\Theta) = 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2} + \pi\beta Z\alpha \sin \frac{\Theta}{2} \cos^2 \frac{\Theta}{2} + \dots \quad (2)$$

URBAN¹⁵⁾, reprenant le calcul avec les mêmes hypothèses que MOTT, aboutit à un développement analogue:

$$f(\Theta) = 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2} + \pi\beta Z\alpha \sin \frac{\Theta}{2} + \dots \quad (3)$$

qui diffère du précédent par l'absence du facteur $\cos^2 \Theta/2$ dans le coefficient de $Z\alpha$.

Ces deux développements ne sont valables que pour les éléments légers ($Z\alpha \ll 1$), et ne donnent qu'un ordre de grandeur pour la diffusion par un élément lourd comme le plomb. Aucune formule correspondante n'existe pour les atomes lourds, mais des calculs numériques ont été faits dans des cas particuliers.

MOTT¹⁶) a calculé $f(90^\circ)$ en fonction de l'énergie dans la diffusion par l'or ($Z = 79$).

BARTLETT & WATSON¹⁷) donnent des valeurs de $f(\theta)$ pour diverses énergies comprises entre 23,4 kv. et 1,7 Mev., et pour une série d'angles entre 15° et 180° . Les calculs sont faits pour le mercure ($Z = 80$), et les auteurs font remarquer que la variation de $f(\theta)$ avec Z est assez lente pour que ces résultats puissent être utilisés au calcul de la diffusion par les éléments voisins (Au, Pb, Tl, Bi). La variation avec l'énergie est également assez faible pour qu'on puisse utiliser les valeurs calculées pour 1,7 Mev. dans tout le domaine de 1 à 3 Mev., l'erreur ne dépassant certainement pas 4%.

Enfin, MASSEY¹⁸) donne une courbe $f(\theta)$ pour la diffusion d'électrons de 1,7 Mev. par le mercure. Sa courbe, basée sur les calculs de BARTLETT & WATSON, redonne exactement la même distribution. C'est celle que nous avons prise pour base de nos calculs.

§ 3. Méthode, appareillage.

La méthode utilisée est, comme pour les travaux précédents, celle de la chambre de Wilson avec champ magnétique, le milieu diffusant étant à l'état gazeux. Les trajectoires électroniques sont photographiées stéréoscopiquement et sont restituées dans l'espace par un appareil à projections. L'énergie des électrons est mesurée par la courbure de leur trajectoire dans le champ magnétique et les chocs sont observables directement, les chocs inélastiques étant reconnaissables à l'augmentation de la courbure après le choc, ou, dans le cas de l'arrachement d'un électron, à la trace de celui-ci.

La chambre de Wilson automatique est décrite en détails dans un travail précédent⁶). Rappelons-en rapidement les principales caractéristiques. La détente est commandée pneumatiquement en reliant l'espace situé sous le piston à un réservoir préalablement vidé. La pression du gaz dans la chambre est légèrement inférieure à une atmosphère, en sorte que le piston remonte dès qu'on laisse agir la pression atmosphérique sur sa face inférieure. Toutes les opérations sont commandées électriquement par des contacts fermés au moment voulu par des cames. Une rotation complète de l'arbre à cames correspond à un cycle d'opérations et à la prise

d'une photo. La durée de ce cycle a été réglée uniformément à 35 secondes. L'espace utile, éclairé latéralement par 4 lampes soffitées, a un diamètre de 17 cm. et une profondeur de 1,65 cm. Les deux appareils de prise de vues sont disposés symétriquement par rapport à l'axe de la chambre et leurs lignes de visée font entre elles un angle de $21,5^\circ$. Les vues ont été prises sur film de cinéma normal AGFA Isopan Ultra 23/10 Din, les objectifs étant ouverts à 1:3,2. Le champ magnétique est produit par deux bobines de 283 tours. Toutes les photos ont été faites avec un champ de 1000 gauss, nécessitant une intensité de 60 amp. Le champ, mesuré au moyen d'une bobine exploratrice et d'un galvanomètre balistique, par comparaison avec le champ calculable d'une longue bobine sans fer, a été reconnu homogène à moins de 1% près dans tout l'espace utile. Les électrons sont émis par une préparation de radium. Une lentille électronique en concentre un faisceau grossièrement monocinétique sur une fenêtre de mica par où ils pénètrent dans la chambre. Des blocs de plomb arrêtent le rayonnement γ du radium pour éviter les photo-électrons qui nuiraient à la clarté de l'image.

Restitution des trajectoires.

Les films sont placés dans deux appareils de projections situés par rapport à l'écran comme les appareils de prise de vues par rapport au plan horizontal médian de la couche éclairée. Une tablette mobile sert d'écran et les deux projections se recouvrent lorsqu'elle est dans la position convenable.

La méthode de scintillation, qui consiste à projeter alternativement l'une et l'autre image plusieurs fois par seconde, et dans laquelle la fixité de l'image est le critère du recouvrement des deux projections, très fatigante pour la vue, a été remplacée par celle des anaglyphes, deux filtres respectivement rouge et vert étant placés devant les objectifs de projection. Le critère du recouvrement est alors l'apparition d'une seule image noire au lieu de deux images rouge et verte.

Pour chaque trace ainsi restituée, on mesure:

- 1° la courbure, d'où l'on déduit facilement l'énergie,
- 2° la longueur,
- 3° l'angle de déviation, lors d'un choc éventuel.

A cause de la faible profondeur de la couche éclairée et du fait que l'axe de la lentille électronique est horizontal, toutes les trajectoires visibles sont dans une position quasi-horizontale, ce qui permet de simplifier beaucoup le travail en mesurant les courbures et les longueurs sur un plan de projection horizontal fixe. Ce n'est

que lorsqu'une trajectoire, après un choc, sort du plan horizontal, qu'on emploie la tablette mobile pour trouver la position exacte et la vraie grandeur de l'angle. La photographie stéréoscopique n'est pas superflue pour autant, car elle est nécessaire pour distinguer les chocs réels des croisements accidentels de traces.

La courbure et la longueur sont mesurées à l'aide d'un ensemble de cercles tracés à l'encre de chine sur du celluloid.

Nombre de chocs théorique.

En intégrant $2\pi R(\Theta)f(\Theta)\sin\Theta d\Theta$ entre Θ_1 et Θ_2 , on obtient la section efficace pour la diffusion entre les angles Θ_1 et Θ_2 . Soit $\sigma(\Theta_1\Theta_2) = Z^2 s(\Theta_1\Theta_2)$ la valeur de cette intégrale.

Si un électron parcourt un trajet de longueur L dans un milieu contenant N atomes par cm^3 , il doit subir en moyenne un nombre $NL\sigma(\Theta_1\Theta_2)$ de déviations sous des angles compris entre Θ_1 et Θ_2 . Comme il y a un mélange de différents gaz dans la chambre de Wilson, la diffusion totale est la somme des diffusions de chacun des constituants. En appelant N_i le nombre d'atomes de nombre atomique Z_i par cm^3 , on a :

$$n(\Theta_1\Theta_2) = \sum N_i Z_i^2 L \cdot 2\pi \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} r(\Theta) f(\Theta) \sin\Theta d\Theta = \sum N_i Z_i^2 L s(\Theta_1\Theta_2) \quad (4)$$

On commet ainsi une erreur, car on a donné à tous les atomes la même loi de diffusion $f(\Theta)$ qu'au plomb. Mais comme les autres constituants n'entrent que pour 10% dans l'expression de $\sum N_i Z_i^2$, un calcul approché de la différence suffit à faire la correction. On obtient :

pour les intervalles	15—20°	20—30°	30—60°	60—180°
une correction	2,5 %	3 %	4 %	6 %

valeur à soustraire du nombre calculé. Sans être explicitement rappelée plus loin, cette correction est sous-entendue dans les formules (5) et (12).

Correction géométrique.

Un choc ne peut être reconnu avec certitude que si les deux branches de la trajectoire avant et après la déviation ont une longueur et une netteté suffisante. Une longueur minimum est également nécessaire pour mesurer la courbure. D'autre part, les chocs pour lesquels le plan défini par les deux tangentes à la trajectoire passant par le point de choc est très incliné par rapport au plan horizontal seront peu ou pas visibles, et mal définis à cause des mauvaises conditions optiques. Pour ces raisons, on con-

vient de ne considérer comme observables que les chocs qui remplissent les conditions suivantes:

- 1° les deux branches ont une longueur minimum de 1,5 cm.,
- 2° le plan des deux tangentes n'est pas incliné de plus de 45° sur le plan horizontal.

Le nombre des chocs observables n'est donc qu'une fraction g du nombre total des chocs. Cette fraction serait $\frac{1}{2}$ si la condition 2) était seule exigée. En tenant compte des deux conditions, un calcul élémentaire⁷⁾ donne un coefficient plus petit que $\frac{1}{2}$:

$$g(\Theta) = \frac{1}{2} - \frac{b \sin \Theta}{\pi d} (2 - \sqrt{2}) = 0,5 - 0,1695 \sin \Theta$$

avec b = longueur minimum exigée: 1,5 cm.

d = profondeur éclairée: 1,65 cm.

$g(\Theta)$ représente la probabilité, pour une déviation d'angle Θ , d'être observable.

Le nombre théorique des chocs observables est donc:

$$n_{\text{obs}}(\Theta_1 \Theta_2) = \sum N_i Z_i^2 L \cdot 2 \pi \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} r(\Theta) f(\Theta) g(\Theta) \sin \Theta d\Theta \quad (5)$$

où la longueur L est la somme des longueurs des trajectoires, chacune d'elles étant préalablement réduite de 3 cm., car un choc survenant pendant les premiers ou les derniers 1,5 cm. ne serait pas observable en vertu de la condition 1).

Nous appellerons L la « longueur réduite ».

L'intégration de la formule (5) a été faite graphiquement à l'aide d'un planimètre sur une courbe tracée point par point au moyen de valeurs de $f(\Theta)$ lues sur la courbe de MASSEY.

Correction de l'effet de la diffusion sur la courbure.

Chaque électron subit, en plus des chocs observables, un grand nombre de très petites déviations, non reconnaissables individuellement, mais dont la somme produit au bout d'un trajet de longueur l une déviation moyenne Θ par rapport à la direction initiale. Dans le champ magnétique, cela cause une variation de courbure dont la valeur est Θ/l .

La théorie de cet effet a été faite par WILLIAMS¹⁹⁾. La courbure supplémentaire introduite par le phénomène suit une distri-

bution de Gauss, la probabilité d'une courbure additionnelle comprise entre k_s et $k_s + dk_s$ étant :

$$W(k_s) dk_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\kappa} e^{-\frac{k_s^2}{2\kappa^2}} dk_s. \quad (6)$$

La racine du carré moyen est

$$\kappa = \sqrt{2\pi} \frac{e}{H\rho} \frac{\sqrt{\sum N_i Z_i^2}}{\beta \sqrt{l}} \alpha_m$$

où H est le champ magnétique, ρ le rayon de courbure et α_m un coefficient numérique fonction de β , l , $\sum N_i Z_i^2$ donné par WILLIAMS.

L'erreur relative moyenne sur la courbure est alors

$$\frac{\kappa}{k} = \kappa \rho = \frac{1}{H} \sqrt{2\pi} \frac{e}{\beta} \frac{\sqrt{\sum N_i Z_i^2}}{\sqrt{l}} \alpha_m = \frac{H_s}{H} \quad (7)$$

en appelant H_s le champ magnétique qui causerait la même courbure additionnelle que la diffusion.

Le tableau I donne les valeurs de l (longueur moyenne d'une trajectoire), α_m , H_s et $\frac{H_s}{H}$ en fonction du rayon de courbure ρ .

Tableau I.

ρ cm.	l cm.	α_m	H_s gauss	$\frac{H_s}{H}$ en %
12	11,5	2,25	56	5,6
10	11	2,18	56	5,6
8	10	2,18	59	5,9
6	9	2,16	63	6,3
4,5	7,5	2,12	69	6,9

La fluctuation moyenne de la valeur de $H\rho$ est donc de 5 à 7%, 2 à 3 fois plus faible que dans les travaux de BLEULER et de SIGRIST. Cela tient au fait qu'on a à la fois un champ fort (1000 gauss) et un pouvoir diffusant relativement faible ($\sum N_i Z_i^2 = 4,88 \cdot 10^{21}$).

Cette fluctuation entraîne une erreur dans le spectre d'énergie des électrons. Le calcul permet de connaître la grandeur de cette erreur et par conséquent de la corriger. Nous ne donnerons pas ces calculs (développements de Taylor et intégrations), pour lesquels nous renvoyons une fois de plus aux travaux déjà cités⁸⁾¹³⁾.

Si $L_g(\varrho) d\varrho$ est la longueur mesurée des traces dont le rayon de courbure est compris entre ϱ et $\varrho + d\varrho$, la vraie longueur des traces dans le même intervalle est:

$$L(\varrho) d\varrho = \frac{L_g(\varrho) d\varrho}{1 + \left(\frac{H_s}{H}\right)^2 \left(3 + 3\varrho \frac{L'}{L_g} + \frac{\varrho^2}{2} \frac{L''}{L_g}\right)} \quad (8)$$

en désignant par L' , L'' , les dérivées première et seconde de $L_g(\varrho)$ par rapport à ϱ .

Le nombre théorique des chocs est multiplié par le facteur correctif $(1 + \varepsilon)$, avec:

$$\varepsilon = - \left(\frac{H_s}{H}\right)^2 \frac{L}{L_g} \left(\frac{3 A \varrho^2 + 2 B}{A \varrho^2 + B} + 2 \varrho \frac{L'}{L} \frac{A \varrho^2 + 2 B}{A \varrho^2 + B} \right) \quad (9)$$

A et B étant définis par:

$$\sigma(\Theta_1 \Theta_2) = \frac{A}{\varrho^2} + \frac{B}{\varrho^4} \quad (10)$$

σ étant la section efficace de MOTT ou d'URBAN, sans le terme en $Z\alpha$, exprimée en fonction de $H\varrho$, au lieu de β .

Une dernière correction est nécessitée par le fait qu'on a considéré des domaines d'énergie finis, ϱ variant de $\varrho - \frac{\Delta\varrho}{2}$ à $\varrho + \frac{\Delta\varrho}{2}$, et que σ est une fonction de ϱ , alors qu'on l'a considéré comme constant dans chaque intervalle. En d'autres termes, on a remplacé une intégrale par une somme de termes finis.

Le facteur de correction s'écrit $(1 + \delta)$, avec:

$$\delta = \frac{1}{12} \left(\frac{\Delta\varrho}{\varrho}\right)^2 \left(\frac{3 A \varrho^2 + 10 B}{A \varrho^2 + B} - 2 \varrho \frac{L'}{L} \frac{A \varrho^2 + 2 B}{A \varrho^2 + B} + \frac{\varrho^2}{2} \frac{L''}{L} \right) \quad (11)$$

A et B ayant la même signification que plus haut.

Cette correction est en moyenne inférieure à 1%, à cause de l'étroitesse des intervalles ($\Delta\varrho/\varrho < 0,1$)

Le nombre définitif des chocs observables est ainsi:

$$\begin{aligned} n_{th}(\Theta_1 \Theta_2) &= (1 + \varepsilon)(1 + \delta) n_{obs}(\Theta_1 \Theta_2) = \\ &= (1 + \varepsilon)(1 + \delta) \Sigma N_i Z_i^2 L_g \cdot 2\pi \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} r(\Theta) f(\Theta) g(\Theta) \sin \Theta d\Theta. \end{aligned} \quad (12)$$

On remarquera que c'est la longueur mesurée L_g qui entre dans cette formule, la correction se faisant par le facteur $(1 + \varepsilon)$.

C'est ce nombre n_{th} qui sera comparé au nombre n_{exp} des chocs observés expérimentalement.

§ 4. Les mesures.

Remplissage de la chambre.

Il s'agissait tout d'abord de trouver une combinaison gazeuse ou tout au moins volatile de l'un des éléments lourds, Au, Hg ou Pb. Les combinaisons organo-métalliques (mercure ou plomb) remplissent assez bien les conditions voulues. Le mercure diméthyl, très toxique, a été employé par BARBER & CHAMPION²⁰). Le plomb tétraméthyl, que nous avons choisi, toxique également, est toutefois moins dangereux. Sa tension de vapeur est plus faible, mais tout de même suffisante.

Le plomb tétraméthyl, $\text{Pb}(\text{CH}_3)_4$, est un liquide huileux à la température ordinaire. Le point de fusion est $-27,5^\circ$, le point d'ébullition 110° . La densité est 2. Il est insoluble dans l'eau et dans l'alcool en présence d'eau; ce point est important, car le mélange d'alcool et d'eau employé pour la formation des gouttelettes n'aura pas d'influence sur la pression saturante du $\text{Pb}(\text{CH}_3)_4$. La tension de vapeur saturante est représentée par la formule $\log_{10} p = 7,751 - \frac{1865}{T}$, où p est mesuré en mm. de mercure, T étant la température absolue. La tension de vapeur est par exemple 22 mm. Hg à 18° .

Pour avoir un pouvoir diffusant aussi grand que possible, le $\text{Pb}(\text{CH}_3)_4$ a toujours été maintenu à la pression saturante. La pression totale dans la chambre devant être de l'ordre de 50 cm. Hg, il faut ajouter un gaz. L'azote donne des traces de bonne qualité, mais il diffuse trop, il aurait contribué pour 40% à la diffusion totale. L'hélium aurait été le gaz idéal (2% de la diffusion totale), il n'a pas été possible de s'en procurer. L'hydrogène diffuse peu, mais donne des traces trop faibles. Un compromis a été trouvé en faisant un mélange de 3 parties d'hydrogène pour 1 d'azote.

Pour le remplissage, on procède comme suit: le piston étant au bas de sa course, la chambre est d'abord rincée à l'hydrogène, puis vidée jusqu'à une pression restante de 5 à 6 mm. Hg. On met alors le réservoir contenant le $\text{Pb}(\text{CH}_3)_4$ en communication avec la chambre. On contrôle au manomètre que la pression saturante est atteinte, puis on évapore le mélange d'eau et d'alcool. On introduit enfin l'azote, puis l'hydrogène, en les faisant barboter dans le mélange eau-alcool pour assurer la saturation. On laisse remonter le piston, le volume offert au gaz diminue, et une partie des vapeurs doit se condenser. On est ainsi certain que la saturation est atteinte et qu'elle se maintiendra malgré l'élévation de température de l'ordre de 2° causée au cours de chaque série de mesures (un film de 70 vues)

par l'échauffement des bobines du champ magnétique. Le nombre théorique des chocs est en gros proportionnel à la pression du plomb tétraméthyl qui doit donc être connue aussi exactement que possible. C'est pourquoi le manomètre n'a été employé que comme contrôle, et la pression calculée en fonction de la température qui a été relevée au début et à la fin de chaque série de mesures. La grandeur $\sum N_i Z_i^2$ a été calculée pour chaque film. Les pressions partielles ont été en moyenne, avant l'expansion :

H ²	340 mm. Hg
N ²	110
eau	15
alcool	21
Pb(CH ³) ⁴ . . .	25

pour une température moyenne de 20°.

Le rapport d'expansion a été de 1,2.

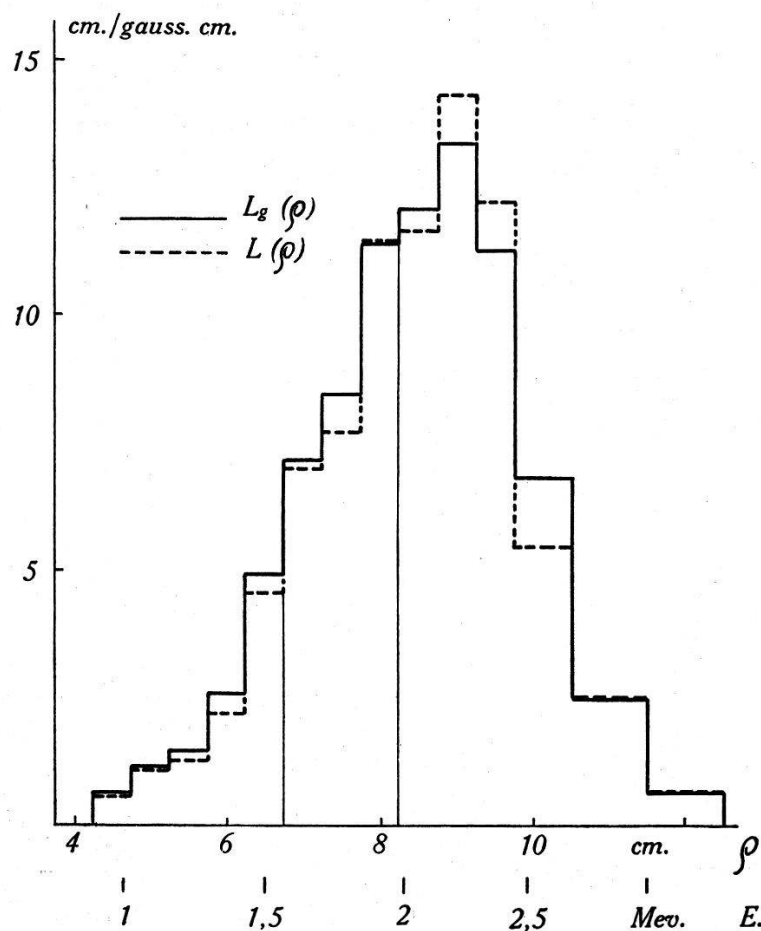


Fig. 1.

On a eu, comme valeur moyenne, après l'expansion :

$$\sum N_i Z_i^2 = 4,88 \cdot 10^{21}$$

le plomb seul intervenant pour 90 % dans cette valeur, et

$$\Sigma N_i Z_i^3 = 3,48 \cdot 10^{23}$$

cette valeur servant au calcul du nombre des chocs par les formules de MOTT et d'URBAN.

Les résultats.

2480 paires de clichés ont été prises, sur lesquels on a mesuré 609 m. de traces. La longueur réduite est 454 m.

Les nombres de chocs observés et calculés sont portés sur le tableau II, ainsi que les valeurs du rapport $\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}}$.

Tableau II.

<div> <div>énergies $H\rho$</div> <div>angles</div> </div>		4250— 6750 gauss. cm.	6750— 8250	8250— 12500	Total 4250— 12500
15—20°	n_{exp}	7,5	14,5	13,5	35,5
	n_{th}	7,21	10,94	14,70	32,85
	$\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}}$	1,04	1,32	0,92	1,08
20—30°	n_{exp}	8	7	10	25
	n_{th}	5,31	8,09	10,84	24,24
	$\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}}$	1,50	0,87	0,92	1,03
30—60°	n_{exp}	4	7	3,5	14,5
	n_{th}	3,46	5,26	7,06	15,78
	$\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}}$	1,15	1,33	0,50	0,92
60—180°	n_{exp}	2	2	0,5	4,5
	n_{th}	0,81	1,23	1,65	3,69
	$\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}}$	2,47	1,62	0,30	1,22
Total 15—180°	n_{exp}	21,5	30,5	27,5	79,5
	n_{th}	16,79	25,52	34,25	76,56
	$\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}}$	1,20	1,19	0,80	1,04

La fig. 1 donne le spectre d'énergie des électrons en cm./gauss. cm. en fonction du rayon de courbure ρ , pour un champ de 1000 gauss. $L_g(\rho)$ est la valeur mesurée, $L(\rho)$ la valeur corrigée. Les énergies correspondantes, en Mev., sont également portées en abscisses.

La fig. 2 donne la valeur de la correction $(1 + \varepsilon) \cdot (1 + \delta)$ en fonction de ρ .

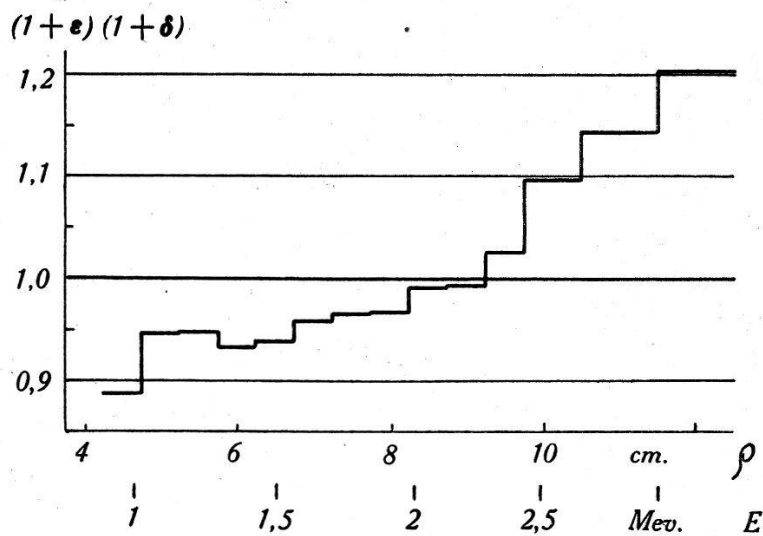


Fig. 2.

La fig. 3 montre la distribution des chocs observés en fonction de l'énergie et de l'angle de déviation Θ .

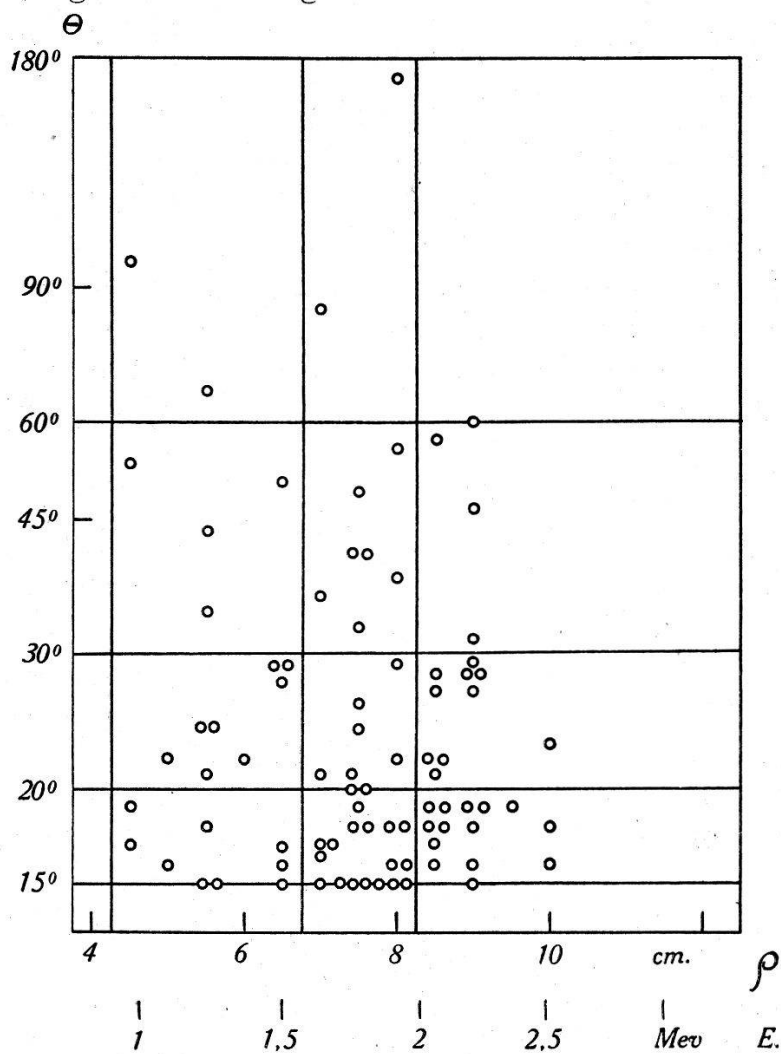


Fig. 3.

*

*Les erreurs.**a) Erreur statistique.*

Comme on vérifie une loi statistique, il faut tenir compte de la fluctuation dont la valeur moyenne est 11 %.

b) Erreur sur $\sum N_i Z_i^2$.

La tension de vapeur saturante du $\text{Pb}(\text{CH}_3)^4$ varie assez rapidement avec la température. Au voisinage de 20° , la variation est de 1 % pour $\frac{1}{5}$ de degré.

Le rapport d'expansion varie légèrement avec la température.

La vapeur saturante a été assimilée à un gaz parfait pour le calcul du nombre de molécules par cm^3 .

Ces diverses causes entraînent sur la valeur de $\sum N_i Z_i^2$ une erreur de l'ordre de 5 %.

c) Correction géométrique.

La profondeur de la couche éclairée est définie à 1 mm. près, ce qui entraîne sur le facteur $g(\Theta)$ une erreur ne dépassant pas 3 %.

d) Champ magnétique.

L'intensité dans les bobines a été régulièrement contrôlée; en effet, l'échauffement causé par le passage du courant provoque une augmentation de la résistance qui doit être compensée par la manœuvre du rhéostat de réglage. L'erreur totale sur le champ magnétique, en comptant les erreurs d'étalonnage et les fluctuations de courant, peut être estimée à 2 %, ce qui entraîne sur le nombre théorique des chocs une erreur environ double, soit 4 %.

e) Erreurs de restitution.

Ces erreurs sont très difficiles à estimer, car des facteurs subjectifs jouent un rôle. Une première incertitude règne sur la longueur des traces. En effet, parmi les traces visibles, un certain nombre sont rejetées comme ne présentant pas une qualité suffisante, ce qui implique un choix pour lequel on ne dispose d'aucun critère objectif. D'après des essais de BLEULER⁸⁾, on doit attendre de ce fait une erreur d'environ 5 %.

Sur le nombre des chocs observables, l'incertitude provient surtout de la définition du plan des tangentes au point de choc. Un électron qui sort du plan horizontal décrit en effet une hélice, c'est-à-dire une courbe gauche, et la détermination de la tangente est difficile. On admettra, au voisinage de 45° , une erreur possible de $\pm 5^\circ$. La précision limitée ($\pm 1^\circ$) de la mesure de Θ intervient

à la limite inférieure ($\Theta = 15^\circ$) des angles considérés. Le nombre des chocs comptés sera trop grand d'environ 1%. En comptant enfin l'incertitude sur la longueur des 2 branches de la trajectoire, on obtient une erreur moyenne de 5% sur le nombre des chocs observés.

Comme nous l'avons vu au § 3, la diffusion fausse systématiquement la mesure de l'énergie. L'erreur commise de ce fait a été compensée par la correction $(1 + \epsilon)$. Comme la valeur d' ϵ n'est en moyenne que de 5 à 10%, l'erreur qui subsiste après la correction ne doit pas excéder 1 à 2%.

On a 11% d'erreur statistique et en moyenne 10% pour les autres erreurs. On peut donc admettre, pour l'ensemble des mesures, une erreur moyenne de 20%, et l'on a, pour la diffusion des électrons d'énergie comprise entre 1 et 3 Mev. sous des angles de 15° — 180° , la valeur :

$$\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}} = 1,04 \pm 0,20.$$

La diffusion observée est donc, dans les limites d'erreurs, en accord avec la valeur théorique.

§ 5. Discussion.

L'accord avec la théorie est bon pour l'ensemble des mesures. La répartition en fonction, soit de l'angle, soit de l'énergie, est, dans les limites d'erreurs, celle que fait prévoir le calcul, et surtout la valeur absolue de la diffusion est correcte, contrairement aux résultats des mesures de BARBER & CHAMPION sur le mercure.

Comparaison avec les travaux antérieurs sur les éléments lourds.

Une vue d'ensemble est donnée par le tableau III.

On voit que pour tous les éléments, sauf le mercure, des mesures plus récentes n'ont pas confirmé les anomalies indiquées. Comme les éléments voisins, or et plomb, diffusent normalement, il est très improbable que le mercure ait une diffusion anormale. Il est d'autant plus vraisemblable que l'anomalie indiquée par BARBER & CHAMPION²⁰⁾ doive être attribuée à des erreurs d'expérience que l'anomalie signalée par les mêmes auteurs pour l'iode n'a pas été confirmée non plus.

On peut donc conclure, en tenant compte des dernières mesures, que la diffusion des électrons par les éléments lourds comme par les éléments légers est normale. Il n'est donc pas nécessaire

d'introduire d'interaction supplémentaire entre électron et noyau, et la force de Coulomb suffit, à la précision des expériences actuelles, à expliquer la diffusion observée.

Tableau III.

Elément Z		Auteurs	Année	Angles	Energie Mev.	$\frac{n_{\text{exp}}}{n_{\text{th}}}$
Kr 36	9	Klarmann & B. .	1936	40—180°	0,5—2,6	0,17
	12	Randels, Ch. . .	1940		1,9—9,5	1,5
I 53	10	Champion & B. .	1939	11—180°	0,7—1,2	0,4
	13	Sigrist	1943	15—180°	1—3	1,04
Xe 54	9	Klarmann & B. .	1936	40—180°	0,5—2,6	0,2
	11	Sen Gupta . . .	1939		2	1
	12	Randels,	1940		1,5—11,5	1,5
Au 79	21	Neher	1931	95—173°	0,056—0,145	1,2
	22	Cox & Chase . .	1937	90°	0,08	1
	23	Alichanov,	1939	90°	0,85—2,06	0,75
Hg 80	20	Barber & Ch. . .	1938	20—180°	0,4—1,6	0,15
Pb 82	24	Fowler & O. . .	1938	15—180°	5—17	~ 1
	—	ce travail	1944	15—180°	1—3	1,04

Les chiffres à gauche des noms d'auteurs se rapportent à la liste des références.

Comparaison entre les diverses théories.

Sur la fig. 4, on a dessiné la courbe $f(\theta)$ de MASSEY et les courbes calculées par les formules de MOTT et d'URBAN pour le plomb et pour la même énergie de 1,7 Mev. Jusqu'à 60°, les diverses théories diffèrent peu et l'accord avec l'expérience est bon. Au-delà de 60°, la distribution angulaire varie notablement d'une théorie à l'autre. On a par exemple:

Tableau IV.

Angles	Massey	Urban	Mott	Expérience
15—20°	32,85	35,41	34,7	35,5
20—30°	24,24	25,63	25,3	25
30—60°	15,78	15,42	14,8	14,5
60—180°	3,69	4,23	2,87	4,5
15—180°	76,56	80,69	77,7	79,5
60—90°	2,73	2,71	2,2	2,5
90—180°	0,96	1,52	0,67	2
150—180°	0,024	0,128	0,009	

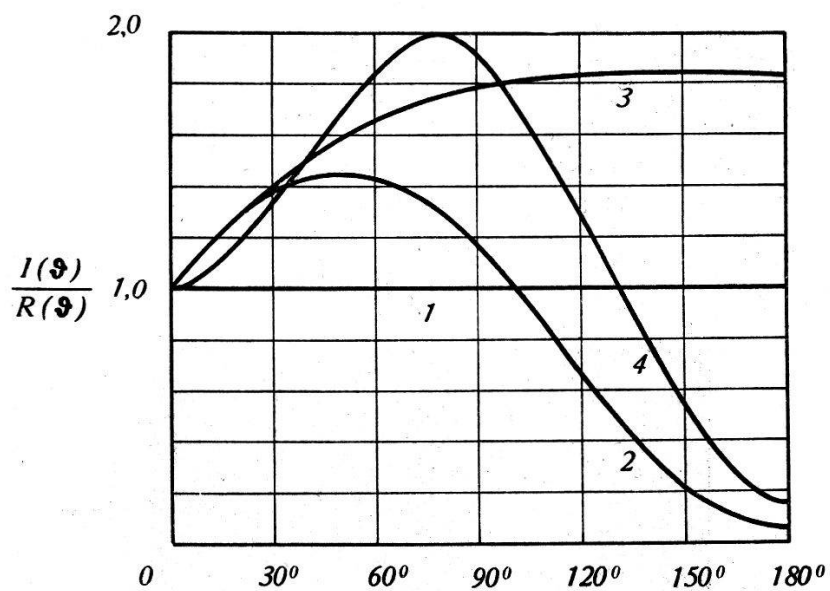


Fig. 4.

1 = distribution de RUTHERFORD. 2 = formule de MOTT.
 3 = formule d'URBAN. 4 = calcul numérique de MASSEY.

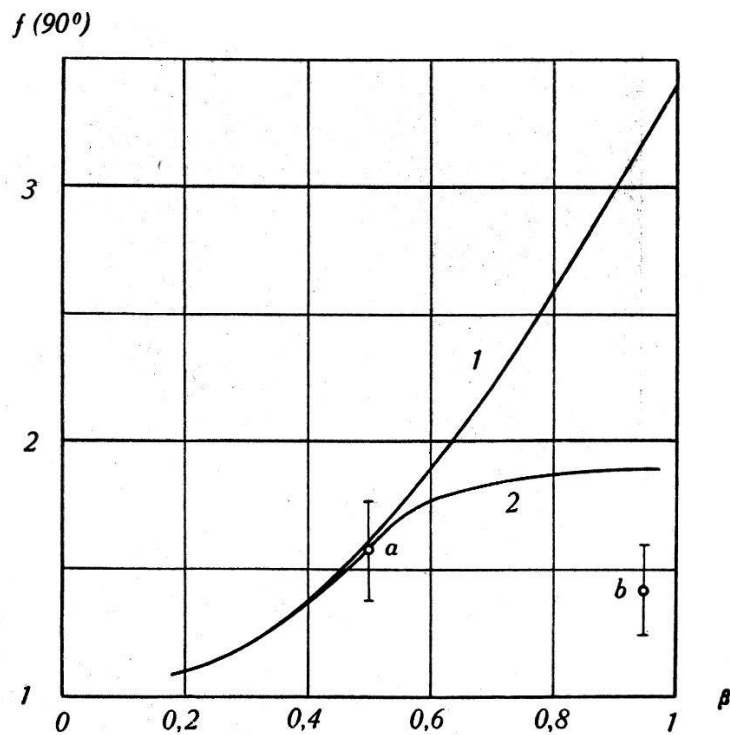


Fig. 5.

1 = calcul de MOTT. 2 = calcul de BARTLETT & WATSON.
 a = mesures de COX & CHASE. b = mesures d'ALICHANOV.

Il ressort de ce tableau :

- 1^o que les formules de MOTT ou URBAN représentent l'ensemble du phénomène avec une précision meilleure qu'on ne l'aurait pensé, malgré la valeur élevée de Z , au moins si l'on se borne à considérer des domaines angulaires assez larges (5 premières lignes du tableau);

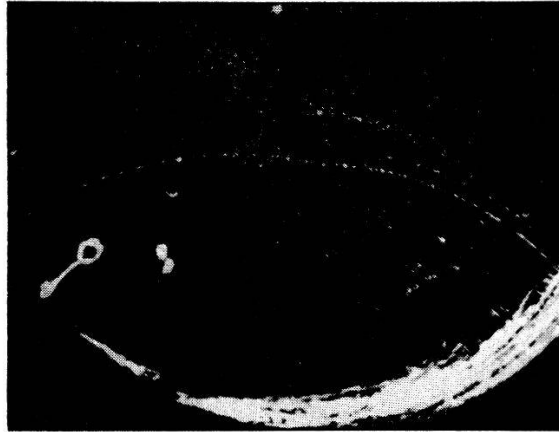


Fig. 6.

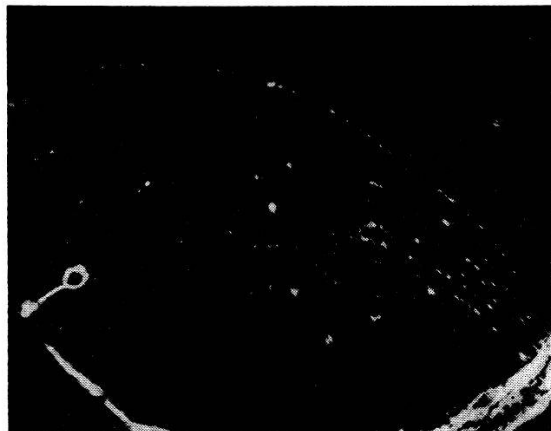


Fig. 7.

- 2^o qu'une étude plus détaillée de la répartition des angles de plus de 60° serait intéressante, mais que la méthode de la chambre de Wilson ne convient pas bien pour ce travail, à cause du très grand nombre de clichés qu'il faudrait prendre pour avoir une précision statistique suffisante. On aurait, par exemple, par le calcul de MASSEY, dans l'intervalle $150-180^\circ$, en moyenne un choc pour 100 000 clichés. Il faudrait donc environ 1 000 000 de clichés pour avoir une précision raisonnable. Ces mesures se

feraient d'une manière plus rationnelle au moyen de rayons cathodiques très durs, en étudiant la diffusion par une lame mince avec des compteurs ou une chambre d'ionisation.

Le cas de la diffusion à 90° est intéressant à cause du calcul de MOTT¹⁶). Sur la fig. 5, on a $f(90^\circ)$ en fonction de β d'après MOTT et d'après BARTLETT & WATSON¹⁷). Les deux courbes coïncident sensiblement jusqu'à $\beta = 0,5$ et s'écartent ensuite notablement. Les expériences de COX & CHASE²²), pour $\beta = 0,5$, sont en accord avec l'une ou l'autre des théories. Par contre les mesures d'ALICHANOV, ALICHANIAN & KOZODAEV²³) sont beaucoup mieux explicables en prenant les valeurs de BARTLETT & WATSON, et semblent indiquer que l'accroissement de $f(90^\circ)$ avec β est trop fort dans le calcul de MOTT.

La fig. 6 représente un choc avec déviation de 12° sur une trace de 9 cm. de rayon

Sur la fig. 7, on voit une déviation de 17° sur une trace de 8,5 cm. de rayon.

En terminant, je tiens à exprimer mes remerciements au professeur Dr. SCHERRER qui m'a proposé le sujet de ce travail et m'a aidé de ses conseils dans maintes difficultés. Je remercie également le professeur Dr. GUYER et Monsieur JACOBI qui m'ont préparé à plusieurs reprises le plomb tétraméthyl. Enfin le fonds de l'Aluminium, Neuhausen, a fourni des moyens matériels pour lesquels nous lui exprimons ici notre reconnaissance.

Zurich, Institut de Physique de l'E.P.F.

Références.

- 1) BARTLETT & WELTON, Phys. Rev. **59**, 281 (1941).
- 2) SKOBELZYN & STEPANOWA, Nature **137**, 456 (1936).
- 3) JAUCH, Helv. Phys. Acta **13**, 451 (1940).
- 4) CHAMPION, Proc. Roy. Soc. **153**, 353 (1936).
- 5) BORISOV, BRAILOVSKI & LEIPUNSKI, C. R. Moscou **26**, 142 (1940).
- 6) BOSSHARD & SCHERRER, Helv. Phys. Acta **14**, 85 (1941).
- 7) SCHERRER & ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **14**, 111 (1941).
- 8) BLEULER, Helv. Phys. Acta **15**, 613 (1942).
- 9) KLARMANN & BOTHE, Zschr. f. Phys. **101**, 489 (1936).
- 10) CHAMPION & BARBER, Phys. Rev. **55**, 111 (1939).
- 11) SEN GUPTA, Proc. Phys. Soc. (London) **51**, 355 (1939); cité dans Phys. Ber. **20**, 1605 (1939).
- 12) RANDELS, CHAO & CRANE, Phys. Rev. **58**, 201 (1940).
- 13) SIGRIST, Helv. Phys. Acta **16**, 471 (1943).

- ¹⁴⁾ MOTT, Proc. Roy. Soc. **124**, 425 (1929).
 - ¹⁵⁾ URBAN, Zschr. f. Phys. **119**, 67 (1942).
 - ¹⁶⁾ MOTT, Proc. Roy. Soc. **135**, 429 (1932).
 - ¹⁷⁾ BARTLETT & WATSON, Phys. Rev. **55**, 235 (1939); **56**, 612 (1939).
 - ¹⁸⁾ MASSEY, Proc. Roy. Soc. **181**, 14 (1942).
 - ¹⁹⁾ WILLIAMS, Proc. Roy. Soc. **169**, 531 (1939); Phys. Rev. **58**, 292 (1940).
 - ²⁰⁾ BARBER & CHAMPION, Proc. Roy. Soc. **168**, 159 (1938).
 - ²¹⁾ NEHER, Phys. Rev. **38**, 1321 (1931).
 - ²²⁾ COX & CHASE, Phys. Rev. **51**, 140 (1937).
 - ²³⁾ ALICHANOV, ALICHANIAN & KOZODAEV, C. R. Moscou **24**, 525 (1939).
 - ²⁴⁾ FOWLER & OPPENHEIMER, Phys. Rev. **54**, 320 (1938).
-