HANS GEIGER — ERNEST MARSDEN

Les lois de la déviation des particules α sous de grands angles

(*The Laws of Deflexion of* α *Particles through Large Angles*)

Philosophical Magazine, 6ᵉ série, vol. 25, n° 148
(avril 1913), p. 604–623

TRADUCTION FRANÇAISE

LE TEXTE

En 1911, Rutherford avait expliqué les grandes déviations des particules α par une seule rencontre avec une charge centrale intense, et en avait tiré une loi précise de diffusion. Geiger et Marsden en vérifient ici chacune des dépendances en comptant plus de 100 000 scintillations : en $\mathrm{cosec}^4\,\phi/2$ de 5° à 150°, proportionnelle à l'épaisseur, à peu près comme le carré du poids atomique, et comme $1/v^4$. Une mesure absolue donne pour la charge centrale de l'or environ la moitié du poids atomique : c'est la confirmation expérimentale du modèle nucléaire.

CETTE TRADUCTION

La traduction a été **générée par une IA** (Claude, Anthropic) et n'a pas été relue par un traducteur : pour toute citation, se reporter au texte anglais. Elle garde le vocabulaire de l'époque (« pinceau » de rayons, « émanation » du radium, « radium C », « équivalent d'air ») et la présentation du *Philosophical Magazine* : même format, même caractère, mêmes figures et mêmes tableaux (dont seuls les intitulés sont traduits). Le texte, plus long en français, court librement d'une page à l'autre : la pagination (604–623) suit celle de l'original, mais pas le contenu de chaque page.

Source : *Phil. Mag.* (6) 25, 604–623 (1913), doi:10.1080/14786440408634197.

LXI. *Les lois de la déviation des particules* α *sous de grands angles**. *Par le* Dr H. Geiger *et* E. Marsden†.

Dans un mémoire antérieur‡, l'un de nous a montré que, lorsque des particules α traversent la matière, leurs déviations sont en moyenne petites, de l'ordre de quelques degrés seulement. Dans ces expériences, un pinceau étroit de particules α tombait, dans le vide, sur un écran de sulfure de zinc, et l'on observait la distribution des scintillations sur l'écran lorsqu'on interposait diverses feuilles métalliques sur le trajet des particules α. De la distribution obtenue, on pouvait déduire l'angle de diffusion le plus probable, et l'on a montré que les résultats s'expliquaient en supposant que la déviation d'une particule α isolée est la résultante d'un grand nombre de très petites déviations, dues au passage de la particule à travers les atomes successifs de la substance diffusante.

Dans un mémoire précédent§, nous avions cependant signalé que des particules α sont parfois déviées de très grands angles. On l'avait constaté en faisant tomber des particules α sur une plaque de métal : une petite fraction d'entre elles, environ 1 sur 8000 dans le cas du platine, paraît réfléchie de façon diffuse. Cette réflexion, bien que petite, est trop grande pour s'expliquer par la théorie simple de la diffusion rappelée ci-dessus. Il est facile de calculer, d'après les données expérimentales, que la probabilité d'une déviation de 90° est infiniment petite, et d'un tout autre ordre que la valeur trouvée par l'expérience.

Le professeur Rutherford‖ a récemment proposé une théorie de la diffusion des particules α sous ces grands angles, en supposant que les déviations résultent d'une rencontre intime d'une particule α avec un seul atome de la matière traversée. Dans cette théorie, l'atome est formé d'une forte charge centrale, positive ou négative, concentrée dans une sphère de moins de 3×10^{-12} cm de rayon environ, et entourée d'électricité de signe contraire répartie dans le reste de l'atome, dont le rayon est d'environ 10^{-8} cm. Dans la déviation d'une particule α lancée contre un tel atome, on peut attribuer l'effet principal à la charge centrale concentrée, qui fait décrire

* Communiqué à l'*Académie impériale des sciences de Vienne* (*k. k. Akad. d. Wiss. Wien*).

† Communiqué par le professeur E. Rutherford, F.R.S.

‡ H. Geiger, Roy. Soc. Proc. vol. lxxxiii. p. 492 (1910) ; vol. lxxxvi. p. 235 (1912).

§ H. Geiger et E. Marsden, Roy. Soc. Proc. vol. lxxxii. p. 495 (1909).

‖ E. Rutherford, Phil. Mag. vol. xxi. p. 669 (1911).

à la particule α une hyperbole dont le centre de l'atome est un foyer.

L'angle entre les directions de la particule α avant et après la déviation dépend de la distance du centre de l'atome à la trajectoire initiale. La fraction des particules α dont la trajectoire passe assez près du centre de l'atome est toutefois petite, de sorte que la probabilité, pour une particule α, de subir une grande déviation de cette nature est petite elle aussi. Ainsi, si l'on dirige un pinceau étroit de particules α contre une mince lame de matière dont les atomes sont répartis au hasard dans son volume, et si l'on compte les particules diffusées par les scintillations qu'elles produisent sur un écran de sulfure de zinc placé à la distance r du point d'incidence du pinceau, dans une direction qui fait avec lui l'angle ϕ, on trouve que le nombre de particules α qui tombent par seconde sur l'unité de surface de l'écran est égal à

$$\frac{\mathrm{Q}\ ntb^2\ \mathrm{cosec}^4\ \phi/2}{16r^2},$$

où Q est le nombre de particules α par seconde dans le pinceau primitif, n le nombre d'atomes dans l'unité de volume de la substance, et t l'épaisseur de la feuille. La quantité

$$b = \frac{2\mathrm{N}\ e\ \mathrm{E}}{mu^2},$$

où Ne est la charge centrale de l'atome, et m, E et u respectivement la masse, la charge et la vitesse de la particule α.

Le nombre de particules α déviées est donc proportionnel à (1) $\mathrm{cosec}^4\phi/2$, (2) l'épaisseur t de la substance diffusante, si cette épaisseur est petite, (3) le carré de la charge centrale Ne des atomes de la substance employée pour diffuser les particules, (4) l'inverse de la quatrième puissance de la vitesse u des particules α incidentes.

Sur la suggestion du professeur Rutherford, nous avons entrepris des expériences pour éprouver les principales conclusions de la théorie précédente. Nous avons étudié les points suivants :—

(1) Variation avec l'angle.
(2) Variation avec l'épaisseur de la substance diffusante.
(3) Variation avec le poids atomique de la substance diffusante.
(4) Variation avec la vitesse des particules α incidentes.
(5) Fraction des particules diffusées sous un angle déterminé.

La principale difficulté de ces expériences tient à la nécessité d'employer une source de particules α très intense et très étroite, en raison de la petitesse de l'effet de diffusion. Toutes

les mesures ont été faites en observant les scintillations dues aux particules α diffusées sur un écran de sulfure de zinc, et nous avons compté, au cours de ces expériences, plus de 100 000 scintillations. Disons dès maintenant que tous les résultats de nos recherches sont en bon accord avec les déductions théoriques du professeur Rutherford, et apportent une forte preuve de l'exactitude de l'hypothèse fondamentale : un atome contient en son centre une forte charge, de dimensions petites devant le diamètre de l'atome.

(1) *Variation de la diffusion avec l'angle.*

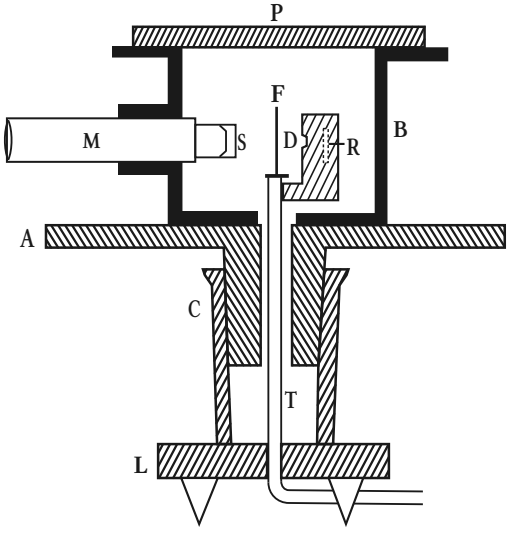
Nous avons déjà dit qu'il faut, pour obtenir des effets mesurables, un pinceau intense de particules α. Il est nécessaire en outre que le trajet des particules α se fasse dans une enceinte vide, pour éviter les complications dues à l'absorption et à la diffusion par l'air. L'appareil employé est représenté sur la fig. 1 ; il consistait essentiellement en une boîte métallique cylindrique et robuste B, qui contenait la source de particules α R, la feuille diffusante F et un microscope M, auquel l'écran de sulfure de zinc S était rigidement fixé. La boîte était assujettie sur une plate-forme circulaire graduée A, que l'on pouvait faire tourner au moyen d'un joint conique étanche C. En faisant tourner la plate-forme, la boîte et le microscope tournaient avec elle, tandis que la feuille diffusante et la source radioactive restaient en place, étant fixées au tube T, lui-même assujetti au support L. La boîte B était fermée par la plaque de verre dépoli P, et l'on pouvait y faire le vide par le tube T.

La source de particules α était semblable à celle qu'employèrent d'abord Rutherford et Royds* dans leurs expériences sur la nature de la particule α. Elle consistait en un petit tube de verre à parois minces, d'environ 1 mm de diamètre, contenant une grande quantité d'émanation du radium bien purifiée. Les particules α émises par l'émanation et son dépôt actif pouvaient traverser les parois de verre sans grande réduction de parcours. Dans ces expériences, le défaut d'homogénéité de la source, dû aux différentes particules α de l'émanation, du radium A et du radium C, ne gêne pas l'application de la loi de diffusion avec l'angle déduite de la théorie, puisque chaque groupe de particules α est diffusé suivant la même loi.

Au moyen d'un diaphragme placé en D, un pinceau de particules α était dirigé normalement sur la feuille diffusante F. En faisant tourner le microscope, on pouvait observer sur l'écran S les particules α diffusées dans les différentes directions. Bien que nous ayons disposé de plus de 100 millicuries d'émanation

* E. Rutherford et T. Royds, Phil. Mag. vol. xvii. p. 281 (1909).

Fig. 1.



du radium, la petitesse de l'effet pour les plus grands angles de déviation nous a obligés à placer l'écran et la source à petite distance de la feuille diffusante. Dans certaines expériences, la distance de la source à la feuille diffusante était de $9 \cdot 5$ cm, et l'écran se déplaçait sur un cercle de $1 \cdot 6$ cm de rayon ; dans d'autres, ces distances étaient plus grandes. Nous avons fait des observations, dans diverses expériences, pour des angles de déviation de 5° à 150°. Pour mesurer la diffusion sous de grands angles, il fallait tourner l'écran de sulfure de zinc très près de la source, et les rayons β et γ y produisaient une luminescence considérable, qui rendait difficile le comptage des scintillations. Nous avons réduit autant que possible l'effet des rayons β en enfermant la source dans une boîte de plomb, représentée en hachures sur le dessin. La quantité de plomb était cependant limitée par la place qu'il occupait, et nous n'avons donc pas pu faire d'observations pour des angles de déviation compris entre 150° et 180°.

Pour étudier la diffusion sous des angles relativement petits, nous avons beaucoup augmenté les distances de la source et de l'écran à la feuille diffusante, afin d'obtenir des faisceaux d'angle solide plus petit.

Le nombre de particules diffusées sous différents angles diminue extrêmement vite quand l'angle augmente ; et comme on ne peut compter avec certitude plus de 90 scintillations par minute, ni moins de 5 environ, les mesures ne pouvaient

porter à la fois que sur un intervalle d'angles assez restreint. On mesurait d'abord le nombre de particules diffusées sous de grands angles, puis, à mesure que l'émanation décroissait, il devenait possible de faire des mesures pour des angles de plus en plus petits ; la loi connue de décroissance de l'émanation permettait de corriger, de la diminution d'activité, les mesures faites à différents instants.

Même sans feuille diffusante, on observait toujours quelques scintillations sur l'écran. Elles étaient évidemment dues au rayonnement diffusé par les parois de l'enceinte et par le bord du diaphragme qui limitait le faisceau. Nous avons réduit cet effet autant que possible en tapissant la boîte de papier et en faisant le diaphragme d'une substance de faible poids atomique, à savoir l'aluminium. Nous avons déterminé le nombre de particules α parasites pour différentes positions du microscope en retirant la feuille diffusante, de sorte que les corrections nécessaires pouvaient être appliquées avec certitude.

Pour tirer le meilleur parti de l'émanation disponible, nous faisions les mesures simultanément avec plusieurs feuilles. Celles-ci étaient fixées à des cadres qui s'emboîtaient dans une fente du tube T, de façon à pouvoir être échangés et remis exactement en place. Le tableau I donne un exemple d'une série particulière de comptages, faite avec une feuille d'argent comme diffuseur.

TABLEAU I.—Variation de la diffusion avec l'angle. (Exemple d'une série de mesures.) Feuille d'argent. Temps écoulé depuis le remplissage du tube à émanation : 51 heures. Correction de décroissance : 0 · 683.

Angle ϕ.	Scintillations par minute.				$\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$.	$N \times \sin^4\phi/2$.
	Sans feuille.	Avec feuille.	Corrigé de l'effet sans feuille.	Corrigé de la décroissance, N.		
°						
150 . .	0 · 2	4 · 95	4 · 75	6 · 95	1 · 15	6 · 0
135 . .	2 · 6	8 · 3	5 · 7	8 · 35	1 · 38	6 · 1
120 . .	3 · 8	10 · 3	6 · 5	9 · 5	1 · 79	5 · 3
105 . .	0 · 6	10 · 6	10 · 0	14 · 6	2 · 53	5 · 8
75 . .	0 · 0	28 · 6	28 · 6	41 · 9	7 · 25	5 · 8
60 . .	0 · 3	69 · 2	68 · 9	101	16 · 0	6 · 3

Dans cette série, nous avons compté environ 2500 scintillations. Quelques jours plus tard, nous avons répété les mesures pour les plus petits angles et étendu l'intervalle des angles. En procédant ainsi, nous avons exploré en quelques semaines tout l'intervalle des angles. Pour mesurer des angles de déviation relativement grands, il fallait employer un large faisceau, d'environ 15° de rayon, afin d'obtenir un nombre convenable de scintillations ; pour les plus petits angles, on réduisait beaucoup l'ouverture du diaphragme qui limitait le faisceau, de sorte que l'angle sous lequel on comptait les scintillations était toujours grand devant le rayon angulaire du faisceau. En passant d'un diaphragme à l'autre, on faisait des mesures comparatives pour différents angles, afin d'obtenir une valeur exacte de la constante de réduction.

Le tableau II donne les résultats réunis de deux séries d'expériences, faites avec des feuilles d'argent et d'or. Les épaisseurs des feuilles équivalaient, dans la première série, à $0 \cdot 45$ et $0 \cdot 3$ cm d'air, et dans la seconde à $0 \cdot 45$ et $0 \cdot 1$ cm d'air, pour l'argent et l'or respectivement. La colonne I donne les angles ϕ entre la direction du faisceau et celle sous laquelle on comptait les particules α diffusées. La colonne II donne les valeurs de $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$. Les colonnes III et V contiennent les nombres de scintillations observés pour l'argent et pour l'or respectivement. Ces nombres sont corrigés de la décroissance de l'émanation, de l'effet naturel et du changement de diaphragme. Pour les plus petits angles, nous avons appliqué des corrections (qui ne dépassent jamais 20 pour cent), parce que le faisceau de particules α avait des dimensions finies, non négligeables devant l'angle de déviation. Ces corrections ont été calculées par des considérations géométriques. Les colonnes IV et VI contiennent les rapports des nombres de scintillations à $\frac{1}{\sin^4 \phi/2}$. On voit que, dans les deux séries, ces valeurs sont à peu près constantes. Les écarts sont quelque peu systématiques, le rapport croissant quand l'angle diminue. Cependant, la moindre asymétrie de l'appareil, ou d'autres causes, influeraient sur les résultats de manière systématique ; si bien que, compte tenu du raccordement des deux séries d'observations et de l'énorme variation du nombre de particules diffusées, de 1 à 250 000, les écarts à la constance du rapport sont probablement bien dans les limites de l'erreur expérimentale. Les expériences prouvent donc que le nombre de particules α diffusées dans une direction déterminée varie comme $\mathrm{cosec}^4 \phi/2$.

Variation avec l'épaisseur de la substance.

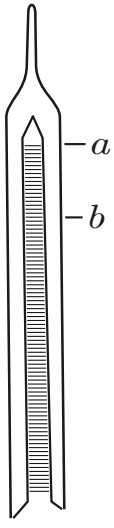
TABLEAU II.

Variation de la diffusion avec l'angle. (Résultats réunis.)

I. Angle de déviation, ϕ.	II. $\frac{1}{\sin^4\phi/2}$.	III. Argent. Nombre de scintillations, N.	IV. Argent. $\frac{N}{\sin^4\phi/2}$.	V. Or. Nombre de scintillations, N.	VI. Or. $\frac{N}{\sin^4\phi/2}$.
°					
150	1 · 15	22 · 2	19 · 3	33 · 1	28 · 8
135	1 · 38	27 · 4	19 · 8	43 · 0	31 · 2
120	1 · 79	33 · 0	18 · 4	51 · 9	29 · 0
105	2 · 53	47 · 3	18 · 7	69 · 5	27 · 5
75	7 · 25	136	18 · 8	211	29 · 1
60	16 · 0	320	20 · 0	477	29 · 8
45 . . .	46 · 6	989	21 · 2	1435	30 · 8
37 · 5 . . .	93 · 7	1760	18 · 8	3300	35 · 3
30	223	5260	23 · 6	7800	35 · 0
22 · 5 . . .	690	20300	29 · 4	27300	39 · 6
15	3445	105400	30 · 6	132000	38 · 4
30	223	5 · 3	0 · 024	3 · 1	0 · 014
22 · 5 . . .	690	16 · 6	0 · 024	8 · 4	0 · 012
15	3445	93 · 0	0 · 027	48 · 2	0 · 014
10	17330	508	0 · 029	200	0 · 0115
7 · 5 . . .	54650	1710	0 · 031	607	0 · 011
5	276300	...	...	3320	0 · 012

Pour étudier la variation de la diffusion avec l'épaisseur de la substance, il nous a paru nécessaire d'employer une source homogène de particules α, car, d'après la théorie, l'effet de la diminution de vitesse quand l'épaisseur augmente sera très sensible pour les particules α de faible vitesse. Dans les expériences de l'un de nous sur la « diffusion composée », on employait une source formée de radium C déposé *in situ* par l'émanation du radium dans un petit tube conique fermé par une fenêtre de mica, l'émanation étant retirée pendant les mesures par détente dans un grand volume relié au tube. Nous avons employé une telle source dans nos premières expériences, mais les observations ont fini par montrer qu'elle ne convenait pas. Après la détente, il reste en effet un peu d'émanation adhérant aux parois du tube de verre. Cette émanation et le radium A qui l'accompagne donnent des particules α de vitesse nettement plus faible que celles du radium C ; et bien que le nombre de particules α ainsi fournies ne fût que de quelques pour cent de celui du radium C, la diffusion croît si rapidement quand la vitesse diminue que les perturbations causées par les particules α plus lentes étaient trop grandes pour que cette source convînt au présent travail.

Fig. 2.

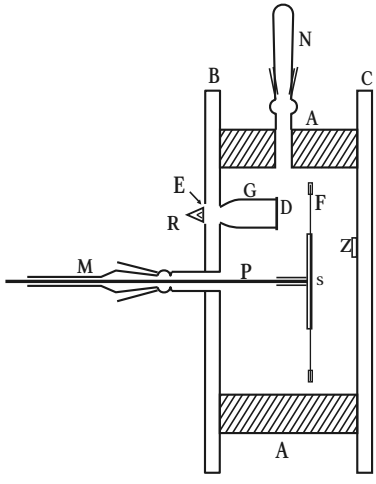


La source finalement adoptée était préparée comme le montre la fig. 2. Environ 80 millicuries d'émanation du radium, très soigneusement purifiée, étaient comprimés dans l'extrémité conique du tube de verre T, d'environ 1 mm de diamètre intérieur. Après que l'émanation était restée en place assez longtemps pour atteindre l'équilibre avec le radium C, on la détendait dans une ampoule placée au-dessous, et l'on étirait en *b* une petite partie du tube capillaire. On coupait alors (en *a*) environ 1 mm de l'extrémité du tube, recouverte de radium C, et on la débarrassait de l'émanation occluse en la lavant à l'alcool et en la chauffant. C'est la source de radium C ainsi obtenue que nous avons employée dans les expériences ; avec les précautions voulues, sa décroissance s'est montrée conforme à la théorie, du moins pendant les 80 premières minutes.

La fig. 3 représente schématiquement l'appareil employé pour comparer la diffusion par des feuilles métalliques de différentes épaisseurs. Il se compose essentiellement d'une source de rayons *α* R, d'un diaphragme D, d'une feuille diffusante F et d'un écran de sulfure de zinc Z, sur lequel on observait les particules *α* diffusées. La partie principale de l'appareil était enfermée dans un anneau cylindrique de laiton A, dont les faces étaient dressées de façon à pouvoir être fermées hermétiquement par les deux plaques de verre B et C. La hauteur de l'anneau était de $3 \cdot 5$ cm, ses diamètres intérieur et extérieur de $5 \cdot 5$ et $7 \cdot 5$ cm respectivement. La plaque de verre B était percée de deux trous, l'un au centre, l'autre à $1 \cdot 65$ cm du centre. La source R était placée directement contre une lame de mica, enduite de cire, qui fermait l'ouverture E. En plaçant la source hors de l'appareil, on empêchait la petite quantité d'émanation qui l'accompagnait de pénétrer dans l'enceinte et de troubler les mesures.

Au moyen du diaphragme D, on pouvait diriger un pinceau étroit de particules *α* sur la feuille diffusante. Les diverses feuilles étaient fixées sur le disque S et recouvraient cinq des six trous percés à égale distance de son centre. L'ouverture restée libre servait à déterminer l'effet naturel. Le disque pouvait s'adapter sur la tige P, fixée au rodage M, de sorte qu'on pouvait le faire tourner et amener les différentes feuilles devant le diaphragme. On observait au microscope les particules *α*

Fig. 3.



diffusées sur l'écran de sulfure de zinc Z, fixé à l'intérieur de la plaque de verre.

Pour les observations, on plaçait le disque portant les feuilles à environ 1 · 2 cm de la plaque de verre C. On faisait alors le vide complet dans l'appareil par un tube non représenté sur le dessin, le vide final étant obtenu au moyen de charbon refroidi par l'air liquide. Une fois la source radioactive en place, on réglait le microscope sur la partie de l'écran de sulfure de zinc où les scintillations apparaissaient à une cadence commode pour le comptage. Avec une source de 30 millicuries de radium C, c'était d'ordinaire le cas pour un angle de déviation de 20° à 30°. La surface de l'écran visible au microscope était d'environ 1 mm^2, tandis que le faisceau principal de particules α couvrait une surface d'environ 3 mm^2.

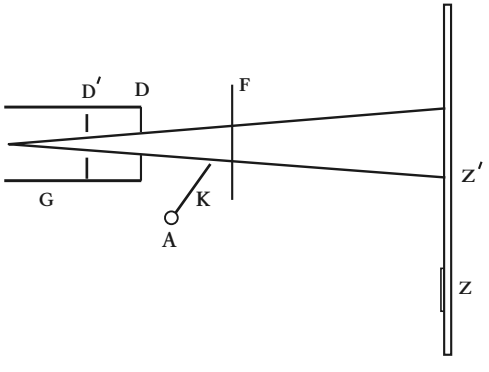
Dès que le radium A de la source avait entièrement disparu (c.-à-d. après 20 minutes), on commençait les comptages. On faisait d'abord les mesures avec les feuilles les plus minces, puis, à mesure que la source décroissait, on les étendait aux feuilles plus épaisses. La décroissance connue du dépôt actif du radium permettait de corriger toutes les mesures de la variation d'activité de la source, et l'on vérifiait les résultats en observant les mêmes feuilles à des instants différents. Une expérience durait en général environ 80 minutes. Passé ce temps, les corrections de décroissance de la source n'étaient plus toujours sûres, à cause des petites quantités d'émanation qui l'accompagnaient, comme nous l'avons dit plus haut. Faute de temps pour achever les mesures dans chaque expérience, on

ne pouvait compter qu'environ 100 à 200 scintillations avec chaque feuille.

Comme dans les expériences sur la variation de la diffusion avec l'angle, quelques scintillations apparaissaient sur l'écran de sulfure de zinc même sans feuille diffusante. Nous avons trouvé qu'elles étaient dues à des particules α diffusées par les bords du diaphragme qui limitait le faisceau. Nous avons fait des essais avec des diaphragmes de papier et d'aluminium de $^1/_{10}$ mm d'épaisseur seulement, et introduit en outre un diaphragme D′ (fig. 4) pour empêcher la diffusion par la paroi intérieure du tube de verre G qui portait le diaphragme principal D. Même avec ces précautions, l'effet restait si grand que des expériences précises avec des feuilles de faible poids atomique auraient été impossibles. Nous avons cependant surmonté cette difficulté en arrêtant les particules α parasites par un écran K, que l'on pouvait faire tourner, au moyen d'un rodage (N sur la fig. 3), autour d'un axe vertical passant par A, de façon à l'amener juste en dehors du pinceau principal. On faisait le réglage en observant les scintillations produites par le faisceau principal sur l'écran de sulfure de zinc Z, placé provisoirement en Z′. On jugera de l'importance de l'effet par les nombres suivants, obtenus dans une expérience particulière avec un diaphragme d'aluminium :—Sans l'écran K ni la feuille diffusante F, le nombre de scintillations était de 60 par minute ; l'écran K mis en place, il tombait à $0 \cdot 5$ par minute. Avec l'écran K en place et une feuille d'aluminium équivalant à $0 \cdot 5$ cm d'air comme diffuseur, le nombre de scintillations était de 14 par minute, soit environ le quart de l'effet sans écran ni feuille diffusante.

Le tableau suivant donne les résultats d'une expérience faite avec des feuilles d'or. La colonne I donne le nombre

Fig. 4.



de feuilles, et la colonne II les épaisseurs, exprimées par le pouvoir d'arrêt pour les particules α, en centimètres d'air, tel qu'on le détermine par la méthode des scintillations. Les nombres de la colonne III représentent le nombre de scintillations observées sur l'écran de sulfure de zinc ; ils sont corrigés de la variation d'activité de la source avec le temps. Nous avons apporté une légère correction pour l'accroissement de la diffusion dû à la diminution de vitesse des particules α dans la traversée des feuilles. On pouvait calculer l'importance de cette correction d'après les résultats de la dernière section du présent mémoire ; elle atteignait 9 pour cent, dans cette expérience, pour la feuille la plus épaisse. La dernière colonne du tableau donne le rapport du nombre corrigé de scintillations à l'épaisseur. Les valeurs sont constantes aux erreurs d'expérience près. Les écarts que présentent les nombres sont bien dans les limites des erreurs probables, en raison du nombre relativement petit de scintillations que l'on pouvait compter dans le temps disponible.

Des expériences semblables ont été faites avec des feuilles d'étain, d'argent, de cuivre et d'aluminium. Dans chaque série, nous avons compté environ 1000 scintillations. Les résultats sont portés sur la fig. 5, où les abscisses représentent l'épaisseur de la feuille diffusante, exprimée en centimètres d'équivalent d'air, et les ordonnées le nombre de particules diffusées. Nous avons introduit dans chaque cas des corrections semblables aux précédentes.

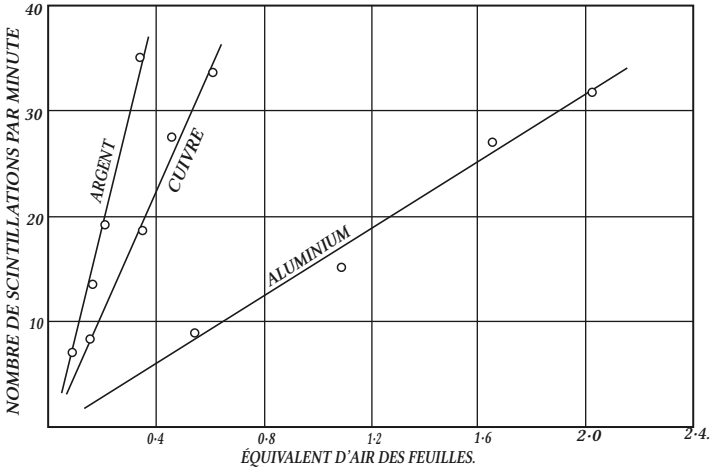
Pour tous les métaux étudiés, les points se placent sur des droites qui passent par l'origine. Les expériences prouvent donc que, pour de petites épaisseurs de matière, la diffusion est proportionnelle à l'épaisseur. S'il y a une diminution

Tableau III.

Or.—Variation de la diffusion avec l'épaisseur.

I. Nombre de feuilles.	II. Équiv. d'air. T en cm.	III. Nombre N de scintillations par minute.	IV. Rapport $\frac{N}{T}$.
1	0 · 11	21 · 9	200
2	0 · 22	38 · 4	175
5	0 · 51	84 · 3	165
8	0 · 81	121 · 5	150
9	0 · 90	145	160

Fig. 5.



sensible de la vitesse des particules a dans la traversée des feuilles, le nombre de particules diffusées croît un peu plus vite que l'épaisseur.

Variation avec le poids atomique.

En supposant la grandeur de la charge centrale de l'atome proportionnelle au poids atomique A, le professeur Rutherford a montré que le nombre de particules a diffusées par différentes feuilles contenant le même nombre d'atomes doit être proportionnel à A^2. Avec les feuilles minces qu'il fallait employer, il s'est révélé impraticable de calculer le nombre d'atomes par unité de surface en pesant les feuilles. Il s'est montré beaucoup plus sûr de déduire le nombre d'atomes cherché de l'équivalent d'air, trouvé par la réduction du parcours des particules a mesurée par la méthode des scintillations. Cette méthode avait l'avantage de déterminer l'épaisseur à l'endroit même de la feuille qui servait à diffuser les particules a, ce qui éliminait toute erreur due aux variations d'épaisseur des feuilles. Bragg et d'autres ont donné des nombres reliant les épaisseurs de feuilles de diverses substances à leur pouvoir d'arrêt, et l'on a montré que, pour différentes feuilles de même équivalent d'air, les nombres d'atomes par unité de surface sont en raison inverse des racines carrées des poids atomiques. Par conséquent, si la diffusion par atome de poids atomique A est proportionnelle à A^2, la diffusion par centimètre d'équivalent d'air sera proportionnelle à $A^2 \times A^{-\frac{1}{2}}$, c.-à-d. à $A^{3/2}$.

Dans cette étude expérimentale, nous avons employé le même appareil que dans les expériences précédentes sur la variation de la diffusion avec l'épaisseur. Les ouvertures du disque S étaient recouvertes de minces feuilles de différentes substances, dont les épaisseurs étaient choisies de façon à donner à peu près le même effet de diffusion. Nous avons fait plusieurs séries d'expériences, en changeant les feuilles à chaque fois. Le tableau IV donne les résultats d'une expérience particulière. Les colonnes I et II donnent les feuilles employées et leurs poids atomiques respectifs. La colonne III contient les équivalents d'air des feuilles. La colonne IV donne le nombre de scintillations observées, corrigé de la variation d'activité de la source et de la perte de vitesse des particules α dans la feuille. La colonne V donne le nombre de scintillations par unité d'équivalent d'air de la substance. La colonne VI donne les valeurs de $A^{3/2}$, et la colonne VII les rapports des nombres de scintillations à $A^{3/2}$. Ces nombres sont constants aux erreurs d'expérience près.

Le tableau V donne les résultats réunis de quatre expériences. La dernière colonne contient les rapports des nombres de scintillations par centimètre d'équivalent à $A^{3/2}$. D'après la théorie, ce rapport devrait être constant. Les valeurs expérimentales présentent un léger accroissement quand le poids atomique diminue.

Vu l'importance de ces expériences, nous avons fait de nouvelles mesures dans des conditions un peu différentes. La principale difficulté des expériences précédentes venait de ce que, par suite de la rapide décroissance de la source, il était

Tableau IV.
Variation de la diffusion avec le poids atomique. (Exemple d'une série de mesures.)

I. Substance.	II. Poids atomique. A.	III. Équivalent d'air en cm.	IV. Nombre de scintillations par minute corrigé de la décroissance.	V. Nombre N de scintillations par cm d'équivalent d'air.	VI $A^{3/2}$.	VII. $N \times A^{2/3}$.
Or	197	· 229	133	581	2770	0 · 21
Étain	119	· 441	119	270	1300	0 · 21
Argent	107 · 9	· 262	51 · 7	198	1120	0 · 18
Cuivre	63 · 6	· 616	71	115	507	0 · 23
Aluminium . .	27 · 1	2 · 05	71	34 · 6	141	0 · 24

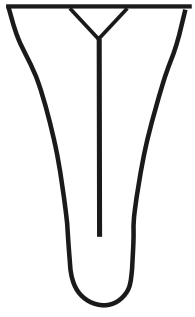
TABLEAU V.
Variation de la diffusion avec le poids atomique. (Résultats réunis, avec le radium C.)

Substance.	Nombre total de scintillations comptées pour chaque corps.	$A^{3/2}$.	Rapport des scintillations par cm d'équiv. d'air à $A^{3/2}$*.
Or	850	2770	95
Platine.....	200	2730	99
Étain	700	1300	96
Argent	800	1120	98
Cuivre	600	507	104
Aluminium	700	144	110

* *Note* 1.—Depuis que ces expériences ont été faites, Richardson et l'un de nous (Phil. Mag. vol. xxv. p. 184 (1913)) ont déterminé, par la méthode des scintillations, les masses par unité de surface, pour un centimètre d'équivalent d'air, de différents métaux. En introduisant ces résultats et en calculant les valeurs du rapport de la diffusion par atome à A^2, on obtient : —Au 3·4, Pt 3·2, Sn 3·3, Ag 3·6, Cu 3·7, Al 3·6. Ces nombres s'accordent mieux que ceux de la dernière colonne ci-dessus, qui sont calculés en supposant la loi de Bragg.

impossible de compter dans chaque cas assez de scintillations pour obtenir une vraie valeur moyenne. Dans la série de mesures suivante, nous avons pris comme source l'émanation du radium en équilibre avec son dépôt actif. La source était un tube de verre conique (fig. 6) d'environ $1^1/_2$ mm de diamètre intérieur à sa partie la plus large, la hauteur du cône étant d'environ $2 \cdot 5$ mm.

Fig. 6.



L'extrémité du tube était fermée hermétiquement par une lame de mica de $0 \cdot 62$ cm d'équivalent d'air. Ce tube était rempli d'environ 30 millicuries d'émanation très purifiée et placé en R (fig. 3, p. 612), directement contre la fenêtre de mica E, dont l'équivalent d'air était lui aussi de $0 \cdot 62$ cm.

La difficulté due à l'emploi de particules α de vitesses différentes (émanation, radium A et radium C) a été éliminée en employant des feuilles d'équivalents d'air à peu près égaux. Les particules α subissaient donc la même réduction de vitesse dans chaque feuille, et les nombres de particules diffusées étaient directement comparables.

Il était bien entendu impossible d'obtenir des feuilles ayant exactement le même équivalent d'air, mais on surmontait facilement cette difficulté en déterminant la diffusion pour deux feuilles de la même substance, l'une un peu plus mince et l'autre un peu plus épaisse qu'une épaisseur type de $0 \cdot 6$ cm d'équivalent d'air.

En raison de la grande variation de la diffusion avec le poids atomique, on ne pouvait pas comparer directement toutes les feuilles entre elles sous le même angle. On les comparait donc par groupes, en choisissant l'angle plus petit pour les groupes de plus faible poids atomique. La colonne VI du tableau suivant donne les résultats moyens du rapport du nombre de particules diffusées à $A^{3/2}$.

On a obtenu la diffusion par le carbone au moyen de minces lames de paraffine, qui contenaient environ $85 \cdot 2$ pour cent de carbone et $14 \cdot 8$ pour cent d'hydrogène. On a calculé par la loi de Bragg que l'équivalent d'air du carbone représentait environ 78 pour cent du pouvoir d'arrêt total ; en raison du faible poids atomique de l'hydrogène, on a attribué tout l'effet de diffusion au carbone. On mesurait la diffusion par comparaison avec celle de feuilles d'aluminium de même équivalent d'air.

On voit d'après le tableau que, bien que les conditions expérimentales fussent très différentes de celles des expériences précédentes, les résultats sont semblables, et confirment l'exactitude essentielle de l'hypothèse selon laquelle la diffusion par atome est proportionnelle au carré du poids atomique. Les écarts à la constance du rapport (voir les notes

TABLEAU VI.

Variation de la diffusion avec le poids atomique. (Résultats réunis, avec l'émanation du radium.)

I. Substance.	II. Équivalents d'air des feuilles employées.	III. Nombre total de scintillations comptées pour chaque substance.	IV. Nombre N de scintillations au même angle et pour le même équiv. d'air.	V. $A^{3/2}$.	VI. $N \times A^{2/3}$
Or	· 52, · 68	1200	2400	2770	· 85
Platine	· 54, · 625	1000	2900	2730	1 · 05
Étain	· 51, 1 · 15	1400	1290	1300	· 99
Argent	· 38, · 435	600	1060	1120	· 95
Cuivre	· 495, · 61	1300	570	507	1 · 12
Aluminium	· 45, · 52, 1 · 06	1600	151	144	1 · 05
Carbone	· 55, · 57	400	57	41 · 6	1 · 37

Note 2.—En introduisant les nouvelles données sur la masse par unité de surface de feuilles de même équivalent d'air, comme dans la note 1, on obtient pour le rapport de la diffusion par atome à A^2 les valeurs suivantes : —Au 3 · 1, Pt 3 · 4, Sn 3 · 4, Ag 3 · 4, Cu 3 · 95, Al 3 · 4.

1 et 2) sont à peu près dans les limites de l'erreur expérimentale.

Nous n'avons pas encore étendu les mesures à des substances de poids atomique inférieur à celui du carbone. Lorsque le poids atomique est petit et comparable à la masse de la particule *a*, les lois de la diffusion devront être quelque peu modifiées, pour tenir compte du mouvement relatif de l'atome lui-même au moment de la collision.

Variation de la diffusion avec la vitesse.

Pour déterminer la variation de la diffusion avec la vitesse, nous avons quelque peu modifié l'appareil. Nous avons de nouveau employé comme source un tube de verre conique recouvert de dépôt actif. Cette source était placée à environ 1 mm de la fenêtre de mica (E, fig. 3), de sorte qu'on pouvait intercaler, entre la source et la fenêtre, des lames de mica supplémentaires pour réduire la vitesse des particules *a*. Nous avons employé le mica à cet usage en raison de son épaisseur uniforme, comparée à celle des feuilles métalliques. Les micas étaient fixés à un disque de carton que l'on pouvait faire tourner pour amener successivement en place les différentes lames. Les particules *a* étaient diffusées par une feuille d'or ou d'argent, d'un pouvoir d'arrêt d'environ 3 mm d'air, fixée à une tige qui traversait le rodage N. On pouvait ainsi écarter la feuille du faisceau principal au cours d'une expérience pour

mesurer l'effet naturel. Le disque S, dans ce cas, tournait dans un plan très voisin de la plaque de verre C et portait des lames de mica d'épaisseurs différentes. En tournant le rodage, on pouvait placer les micas directement devant l'écran de sulfure de zinc, ce qui permettait d'éprouver l'homogénéité des particules α après leur diffusion.

Le tableau VII donne les résultats. La colonne I donne le nombre de lames de mica intercalées en plus de la fenêtre de mica, et la colonne II les parcours des particules α qui tombent sur la feuille diffusante. Les valeurs des vitesses v ont été calculées d'après ces parcours R par la formule $v^3 = a\,\mathrm{R}$, trouvée antérieurement par l'un de nous*. Les valeurs relatives de $1/v^4$ sont données dans la colonne III. Les nombres N de scintillations par minute sont inscrits dans la colonne IV, et la colonne V donne les valeurs relatives de $\mathrm{N} \times v^4$. Dans l'intervalle étudié, le nombre de scintillations varie dans le rapport de 1 à 10, tandis que le produit $\mathrm{N}v^4$ reste sensiblement constant. Nous avons fait plusieurs expériences, et nous avons trouvé dans tous les cas que la diffusion varie suivant une loi plus voisine de l'inverse de la quatrième puissance de la vitesse que de toute autre puissance entière. En raison de l'incertitude relative des valeurs de la vitesse pour les petits parcours, l'erreur d'expérience peut toutefois être un peu plus grande que ne le laisse paraître la colonne V du tableau.

Dans ces expériences, il s'est révélé indispensable d'employer une source très homogène. Dans des expériences antérieures, où nous n'avions pas pu remplir cette condition, la diffusion croissait en apparence beaucoup plus vite que

Tableau VII.
Variation de la diffusion avec la vitesse.

I. Nombre de feuilles de mica.	II. Parcours R des particules α à la sortie du mica.	III. Valeurs relatives de $1/v^4$.	IV. Nombre N de scintillations par minute.	V. $\mathrm{N}v^4$.
0	5·5	1·0	24·7	25
1	4·76	1·21	29·0	24
2	4·05	1·50	33·4	22
3	3·32	1·91	44	23
4	2·51	2·84	81	28
5	1·84	4·32	101	23
6	1·04	9·22	255	28

* H. Geiger, Roy. Soc. Proc. A. vol. lxxxiii. p. 506 (1910).

l'inverse de la quatrième puissance de la vitesse des particules α du radium C. Même avec une source de radium C accompagnée seulement d'un peu d'émanation, la diffusion augmentait d'abord rapidement quand on intercalait les lames de mica, puis diminuait légèrement, et augmentait enfin de nouveau. Cette irrégularité était due aux particules α de l'émanation et du radium A, de parcours plus court que celles du radium C, et donc plus facilement diffusées.

On ne pouvait guère étendre les mesures à des particules α de vitesse inférieure à celle qui correspond à un parcours d'environ 1 centimètre, à cause de la difficulté d'observer les faibles scintillations aux parcours plus petits. Toutefois, dans une expérience particulière, en ajoutant des lames de mica pour réduire la vitesse, le nombre de particules α diffusées qui apparaissaient sur l'écran s'est trouvé multiplié par 25, ce qui montre avec quelle facilité les particules α de faible vitesse sont diffusées.

L'examen de l'homogénéité des particules α diffusées a montré que, du moins dans le cas de l'or, elles restaient pratiquement homogènes après la diffusion. Des expériences de cette nature sur des feuilles diffusantes de faible poids atomique seraient très intéressantes, mais elles sont assez difficiles.

Détermination du nombre absolu de particules diffusées.

Dans les sections précédentes, nous avons entièrement vérifié la théorie du professeur Rutherford. Puisque, d'après cette théorie, la grande déviation d'une particule α résulte d'une rencontre rapprochée avec un seul atome de matière, on peut calculer la grandeur de la charge centrale de l'atome lorsqu'on a déterminé la fraction des particules α diffusées dans des conditions définies. Nous avons fait plusieurs tentatives, dans des conditions différentes, pour obtenir une estimation quantitative des particules diffusées, mais les résultats ne nous ont donné jusqu'ici qu'une valeur approchée. La principale difficulté vient de ce que les particules diffusées ne forment qu'une si petite fraction du faisceau primitif qu'il faut employer des méthodes de mesure différentes dans les deux cas. On déterminait le nombre de particules α diffusées d'après le nombre de scintillations observées sur l'écran de sulfure de zinc, avec une correction nécessaire, car avec les écrans particuliers employés, environ 85 pour cent seulement des particules α incidentes produisent des scintillations. Le nombre de particules α du faisceau principal a été déterminé directement, dans un cas où l'on employait un tube à émanation (comme sur la fig. 1, p. 607), par la méthode des scintillations, en laissant passer plusieurs semaines pour que l'émanation fût réduite à une faible

valeur. Dans d'autres expériences, on employait du radium C déposé à l'intérieur d'un tube de verre conique (comme sur la fig. 2, p. 611), et l'on calculait le nombre de particules d'après son activité en rayons γ et d'après la distance et la surface du diaphragme qui limitait le faisceau.

Les résultats ont montré que, avec une feuille d'or d'équivalent d'air 1 mm (épaisseur réelle $2 \cdot 1 \times 10^{-5}$ cm), la fraction des particules α incidentes du radium C ($v = 2 \cdot 06 \times 10^9$ cm/sec) diffusées sous un angle de 45° et observées sur une surface de 1 mm^2, placée normalement à 1 cm du point d'incidence du faisceau, était de $3 \cdot 7 \times 10^{-7}$. En portant cette valeur dans l'équation donnée au début de ce mémoire, on calcule que le nombre de charges électriques élémentaires qui composent la charge centrale de l'atome d'or est environ la moitié du poids atomique. Ce résultat est probablement exact à 20 pour cent près, et s'accorde avec la déduction du professeur Rutherford tirée des données moins précises de notre mémoire précédent.

D'après les résultats de cette section et des précédentes, on peut calculer la probabilité qu'une particule α soit diffusée sous un angle quelconque, dans des conditions données. Pour les substances de poids atomique supérieur à celui de l'aluminium, il suffit, avec une exactitude suffisante, de prendre N égal à la moitié du poids atomique dans l'équation donnée au début du mémoire.

On voit que les lois de la « diffusion simple » trouvées dans ce mémoire sont tout à fait distinctes des lois de la « diffusion composée » déduites antérieurement par Geiger. Il faut se rappeler cependant que les expériences ne sont pas directement comparables : dans le présent mémoire, il s'agit de lames de matière très minces, et l'on mesure la très petite fraction des particules α qui sont déviées, par des collisions uniques, de grands angles. Les expériences de Geiger portent au contraire sur de plus grandes épaisseurs de feuilles diffusantes et sur des angles de déviation de quelques degrés seulement. Dans ces conditions, la diffusion résulte de la combinaison d'un grand nombre de déviations, dues non seulement aux charges centrales des atomes, mais probablement aussi aux charges électroniques réparties dans le reste de leur volume.

Résumé.

Les expériences décrites dans ce mémoire ont été entreprises pour éprouver une théorie de l'atome proposée par le professeur Rutherford, dont le trait principal est l'existence, au centre de l'atome, d'une charge électrique intense et très concentrée. La vérification repose sur les lois de la diffusion

déduites de cette théorie. Nous avons vérifié expérimentalement les relations suivantes :—

(1) Le nombre de particules α qui sortent d'une feuille diffusante sous un angle ϕ avec le faisceau primitif varie comme $1/\sin^4\phi/2$, lorsqu'on compte les particules α sur une surface déterminée, à une distance constante de la feuille. Cette relation a été éprouvée pour des angles de 5° à 150°, et dans cet intervalle le nombre de particules α a varié de 1 à 250 000, en bon accord avec la théorie.

(2) Le nombre de particules α diffusées dans une direction déterminée est directement proportionnel à l'épaisseur de la feuille diffusante, pour de petites épaisseurs. Pour de plus grandes épaisseurs, la diminution de vitesse des particules α dans la feuille entraîne un accroissement un peu plus rapide de la diffusion.

(3) La diffusion par atome de feuilles de substances différentes varie à peu près comme le carré du poids atomique. Cette relation a été éprouvée pour des feuilles de poids atomique allant de celui du carbone à celui de l'or.

(4) La diffusion par une feuille donnée est à peu près proportionnelle à l'inverse de la quatrième puissance de la vitesse des particules α incidentes. Cette relation a été éprouvée dans un intervalle de vitesses tel que le nombre de particules diffusées a varié dans le rapport de 1 à 10.

(5) Des expériences quantitatives montrent que la fraction des particules α du radium C diffusées sous un angle de 45° par une feuille d'or de 1 mm d'équivalent d'air ($2 \cdot 1 \times 10^{-5}$ cm) est de $3 \cdot 7 \times 10^{-7}$, lorsqu'on compte les particules diffusées sur un écran de 1 mm^2 placé à 1 cm de la feuille diffusante. D'après ce nombre et les résultats qui précèdent, on calcule que le nombre de charges élémentaires qui composent le centre de l'atome est égal à la moitié du poids atomique.

Nous remercions le professeur Rutherford de l'intérêt bienveillant qu'il a porté à ces expériences, et d'avoir mis à notre disposition les grandes quantités d'émanation du radium nécessaires. Nous remercions aussi le Government Grant Committee de la Royal Society pour une subvention accordée à l'un de nous, qui a couvert une partie des dépenses.