ERNEST RUTHERFORD

Sur la diffusion des particules α et β par la matière et la structure de l'atome

(*The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*)

Philosophical Magazine, 6e série, vol. 21, n° 125
(mai 1911), p. 669–688

TRADUCTION FRANÇAISE

LE TEXTE

Geiger et Marsden avaient montré en 1909 qu'environ une particule α sur 8000 est renvoyée en arrière par une feuille d'or. Rutherford en tire ici la conclusion : une telle déviation ne peut pas résulter d'une accumulation de petites déviations, comme le voulait la théorie de J. J. Thomson ; elle est due à une seule rencontre avec un champ électrique intense, concentré au centre de l'atome. Il suppose donc une charge centrale Ne quasi ponctuelle, entourée d'une charge opposée répartie dans l'atome. Sous une force en $1/r^2$, la particule décrit une hyperbole, d'où la loi de diffusion en $\mathrm{cosec}^4\,\phi/2$; confrontée aux mesures de Geiger, de Geiger et Marsden et de Crowther, la théorie donne pour l'or une charge centrale d'environ 100 e.

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 (« diffusion simple » et « diffusion composée », « pinceau », « corpuscules ») et la présentation du *Philosophical Magazine* : même format, même caractère, mêmes équations, mêmes figures et mêmes tableaux (dont seules les légendes sont traduites). Le texte, plus long en français, court librement d'une page à l'autre : la pagination (669–688) suit celle de l'original, mais pas le contenu de chaque page.

Source : *Phil. Mag.* (6) 21, 669–688 (1911),
doi:10.1080/14786440508637080.

LXXIX. *Sur la diffusion des particules* α *et* β *par la matière et la structure de l'atome. Par le* professeur E. RUTHERFORD, *F.R.S., Université de Manchester**.

§ 1. ON sait que les particules α et β subissent, en rencontrant les atomes de la matière, des déviations par rapport à leur trajectoire rectiligne. Cette diffusion est beaucoup plus marquée pour la particule β que pour la particule α, en raison de la quantité de mouvement et de l'énergie bien plus faibles de la première. Il ne semble pas douteux que des particules aussi rapides traversent les atomes qu'elles rencontrent sur leur chemin, et que les déviations observées soient dues au champ électrique intense traversé à l'intérieur du système atomique. On a généralement supposé que la diffusion d'un pinceau de rayons α ou β qui traverse une mince lame de matière résulte d'une multitude de petites diffusions par les atomes de la matière traversée. Les observations de Geiger et Marsden† sur la diffusion des rayons α indiquent cependant que certaines particules α doivent subir, en une seule rencontre, une déviation de plus d'un angle droit. Ils ont trouvé, par exemple, qu'une petite fraction des particules α incidentes, environ 1 sur 20 000, étaient déviées d'un angle moyen de 90° en traversant une couche de feuille d'or d'environ $\cdot 00004$ cm d'épaisseur, équivalente, pour le pouvoir d'arrêt de la particule α, à $1 \cdot 6$ millimètre d'air. Geiger‡ a montré plus tard que l'angle de déviation le plus probable d'un pinceau de particules α traversant une feuille d'or de cette épaisseur était d'environ $0° \cdot 87$. Un simple calcul fondé sur la théorie des probabilités montre que la chance pour qu'une particule α soit déviée de 90° est infiniment petite. De plus, on verra plus loin que la distribution des particules α pour diverses grandes déviations ne suit pas la loi de probabilité à laquelle on s'attendrait si ces grandes déviations se composaient d'un grand nombre de petites déviations. Il paraît raisonnable de supposer que la déviation d'un grand angle est due à une seule rencontre atomique, car la chance d'une seconde rencontre capable de produire une grande déviation doit être, dans la plupart des cas, extrêmement faible. Un simple calcul montre que l'atome doit être le siège d'un champ électrique intense pour produire une aussi grande déviation en une seule rencontre.

* Communiqué par l'auteur. Un bref compte rendu de ce mémoire a été présenté à la Manchester Literary and Philosophical Society en février 1911.

† Proc. Roy. Soc. lxxxii. p. 495 (1909).

‡ Proc. Roy. Soc. lxxxiii. p. 492 (1910).

Récemment, Sir J. J. Thomson* a proposé une théorie pour expliquer la diffusion des particules électrisées qui traversent de petites épaisseurs de matière. L'atome y est supposé formé d'un nombre N de corpuscules chargés négativement, accompagnés d'une égale quantité d'électricité positive uniformément répartie dans une sphère. La déviation d'une particule électrisée négativement qui traverse l'atome est attribuée à deux causes — (1) la répulsion des corpuscules répartis dans l'atome, et (2) l'attraction de l'électricité positive de l'atome. La déviation de la particule à la traversée de l'atome est supposée petite, tandis que la déviation moyenne après un grand nombre m de rencontres était prise égale à $\sqrt{m}.\theta$, où θ est la déviation moyenne due à un seul atome. On montrait que le nombre N des électrons de l'atome pouvait se déduire des observations sur la diffusion des particules électrisées. L'exactitude de cette théorie de la diffusion composée a été examinée expérimentalement par Crowther† dans un mémoire ultérieur. Ses résultats ont paru confirmer les principales conclusions de la théorie, et il en a déduit, en supposant l'électricité positive continue, que le nombre des électrons d'un atome valait environ trois fois son poids atomique.

La théorie de Sir J. J. Thomson repose sur l'hypothèse que la diffusion due à une seule rencontre atomique est petite, et la structure particulière qu'elle attribue à l'atome n'admet pas de très grande déviation d'une particule α qui traverse un seul atome, à moins de supposer que le diamètre de la sphère d'électricité positive est très petit devant le diamètre de la sphère d'influence de l'atome.

Puisque les particules α et β traversent l'atome, il devrait être possible, en étudiant de près la nature de la déviation, de se faire une idée de la constitution que doit avoir l'atome pour produire les effets observés. En fait, la diffusion des particules chargées rapides par les atomes de la matière est l'une des voies les plus prometteuses pour aborder ce problème. Le développement de la méthode des scintillations, qui permet de compter une à une les particules α, offre pour cette recherche des avantages exceptionnels, et les recherches de H. Geiger par cette méthode ont déjà beaucoup accru notre connaissance de la diffusion des rayons α par la matière.

§ 2. Nous examinerons d'abord théoriquement les rencontres simples‡ avec un atome de structure simple, capable

* Camb. Lit. & Phil. Soc. xv. pt. 5 (1910).

† Crowther, Proc. Roy. Soc. lxxxiv. p. 226 (1910).

‡ La déviation d'une particule d'un angle notable, due à une rencontre avec un seul atome, sera appelée dans ce mémoire diffusion « simple ». La

de produire de grandes déviations d'une particule a, puis nous comparerons les conséquences de la théorie avec les données expérimentales disponibles.

Considérons un atome qui contient en son centre une charge $\pm \mathrm{N}e$, entourée d'une sphère d'électrisation contenant une charge $\mp \mathrm{N}e$ supposée uniformément répartie dans une sphère de rayon R. e est l'unité fondamentale de charge, prise dans ce mémoire égale à $4 \cdot 65 \times 10^{-10}$ unité E.S. Nous supposerons que, pour des distances inférieures à 10^{-12} cm, la charge centrale et la charge de la particule a peuvent être considérées comme concentrées en un point. On montrera que les principales conséquences de la théorie ne dépendent pas du signe, positif ou négatif, de la charge centrale. Pour la commodité, on la supposera positive. La question de la stabilité de l'atome proposé n'a pas à être examinée à ce stade, car elle dépendra évidemment de la structure fine de l'atome et du mouvement de ses parties chargées.

Pour se faire une idée des forces nécessaires pour dévier une particule a d'un grand angle, considérons un atome contenant en son centre une charge positive Ne, et entouré d'une distribution d'électricité négative Ne uniformément répartie dans une sphère de rayon R. La force électrique X et le potentiel V à une distance r du centre de l'atome, en un point intérieur à l'atome, sont donnés par

$$\mathrm{X} = \mathrm{N}\ e\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{\mathrm{R}^3}\right)$$

$$\mathrm{V} = \mathrm{N}\ e\left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2\mathrm{R}} + \frac{r^2}{2\mathrm{R}^3}\right).$$

Supposons une particule a de masse m, de vitesse u et de charge E lancée droit vers le centre de l'atome. Elle sera arrêtée à une distance b du centre donnée par

$$\tfrac{1}{2}mu^2 = \mathrm{N}\ e\ \mathrm{E}\left(\frac{1}{b} - \frac{3}{2\mathrm{R}} + \frac{b^2}{2\mathrm{R}^3}\right).$$

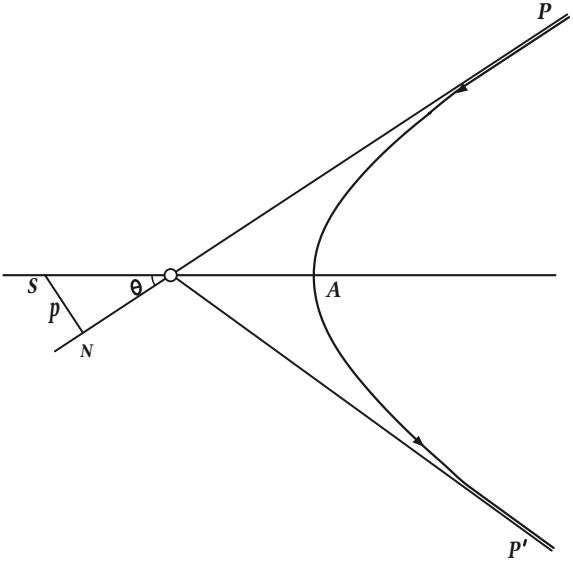
On verra que b est une grandeur importante dans les calculs qui suivent. En supposant la charge centrale égale à $100\,e$, on calcule que la valeur de b pour une particule a de vitesse $2 \cdot 09 \times 10^9$ cm par seconde est d'environ $3 \cdot 4 \times 10^{-12}$ cm. Dans ce calcul, b est supposé très petit devant R. Comme R est supposé de l'ordre du rayon de l'atome, soit 10^{-8} cm, il est évident que la particule a, avant d'être renvoyée, pénètre si

déviation d'une particule résultant d'une multitude de petites déviations sera appelée diffusion « composée ».

près de la charge centrale que le champ dû à la distribution uniforme d'électricité négative peut être négligé. En général, un calcul simple montre que, pour toutes les déviations supérieures à un degré, on peut sans erreur sensible ne tenir compte que du champ de la charge centrale. Les déviations simples que pourrait produire l'électricité négative, si elle est répartie sous forme de corpuscules, ne sont pas prises en compte à ce stade de la théorie. On montrera plus loin que leur effet est en général petit devant celui du champ central.

Considérons le passage d'une particule électrisée positivement près du centre d'un atome. Si l'on suppose que la vitesse de la particule n'est pas notablement modifiée par la traversée de l'atome, la trajectoire de la particule, sous l'influence d'une force répulsive inversement proportionnelle au carré de la distance, sera une hyperbole ayant pour foyer extérieur le centre S de l'atome. Supposons que la particule entre dans l'atome suivant la direction PO (fig. 1), et que la direction de son mouvement à la sortie de l'atome soit OP′. OP et OP′ font des angles égaux avec la droite SA, A étant le sommet de l'hyperbole. $p = \mathrm{SN}$ = distance du centre à la direction du mouvement initial de la particule.

Fig. 1.



Soit l'angle POA = θ.

Soit V = vitesse de la particule à son entrée dans l'atome, v sa vitesse en A ; la conservation du moment cinétique donne alors

$$p\ \mathrm{V} = \mathrm{SA}\ .v.$$

La conservation de l'énergie donne

$$\tfrac{1}{2}m\mathrm{V}^2 = \tfrac{1}{2}mv^2 - \frac{\mathrm{N}\ e\ \mathrm{E}}{\mathrm{SA}},$$

$$v^2 = \mathrm{V}^2\left(1 - \frac{b}{\mathrm{SA}}\right).$$

L'excentricité étant sec θ,

$$\mathrm{SA} = \mathrm{SO} + \mathrm{OA} = p\,\mathrm{cosec}\,\theta(1 + \cos\theta) = p\cot\theta/2,$$

$$p^2 = \mathrm{SA}(\mathrm{SA} - b) = p\cot\theta/2(p\cot\theta/2 - b),$$

$$\therefore \quad b = 2p\cot\theta.$$

L'angle de déviation ϕ de la particule est $\pi - 2\theta$, et

$$\cot\phi/2 = \frac{2p}{b\,*}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Ceci donne l'angle de déviation de la particule en fonction de b et de la distance du centre de l'atome à la direction de projection*.

Pour illustrer ce résultat, le tableau suivant donne l'angle de déviation ϕ pour différentes valeurs de p/b :—

p/b	10	5	2	1	· 5	· 25	· 125
ϕ	5° · 7	11° · 4	28°	53°	90°	127°	152°

§ 3. *Probabilité d'une déviation simple d'un angle quelconque.*

Supposons qu'un pinceau de particules électrisées tombe normalement sur un mince écran de matière d'épaisseur t. À l'exception du petit nombre de particules diffusées d'un grand angle, on suppose que les particules traversent la lame à peu près normalement, avec une faible variation de vitesse seulement. Soit n le nombre d'atomes par unité de volume de la matière. Le nombre de collisions de la particule avec l'atome de rayon R dans l'épaisseur t est alors $\pi\mathrm{R}^2nt$.

La probabilité m d'entrer dans un atome à moins d'une distance p de son centre est donnée par

$$m = \pi p^2 nt.$$

* Une considération simple montre que la déviation est la même si les forces sont attractives au lieu d'être répulsives.

La chance dm de frapper entre les rayons p et $p + dp$ est donnée par

$$dm = 2\pi pnt.dp = \frac{\pi}{4} ntb^2 \cot \phi/2 \operatorname{cosec}^2 \phi/2 d\phi, \quad . \quad (2)$$

puisque

$$\cot \phi/2 = 2p/b.$$

La valeur de dm donne la *fraction* du nombre total de particules qui sont déviées entre les angles ϕ et $\phi + d\phi$.

La fraction ρ du nombre total de particules qui sont déviées d'un angle supérieur à ϕ est donnée par

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \cot^2 \phi/2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

La fraction ρ déviée entre les angles ϕ_1 et ϕ_2 est donnée par

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \left(\cot^2 \frac{\phi_1}{2} - \cot^2 \frac{\phi_2}{2} \right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Il est commode d'écrire l'équation (2) sous une autre forme pour la comparer à l'expérience. Dans le cas des rayons a, on compte le nombre de scintillations qui apparaissent sur une aire *constante* d'un écran de sulfure de zinc, pour différents angles avec la direction d'incidence des particules. Soit r la distance au point d'incidence des rayons a sur la matière diffusante ; si Q est le nombre total de particules qui tombent sur la matière diffusante, le nombre y de particules a tombant sur l'unité de surface et déviées d'un angle ϕ est donné par

$$y = \frac{\mathrm{Q}\ dm}{2\pi r^2 \sin \phi . d\phi} = \frac{ntb^2 .\ \mathrm{Q}\ . \operatorname{cosec}^4 \phi/2}{16 r^2}. \quad . \quad . \quad (5)$$

Puisque $b = \frac{2\,\mathrm{N}\,e\,\mathrm{E}}{mu^2}$, on voit d'après cette équation que le nombre de particules a (scintillations) par unité de surface de l'écran de sulfure de zinc, à une distance donnée r du point d'incidence des rayons, est proportionnel à

(1) $\operatorname{cosec}^4 \phi/2$ ou $1/\phi^4$ si ϕ est petit ;

(2) l'épaisseur t de la matière diffusante, pourvu qu'elle soit petite ;

(3) la grandeur $\mathrm{N}e$ de la charge centrale ;

(4) et qu'il est inversement proportionnel à $(mu^2)^2$, ou à la quatrième puissance de la vitesse si m est constant.

Dans ces calculs, on suppose que les particules a diffusées d'un grand angle ne subissent qu'une seule grande déviation. Pour qu'il en soit ainsi, il est essentiel que l'épaisseur de la matière diffusante soit assez faible pour que la chance d'une

seconde rencontre entraînant une autre grande déviation soit très petite. Si, par exemple, la probabilité d'une déviation simple ϕ en traversant une épaisseur t est de 1/1000, la probabilité de deux déviations successives, chacune de valeur ϕ, est de $1/10^6$ et tout à fait négligeable.

La distribution angulaire des particules α diffusées par une mince feuille métallique offre l'une des méthodes les plus simples pour vérifier l'exactitude générale de cette théorie de la diffusion simple. C'est ce qu'a fait récemment pour les rayons α le D^r Geiger*, qui a trouvé que la distribution des particules déviées entre 30° et 150° par une mince feuille d'or était en accord substantiel avec la théorie. Un compte rendu plus détaillé de ces expériences, et d'autres destinées à éprouver la validité de la théorie, sera publié plus tard.

§ 4. *Variation de vitesse dans une rencontre atomique.*

Nous avons supposé jusqu'ici qu'une particule α ou β ne subit pas de variation sensible de vitesse à la suite d'une seule rencontre atomique qui la dévie d'un grand angle. L'effet d'une telle rencontre sur la vitesse de la particule peut se calculer moyennant certaines hypothèses. On suppose que deux systèmes seulement interviennent : la particule rapide, et l'atome qu'elle traverse, supposé initialement au repos. On suppose que le principe de conservation de la quantité de mouvement et celui de l'énergie s'appliquent, et qu'il n'y a pas de perte sensible d'énergie ou de quantité de mouvement par rayonnement.

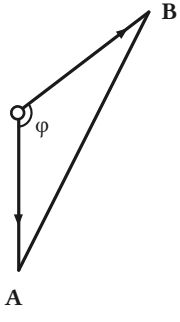
Soit m la masse de la particule,

v_1 = vitesse d'approche,

v_2 = vitesse d'éloignement,

M = masse de l'atome,

V = vitesse communiquée à l'atome par la rencontre.



Soit OA (fig. 2) représentant en grandeur et en direction la quantité de mouvement mv_1 de la particule incidente, et OB la quantité de mouvement de la particule qui s'éloigne après avoir été déviée de l'angle $\mathrm{AOB} = \phi$. BA représente alors en grandeur et en direction la quantité de mouvement MV de l'atome de recul.

$$(\mathrm{MV})^2 = (mv_1)^2 + (mv_2)^2 - 2m^2 v_1 v_2 \cos\phi. \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

La conservation de l'énergie donne

* Manch. Lit. & Phil. Soc. 1910.

$$\mathrm{MV}^2 = mv_1 2 - mv_2 2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Supposons $\mathrm{M}/m = \mathrm{K}$ et $v_2 = \rho v_1$, où ρ est < 1.

D'après (1) et (2),

$$(\mathrm{K}+1)\rho^2 - 2\rho\cos\phi = \mathrm{K} - 1,$$

ou

$$\rho = \frac{\cos\phi}{\mathrm{K}+1} + \frac{1}{\mathrm{K}+1}\sqrt{\mathrm{K}^2 - \sin^2\phi}.$$

Considérons le cas d'une particule α de poids atomique 4, déviée de 90° par une rencontre avec un atome d'or de poids atomique 197.

Comme $\mathrm{K} = 49$ environ,

$$\rho = \sqrt{\frac{\mathrm{K}-1}{\mathrm{K}+1}} = \cdot 979,$$

c'est-à-dire que la vitesse de la particule n'est réduite que d'environ 2 pour cent par la rencontre.

Dans le cas de l'aluminium, $\mathrm{K} = 27/4$ et, pour $\phi = 90°$, $\rho = \cdot 86$.

On voit que la réduction de vitesse de la particule α devient notable, dans cette théorie, pour les rencontres avec les atomes légers. Comme le parcours d'une particule α dans l'air ou dans une autre matière est à peu près proportionnel au cube de la vitesse, il s'ensuit qu'une particule α de 7 cm de parcours voit celui-ci réduit à $4 \cdot 5$ cm après avoir subi une seule déviation de 90° en traversant un atome d'aluminium. C'est une grandeur facile à déceler expérimentalement. Comme la valeur de K est très grande pour la rencontre d'une particule β avec un atome, la réduction de vitesse donnée par cette formule est très petite.

Des cas très intéressants de la théorie se présentent quand on considère les variations de vitesse et la distribution des particules diffusées lorsque la particule α rencontre un atome léger, par exemple un atome d'hydrogène ou d'hélium. L'étude de ces cas et des cas semblables est réservée jusqu'à ce que la question ait été examinée expérimentalement.

§ 5. *Comparaison de la diffusion simple et de la diffusion composée.*

Avant de comparer les résultats de la théorie à l'expérience, il convient d'examiner l'importance relative de la diffusion simple et de la diffusion composée dans la distribution des particules diffusées. Comme l'atome est supposé formé d'une charge centrale entourée d'une distribution uniforme de signe opposé dans une sphère de rayon R, la chance de rencontres

avec l'atome entraînant de petites déviations est très grande devant la chance d'une seule grande déviation.

Cette question de la diffusion composée a été examinée par Sir J. J. Thomson dans le mémoire déjà cité (§ 1). Avec les notations de ce mémoire, la déviation moyenne ϕ_1 due au champ de la sphère d'électricité positive de rayon R et de quantité Ne était, selon lui,

$$\phi_1 = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\mathrm{N}\ e\ \mathrm{E}}{mu^2} \cdot \frac{1}{\mathrm{R}}.$$

La déviation moyenne ϕ_2 due aux N corpuscules négatifs, supposés uniformément répartis dans la sphère, était

$$\phi_2 = \frac{16}{5} \frac{e\ \mathrm{E}}{mu^2} \cdot \frac{1}{\mathrm{R}} \sqrt{\frac{3\mathrm{N}}{2}}.$$

La déviation moyenne due à la fois à l'électricité positive et à l'électricité négative était prise égale à

$$(\phi_1 2 + \phi_2 2)^{1/2}.$$

De même, il n'est pas difficile de calculer la déviation moyenne due à l'atome à charge centrale étudié dans ce mémoire.

Comme le champ électrique radial X à une distance quelconque r du centre est donné par

$$\mathrm{X} = \mathrm{N}\ e\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{\mathrm{R}^3}\right),$$

on montre sans difficulté que la déviation (supposée petite) d'une particule électrisée due à ce champ est donnée par

$$\theta = \frac{b}{p}\left(1 - \frac{p^2}{\mathrm{R}^2}\right)^{3/2},$$

où p est la perpendiculaire abaissée du centre sur la trajectoire de la particule et b a la même valeur que précédemment. On voit que la valeur de θ croît quand p diminue, et devient grande pour les petites valeurs de ϕ.

Comme nous avons déjà vu que les déviations deviennent très grandes pour une particule passant près du centre de l'atome, il n'est évidemment pas correct de calculer la valeur moyenne en supposant θ petit.

Si l'on prend R de l'ordre de 10^{-8} cm, la valeur de p correspondant à une grande déviation est, pour les particules a et β, de l'ordre de 10^{-11} cm. Comme la chance d'une rencontre entraînant une grande déviation est petite devant la chance des petites déviations, une considération simple montre que

la petite déviation moyenne n'est pratiquement pas modifiée si l'on omet les grandes déviations. Cela revient à intégrer sur la partie de la section de l'atome où les déviations sont petites, en négligeant la petite aire centrale. On montre ainsi simplement que la petite déviation moyenne est donnée par

$$\phi_1 = \frac{3\pi}{8}\frac{b}{\mathrm{R}}.$$

Cette valeur de ϕ_1 pour l'atome à charge centrale concentrée est trois fois la déviation moyenne obtenue, pour la même valeur de Ne, avec le type d'atome étudié par Sir J. J. Thomson. En combinant les déviations dues au champ électrique et aux corpuscules, la déviation moyenne est

$$(\phi_1 2 + \phi_2 2)^2 \quad \text{ou} \quad \frac{b}{2\mathrm{R}}\left(5 \cdot 54 + \frac{15 \cdot 4}{\mathrm{N}}\right)^{1/2}.$$

On verra plus loin que la valeur de N est à peu près proportionnelle au poids atomique, et vaut environ 100 pour l'or. L'effet de la diffusion par les corpuscules individuels, exprimé par le second terme de l'équation, est donc petit pour les atomes lourds devant celui du champ électrique distribué.

En négligeant le second terme, la déviation moyenne par atome est $\frac{3\pi b}{8\,\mathrm{R}}$. Nous sommes maintenant en mesure d'examiner les effets relatifs de la diffusion simple et de la diffusion composée sur la distribution des particules. Suivant le raisonnement de J. J. Thomson, la déviation moyenne θ_t après la traversée d'une épaisseur t de matière est proportionnelle à la racine carrée du nombre de rencontres, et est donnée par

$$\theta_t = \frac{3\pi b}{8\,\mathrm{R}}\sqrt{\pi \mathrm{R}^2.n.t} = \frac{3\pi b}{8}\sqrt{\pi n t},$$

où n est, comme précédemment, le nombre d'atomes par unité de volume.

La probabilité p_1, pour la diffusion composée, que la déviation de la particule soit supérieure à ϕ est égale à $e^{-\phi^2/\theta_t 2}$. Par conséquent

$$\phi^2 = -\frac{9\pi^3}{64} b^2 n t \log p_1.$$

Supposons maintenant que la diffusion simple agisse seule. Nous avons vu (§ 3) que la probabilité p_2 d'une déviation supérieure à ϕ est donnée par

$$p_2 = \frac{\pi}{4} b^2.n.t \cot^2 \phi/2.$$

En comparant ces deux équations,

$$p_2 \log p_1 = - \cdot 181 \phi^2 \cot^2 \phi/2,$$

ϕ est assez petit pour que

$$\tan \phi/2 = \phi/2,$$

$$p_2 \log p_1 = - \cdot 72.$$

Si nous supposons $p_2 = \cdot 5$, alors $p_1 = \cdot 24$.

Si $p_2 = \cdot 1$, $\quad p_1 = \cdot 0004$.

Il ressort de cette comparaison que la probabilité d'une déviation donnée est toujours plus grande pour la diffusion simple que pour la diffusion composée. La différence est particulièrement marquée lorsqu'une petite fraction seulement des particules est diffusée d'un angle donné. Il résulte de là que la distribution des particules due aux rencontres avec les atomes est, pour les petites épaisseurs, principalement gouvernée par la diffusion simple. Sans doute la diffusion composée a-t-elle un certain effet d'égalisation sur la distribution des particules diffusées ; mais son effet devient relativement plus faible à mesure que diminue la fraction des particules diffusées d'un angle donné.

§ 6. *Comparaison de la théorie avec l'expérience.*

Dans la présente théorie, la valeur de la charge centrale Ne est une constante importante, et il est souhaitable de la déterminer pour différents atomes. Le plus simple pour cela est de déterminer la petite fraction des particules α ou β de vitesse connue, tombant sur un mince écran métallique, qui sont diffusées entre ϕ et $\phi + d\phi$, ϕ étant l'angle de déviation. L'influence de la diffusion composée doit être faible quand cette fraction est petite.

Des expériences en ce sens sont en cours, mais il est souhaitable de discuter dès maintenant, à la lumière de la présente théorie, les données déjà publiées sur la diffusion des particules α et β.

Les points suivants seront discutés :—

(a) La « réflexion diffuse » des particules α, c.-à-d. la diffusion des particules α d'un grand angle (Geiger et Marsden).

(b) La variation de la réflexion diffuse avec le poids atomique de la matière (Geiger et Marsden).

(c) La diffusion moyenne d'un pinceau de rayons α transmis par une mince lame métallique (Geiger).

(d) Les expériences de Crowther sur la diffusion des rayons β de différentes vitesses par divers métaux.

(*a*) Dans le mémoire de Geiger et Marsden (*loc. cit.*) sur la réflexion diffuse des particules α tombant sur diverses substances, il a été montré qu'environ 1/8000 des particules α du radium C tombant sur une plaque épaisse de platine sont diffusées en arrière, dans la direction de l'incidence. Cette fraction est déduite en supposant que les particules α sont diffusées uniformément dans toutes les directions, les observations étant faites pour une déviation d'environ 90°. La forme de l'expérience ne se prête guère à un calcul précis, mais les données disponibles permettent de montrer que la diffusion observée est à peu près celle que prévoit la théorie si l'atome de platine porte une charge centrale d'environ 100 e.

(*b*) Dans leurs expériences sur ce sujet, Geiger et Marsden ont donné le nombre relatif de particules α réfléchies de façon diffuse par des couches épaisses de différents métaux, dans des conditions semblables. Les nombres qu'ils ont obtenus sont donnés dans le tableau ci-dessous, où z représente le nombre relatif de particules diffusées, mesuré par le nombre de scintillations par minute sur un écran de sulfure de zinc.

Dans la théorie de la diffusion simple, la fraction du nombre total de particules α diffusées d'un angle donné en traversant une épaisseur t est proportionnelle à $n.\mathrm{A}^2t$, si l'on suppose la charge centrale proportionnelle au poids atomique A. Dans le cas présent, l'épaisseur de matière d'où les particules diffusées peuvent ressortir et atteindre l'écran de sulfure de zinc dépend du métal. Comme Bragg a montré que le pouvoir d'arrêt d'un atome pour une particule α est proportionnel à la racine carrée de son poids atomique, la valeur de nt pour différents éléments

Métal.	Poids atom.	z.	$z/\mathrm{A}^{3/2}$.
Plomb	207	62	208
Or	197	67	242
Platine	195	63	232
Étain	119	34	226
Argent	108	27	241
Cuivre	64	14 · 5	225
Fer	56	10 · 2	250
Aluminium . .	27	3 · 4	243
		Moyenne	233

est proportionnelle à $1/\sqrt{A}$. Dans ce cas, t représente la plus grande profondeur d'où émergent les particules α diffusées. Le nombre z de particules α diffusées en arrière par une couche épaisse est donc proportionnel à $A^{3/2}$, et $z/A^{3/2}$ doit être constant.

Pour comparer cette conséquence à l'expérience, les valeurs relatives de ce dernier quotient sont données dans la dernière colonne. Vu la difficulté des expériences, l'accord entre la théorie et l'expérience est raisonnablement bon*.

La grande diffusion simple des particules α affectera évidemment dans une certaine mesure la forme de la courbe d'ionisation de Bragg pour un pinceau de rayons α. Cet effet de la grande diffusion doit être marqué quand les rayons α ont traversé des écrans de métaux de poids atomique élevé, mais faible pour les atomes de faible poids atomique.

(*c*) Geiger a déterminé avec soin, par la méthode des scintillations, la diffusion des particules α traversant de minces feuilles métalliques, et en a déduit l'angle le plus probable dont les particules α sont déviées en traversant des épaisseurs connues de différentes sortes de matière.

Un pinceau étroit de rayons α homogènes servait de source. Après la traversée de la feuille diffusante, on mesurait directement le nombre total de particules α déviées de différents angles. L'angle pour lequel le nombre de particules diffusées était maximal était pris comme l'angle le plus probable. On a déterminé la variation de l'angle le plus probable avec l'épaisseur de matière, mais le calcul à partir de ces données est quelque peu compliqué par la variation de vitesse des particules α pendant leur traversée de la matière diffusante. L'examen de la courbe de distribution des particules α donnée dans le mémoire (*loc. cit.* p. 496) montre que l'angle dont la moitié des particules est diffusée est supérieur d'environ 20 pour cent à l'angle le plus probable.

Nous avons déjà vu que la diffusion composée peut devenir importante quand environ la moitié des particules est diffusée d'un angle donné, et il est difficile de démêler, dans ces cas, les effets relatifs des deux sortes de diffusion. On peut en faire une estimation approchée de la façon suivante :— D'après le § 5, la relation entre les probabilités p_1 et p_2 pour la diffusion composée et pour la diffusion simple est respectivement donnée par

* On a négligé dans ce calcul l'effet de la variation de vitesse lors d'une rencontre atomique.

$$p_2 \log p_1 = - \cdot 721.$$

La probabilité q des effets combinés peut, en première approximation, être prise égale à

$$q = (p_1 2 + p_2 2)^{1/2}.$$

Si $q = \cdot 5$, il s'ensuit que

$$p_1 = \cdot 2 \quad \text{et} \quad p_2 = \cdot 46.$$

Nous avons vu que la probabilité p_2 d'une déviation simple supérieure à ϕ est donnée par

$$p_2 = \frac{\pi}{4} n.t.b^2 \cot^2 \phi/2.$$

Comme, dans les expériences considérées, ϕ est relativement petit,

$$\frac{\phi\sqrt{p_2}}{\sqrt{\pi nt}} = b = \frac{2 \text{ N } e \text{ E}}{mu^2}.$$

Geiger a trouvé que l'angle de diffusion le plus probable des rayons α traversant une épaisseur d'or équivalente, pour le pouvoir d'arrêt, à environ $\cdot 76$ cm d'air était de 1° 40′. L'angle ϕ dont la moitié des particules α sont déviées correspond donc à 2° environ.

$$t = \cdot 00017 \text{ cm}; \quad n = 6 \cdot 07 \times 10^{22};$$

$$u \text{ (valeur moyenne)} = 1 \cdot 8 \times 10^9.$$

$$\text{E}/m = 1 \cdot 5 \times 10^{14}. \text{ e.s. unités}; \quad e = 4 \cdot 65 \times 10^{-10}.$$

Si l'on prend la probabilité de la diffusion simple égale à $\cdot 46$ et qu'on porte les valeurs ci-dessus dans la formule, la valeur de N pour l'or est 97.

Pour une épaisseur d'or équivalente, pour le pouvoir d'arrêt, à $2 \cdot 12$ cm d'air, Geiger a trouvé un angle le plus probable de 3° 40′. Dans ce cas $t = \cdot 00047$, $\phi = 4° \cdot 4$, et la valeur moyenne de $u = 1 \cdot 7 \times 10^9$; N vaut alors 114.

Geiger a montré que l'angle de déviation le plus probable pour un atome est à peu près proportionnel à son poids atomique. Il s'ensuit que la valeur de N pour différents atomes doit être à peu près proportionnelle à leur poids atomique, du moins pour les poids atomiques compris entre l'or et l'aluminium.

Comme le poids atomique du platine est presque égal à celui de l'or, il résulte de ces considérations que la grandeur de la réflexion diffuse des particules α de plus de 90° par l'or et celle de la petite diffusion moyenne d'un pinceau de rayons traver-

sant une feuille d'or s'expliquent toutes deux dans l'hypothèse de la diffusion simple, en supposant à l'atome d'or une charge centrale d'environ 100 *e*.

(*d*) *Expériences de Crowther sur la diffusion des rayons β.* — Examinons maintenant dans quelle mesure les résultats expérimentaux de Crowther sur la diffusion des particules β de différentes vitesses par divers matériaux peuvent s'expliquer par la théorie générale de la diffusion simple. Dans cette théorie, la fraction p des particules β déviées d'un angle supérieur à ϕ est donnée par

$$p = \frac{\pi}{4} n.t.b^2 \cot^2 \phi/2.$$

Dans la plupart des expériences de Crowther, ϕ est assez petit pour qu'on puisse, sans grande erreur, remplacer tan $\phi/2$ par $\phi/2$. Par conséquent

$$\phi^2 = 2\pi n.t.b^2 \quad \text{si } p = 1/2.$$

Dans la théorie de la diffusion composée, nous avons déjà vu que la chance p_1 pour que la déviation des particules soit supérieure à ϕ est donnée par

$$\phi^2 / \log p_1 = -\frac{9\pi^3}{64} n.t.b^2.$$

Comme, dans les expériences de Crowther, on déterminait l'épaisseur t de matière pour laquelle $p_1 = 1/2$,

$$\phi^2 = \cdot 96\pi ntb^2.$$

Pour une probabilité de 1/2, les théories de la diffusion simple et de la diffusion composée sont donc identiques dans leur forme générale, mais diffèrent par une constante numérique. Il est ainsi clair que les principales relations de la théorie de la diffusion composée de Sir J. J. Thomson, vérifiées expérimentalement par Crowther, valent aussi bien dans la théorie de la diffusion simple.

Par exemple, si t_m est l'épaisseur pour laquelle la moitié des particules sont diffusées d'un angle ϕ, Crowther a montré que $\phi/\sqrt{t_m}$ et aussi $\frac{mu^2}{\mathrm{E}} \cdot \sqrt{t_m}$ étaient constants pour une matière donnée quand ϕ était fixé. Ces relations valent aussi dans la théorie de la diffusion simple. Malgré cette apparente similitude de forme, les deux théories sont fondamentalement différentes. Dans un cas, les effets observés sont dus aux effets cumulés de petites déviations, tandis que dans l'autre les grandes déviations sont supposées résulter d'une seule rencontre. La distribution des particules diffusées est entière-

ment différente dans les deux théories lorsque la probabilité d'une déviation supérieure à ϕ est petite.

Nous avons déjà vu que la distribution des particules α diffusées à divers angles a été trouvée par Geiger en accord substantiel avec la théorie de la diffusion simple, mais ne peut s'expliquer par la seule théorie de la diffusion composée. Comme il y a tout lieu de croire que les lois de diffusion des particules α et β sont très semblables, la loi de distribution des particules β diffusées devrait être la même que pour les particules α pour les petites épaisseurs de matière. Comme la valeur de mu^2/E pour les particules β est dans la plupart des cas beaucoup plus petite que la valeur correspondante pour les particules α, la chance de grandes déviations simples pour les particules β qui traversent une épaisseur donnée de matière est beaucoup plus grande que pour les particules α. Comme, dans la théorie de la diffusion simple, la fraction du nombre de particules déviées d'un angle donné est proportionnelle à kt, où t est l'épaisseur, supposée petite, et k une constante, le nombre de particules non déviées de cet angle est proportionnel à $1 - kt$. Partant de considérations fondées sur la théorie de la diffusion composée, Sir J. J. Thomson a déduit que la probabilité d'une déviation inférieure à ϕ est proportionnelle à $1 - e^{-\mu/t}$, où μ est une constante pour une valeur donnée de ϕ.

L'exactitude de cette dernière formule a été éprouvée par Crowther en mesurant électriquement la fraction I/I_0 des particules β diffusées qui passaient par une ouverture circulaire sous-tendant un angle de 36° avec la matière diffusante. Si

$$\mathrm{I}/\mathrm{I}_0 = 1 - e^{-\mu/t},$$

la valeur de I devrait d'abord décroître très lentement quand t augmente. Crowther, en prenant l'aluminium pour matière diffusante, indique que la variation de I/I_0 était en bon accord avec cette théorie pour les petites valeurs de t. D'autre part, si la diffusion simple est présente, comme c'est sans aucun doute le cas pour les rayons α, la courbe donnant la relation entre I/I_0 et t devrait être à peu près linéaire au début. Les expériences de Madsen* sur la diffusion des rayons β, bien que faites avec une épaisseur d'aluminium moins petite que celle de Crowther, appuient certainement une telle conclusion. Vu l'importance du point en litige, de nouvelles expériences sur cette question sont souhaitables.

* Phil. Mag. xviii. p. 909 (1909).

Élément.	Poids atomique.	$\phi/\sqrt{t_m}$.	N.
Aluminium	27	$4 \cdot 25$	22
Cuivre	$63 \cdot 2$	$10 \cdot 0$	42
Argent	108	$15 \cdot 4$	78
Platine	194	$29 \cdot 0$	138

D'après le tableau donné par Crowther de la valeur de $\phi/\sqrt{t_m}$ pour différents éléments et pour des rayons β de vitesse $2 \cdot 68 \times 10^{10}$ cm par seconde, on peut calculer les valeurs de la charge centrale Ne dans la théorie de la diffusion simple. On suppose, comme dans le cas des rayons α, que pour la valeur donnée de $\phi/\sqrt{t_m}$ la fraction des particules β déviées par diffusion simple d'un angle supérieur à ϕ est de $\cdot 46$ au lieu de $\cdot 5$.

Les valeurs de N calculées d'après les données de Crowther sont données ci-dessous.

On se souviendra que les valeurs de N pour l'or déduites de la diffusion des rayons α étaient, dans deux calculs, 97 et 114. Ces nombres sont un peu plus petits que les valeurs données ci-dessus pour le platine (soit 138), dont le poids atomique diffère peu de celui de l'or. Compte tenu des incertitudes du calcul à partir des données expérimentales, l'accord est assez étroit pour indiquer que les mêmes lois générales de la diffusion valent pour les particules α et β, malgré les grandes différences de vitesse et de masse relatives de ces particules.

Comme dans le cas des rayons α, la valeur de N devrait être déterminée le plus simplement, pour un élément donné, en mesurant la petite fraction des particules β incidentes diffusées d'un grand angle. On évitera ainsi les erreurs possibles dues à la petite diffusion.

Les données de diffusion pour les rayons β, aussi bien que pour les rayons α, indiquent que la charge centrale d'un atome est à peu près proportionnelle à son poids atomique. Ceci s'accorde avec les déductions expérimentales de Schmidt*. Dans sa théorie de l'absorption des rayons β, il supposait qu'en traversant une mince lame de matière, une petite fraction α des particules est arrêtée, et une petite fraction β

* *Annal. d. Phys.* iv. 23. p. 671 (1907).

réfléchie ou diffusée en arrière dans la direction d'incidence. En comparant les courbes d'absorption de différents éléments, il a déduit que la valeur de la constante β pour différents éléments est proportionnelle à $n\mathrm{A}^2$, où n est le nombre d'atomes par unité de volume et A le poids atomique de l'élément. C'est exactement la relation à laquelle on doit s'attendre, dans la théorie de la diffusion simple, si la charge centrale d'un atome est proportionnelle à son poids atomique.

§ 7. *Considérations générales.*

En comparant à l'expérience la théorie esquissée dans ce mémoire, on a supposé que l'atome est formé d'une charge centrale supposée concentrée en un point, et que les grandes déviations simples des particules α et β sont dues principalement à leur passage dans le champ central intense. On a négligé l'effet de la charge compensatrice, égale et opposée, supposée uniformément répartie dans une sphère. Examinons maintenant brièvement quelques-uns des faits qui appuient ces hypothèses. Pour fixer les idées, considérons le passage d'une particule α rapide à travers un atome possédant une charge centrale positive Ne, entourée d'une charge compensatrice de N électrons. Si l'on se rappelle que la masse, la quantité de mouvement et l'énergie cinétique de la particule α sont très grandes devant les valeurs correspondantes pour un électron en mouvement rapide, il ne semble pas possible, d'après des considérations dynamiques, qu'une particule α soit déviée d'un grand angle en s'approchant d'un électron, même si celui-ci est en mouvement rapide et soumis à de fortes forces électriques. Il semble raisonnable de supposer que la chance de déviations simples d'un grand angle dues à cette cause, si elle n'est pas nulle, doit être extrêmement petite devant celle qui est due à la charge centrale.

Il est intéressant d'examiner dans quelle mesure les faits expérimentaux éclairent la question de l'étendue de la distribution de la charge centrale. Supposons, par exemple, la charge centrale composée de N charges unités, réparties dans un volume tel que les grandes déviations simples soient dues principalement aux charges constituantes, et non au champ extérieur produit par l'ensemble. On a montré (§ 3) que la fraction des particules α diffusées d'un grand angle est proportionnelle à $(\mathrm{N}\,e\,\mathrm{E})^2$, où N$e$ est la charge centrale concentrée en un point et E la charge de la particule déviée. Si, au contraire, cette charge est répartie en charges unités, la fraction des particules α diffusées d'un angle donné est proportionnelle à $\mathrm{N}\,e^2$ au lieu de N^2e^2. Dans ce calcul, on a négligé l'influence de la masse de la particule constituante, et

l'on n'a tenu compte que de son champ électrique. Comme on a montré que la valeur de la charge centrale ponctuelle de l'or doit être d'environ 100, la valeur de la charge distribuée nécessaire pour produire la même proportion de déviations simples d'un grand angle devrait être d'au moins 10 000. Dans ces conditions, la masse de la particule constituante serait petite devant celle de la particule α, et l'on se heurte à la difficulté de produire la moindre grande déviation simple. De plus, avec une charge distribuée aussi grande, l'effet de la diffusion composée devient relativement plus important que celui de la diffusion simple. Par exemple, la petite déviation probable d'un pinceau de particules α traversant une mince feuille d'or serait beaucoup plus grande que celle observée expérimentalement par Geiger (§ *b*–*c*). La grande et la petite diffusion ne pourraient plus alors s'expliquer en supposant une charge centrale de même valeur. À considérer l'ensemble des faits, il semble plus simple de supposer que l'atome contient une charge centrale répartie dans un très petit volume, et que les grandes déviations simples sont dues à la charge centrale prise dans son ensemble, et non à ses constituants. En même temps, les faits expérimentaux ne sont pas assez précis pour exclure la possibilité qu'une petite fraction de la charge positive soit portée par des satellites s'étendant à quelque distance du centre. On pourrait éclaircir ce point en examinant si la même charge centrale est nécessaire pour expliquer les grandes déviations simples des particules α et β ; car la particule α doit s'approcher beaucoup plus près du centre de l'atome que la particule β de vitesse moyenne pour subir la même grande déviation.

L'ensemble des données disponibles indique que la valeur de cette charge centrale pour différents atomes est à peu près proportionnelle à leur poids atomique, du moins pour les atomes plus lourds que l'aluminium. Il sera du plus grand intérêt d'examiner expérimentalement si une relation aussi simple vaut aussi pour les atomes plus légers. Dans les cas où la masse de l'atome déviant (par exemple hydrogène, hélium, lithium) ne diffère pas beaucoup de celle de la particule α, la théorie générale de la diffusion simple devra être modifiée, car il faut tenir compte des mouvements de l'atome lui-même (voir § 4).

Il est intéressant de noter que Nagaoka* a étudié mathématiquement les propriétés d'un atome « saturnien », qu'il supposait formé d'une masse centrale attractive entourée d'anneaux d'électrons en rotation. Il a montré qu'un tel

* Nagaoka, Phil. Mag. vii. p. 445 (1904).

système était stable si la force attractive était grande. Du point de vue adopté dans ce mémoire, la chance d'une grande déviation serait pratiquement la même, que l'atome soit considéré comme un disque ou comme une sphère. On peut remarquer que la valeur approchée trouvée pour la charge centrale de l'atome d'or ($100\,e$) est à peu près celle qu'on attendrait si l'atome d'or était formé de 49 atomes d'hélium portant chacun une charge $2\,e$. Ce n'est peut-être qu'une coïncidence, mais elle est certainement suggestive, vu l'expulsion par la matière radioactive d'atomes d'hélium porteurs de deux charges unités.

Les conséquences de la théorie examinées jusqu'ici sont indépendantes du signe de la charge centrale, et l'on n'a pas encore pu obtenir de preuve décisive permettant de déterminer si elle est positive ou négative. Il sera peut-être possible de trancher la question du signe en considérant la différence des lois d'absorption de la particule β à attendre dans les deux hypothèses, car l'effet du rayonnement dans la réduction de vitesse de la particule β devrait être beaucoup plus marqué avec un centre positif qu'avec un centre négatif. Si la charge centrale est positive, on voit aisément qu'une masse chargée positivement, libérée au centre d'un atome lourd, acquerrait une grande vitesse en se déplaçant dans le champ électrique. On pourrait peut-être expliquer ainsi la grande vitesse d'expulsion des particules α, sans supposer qu'elles sont initialement en mouvement rapide dans l'atome.

L'étude plus poussée de l'application de cette théorie à ces questions et à d'autres est réservée pour un mémoire ultérieur, lorsque les principales conséquences de la théorie auront été éprouvées par l'expérience. Des expériences en ce sens sont déjà en cours, menées par Geiger et Marsden.

Université de Manchester,
avril 1911.