MÉMOIRES ORIGINAUX

Une méthode électrique de numération des particules α émises par les substances radioactives ¹

Par E. RUTHERFORD et H. GEIGER

[Université de Manchester. — Laboratoire de physique.]

Le nombre total de particules α émises par 1 gramme de radium a été estimé par Rutherford ², en mesurant la charge transportée par les particules α émises par une quantité connue de radium étendu en couche mince. En supposant que chaque particule possède la charge d'un ion, $e = 5,4 \cdot 10^{-10}$ unités électrostatiques, on trouve que $6,2 \cdot 10^{10}$ particules α sont émises par seconde par un gramme de radium et quatre fois ce nombre quand le radium est en équilibre radioactif avec ses trois produits à rayons α : l'émanation, le radium A et le radium C. Pour concilier la valeur de $\frac{e}{m}$ trouvée pour la particule α avec celle que l'on pouvait attendre pour l'atome d'hélium, il fut admis ultérieurement ³ que la particule α transporte une charge égale à $2e$. Dans cette hypothèse, le nombre de particules α émises par seconde par un gramme de radium se trouve réduit à la moitié de la valeur primitivement donnée.

Le besoin d'une méthode de numération directe des particules α , indépendante de toute hypothèse sur la grandeur de leur charge, se fait sentir depuis longtemps, pour pouvoir déterminer la valeur des quantités radioactives avec le minimum d'hypothèses. Si le nombre de particules α émises par une quantité donnée de matière radioactive pouvait être déterminé par une méthode directe, la charge transportée par chaque particule pourrait alors être connue en mesurant la charge positive totale transportée par les particules α . De cette manière, il serait possible de jeter quelque lumière sur la question de savoir si les particules α transportent une charge e ou une charge $2e$ et ainsi de résoudre le problème le plus pressant de la radioactivité, c'est-à-dire de savoir si la particule α est un atome d'hélium.

Comme méthode de numération des particules α , leur propriété bien connue de produire des scintillations dans une préparation au sulfure de zinc phosphorescent se présente immédiatement. À l'aide d'un microscope, il n'est pas très difficile de compter le nombre de scintillations qui apparaissent par seconde sur un écran de surface connue exposé à une source de rayons α . Toutefois, on peut douter que chaque particule α produise une scintillation, car il est difficile d'être certain de l'homogénéité du sulfure de zinc. On ne peut avoir aucune confiance dans une telle méthode de numération des particules α (sauf pour une estimation minimum) tant qu'on n'aura pas montré que le nombre ainsi obtenu est en accord avec celui que donne quelque autre méthode différente qui ne présente pas une telle incertitude.

Il serait possible, à l'aide d'un dispositif très sensible, de déceler une seule particule α en recueillant les ions qu'elle produit le long de son parcours. Toutefois il faudrait employer un électromètre de trop longue période et si sensible qu'il serait difficile de se mettre complètement à l'abri des perturbations extérieures.

Nous avons alors eu recours à une méthode d'amplification automatique de l'effet produit par une seule particule. Dans ce but, nous avons utilisé le principe de la production de nouveaux ions par les chocs. Dans une série de mémoires, Townsend ⁴ a étudié les conditions dans lesquelles des ions peuvent être produits par les chocs contre les molécules neutres du gaz dans un champ électrique intense. L'effet est plus facile à mettre en évidence dans les gaz à la pression de quelques millimètres de mercure. Supposons que l'on observe le courant entre deux plateaux placés dans un gaz à basse pression dans le cas où ce gaz est ionisé par les rayons X. Le courant à travers le gaz, quand la différence de potentiel est faible, croît d'abord avec le champ et atteint une valeur de satu-

1. Mémoire lu à la *Royal Society* le 18 juin 1908 et communiqué par les auteurs.

2. *Phil. Mag.*, août 1905.

3. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, octobre 1906.

4. *Phil. Mag.* février 1901, juin 1902, avril 1905, septembre et novembre 1905.

ration comme on l'observe dans les gaz ionisés à la pression atmosphérique. Toutefois, quand le champ croît au-dessus d'une certaine valeur, le courant croît rapidement. Townsend a montré que cet effet est dû à la production de nouveaux ions dans le gaz par les chocs des ions négatifs contre les molécules du gaz. Pour un plus grand accroissement du champ, quand ce champ s'approche de la valeur nécessaire pour produire une décharge, les ions positifs produisent aussi de nouveaux ions, mais à un degré moindre que les négatifs. Dans de telles conditions, le faible courant à travers le gaz, produit par la source extérieure d'ionisation peut être facilement rendu quelques centaines de fois plus grand. L'accroissement du courant dépend du voltage appliqué aux plateaux et devient très grand pour une valeur très peu inférieure au potentiel disruptif.

Dans les expériences que nous avons faites pour déceler une seule particule α , le dispositif était tel que les particules α soient projetées dans un gaz à basse pression soumis à un champ électrique quelque peu inférieur au champ disruptif. De cette manière, la faible ionisation produite par une particule α en traversant le gaz, pouvait être amplifiée de quelques milliers de fois. Le courant, produit brusquement à travers le gaz par l'arrivée d'une particule α dans l'appareil de mesure était ainsi suffisamment accru pour donner un déplacement mesurable à l'aiguille d'un électromètre ordinaire.

Dispositif expérimental. — Le dispositif expérimental est indiqué figure 1. L'appareil de mesure consistait en un cylindre de laiton A de 15 à 25 centimètres de long, 1,7 centimètre de diamètre intérieur, avec un fil central isolé B, passant à travers des bouchons d'ébonite aux extrémités. Le fil B avait dans la plupart des expériences un diamètre de

Fig. 1.

0,45 millimètre. Le cylindre, muni d'un manomètre, était vidé à une pression de 2 à 5 centimètres de mercure. Le fil central était relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre Dolezalek et le tube extérieur au pôle négatif d'une forte batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle était au sol. Dans le bouchon d'ébonite C, était fixé un court tube

1. Si le tube était relié au pôle positif de la batterie, l'accroissement du courant par les chocs ne deviendrait appréciable qu'au voisinage du potentiel disruptif. Quand il est relié au pôle négatif l'accroissement se produit plus graduellement et le réglage est beaucoup plus facile.

de verre D de 5 millimètres de diamètre intérieur, dans l'extrémité duquel se trouvait un diaphragme circulaire d'environ 1,5 centimètre de diamètre. Ce diaphragme, à travers lequel les particules α pénétraient dans l'appareil de mesure, était recouvert d'une mince feuille de mica mastiquée sur l'extrémité du tube. Dans la plupart des expériences, l'épaisseur du mica était équivalente, au point de vue du pouvoir d'arrêt de la particule α , à environ 5 millimètres d'air à la pression atmosphérique. Sur le tube D était fixé un large tube de caoutchouc, à l'autre extrémité duquel était fixé un long tube de verre E de 450 centimètres de longueur et de 2,5 centimètres de diamètre. Un gros robinet F dont le canal avait 1 centimètre de diamètre était fixé à l'extrémité du tube de verre près de l'appareil détecteur. L'autre extrémité du long tube de verre était fermée par un bouchon rodé G.

La marche générale d'une expérience était la suivante. La différence de potentiel était réglée de telle façon que l'ionisation due à une source extérieure de rayons γ , dans l'appareil de mesure, soit amplifiée de plusieurs milliers de fois par les chocs. Le tube de radium, qui servait comme source de rayons γ était alors enlevé. Dans les conditions ordinaires, en l'absence de toute source d'ionisation extérieure, un faible courant passait toujours à travers le gaz. Pour empêcher le mouvement continu de l'électromètre qui en provenait, une résistance à substance radioactive était adjointe au système. Elle consistait en deux plateaux parallèles isolés, le plateau supérieur étant relié à l'électromètre, le plateau inférieur étant au sol. Une couche de matière radioactive était placée sur le plateau inférieur. Quand le potentiel de l'aiguille de l'électromètre augmentait, un équilibre était bientôt atteint entre le courant fourni à l'électromètre et la fuite entre les plateaux, à travers le gaz ionisé. Ce dispositif était de grande importance, car il servait à éliminer les perturbations dues à des effets électrostatiques ou à des variations lentes de la force électromotrice de la batterie. Toute variation brusque du potentiel de l'électromètre, due par exemple à l'arrivée d'une particule α dans l'appareil de mesure, se traduit par une brusque impulsion *balistique* de l'aiguille de l'électromètre. Par suite de la fuite, l'aiguille revient en quelques secondes à sa position primitive.

La matière active, étendue en couche mince de moins de 1 cm² de surface, était fixée à l'une des extrémités d'un cylindre creux de fer doux que l'on pouvait déplacer le long du tube de verre à l'aide d'un électro-aimant. Le tube de verre était vidé à l'aide d'une pompe Fleuss et, si cela était nécessaire, à une pression encore plus basse, au moyen d'un tube de charbon de noix de coco plongé dans l'air liquide.

Quant le robinet était fermé, aucune particule α ne pouvait entrer dans l'appareil de mesure et l'on pou-

vait ainsi essayer la stabilité de l'électromètre de temps en temps au cours d'une expérience. En ouvrant le robinet, une petite fraction du nombre de particules α émises par seconde passaient à travers l'ouverture du cylindre détecteur. Pratiquement, on a trouvé commode de régler l'intensité de la matière active et sa distance à l'ouverture de telle manière que trois à cinq particules α entrent par minute dans le cylindre détecteur. Il était difficile d'en compter avec certitude un nombre plus grand, car l'aiguille n'avait pas le temps de revenir au repos entre les impulsions successives.

L'exemple suivant montre le caractère des observations. La source de rayons α était dans ce cas une plaque métallique d'environ $0,5 \text{ cm}^2$ de surface, rendue active par une exposition de quelques heures à une grande quantité d'émanation du radium. Quinze minutes après sa sortie de l'émanation, la radiation α de la plaque est entièrement due au radium C. La matière active est sous forme de couche mince, de sorte que toutes les particules α sont émises avec la même vitesse. L'intensité de la radiation du radium C diminue avec le temps, de moitié en une heure environ au début et plus rapidement ensuite. Dans ce cas particulier, le tube détecteur était rempli d'acide carbonique sous la pression de 4,2 cms. La force électromotrice était de 1520 volts. La plaque active était distante de 550 centimètres de l'ouverture dont le diamètre était de 1,25 mm. Des observations du nombre et de la grandeur des impulsions dues aux particules α ont été poursuivies pendant 10 minutes. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant.

	Nombre d'impulsions.	Grandeur des elongations successives en divisions de l'échelle.
1 ^{re} minute. . .	4	11, 12, 10, 11
2 ^e — . . .	4	10, 11, 8
3 ^e — . . .	5	10, 9, 15, 8, 12
4 ^e — . . .	4	18*, 8, 12
5 ^e — . . .	5	10, 6, 10
6 ^e — . . .	4	9, 10, 12, 11
7 ^e — . . .	2	10, 11
8 ^e — . . .	5	11, 15, 8
9 ^e — . . .	5	8, 20*
10 ^e — . . .	4	8, 12, 14, 6
Moyenne par minute = 5,5		Elongation moyenne = 10 divisions.

Chaque division de l'échelle avait 2,5 millimètres. L'intensité de la radiation α diminuait d'environ 15 pour 100 pendant la durée d'une observation.

Quand le robinet était fermé, de telle sorte qu'aucune particule α ne pouvait entrer dans le cylindre détecteur, l'aiguille de l'électromètre était très fixe, le déplacement maximum de l'aiguille à partir du zéro

pendant 10 minutes ne dépassant pas trois divisions. Deux ou trois elongations seulement d'une telle amplitude se produisaient pendant cet intervalle de temps. Nous voyons, d'après le tableau, que l'elongation moyenne observée quand le robinet était ouvert était de 10 divisions¹. Toutes les elongations inférieures à trois divisions ont été omises. Sauf les deux nombres marqués d'astérisques, chacune des elongations données dans le tableau est due à une seule particule α . Les deux grandes elongations marquées d'astérisques sont dues à la superposition des effets séparés dus à l'arrivée successive de deux particules α dans le cylindre détecteur, à quelques secondes d'intervalle. Ceci se voyait très bien au mouvement particulier du spot sur l'échelle. Quand l'aiguille de l'électromètre se déplaçait lentement par suite de l'elongation produite par une particule α , une seconde impulsion lui était communiquée par l'arrivée d'une autre particule α et augmentait la rapidité de son mouvement. De telles impulsions doubles se produisaient de temps en temps et se reconnaissaient facilement pourvu que l'intervalle entre l'arrivée successive des particules α ne soit pas inférieur à une seconde.

On remarquera que le nombre de particules α entrant par minute à travers l'ouverture et l'intervalle entre deux impulsions successives varient dans de très grandes limites. Ce résultat peut être prévu par la théorie des probabilités. Nous pouvons regarder une source constante de rayons α comme projetant des particules α uniformément dans toutes les directions en quantité sensiblement constante. Le nombre de particules projetées par minute à travers une petite ouverture située à quelque distance est constant en moyenne si l'on compte un grand nombre d'impulsions. Quand on n'en compte qu'un petit nombre dans un court intervalle de temps, ce nombre est soumis à des variations considérables, l'écart probable relatif entre le nombre observé et la valeur moyenne correcte étant d'autant plus grand que le nombre de particules α qui passent pendant un temps donné est plus petit. Ce point est d'un grand intérêt et très important; il sera discuté plus loin en détail. Il nous suffit ici de dire que la variation du nombre observé par minute est bien dans les limites que l'on peut prévoir d'après les lois générales des probabilités.

On peut voir que les elongations produites par une particule α sont quelque peu variables. On peut s'attendre à un tel résultat pour plusieurs raisons. En premier lieu, les particules α ne passent pas toutes le long du tube détecteur à la même distance de l'axe. L'accroissement de l'ionisation est moindre pour celles qui passent plus près du fil central. De plus, comme on le verra plus loin, il y a toujours une dis-

¹ La grandeur de l'elongation due à une seule particule α dépend de la différence de potentiel appliquée; on peut la faire varier dans de grandes limites.

persion des rayons α par l'écran de mica et par le gaz du cylindre détecteur A. Cette dispersion tend à ouvrir le pinceau de rayons dans ce cylindre et, par conséquent à introduire des différences encore plus grandes entre les effets produits par les particules α individuelles.

Détection des particules α de l'uranium, du thorium, du radium et de l'actinium.

Les impulsions observées sont bien dues aux particules α . On peut le voir en interposant sur leur trajet des écrans d'épaisseur convenable; les impulsions cessent quand l'épaisseur est telle que les particules α sont arrêtées. Dans les conditions habituelles l'effet des rayons β est négligeable.

On peut observer l'émission de rayons α par les différentes substances qui en émettent. On trouve les mêmes courbes

Fig. 2.

de décroissance du rayonnement que par la méthode ordinaire. Pour le radium débarrassé d'émanation, on observe une augmentation du rayonnement due à l'occlusion de l'émanation.

Pour les substances faiblement actives, les auteurs ont employé un appareil spécial (fig. 2) dans lequel l'ouverture a environ 1 centimètre de diamètre; la substance active R est placée à 5 centimètres de cette ouverture et l'écran de mica est supprimé.

Difficultés expérimentales.

Dans les expériences préliminaires, les appareils avaient des dimensions différentes de celles qui ont été indiquées. Le tube détecteur A (fig. 1) était de plus grand diamètre. Le robinet étant fermé, on observait de grandes elongations dues à une radioactivité faible des parois. Le nombre de ces grandes impulsions qui proviennent de particules α traversant le tube dans une direction voisine de son axe, diminue extrêmement vite quand on diminue le diamètre du tube.

Il semblait également y avoir intérêt à rendre ce tube aussi long que possible pour que les rayons α puissent y terminer leur parcours, dans un gaz à pression très faible pour éviter l'emploi d'une différence de potentiel trop grande. Avec un tel tube, on observe des elongations de grandeurs très différentes, quelle que soit la finesse du pinceau de rayons α . Une série d'expériences spéciales a montré que cet effet était dû à la dispersion des rayons α par l'écran de mica et par le gaz. Par suite de cette dispersion, des particules étaient arrêtées par les parois et donnaient lieu à des elongations plus petites que celles qui traversaient le tube dans toute sa longueur. En prenant un tube plus court, on diminue beaucoup l'influence de cet effet de dispersion.

Nombre de particules α émises par le radium.

Une série d'expériences a été faite pour déterminer aussi exactement que possible, par la méthode électrique, le nombre de particules α émises par seconde par 1 gramme de radium. Le dispositif expérimental était semblable à celui qui est représenté (fig. 1). Une source de rayons α homogènes était placée à une

distance convenable du cylindre détecteur et le nombre moyen de particules α passant par le diaphragme par minute était déterminé en comptant les impulsions de l'aiguille de l'électromètre.

Soit Q le nombre moyen de particules α émises par seconde par la source, constituée par une couche mince de matière active. Soit A la surface en centimètres carrés du diaphragme et r , la distance en centimètres de la source d'émission à ce diaphragme. L'expérience a montré que les particules α sont projetées en moyenne uniformément dans toutes les directions. Par conséquent, la fraction du nombre total de particules α émises par la source qui entre dans le cylindre détecteur est égale au rapport de la surface du diaphragme à la surface de la sphère qui a pour rayon la distance de la source au diaphragme. Le nombre moyen n de particules α qui traversent ce diaphragme par seconde est donc :

$$n = \frac{QA}{4\pi r^2} \quad (1)$$

Cette expression est valable quelle que soit la distribution de la matière active si ses dimensions sont petites par rapport à la distance r , pourvu que les particules lancées par chaque élément de surface de la source puissent passer directement dans le diaphragme....

Après quelques expériences préliminaires faites avec du radium, on a décidé d'employer le radium C comme source de rayons α pour les expériences de numération. Si un corps est exposé pendant environ trois heures à l'émanation du radium, l'activité induite sur ce corps atteint un maximum. Quinze minutes après que l'on a enlevé le corps de l'émanation, la radiation due au radium A a pratiquement disparu et la radiation α est alors due entièrement au radium C. Dans ces conditions, toutes les particules α sont lancées avec la même vitesse et ont, dans l'air, un parcours de 7 centimètres. L'emploi du radium C a de nombreux avantages. Le dépôt actif est sous forme de couche extrêmement mince et on peut faire varier facilement la quantité de matière active déposée en modifiant la quantité d'émanation ou la surface qui lui est exposée. Toutefois, le principal avantage consiste en ce que la quantité de matière active présente peut se mesurer facilement et avec certitude en fonction de l'étalon de radium¹. Les rayons γ pénétrants émis par le radium en équilibre radioactif proviennent entièrement du radium C. Par conséquent, en comparant l'activité du dépôt actif avec l'étalon de radium, la quantité de radium C présente est connue en fonction de la quantité de radium C en équi-

1. L'étalon de radium employé dans ces expériences est déjà en usage depuis plusieurs années. C'est une partie d'un échantillon de radium qui donne un dégagement de chaleur de 110 calories par heure et par gramme.

libre avec 1 gramme de radium. Le principal défaut de l'emploi de ce produit est que son activité diminue rapidement, tombant de moitié en environ une heure et à 14 pour 100 du maximum en deux heures.

La forme du corps activé par exposition à l'émanation doit être telle que chaque élément de la surface active, quand il est en position dans le tube de verre, soit vu de l'ouverture du diaphragme. Des exemples de surfaces employées sont donnés (fig. 5) : *a* et *b* sont en verre, *c* est une lame de verre ou de fer, les lignes pointillées représentent la limite inférieure du dépôt

Fig. 5.

actif. L'émanation mélangée avec 1 ou 2 cm³ d'air était recueillie sur le mercure dans l'extrémité du tube A (fig. 5). Le corps B à activer était fixé à un tube de verre en U et introduit dans l'émanation par la cuve à mercure T. Après une durée d'exposition d'au moins trois heures, le corps activé était enlevé et immédiatement mesuré en fonction de l'étalement au radium à l'aide d'un électroscope à rayons γ fixe. La source active était alors placée dans le tube de verre qui était vidé à faible pression. Pour suivre les variations d'activité de la source, on employait un second électroscope à rayons γ qui pouvait se déplacer et qui permettait de mesurer l'activité de la source *in situ*. Dans les expériences de numération, le corps actif était rapproché du cylindre détecteur à mesure qu'il diminuait d'activité. L'électroscope était aussi déplacé de manière à ce qu'il se trouve toujours directement sur le corps actif et à même distance. A la fin des expériences de numération, le corps actif était retiré du tube et l'on déterminait encore son activité γ à l'aide de l'électroscope fixe. De cette manière on obtenait un contrôle complet de l'activité ainsi qu'une détermination directe de la courbe de décroissance de la substance active.

La marche générale d'une expérience était la suivante. Après avoir mesuré avec précision l'activité γ , on observait le nombre d'impulsions d'une manière continue pendant 10 minutes. L'activité γ était de nouveau mesurée et l'on comptait encore pendant 10 minutes et ainsi de suite. Quand le nombre de

particules α traversant l'ouverture était tombé à une ou deux par minute, on rapprochait le corps actif de l'ouverture et l'on continuait ainsi les expériences pendant environ deux heures.

Le tableau suivant donne les résultats obtenus avec la même source qui diminuait d'activité. Le cylindre détecteur contenait de l'air sous la pression de 5,75 cms. et la différence de potentiel appliquée était de 1200 volts. Le diamètre de l'ouverture était de 1,25 mm.

Distance du corps actif à l'ouverture.	Activité γ moyenne de la source.	Nombre d'impulsions observé en 10 min.	Nombre de particules α émises par gramme.
550 cms.	0,509 mgr. Ra	45	$3,06 \times 10^{10}$
550	0,154 —	25	$3,55 \times 10^{10}$
550	0,11 —	16	$2,96 \times 10^{10}$
150	0,055 —	49	$3,45 \times 10^{10}$
150	0,051 —	25	$3,11 \times 10^{10}$
Nombre total d'impulsions = 160. Moyenne = $3,18 \times 10^{10}$.			

La deuxième colonne donne l'activité moyenne γ de la source en milligrammes de bromure de radium pur en équilibre. La quatrième colonne donne le nombre total de particules α émises, par seconde, par le radium C contenu dans 1 gramme de radium en équilibre. Ce nombre est calculé de la manière suivante. Nous avons montré (relation 1) que le nombre total Q de particules α émises par seconde par la source est :

$$Q = \frac{4\pi r^2}{A} n.$$

Le nombre total Q_0 qui serait émis pour une activité correspondant à 1 gramme de radium est :

$$Q_0 = \frac{Q}{\rho} = \frac{4\pi r^2}{A} \cdot \frac{n}{\rho},$$

où ρ est l'activité γ de la source en grammes de radium. Puisque n et ρ sont déterminés par l'expérience, que r et A sont connus, on peut calculer Q_0 . Les valeurs calculées pour Q_0 pour chaque expérience sont données dans la quatrième colonne et peuvent servir pour la comparaison des différentes observations¹. La valeur de $\frac{4\pi r^2}{A}$ pour les trois premières expériences à la distance de 550 cms. est de $1,25 \times 10^8$, c'est-à-dire qu'en moyenne, sur 125 000 000 de particules α émises par la source, une seule passe à travers l'ouverture.

Au cours des expériences, nous avons vérifié, autant que possible, l'exactitude des hypothèses dont dépend la détermination du nombre de particules α

1. Étant donnée la variation probable, on ne peut s'attendre à ce que les nombres de la quatrième colonne concordent très exactement.

émises par 1 gramme de radium. Les points examinés sont résumés ci-dessous :

1° Pour une intensité donnée de la radiation à une distance donnée, le nombre moyen d'impulsions observées à l'électromètre est indépendant de la pression ou de la nature du gaz et aussi de l'amplification de l'ionisation ;

2° Le nombre de particules α traversant le diaphragme est proportionnel à l'activité de la source (mesurée par les rayons γ) et inversement proportionnel au carré de la distance de la source au diaphragme, dans les limites des expériences, c'est-à-dire de 375 à 100 centimètres ;

3° Pour une intensité donnée de la radiation à une distance donnée, le nombre de particules α entrant dans le cylindre détecteur est proportionnel à la surface du diaphragme ;

4° En employant le radium C comme source de rayons, les particules α sont, en moyenne, projetées uniformément dans toutes les directions. Ceci a été vérifié en observant que, dans les limites des erreurs expérimentales, le nombre calculé de particules α émises par le radium C contenu dans 1 gramme de radium est le même, que les particules α qui pénètrent dans l'ouverture aient été émises à peu près tangentiellement par la surface active, comme dans le cas de la figure 5 b, à peu près normalement, comme dans le cas de la figure 5 c, ou suivant des angles intermédiaires, comme dans le cas de la figure 5 a.

Le tableau suivant donne les résultats d'un certain

périence de ces séries est proportionnel au nombre de particules α comptées. On a trouvé que cette moyenne ne différait que peu de la moyenne arithmétique. On voit que la valeur moyenne de Q_0 pour toutes les observations est $5,28 \times 10^{10}$. Ce nombre doit subir une petite correction à laquelle il est difficile d'assigner une valeur définie. Pour rendre les elongations produites par une particule α aussi uniformes que possible, le dispositif était tel que les particules α traversent obliquement le tube détecteur. Une petite fraction des rayons α passant à travers l'ouverture était arrêtée par le fil central dont le diamètre était de 0,45 mm. En comptant le nombre de particules α , on a tendance à négliger ou à attribuer à des perturbations extérieures toutes les elongations qui sont petites par rapport à l'elongation moyenne. Ce serait le cas pour une particule α qui serait arrêtée avant d'avoir traversé la moitié du tube. En tenant compte des dimensions de l'ouverture, de celles du fil de cuivre et de la dispersion du faisceau à son passage à travers le mica et le gaz, on a estimé que cette correction ne peut être supérieure à 5 pour 100. En faisant cette correction, la valeur de Q_0 devient voisine de $5,4 \cdot 10^{10}$.

Nous en concluons, par conséquent, que, en moyenne, $5,4 \cdot 10^{10}$ particules α sont émises par seconde par le radium C présent dans 1 gramme de radium en équilibre. D'après les expériences de Bragg et les mesures de Boltwood de l'ionisation produite par les particules α de chacun des produits du radium, il semble certain que le même nombre de par-

Gaz.	Pression en cms.	Tension en volts.	Diamètre de l'ouverture.	Nombre total d'impulsions comptées	Valeur moyenne de Q_0 .
Air	3,75	1200	1,25 mm.	161	$5,20 \times 10^{10}$
CO ²	4,8	1560	1,25	59	$5,10 \times 10^{10}$
—	4,8	1560	1,25	118	$5,50 \times 10^{10}$
—	4,1	1240	1,25	95	$5,15 \times 10^{10}$
—	4,2	1520	1,92	194	$5,45 \times 10^{10}$
—	4,2	1520	1,92	150	$5,54 \times 10^{10}$
—	5,2	1520	1,92	99	$5,45 \times 10^{10}$
Moyenne = $5,28 \times 10^{10}$					

nombre d'expériences distinctes. La valeur moyenne de Q_0 pour chaque expérience complète, comprenant des observations faites pour des intensités différentes de la source à différentes distances, est donnée dans la dernière colonne.

Sauf pour la dernière expérience, dans laquelle on employait un tube de 21 cms. de long et 2,4 cms. de diamètre, le tube détecteur avait 25 cms. de long et un diamètre intérieur de 1,7 cm.

Pour la détermination de la valeur moyenne des valeurs de Q_0 données dans la dernière colonne, qui sont elles-mêmes des moyennes d'un grand nombre de séries d'expériences, le poids assigné à chaque ex-

perimentales est proportionnel au nombre de particules α comptées. On a trouvé que cette moyenne ne différait que peu de la moyenne arithmétique. On voit que la valeur moyenne de Q_0 pour toutes les observations est $5,28 \times 10^{10}$. Ce nombre doit subir une petite correction à laquelle il est difficile d'assigner une valeur définie. Pour rendre les elongations produites par une particule α aussi uniformes que possible, le dispositif était tel que les particules α traversent obliquement le tube détecteur. Une petite fraction des rayons α passant à travers l'ouverture était arrêtée par le fil central dont le diamètre était de 0,45 mm. En comptant le nombre de particules α , on a tendance à négliger ou à attribuer à des perturbations extérieures toutes les elongations qui sont petites par rapport à l'elongation moyenne. Ce serait le cas pour une particule α qui serait arrêtée avant d'avoir traversé la moitié du tube. En tenant compte des dimensions de l'ouverture, de celles du fil de cuivre et de la dispersion du faisceau à son passage à travers le mica et le gaz, on a estimé que cette correction ne peut être supérieure à 5 pour 100. En faisant cette correction, la valeur de Q_0 devient voisine de $5,4 \cdot 10^{10}$.

Nous en concluons, par conséquent, que, en moyenne, $5,4 \cdot 10^{10}$ particules α sont émises par seconde par le radium C présent dans 1 gramme de radium en équilibre. D'après les expériences de Bragg et les mesures de Boltwood de l'ionisation produite par les particules α de chacun des produits du radium, il semble certain que le même nombre de par-

Numération des scintillations.

Il est important de comparer le nombre de scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc au nombre de particules α comptées par la méthode électrique pour voir si chaque scintillation est due à une seule particule α .

Les écrans de M. F.-H. Glew ont été employés. Le sulfure est étendu en couche mince sur une mince lame de verre à travers laquelle on observe les scintillations à l'aide d'un microscope. Pour rendre la comparaison plus directe, l'appareil est le même que précédemment; le tube détecteur est supprimé et remplacé par un écran au sulfure de zinc fixé à l'extrémité du tube D (fig. 1).

Pour l'observation des scintillations, les auteurs ont suivi les indications données par Regener¹ : on éclairait légèrement l'écran pour que l'œil se maintienne au point. Le grossissement du microscope était de 50; la surface de l'écran ne couvrait que la moitié du champ. La distance était réglée pour avoir 20 à 60 scintillations par minute. Il était difficile de compter pendant plus de 2 minutes, à cause de la fatigue de l'œil. Quand le robinet était fermé, on observait quelques scintillations par minute; on retranchait leur nombre du nombre trouvé. Pratiquement, on notait le temps pendant lequel on comptait 100 scintillations.

Les résultats d'une série d'observations pour différentes intensités sont donnés dans le tableau suivant. Le nombre corrigé de scintillations observées

I Nombre calculé de particules α par minute.	II Nombre de scintillations observé par min	III Rapport du nombre observé au nombre calculé.
59	51	0,86
58	49	1,29
54	29	0,85
52	51	0,97
51	52	1,05
28	27	0,96
27	28	1,04
25	21	0,84
25	25	1,09
21	21	1,00
Nombre total = 294		Moyenne = 0,99

par minute est donné dans la colonne II. Le nombre de scintillations que l'on prévoit d'après l'intensité de la radiation est donné dans la colonne I. Le rapport calculé, en prenant $5,4 \cdot 10^{10}$ comme nombre de particules α émises par seconde et par gramme, du nombre observé au nombre calculé est donné colonne III. Le diamètre de l'ouverture était de 1,15 millimètre et cette ouverture était recouverte de mica. La distance de la source à l'ouverture était de 200 centimètres.

Une autre série d'observations a été faite avec un nouvel écran de sulfure de zinc avec une ouverture dont la surface était 5,02 fois la surface de la première et sans écran de mica.

1. *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 10-78-1908.

Nombre calculé de particules α par minute.	Nombre de scintillations obs rvé par min.	Rapport du nombre observé au nombre calculé.
56	51	0,86
54	50	0,88
51	51	1,00
50	29	0,97
27	29	1,07
Nombre total = 150		Moyenne = 0,96

En tenant compte de l'erreur probable, l'accord entre les méthodes électrique et optique de numération est sans aucun doute meilleur qu'on aurait pu s'y attendre. Le résultat montre clairement que, dans les limites de l'erreur expérimentale, chaque particule α produit une scintillation sur un écran au sulfure de zinc convenablement préparé. L'accord des deux méthodes de numération des particules α constitue, par lui-même, une bonne preuve de la précision obtenue dans la numération des particules α émises par un gramme de radium, par la méthode électrique. Il est clair, maintenant, que nous avons deux méthodes distinctes, l'une électrique, l'autre optique, pour déceler une seule particule α et que de l'emploi de chaque méthode, on peut attendre des résultats corrects pour la numération des particules α .

Puisque nous avons quelque raison de penser que la particule α est un atome d'hélium, nous avons maintenant deux méthodes distinctes pour déceler l'expulsion d'un seul atome d'hélium, l'une basée sur son effet électrique, l'autre sur la luminosité qu'il produit dans les cristaux de sulfure de zinc. Il n'est pas nécessaire ici d'entrer dans une discussion du mécanisme de production d'une scintillation. Dans une note précédente, l'un de nous¹ a indiqué qu'il y a de fortes raisons de supposer que les molécules de la préparation phosphorescente sont dissociées par la particule α et que la luminosité observée peut accompagner cette dissociation ou la recombinaison des parties dissociées qui s'en suit.

Erreur probable.

Nous avons précédemment appelé l'attention sur le fait que le nombre de particules α entrant dans une ouverture donnée est régi par les lois des probabilités. E. v. Schweidler² a appelé le premier l'attention sur le fait que, d'après la théorie des probabilités, le nombre des particules α émises par seconde par les matières radioactives doit être soumis à des fluctuations entre certaines limites. Si z est le nombre

1. RUTHERFORD. *Phil. Mag.*, juillet 1905.

2. SCHWEIDLER. *Congrès international pour l'étude de la radiologie*, Liège. 1905.

moyen d'atomes de matière active qui se brisent par seconde, l'erreur moyenne que l'on peut prévoir sur ce nombre est $\sqrt{z}$. L'existence de fluctuations dans la radiation émise par les matières actives, dont on peut prévoir la grandeur d'après cette théorie ont été mises en évidence par Kohlrausch¹, Meyer et Regener² et Hans Geiger³.

Dans la plupart des expériences décrites dans le présent mémoire, une source intense de rayons α a été employée. Si, par exemple, la source avait une activité γ égale à celle de 1 milligramme de radium, le nombre moyen de particules α émises par seconde serait de $5,4 \cdot 10^7$. L'erreur que l'on peut prévoir serait ainsi de 5850 particules et l'erreur relative $\sqrt{z}/z$, de $1/5380$.

Dans ces conditions, nous pouvons considérer la source totale comme émettant des particules α à un taux pratiquement constant. La variation probable de ce nombre est hors des limites accessibles aux méthodes ordinaires. Le cas est, toutefois, très différent quand on considère le nombre de particules α traversant une petite ouverture placée à distance de la source. Dans les expériences, le nombre de celles qui entrent dans le cylindre détecteur est compris entre deux et six par minute et le nombre de particules α comptées dans une seule expérience varie de 20 à 60. Supposant, pour plus de simplicité, que la théorie générale s'applique à ce cas, la variation probable du nombre observé autour de la moyenne est égal à $\sqrt{z}$. Ceci donne quatre à cinq particules pour 20 et sept à huit pour 60. Il n'est pas facile de comparer avec précision la théorie et l'expérience de cette manière, mais il n'y a aucun doute que les variations observées

Fig. 4.

sont du même ordre de grandeur que celles que l'on peut prévoir par les lois des probabilités.

1. KOHLRAUSCH. *Wien. Ber.*, 675-1906.

2. MEYER et REGENER. *Fer. d. D. Phys. Ges.*, n° 4, 1908.

3. GEIGER. *Phil. Mag.*, avril 1908.

Quelques expériences ont été faites, à la fois par la méthode électrique et par la méthode de scintillation pour déterminer la distribution des particules α dans le temps. Une grande quantité de particules α a été comptée, les intervalles de temps entre l'arrivée successive des particules α étant notés. Une courbe a été alors tracée dont les ordonnées représentent le nombre de particules α , et les abscisses les intervalles de temps correspondant à l'arrivée des particules α successives. On obtient une courbe semblable à la courbe de la figure 4, qui est de forme analogue à la courbe de la probabilité de distribution dans le temps. Des expériences sont en cours pour déterminer cette courbe de distribution avec autant de précision que possible pour comparer la théorie avec l'expérience.

Résumé des résultats.

1° Par l'emploi du principe de l'amplification par l'ionisation par les chocs, l'effet électrique produit par une seule particule α peut être accru suffisamment pour être facilement observable à l'aide d'un électromètre ordinaire.

2° La grandeur de l'effet électrique produit par une particule α dépend du voltage employé et on peut la faire varier dans de grandes limites.

3° Cette méthode électrique peut être employée pour compter les particules α émises par tous les types de substances actives qui émettent des rayons α .

4° En employant le radium C comme source de rayons α , le nombre total de particules α émises par seconde par 1 gramme de radium a été déterminé avec précision. Pour le radium en équilibre, ce nombre est de $5,4 \cdot 10^{10}$ pour le radium lui-même et pour chacun de ses trois produits à rayons α .

5° Le nombre de scintillations observé sur un écran au sulfure de zinc convenablement préparé, est, dans les limites de l'erreur expérimentale, égal au nombre de particules α qui y tombent, ce nombre étant déterminé par la méthode électrique. Il s'en suit que chaque particule α produit une scintillation.

6° La distribution des particules α dans le temps est régie par les lois des probabilités.

Nous avons déjà indiqué que le principe de l'amplification par les chocs peut être employé pour étendre largement les méthodes déjà délicates qui nous permettent de déceler les substances radioactives. Le calcul montre que, dans de bonnes conditions, il serait possible par cette méthode de déceler une seule particule β et conséquemment, de compter directement le nombre de particules β émises par les substances radioactives.

Des travaux sont en cours sur ce sujet et sur d'autres problèmes qui se sont posés au cours de ces recherches.

[Reçu le 29 août 1908].

(Extrait du mémoire original par M. MOULIN.)