

Madame PIERRE CURIE

Professeur à la Sorbonne
Prix Nobel de Physique
Prix Nobel de Chimie

RADIOACTIVITÉ

Tome I



PARIS
HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS
6, rue de la Sorbonne

1935

Extrait du Catalogue général

ASTON (F. W.). — Les Isotopes, avec préface de M. G. URBAIN.....	30 fr.
AUGER (P.), BAUER (E.), L. DE BROGLIE et M. COURTINES. — Les bases expérimentales immédiates de la théorie des quanta.....	10 fr.
BAUER (E.). — La théorie de Bohr.....	10 fr.
BECQUEREL (J.). — Cours de Physique.	
Tome I. <i>Thermodynamique</i>	49 fr.
Tome II. <i>Elasticité. Acoustique</i>	49 fr.
— Gravitation einsteinienne.....	7 fr.
BLACKETT (P. M. S.). — La radiation cosmique.....	35 fr.
BLOCH (E.). — L'ancienne et la nouvelle théorie des quanta.....	90 fr.
BOHR (N.). — Les spectres et la structure de l'atome.....	14 fr.
BOLL (M.). — Exposé électronique des lois de l'électricité, in-8 (14 × 23) 72 pages.....	15 fr.
— L'idée générale de la mécanique ondulatoire et de ses premières applications, in-8 (14 × 20) 74 pages.....	15 fr.
BOUTARIC (A.). — Thermodynamique et chimie, d'après la deuxième édition de l'ouvrage de Pierre DUHEM.....	70 fr.
LOUIS DE BROGLIE. — Recueil d'exposés sur les ondes et corpuscules.....	20 fr.
— Introduction à l'étude de la mécanique ondulatoire.....	85 fr.
— La théorie de la quantification dans la nouvelle mécanique, in-8 (16 × 25) xxviii-250 pages.....	70 fr.
— L'électron magnétique (Théorie de DIRAC) in-8 (16 × 25), 316 pages, 2 planches.....	100 fr.
— Sur une forme plus restrictive des relations d'incertitude, d'après MM. LANDAU et PEIERLS.....	6 fr.
— Conséquences de la relativité dans le développement de la mécanique ondulatoire.....	6 fr.
— Une nouvelle conception de la lumière.....	12 fr.
CAMPBELL (N. R.). — La théorie électrique moderne. Théorie électronique.	50 fr.
— Théorie quantique des Spectres. La relativité.....	25 fr.
— Structure de l'atome.....	28 fr.
CHWOLSON (O. D.). — Traité de physique. Cinq tomes en quatorze fascicules..	700 fr.
— La physique de 1914 à 1926. Deux volumes.....	123 fr.
DARROW (K. K.). — La synthèse des ondes et des corpuscules, in-8 (14 × 22) 56 pages.....	10 fr.
DEFRETIN (A.). — Cours d'électricité industrielle.	
Tome I. <i>L'électricité dans la science de l'ingénieur</i>	95 fr.
DRUMAUX (P.). — L'évidence de la théorie d'Einstein.....	8 fr. 50
DUCLAUX (J.). — Traité de chimie physique appliquée à la Biologie.	
Tome I, in-8 (16 × 25) 330 pages.....	70 fr.
DUVAL (C.), DUVAL (Raymonde) et DOLIQUE (Roger). — Dictionnaire de la chimie et de ses applications.....	90 fr.
EDDINGTON (Sir A.). — Etoiles et atomes.....	35 fr.
— L'univers en expansion, in-8 (14 × 19) de xii-167 pages.....	15 fr.
EINSTEIN (A.). — Les fondements de la théorie de la relativité générale. Théorie unitaire de la gravitation et de l'électricité. Sur la structure cosmologique de l'espace, in-8 (16 × 25) 112 pages avec portrait.	35 fr.

Div 1
p 302

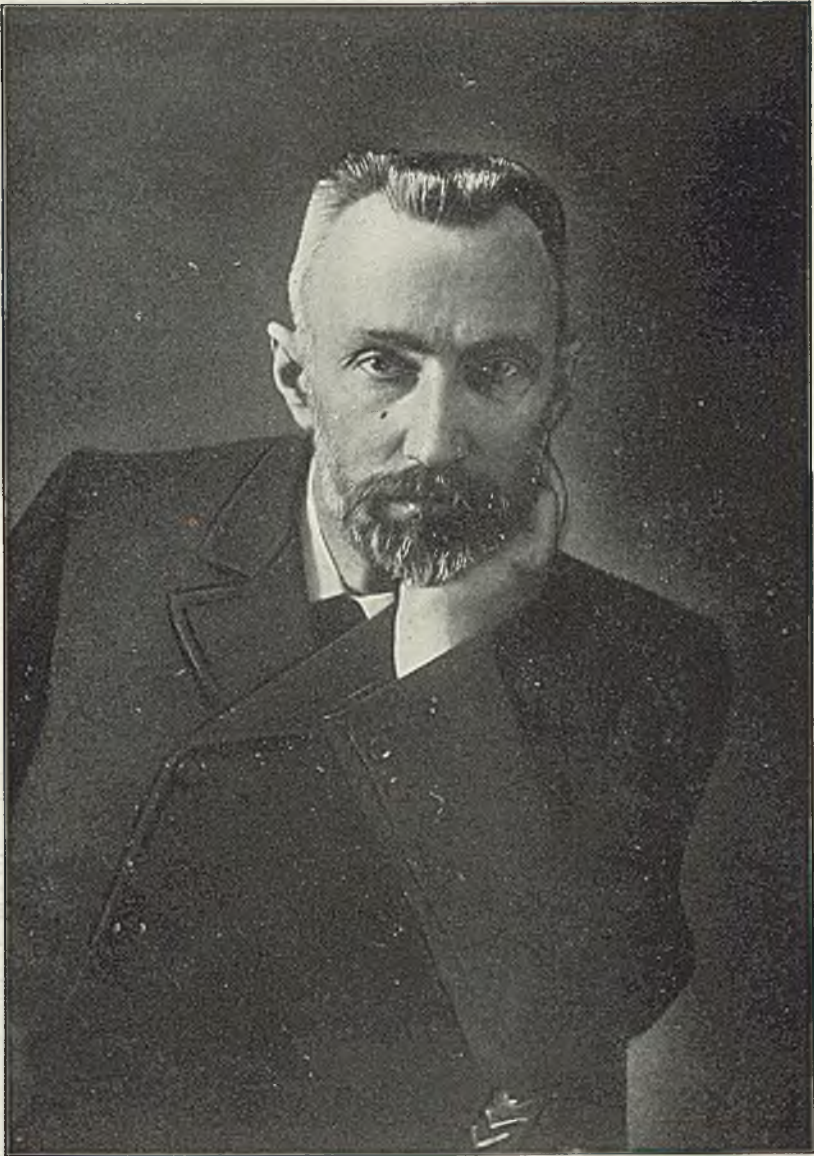
Wentworth
On History.

RADIOACTIVITÉ

I



M. Curie



B. Currier

Madame PIERRE CURIE

Professeur à la Sorbonne
Prix Nobel de Physique
Prix Nobel de Chimie

RADIOACTIVITÉ

(TOME I)



PARIS
HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS
6, rue de la Sorbonne

1935



144 910

0798195

Le manuscrit de ce livre, auquel Madame Curie a travaillé pendant plusieurs années, était terminé au moment de son décès; l'impression des épreuves était déjà commencée.

Nous nous sommes occupés de la publication de ce livre. Malgré le soin apporté à la correction des épreuves, peut-être avons-nous laissé subsister quelques erreurs qui n'auraient pas échappé à l'auteur.

Nous remercions MM. Grégoire, Guillot, Fournier, Savel et Surugue, de l'Institut de Radium, qui nous ont aidés pour la révision des épreuves et des tableaux.

Irène JOLIOT-CURIE.

Frédéric JOLIOT.

INTRODUCTION

C E livre est l'exposé de leçons professées à la Sorbonne pendant plusieurs années et modifiées chaque année de manière à tenir compte des progrès de la science. Bien que ces progrès doivent sans aucun doute poursuivre leur évolution, il paraît utile au point de vue de l'enseignement de faire, de temps en temps, un résumé des connaissances principales dans le domaine considéré. Tel est le but de cet ouvrage destiné aux étudiants et à ceux qui désirent se familiariser avec les sujets qui y sont traités, non pas dans leurs détails, mais seulement dans leurs lignes générales.

La première partie de ces leçons est un bref exposé de notions essentielles sur les ions formés dans les gaz, sur les électrons et sur les rayons qui sont produits quand les gaz, sous faible densité, sont traversés par un courant électrique. Ces notions sont si utiles pour l'étude de la radioactivité qu'il m'a paru opportun de les introduire, sous une forme compacte, dans ce livre d'enseignement dont la deuxième et principale partie est consacrée aux radioéléments et aux rayons qu'ils émettent.

* * *

Considérant cet ouvrage comme un livre d'enseignement et non comme un traité de documentation, j'ai laissé de côté la bibliographie qui est considérable. On la trouvera dans plusieurs ouvrages dont j'indique une liste à consulter. Je me suis bornée à inclure dans le texte les noms des auteurs qui ont contribué à établir les faits principaux et à fournir les idées.

Je remercie bien affectueusement M^{me} Irène Curie, pour son aide dans une partie de la rédaction, ainsi que MM. G. Fournier, Mano et R. Grégoire pour leur aide dans la mise au point des tableaux.

PREMIÈRE PARTIE

Les ions, les électrons et les rayons X

Ouvrages à consulter en ce qui concerne cette partie (chapitres I à VI) :

Traité de J. J. Thomson : *Passage de l'électricité à travers les gaz*, traduction française, Paris, 1912.

Conduction of electricity through gases, J. J. Thomson and G. P. Thomson, Cambridge, 1928.

Collection des mémoires édités par la Soc. française de Physique : *Ions, électrons, corpuscules*, Paris, 1903.

Recueil des Conférences-Rapports de documentation scientifique, volumes cités aux chapitres correspondants.

Ancienne et nouvelle théorie des quanta, E. Bloch, Paris, 1930.

CHAPITRE PREMIER

IONISATION DES GAZ. MESURE DU COURANT DANS LES GAZ IONISÉS

§ 1. Transport du courant par les ions.

Conductibilité des métaux et des électrolytes. — Rappelons brièvement les lois qui régissent la conduction électrique dans les métaux et les électrolytes.

Quand un fil métallique est le siège d'un courant électrique, l'intensité i de ce courant et la différence de potentiel V entre les extrémités du fil ont entre elles une relation exprimée par la loi d'Ohm, $V = ri$, où r est la résistance du fil qui s'exprime, en fonction de la longueur l et de la section s de celui-ci, par la formule $r = \rho l/s = l/\gamma s$; ρ est la résistivité ou résistance spécifique du métal considéré, et γ la conductivité spécifique. Faisant intervenir la densité du courant $j = i/s$, et considérant une portion de tube de courant, où le champ électrique h est uniforme, $h = V/l$, la loi d'Ohm s'écrit $j = \gamma h$. Elle exprime que, dans un conducteur métallique, la densité du courant est proportionnelle à l'intensité du champ électrique au point considéré.

Le mécanisme du passage du courant dans les métaux n'est pas encore connu avec précision. On croit cependant qu'il consiste en un déplacement d'*électrons* à l'intérieur du métal, sous l'influence du champ électrique. Le courant dans les métaux serait donc un *courant de convection*, le transport de l'électricité étant assuré en ce cas par les éléments d'électricité négative qui se déplacent sans entraînement de masse appréciable.

Conformément aux théories d'Hittorf et d'Arrhénius, le courant dans les solutions d'électrolytes est aussi un courant de convection, mais le déplacement de l'électricité est ici accompagné d'un transport de matière, régi par les lois de Faraday. La loi d'Ohm s'applique aux électrolytes comme aux métaux. Les véhicules du courant dans les électrolytes se nomment *ions*; les cations à charge positive, fournis par les atomes d'hydrogène ou de métaux, et les anions à

charge négative fournis par les atomes de métalloïdes ou les radicaux faisant fonction d'acide. Dans une solution, les ions se forment, mais peuvent aussi se recombinaer. A l'état de régime, il existe un rapport constant entre le nombre des molécules ionisées et celui des molécules neutres ; c'est le *degré de dissociation*.

Quand la concentration de la solution n'est pas uniforme dès le début, elle tend à devenir telle grâce au phénomène de *diffusion*, déterminé par l'agitation moléculaire. La diffusion ne donne pas lieu à la séparation des ions de signe contraire. Nernst a montré que leur vitesse de diffusion commune s'établit grâce à l'attraction électrique des deux couches d'ions en présence, l'avance de l'une de ces couches sur l'autre donnant naissance à la production d'un champ électrique local qui a pour effet l'égalisation des vitesses.

Quand un champ électrique est établi dans l'électrolyte, par le moyen de deux électrodes entre lesquelles existe une différence de potentiel V , les ions positifs se dirigent vers l'électrode négative ou cathode et les ions négatifs vers l'électrode positive ou anode. Ainsi est déterminé un transport d'électricité accompagné d'un transport de matière en quantité proportionnelle, suivant les lois d'électrolyse bien connues.

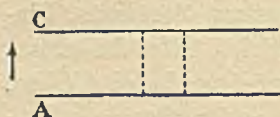


FIG. 1.

La formule fondamentale qui permet de calculer la densité de courant, s'obtient en considérant un tube de courant compris entre deux plateaux parallèles A et C entre lesquels le champ électrique uniforme est dirigé de A (anode) vers C (cathode) (fig. 1). La densité du courant j est la quantité d'électricité qui traverse pendant l'unité de temps l'unité de section de ce tube. Ce transport est assuré aussi bien par les ions positifs que par les ions négatifs qui se déplacent en sens inverse, mais déterminent un courant électrique s'ajoutant à celui transporté par les cations. Le mouvement des ions ayant lieu dans un milieu qui offre une résistance de la nature d'un frottement liquide, on admet que chaque ion prend une vitesse de régime, proportionnelle à l'intensité h du champ électrique. Les vitesses u_1 et u_2 attribuables à l'anion et au cation sont alors k_1h et k_2h où k_1 et k_2 sont deux coefficients constants nommés *mobilités*. Les quantités d'électricité de chaque signe qui traversent l'unité de section par unité de temps sont celles comprises à l'état libre à l'intérieur de cylindres ayant l'unité de section pour base et les vitesses u_1 et u_2 pour hauteurs. Si c est la concentration moléculaire en mol. gr., d le degré de dissociation, F la charge d'un ion gramme monovalent et v la valence,

la densité de charge électrique de chaque signe portée par les molécules dissociées est $cd\nu F$, d'où, pour la densité du courant :

$$j = cd\nu F (k_1 + k_2) h$$

Cette formule exprime la loi d'Ohm et donne pour la conductibilité γ la valeur :

$$\gamma = \frac{j}{h} = cd\nu F (k_1 + k_2)$$

qui est *additive*, relativement aux deux ions. Des expériences qui ne seront pas décrites ici, permettent d'atteindre les valeurs des coefficients k_1 et k_2 .

La mobilité la plus élevée est celle de l'ion hydrogène. On trouve, pour une solution étendue d'acide chlorhydrique à 18°, $k_1 = 0,0033$ cm/sec (ion $H +$), $k_2 = 0,00068$ cm/sec (ion $Cl -$) si le champ est mesuré en volts par centimètre. Les ions de divers métaux, à partir du potassium ($k_1 = 0,00068$ cm/sec), ont des mobilités très inférieures à celle de l'ion hydrogène et peu différentes entre elles. La mobilité des ions électrolytiques, en général, est de l'ordre du centimètre par heure dans un champ d'un volt par centimètre.

La théorie élémentaire ci-dessus exposée a été reconnue insuffisante dans son application aux solutions des sels d'acides et bases forts pour lesquels elle conduit à admettre une dissociation incomplète. Des travaux plus récents rendent probable que dans une telle solution la dissociation est complète, mais que la conductibilité est limitée par les actions électrostatiques qui, s'exerçant entre les ions, entravent leur mouvement et diminuent la mobilité ainsi que la pression osmotique (Debye).

Conductibilité des gaz. — Les gaz tels que l'air, dans des conditions normales de température et de pression, se comportent comme des isolants. Un électroscope à feuille d'or ou d'aluminium, dont l'électrode complètement protégée par la cage est supportée par un bouchon isolant de bonne qualité (paraffine, soufre ou ambre) à surface très propre, peut conserver pendant plusieurs heures et même plusieurs jours la charge électrique très faible qui fait dévier sa feuille.

Cette propriété isolante de l'air est limitée par la condition que la différence de potentiel entre deux électrodes séparées par l'air ne doit pas dépasser une certaine valeur critique nommée *potentiel disruptif*. Quand celle-ci est atteinte, le courant électrique s'établit brusquement sous la forme de *décharge disruptive* ; ce phénomène sera examiné plus loin (§ 12).

Des travaux déjà anciens de Coulomb ont montré que la perte de

charge, très lente, d'un corps électrisé tel qu'un électroscope, est due en partie à l'imperfection du support, mais principalement à ce fait que l'isolement par l'air n'est pas non plus parfait. L'air normal possède toujours une conductibilité électrique très faible mais mesurable.

Diverses circonstances peuvent avoir pour effet de faire acquérir à l'air une conductibilité très supérieure à celle de l'air normal ; en voici quelques exemples :

En approchant de l'électrode une petite flamme, sans contact direct, on produit une décharge rapide de l'électroscope ; les gaz issus de la flamme sont conducteurs et communiquent leur conductibilité à l'air dans lequel ils se répandent.

Le même résultat est obtenu en approchant de l'électrode un fil métallique porté à l'incandescence ; au voisinage de ce fil l'air acquiert une certaine conductibilité.

Plusieurs réactions chimiques augmentent la conductibilité de l'air environnant ; c'est ce qui se produit, par exemple, pour l'oxydation du phosphore blanc humide en présence de l'air. Quand cette réaction a lieu au voisinage de l'électrode de l'électroscope, elle en détermine la décharge.

On rend encore l'air conducteur de l'électricité par l'action de certaines radiations telles que les rayons Roentgen et les rayons émis par les radioéléments (rayons Becquerel). Il suffit de faire traverser l'air dans le voisinage de l'électrode par un faisceau de rayons X ou en approcher un corps radioactif, une petite quantité de sel de radium par exemple.

Dans tous les cas indiqués, la décharge se produit indifféremment quel que soit le signe de la charge de l'électrode.

La lumière ordinaire ne communique pas à l'air de conductibilité appréciable. Toutefois si l'électrode de l'électroscope est en zinc et que l'on l'éclaire par la lumière ultra violette, on observe une décharge rapide, mais seulement quand la charge de l'électrode est négative.

La possibilité de rendre les gaz conducteurs dans des conditions choisies à l'avance a permis de faire une étude approfondie de leur conductibilité et d'en établir une théorie générale. Cette conductibilité est due comme dans le cas des électrolytes, à la présence de centres chargés ou d'ions positifs et négatifs. Le gaz qui contient des ions est dit *ionisé*. Le courant électrique dans un gaz ionisé est un courant de convection dû au déplacement des ions dans un champ électrique.

Des résultats particulièrement réguliers et importants ont été obtenus

nus en utilisant comme cause ionisante les rayons X ou les rayons du radium, dont le mode d'action est tout à fait semblable et que nous aurons surtout à considérer.

Le mode d'ionisation n'est pas, comme dans les électrolytes, une scission de molécule en deux groupements atomiques, puisque les gaz monoatomiques : hélium, argon, vapeur de mercure, peuvent être ionisés comme les gaz polyatomiques. On admet que l'ionisation d'une molécule gazeuse consiste primordialement en un détachement d'un *électron* de cette molécule (§ 9). L'électron libéré, dont la masse est environ 1800 fois plus petite que celle d'un atome d'hydrogène, ne peut rester isolé que dans un gaz très raréfié ; dans un gaz de densité normale, il se fixe par attraction électrostatique sur une molécule neutre rencontrée et constitue un ion négatif. La molécule qui a perdu un électron constitue l'ion positif de charge égale, mais de signe contraire. Ces ions monomoléculaires peuvent former des ions complexes par association avec de nouvelles molécules.

Les ions gazeux, en tant que particules chargées répandues dans le gaz et prenant part à l'agitation thermique, obéissent à des lois analogues à celles auxquelles sont soumis les ions dans les électrolytes. Comme ces derniers, ils peuvent subir la recombinaison en cas de rencontre d'ions de signe contraire, d'où la possibilité d'un équilibre de régime entre les vitesses de production et de recombinaison. Ils peuvent diffuser au sein du gaz, si leur concentration n'est pas uniforme, et comme les densités de leurs charges en volume sont, le plus souvent, peu importantes, la diffusion peut conduire à une séparation partielle des ions positifs et négatifs, qui ne diffusent pas, en général, avec la même vitesse.

Dans un récipient qui contient un gaz ionisé, la paroi du récipient agit comme cause d'un mouvement de diffusion dirigé vers elle. Un ion qui se trouve très près de la paroi est attiré vers celle-ci comme il le serait par son image électrique, c'est-à-dire par une particule semblable, ayant une charge de signe contraire, placée symétriquement par rapport à lui de l'autre côté de la paroi ; il vient donc se coller sur la paroi qui enlève ainsi au gaz, dans son voisinage immédiat, les ions qui y sont contenus ; ceux-ci sont remplacés par d'autres en vertu d'un mouvement de diffusion. L'effet des parois s'accroît avec leur importance relative ; ainsi on peut priver le gaz de ses ions, en le filtrant au travers d'un tampon de coton.

On peut démontrer, par une expérience simple, la réalité de la présence de centres chargés dans le gaz ionisé. Il suffit, pour cela, de les intercepter dans leur mouvement sous l'influence d'un champ électrique, par un

obstacle isolant. Cet obstacle est constitué par une plaque de paraffine P (fig. 2) qui recouvre l'électrode de l'électroscope terminée par un plateau. Si l'on approche une source ionisante S formée par une lamelle portant du polonium, les ions de signe contraire à celui de l'électrode se dirigent vers elle en suivant les lignes de champ, et se fixent sur la paraffine ; les ions de même signe que celui de l'électrode se dirigent vers la paroi de la cage qui les absorbe. Si on enlève la plaque de paraffine avant la décharge complète de l'électroscope, on constate qu'elle est chargée et que le signe de la charge est celui qui a été prévu.

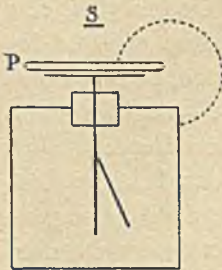


FIG. 2.

L'intensité du courant au travers d'un gaz ionisé peut varier entre des limites considérables, ce qui oblige à employer des appareils de mesure de types différents.

Les courants transportés dans la décharge disruptive, sous la forme d'arc électrique ou étincelle, sont mesurés avec des ampèremètres ou des milliampèremètres.

Les courants que l'on peut faire passer dans un gaz ionisé par une radiation, sans le secours de la décharge disruptive, ont généralement une faible intensité. On peut les mesurer avec des galvanomètres sensibles, jusqu'aux intensités de l'ordre de 10^{-11} ampères ; mais le plus souvent, on les mesure avec des électroscopes ou des électromètres qui permettent d'atteindre des intensités entre 10^{-10} et 10^{-15} ampères et même au-dessous.

Dans un dispositif destiné à cet usage, il convient de distinguer deux parties essentielles : l'appareil de mesures et la chambre d'ionisation.

§ 2. Chambres d'ionisation.

La chambre d'ionisation comprend le volume de gaz ionisé soumis à l'expérience. Elle se compose souvent d'un récipient métallique dans lequel pénètre une électrode supportée par un bouchon de matière isolante. Entre le récipient et l'électrode on établit une différence de potentiel. Si le gaz contenu dans la chambre est ionisé, il livre passage à un courant. Au lieu d'une seule électrode isolée, le récipient peut en contenir deux, entre lesquelles on établit la différence de potentiel qui produit le courant, le récipient étant relié au sol, pour assurer la protection électrostatique.

La forme de la chambre et la disposition des électrodes dépendent du but précis de l'expérience ; des types usuels de chambres d'ionisation sont représentés dans les fig. 3, 4 et 5.

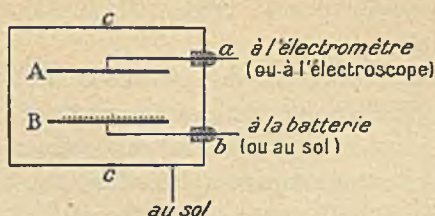


FIG. 3. — Chambre d'ionisation à deux plateaux *A* et *B* isolés de la cage *c* par les bouchons isolants *a* et *b*. Le plateau *A* est relié à l'électromètre, dont le potentiel diffère peu de celui du sol. Le plateau *B* est relié à l'un des pôles d'une batterie d'accumulateurs, dont l'autre pôle est relié au sol, d'où une différence de potentiel connue entre les électrodes *A* et *B*. L'ionisation est obtenue par les rayons d'une substance radioactive portée sur un plateau que l'on superpose au plateau *B*.

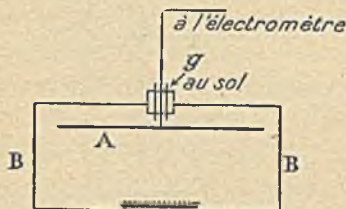


Fig. 4.

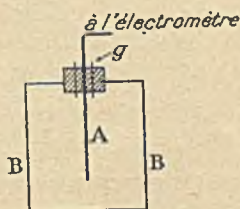


Fig. 5.

FIG. 4. — Chambre d'ionisation dont les deux électrodes sont la boîte *B* reliée à la batterie de charge et le plateau *A* relié à l'électromètre. Le bouchon isolant est muni d'un tube de garde *g* relié au sol, ayant pour mission d'empêcher toute conduction directe par la surface de l'isolant entre l'électrode *A* et le récipient *B*. L'ionisation est produite par une substance radioactive placée à l'intérieur de la chambre sur un plateau posé sur le fond de celle-ci ou bien par des rayons qui pénètrent dans la chambre au travers de la paroi du fond quand celle-ci est suffisamment mince. On peut utiliser la chambre en reliant la boîte *B* au sol et l'électrode *A* à un électroscope.

FIG. 5. — Chambre d'ionisation semblable à la précédente, où le plateau *A* est remplacé par une tige.

§ 3. Dispositifs électrométriques.

Electromètres à feuilles et à fil. — Dans la plupart des électroscopes adaptés aux mesures d'ionisation, l'électrode isolée porte une seule feuille fixée à une lame métallique. Le mouvement de la feuille est observé au moyen d'un microscope muni d'une échelle micrométrique.

L'électrode est protégée par la cage métallique, munie de fenêtres pour la visée, et reliée au sol.

L'électroscope est un appareil de mesures très simple. Son volume peut servir de chambre d'ionisation, où les rayons ionisants pénètrent au travers d'une paroi mince. Mais le plus souvent un électroscope se compose de deux compartiments dont l'un fait office de chambre d'ionisation. Les fig. 6 et 7 représentent des dispositifs usuels. Enfin, l'électroscope peut être utilisé en connexion avec une chambre d'ionisation qui n'en est pas solidaire.

La différence de potentiel entre l'électrode isolée et la cage est généralement de quelques centaines de volts. On charge un électroscope à l'aide d'un corps électrisé par frottement, d'une petite machine électrique, ou d'une batterie formée par de petits accumulateurs ou de petits éléments

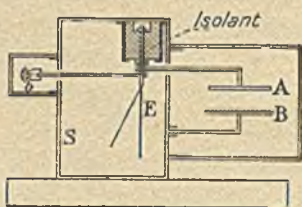


Fig. 6.

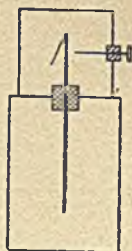


Fig. 7.

FIG. 6. — Electroscope accompagné d'une chambre d'ionisation à plateaux *A* et *B* dont le premier est connecté à l'électrode *E* et le second à la cage *S*. Sur le plateau *B* on peut disposer une matière radioactive. Un bouton *b* protégé par un couvercle sert à charger l'électroscope.

FIG. 7. — A l'électrode est adaptée une chambre d'ionisation placée au-dessous de l'électroscope. L'électrode isolée de la chambre fait corps avec celle de l'électroscope et peut être en forme de tige ou de plateau.

de pile ; une batterie de quelques éléments peut suffire si l'on adjoint à l'électroscope un dispositif de réduction de capacité convenable.

L'intensité du courant de décharge n'est pas proportionnelle à la vitesse de déplacement de la feuille ; car la capacité de l'instrument varie avec la position de celle-ci. Mais si l'on compare les temps nécessaires pour le passage de la feuille entre deux divisions toujours les mêmes, ces temps correspondent à l'écoulement d'une même quantité d'électricité q . La valeur moyenne du courant pendant le temps considéré t est donc $i = q/t$, ce qui permet de mesurer le courant i en valeur relative. La mesure du courant obtenue au cours d'une expérience doit être corrigée par la soustraction du *mouvement propre*

c'est-à-dire du courant de décharge obtenu en absence de la cause ionisante soumise à l'étude.

Pour mesurer i en valeur absolue, il convient d'étalonner l'appareil. Toutefois l'étalonnage est sujet à varier par déformation de la feuille. Les électroscopes sont donc utilisés pour des mesures relatives plutôt que pour des mesures absolues.

On utilise parfois des électroscopes dont la feuille se meut dans le vide ; on supprime ainsi les remous de gaz autour de la feuille et l'ionisation dans le compartiment qui contient celle-ci.

Citons à titre d'exemple, qu'un électroscope de dimensions courantes, renfermant un litre d'air, peut avoir une capacité d'environ 1 unité *E. S.* et que la perte de charge observée dans l'air normal γ est de l'ordre de quelques volts par heure, ce qui correspond à un courant de l'ordre de 10^{-15} ampères.

Dans certains électroscopes, la feuille mobile est remplacée par un fil conducteur très mince ; on utilise un fil repoussé par une tige fixe ou un système de deux fils réunis aux extrémités et se repoussant mutuellement. On nomme *électromètre à fil* un instrument dans lequel une fibre est tendue entre deux plateaux maintenus à des potentiels égaux et de signe contraire (p. ex. ± 100 volts) et se déplace vers l'un d'eux selon le signe de la charge qu'elle reçoit.

Electromètres à quadrants. — L'électromètre couramment employé est du type à quadrants, dont la construction a été adaptée à la mesure de courants faibles. A cet appareil est connectée une chambre d'ionisation. La fig. 8 représente schématiquement le dispositif expérimental dans le cas le plus simple.

Tant que la clé *F* est fermée, il n'y a pas de différence de potentiel entre les quadrants, mais entre les plateaux *A* et *B* il y a une différence de poten-

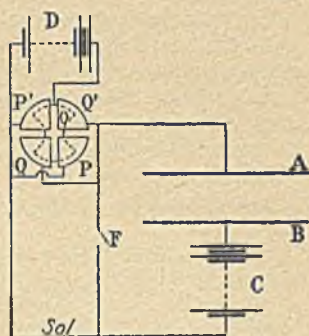


FIG. 8. — *O* aiguille mobile de l'électromètre suspendue par un ruban métallique mince entre deux paires de quadrants, *P* et *P'*, *Q* et *Q'*. *A* et *B*, plateaux d'une chambre d'ionisation. Le plateau *A* est connecté à l'une des paires de quadrants *QQ'*. Le plateau *B* est connecté à l'un des pôles de la batterie *C* dont l'autre pôle est au sol. La paire de quadrants *PP'* est réunie au sol ainsi que la cage de l'instrument. L'aiguille *O* est connectée à l'un des pôles de la batterie *D* dont l'autre pôle est au sol. Il existe une communication facultative avec le sol en *F* pour les quadrants *QQ'* et le plateau *A* qui forment le système susceptible d'être isolé. L'aiguille est munie d'un miroir dont les déviations sont observées sur une échelle divisée.

tiel mesurée approximativement par celle qui existe entre les pôles de la batterie C . Si l'air entre les plateaux est rendu conducteur, il y a passage de courant entre A et B . Si l'on ouvre la clé F , ce courant vient charger le système isolé et modifiant son potentiel, détermine une déviation progressive de l'aiguille. Sous des conditions déterminées, la vitesse de cette déviation est proportionnelle à l'intensité du courant et peut servir à la mesurer.

La théorie élémentaire de l'électromètre nous apprend que si V est le potentiel de l'aiguille et φ la différence de potentiel entre les quadrants, supposée constante et petite par rapport à V , l'aiguille prend une déviation permanente $\alpha = k\varphi$ où k est la *sensibilité au potentiel*; celle-ci est dans certaines limites, proportionnelle au potentiel V de l'aiguille et varie, de plus, en raison inverse du couple directeur résultant de la torsion du ruban de suspension. On atteint facilement une sensibilité qui correspond à une déviation de un mètre par volt, sur une échelle placée à un mètre du miroir.

Si le système isolé a reçu une charge positive q qui lui communique un potentiel positif φ , la sensibilité à la charge s déterminée par la relation $\alpha = sq$ n'est pas proportionnelle à k . Supposons que l'aiguille chargée positivement ($V > \varphi$) dévie de l'angle α vers le quadrant au sol; elle libère sur le quadrant isolé une quantité d'électricité négative proportionnelle à α et au potentiel de l'aiguille, soit $A \propto V$; il faut en tenir compte pour calculer le potentiel φ . On trouve, en désignant par c la capacité du système isolé :

$$\varphi = \frac{q - A \alpha}{c}; \quad s = \frac{\alpha}{q} = \frac{k}{c + kAV};$$

ceci revient à ajouter à la capacité géométrique c un terme complémentaire nommé « capacité électrique » et proportionnel à V^2 . Il est facile de voir que la sensibilité à la charge s augmente avec le potentiel de l'aiguille jusqu'à un maximum qui est atteint quand la capacité électrique est égale à la capacité géométrique. Dans les électromètres usuels l'aiguille est chargée à un potentiel d'environ 100 volts et le maximum est atteint pour des potentiels qui ne dépassent pas beaucoup cette valeur.

Si la charge q est communiquée au système isolé par un courant i d'intensité constante, on a $q = it$, où t est le temps de passage du courant. Le mouvement que prend l'aiguille dépend de i , ainsi que du moment d'inertie de l'équipage mobile, de son amortissement et du couple directeur. Pour un amortissement convenablement choisi, la vitesse de l'aiguille se fixe assez rapidement à une valeur constante, et le déplacement de l'index devient proportionnel au temps. Quand ce résultat est obtenu, la vitesse angulaire de déviation ω est proportionnelle à i . On démontre de plus que la sensibilité au courant est alors

$$\frac{\omega}{i} = s = \frac{k}{c + kAV} \quad (1).$$

(1) Le mouvement de l'équipage mobile est régi par l'équation différentielle des mouvements périodiques amortis, qui s'intègre facilement. On trouve que la vitesse angulaire $\omega = \frac{d\alpha}{dt}$ tend vers la valeur limite si , qui est atteinte par accroissement régulier de la vitesse si le régime est aperiodique, ou par des

La relation $\omega = s i$ permet de mesurer l'intensité i en valeur relative. Pour cela, il suffit d'observer le déplacement de l'index dans la région de l'échelle où ce déplacement est uniforme. Pour mesurer i en valeur absolue, sans déterminer toutes les quantités qui interviennent dans s , on élimine c , A et V par l'emploi d'une capacité additionnelle C qui adjointe au système isolé, a pour effet de réduire la vitesse de déviation à la valeur ω' . On obtient ainsi les deux relations

$$\frac{i}{\omega} = \frac{c + kAV}{k} \quad \frac{i'}{\omega'} = \frac{c + C + kAV}{k}$$

d'où $\frac{i'}{\omega'} - \frac{i}{\omega} = \frac{C}{k}$

La valeur absolue de i résulte ainsi de la connaissance de la capacité C et de la sensibilité au potentiel k .

§ 4. Méthodes de compensation et de déviation constante.

On peut maintenir l'index mobile au zéro, en compensant à chaque instant sur le système isolé, le courant à mesurer par un courant

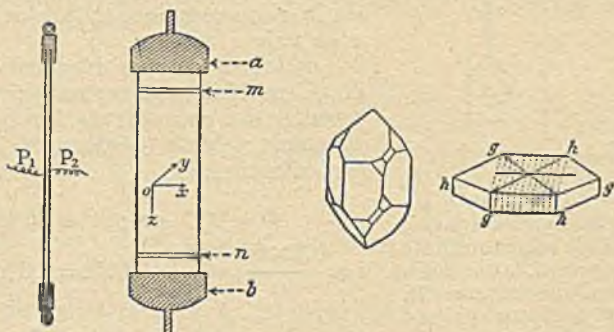


FIG. 9. — La figure représente la lame vue de face et de de profil avec les armatures, ainsi que l'orientation de la lame par rapport à la section hexagonale d'un cristal de quartz, dans un plan perpendiculaire à l'axe principal. Les dimensions de la lame sont ainsi disposées : longueur perpendiculaire à deux côtés de l'hexagone ; largeur perpendiculaire au plan de l'hexagone ; épaisseur suivant une ligne qui joint deux sommets opposés tels que g et h de l'hexagone (direction d'un des axes binaires).

égal et de signe contraire fourni par un appareil convenablement choisi.

a) Quartz piézoélectrique. Cet appareil compensateur (fig. 9 et 10) a pour partie essentielle une lame de quartz parallélépipédique de quelques centi-

alternatives d'accroissement et de diminution si l'amortissement est insuffisant. Il convient d'éviter le régime oscillatoire, peu favorable aux observations (voir Mme Curie, *Traité de Radioactivité*, 1910, I, § 25).

mètres de longueur l , d'environ 15 mm. de largeur et d'un demi-millimètre d'épaisseur e . La lame est taillée de telle manière que l'axe principal (ternaire) du cristal Ox est parallèle à la largeur et que l'un des trois axes binaires Oy est parallèle à la plus petite dimension ou épaisseur. La lame est munie de deux montures dont l'une a sert à la suspendre, tandis que l'autre b porte un plateau dans lequel on peut poser un poids qui exerce une traction F suivant la verticale Oz ; les faces de la lame se polarisent alors de quantités d'électricité q égales et de signe contraire. Si les faces sont munies d'armatures métalliques P_1 et P_2 limitées par des rainures isolantes m et n , ces armatures recueillent des charges égales à celles développées par polarisation ⁽¹⁾.

Il a été établi que :

$$q = 0,068 \frac{l}{e} F$$

où q est exprimé en $U. E. S.$ et F en kilogrammes.

Pour compenser un courant d'ionisation, on a soin de dégager la charge q sur le cristal progressivement, en soulevant peu à peu un poids placé dans le plateau, de manière à maintenir l'électromètre au zéro. On a alors pour l'intensité i du courant $i = q/t$, t étant la durée de la compensation, et l'on peut calculer i en valeur absolue.

Les lames usuelles dégagent 5 à 10 $U. E. S.$ par kilogramme ce qui permet de mesurer des courants de 10^{-9} à 10^{-13} amp. Exemple : lame dégageant 6 $U. E. S.$ par kilogramme

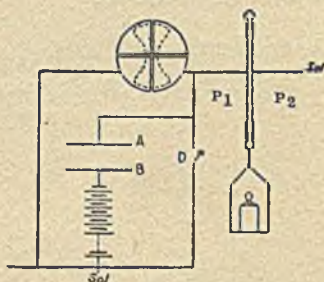


FIG. 10. — La figure 10 représente le schéma du dispositif expérimental. Ce schéma répète celui de la figure 8, avec addition du quartz. Une armature P_1 de celui-ci est reliée au système isolé et l'autre P_2 au sol.

$$F = 200 \text{ gr. ; } t = 30 \text{ sec. ;}$$

$$i = \frac{0,2 \times 6}{30} = 0,04 \text{ } U.E.S. = 1,3 \times 10^{-11} \text{ amp.}$$

b) *Variation de charge d'un condensateur.* Le courant de compensation est fourni par la charge progressive d'un condensateur de capacité connue C jusqu'à un potentiel connu V ou par l'opération inverse. Si la durée de la compensation est t , l'intensité i du courant est en valeur absolue : $i = CV/t$.

Le schéma du dispositif est représenté dans la figure 11. Ce schéma répète celui de la figure 8, avec addition du compensateur.

⁽¹⁾ Cet instrument couramment employé à l'Institut du Radium de Paris sert à produire de petites quantités d'électricité d'une valeur connue ; il a été inventé par P. et J. Curie à la suite de leur découverte du phénomène de piézo-électricité, commun à tous les cristaux dépourvus de centre de symétrie, mais particulièrement facile à produire avec le quartz. La valeur d'une lame de quartz comme étalon absolu d'électricité dépend de l'exactitude de la taille et de la perfection du cristal. Ces deux conditions peuvent être contrôlées par une mesure directe absolue de la quantité d'électricité dégagée par un poids connu.

Exemple : $C = 30 \text{ U.E.S.}$ $V = 10 \text{ volts} = \frac{10}{300} \text{ U.E.S.}$ $t = 20 \text{ sec.}$

$$i = \frac{30 \times 10}{300 \times 20} = 0,05 \text{ U.E.S.} = 1,7 \times 10^{-11} \text{ amp.}$$

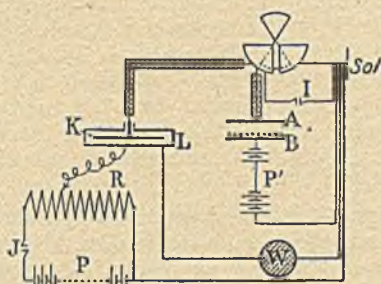


FIG. 11. — L'armature intérieure K du condensateur est reliée au système isolé, l'armature extérieure L à un curseur mobile le long d'une grande résistance R qui ferme le circuit d'une pile P dont l'un des pôles est au sol. En déplaçant le curseur on fait varier le potentiel de L de 0 à V , et on le mesure avec le voltmètre W .

c) On peut compenser le courant d'ionisation à mesurer, par un courant de signe contraire fourni par une autre chambre d'ionisation qui sert d'étalon de comparaison variable. La mesure n'est pas, en général, absolue mais peut le devenir si le compensateur a été préalablement étalonné.

Méthode de déviation constante. — Il est utile, dans certains cas, de disposer d'une méthode de mesures électrométriques qui donne, comme le galvanomètre, une déviation fixe pour un courant donné. A cet effet, on branche sur le système isolé une dérivation au sol au travers d'une grande résistance ρ dans laquelle le courant obéit à la loi d'Ohm (résistance ohmique). Le potentiel du système isolé augmente alors jusqu'à ce que la perte au travers de la résistance ρ compense le courant d'ionisation i . On a, en ce cas, $V = \rho i$. La valeur limite du potentiel étant proportionnelle au courant à mesurer, il en est de même de la déviation de l'électromètre.

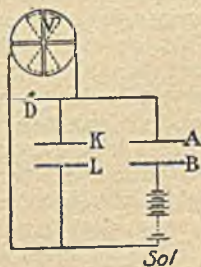


FIG. 12.

La difficulté de la méthode consiste dans le choix de la résistance ρ . Pour mesurer un courant de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-12} amp, il faut utiliser une résistance de 10^9 à 10^{11} ohms afin que V atteigne 0,1 volt. Des résistances



aussi considérables ne sont pas facilement constituées avec des métaux ou des liquides. On a recours à des résistances à gaz ionisé qui, sous certaines conditions, se comportent comme des résistances ohmiques (voir § 5). Une telle résistance est représentée dans la figure 12 sous forme d'une chambre d'ionisation dont une électrode *K* communique avec le système isolé et l'autre électrode *L* avec le sol. L'air compris dans la chambre est ionisé par un rayonnement convenablement choisi. Les deux électrodes doivent être faites avec le même métal ; si l'une d'elles porte une matière radioactive, celle-ci doit être protégée par une toile métallique, et une toile métallique semblable recouvre aussi l'autre électrode. On remédie ainsi aux effets des différences de potentiel dites *de contact* dont l'existence se manifeste par le passage du courant dans l'air ionisé jusqu'à établissement d'une différence de potentiel antagoniste, par charge des électrodes.

Détails d'appareillage. — L'isolement des appareils est une condition essentielle pour la mesure de courants faibles. Un isolement particulièrement parfait est nécessaire pour le « système isolé » proprement dit, c'est-à-dire pour les électrodes des électroscopes, les quadrants des électromètres, et pour toutes les électrodes connectées avec eux. L'isolant que l'on préfère en ce cas est l'ambre (ou un aggloméré d'ambre nommé ambroïde), substance qui se laisse tourner et polir et isole même dans l'air humide. Les isolants moins parfaits comme l'ébonite, peuvent être utilisés pour supporter les électrodes qui doivent être chargées avec des batteries, mais ne font pas partie du système isolé.

Quand le rayonnement ionisant est très pénétrant, il agit sur l'air, non seulement dans la chambre d'ionisation, mais aussi à l'extérieur de celle-ci, ce qui peut avoir pour effet la production de courants parasites. Pour cette raison, les communications entre les appareils sont établies fréquemment à l'aide de fils passant dans des tubes remplis d'isolant solide, ou bien rendus étanches et maintenus vides d'air ; les tubes sont conducteurs et on les relie au sol afin d'assurer la protection électrostatique du système isolé. On a représenté deux de ces tubes dans la figure 11. Il convient de réduire au minimum les volumes où l'ionisation de l'air est à éviter, par exemple celui des électromètres, et il est parfois utile d'y maintenir le vide.

On ne saurait faire de bonnes mesures électrométriques, sans prendre soin de maintenir toutes les parties de l'appareillage à des potentiels déterminés. On prend fréquemment comme potentiel de référence celui du sol, fixé par une prise de contact sur un réseau de canalisation d'eau. Toutes les électrodes du système sont alors reliées soit au sol, soit à l'un des pôles d'une batterie de charge dont l'autre pôle est au sol. A l'aide d'enveloppes reliées au sol on supprime tout champ électrique inutile dans l'espace occupé par les appareils.

Dans les mesures de courant d'ionisation, on emploie fréquemment des potentiels de plusieurs centaines de volts, fournis par des batteries de charge constituées par des éléments de pile ou par des accumulateurs de petit modèle.

Pour que les ions produits dans une chambre d'ionisation soient tous utilisés pour le transport du courant, il importe que le volume ionisé ne contienne pas d'« espaces nuisibles » où le champ électrique a une valeur relativement faible.

CHAPITRE II

PROPRIÉTÉS DES IONS GAZEUX. ÉLECTRONS

La nature des ions produits dans les gaz peut dépendre des circonstances de production. Nous examinerons d'abord les résultats obtenus quand on emploie comme agent ionisant les rayons Röntgen ou les rayons Becquerel (§ 5 à 8).

§ 5. Relation entre le courant et la différence de potentiel.

Courant de saturation. — Au moyen d'un dispositif expérimental tel que celui des fig. 8, 10, 11, on peut mesurer le courant i produit dans la chambre d'ionisation pour des valeurs diverses de la différence de potentiel V établie entre les électrodes A et B de la chambre. La courbe $i = f(V)$ n'est pas en général une droite, comme pour la conduction dans les métaux et les électrolytes. Elle prend la forme indiquée dans la fig. 13, quand la cause ionisante, de faible intensité, agit d'une manière sensiblement uniforme sur l'air compris entre les électrodes, dans les conditions ordinaires de température et de pression.

Pour de faibles valeurs de V , i croît proportionnellement à V , conformément à la loi d'Ohm, de sorte que, dans cette phase initiale, la conductibilité est *ohmique* ; quand V continue à croître, le courant i augmente ensuite de moins en moins vite, et tend vers une valeur limite I , nommée *courant de saturation*.

L'explication théorique de ce phénomène est la suivante : sous l'influence du champ électrique, les ions produits dans le gaz se meuvent vers les électrodes avec une vitesse d'autant plus grande que le champ est plus intense. Tant que cette vitesse est faible, certains ions se recombinaient, par l'effet de chocs favorables, sans avoir pu atteindre les électrodes ; quand la vitesse devient grande, les chances de recombinaison diminuent et, pour un champ suffisant, presque tous les ions produits sont recueillis par les électrodes. Soit Q

le nombre d'ions de chaque signe, produits par unité de temps dans le volume de la chambre, e la charge absolue d'un ion positif ou négatif ; chaque électrode peut recueillir, au maximum, par unité de temps, une quantité d'électricité égale à Qe ; la valeur du courant de saturation I s'écrit donc $I = Qe$.

Le courant de saturation joue un rôle très important dans l'étude des gaz ionisés ; il est utilisé comme mesure de l'efficacité de la cause ionisante.

Dans les électrolytes, le courant obéit à la loi d'Ohm bien que la production des ions soit nécessairement limitée comme dans les gaz.

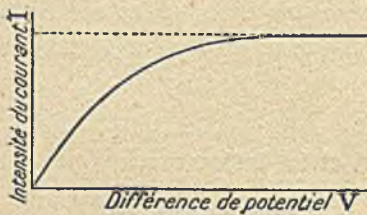


FIG. 13.

La conductibilité ohmique des électrolytes correspond à la phase initiale de la courbe $i = f(V)$; on ne peut observer sur les électrolytes le courant de saturation, en raison du grand nombre et de la faible mobilité des ions produits. Avec des électrolytes très peu ionisés, on a pu observer l'écart prévu de la loi d'Ohm

dans les champs intenses, sans cependant atteindre le courant de saturation.

Pour établir une résistance ohmique à gaz ionisé (§ 4), il suffit de se placer dans les conditions de la phase initiale de la courbe $i = f(V)$; le potentiel qu'on pourra atteindre sans dépasser la limite de proportionnalité est d'autant plus élevé que l'ionisation est plus intense.

§ 6. Entraînement d'ions par un courant gazeux. Loi de recombinaison.

Les propriétés des ions produits dans les gaz peuvent être étudiées à l'aide d'une méthode d'entraînement par un courant gazeux. Le dispositif expérimental (fig. 14) se compose essentiellement d'un tube métallique T dans l'axe duquel on dispose des électrodes isolées A_1, A_2, A_3 , etc. égales et équidistantes. On porte le tube à un potentiel V et l'on réunit à l'électromètre l'une des électrodes. Un courant d'air dont on peut mesurer la vitesse est envoyé dans le tube. L'ionisation est produite par une radiation (rayons X ou rayons du radium) qui traverse le tube dans la région R. Afin d'obtenir des résultats réguliers, il est nécessaire d'employer un courant de gaz filtré au travers de coton, pour arrêter les poussières.

Les ions sont entraînés par le courant gazeux parallèlement à l'axe du tube, mais ils prennent, en plus, une vitesse perpendiculaire à cet axe, dans le champ radial qui existe entre le tube et une électrode ; le courant reçu par celle-ci est mesuré à l'électromètre. On peut ainsi observer les faits suivants :

1° Aucune électrode ne reçoit de courant tant que le courant gazeux n'est pas établi. Pour un courant de gaz de vitesse donnée, l'intensité du courant reçu par la première électrode croît avec le potentiel V du tube jusqu'à une limite qui est atteinte quand l'électrode recueille le courant de saturation et que le gaz entraîné au delà est

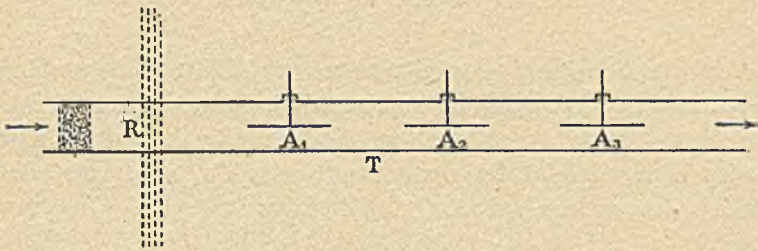


FIG. 14.

privé d'ions. Pour s'en assurer, on peut réunir la première électrode non à l'électromètre mais au sol, ce qui ne modifie pas sensiblement le courant qu'elle reçoit ; si alors on connecte à l'électromètre l'une quelconque des autres électrodes, on constate qu'aucune ne reçoit de courant.

2° La recombinaison a pour effet de réduire le nombre d'ions entraînés avec le gaz, même en absence de champ électrique. On peut le constater en mesurant successivement le courant de saturation I reçu par chaque électrode quand celles qui la précèdent sont isolées ; chacune des électrodes isolées se charge grâce aux ions qu'elle absorbe, jusqu'à ce que son potentiel devienne égal à celui du tube, et ne reçoit plus ensuite d'autres ions. Dans cet état de régime, le courant I mesuré à l'aide des électrodes A_2 , A_3 , etc., est plus petit que celui que l'on mesure à l'aide de A_1 . Cette diminution est due à la perte d'ions par recombinaison mutuelle, le long du trajet entre les électrodes.

3° Dans les expériences décrites ci-dessus, la diffusion des ions vers les parois joue un rôle négligeable. Mais on peut mettre en évidence ce phénomène, en plaçant sur le trajet du gaz entre la région R et les électrodes un tampon de coton, tout en maintenant constante la

vitesse d'écoulement du gaz. Le tampon absorbe les ions et le gaz qui arrive aux électrodes ne laisse passer aucun courant.

Loi de recombinaison. — Dans un élément de volume de gaz ionisé, désignons par n_1 la concentration des ions positifs, par n_2 celle des ions négatifs (la concentration étant le nombre d'ions par unité de volume). Le nombre des ions de chaque signe qui se recombinent par unité de temps est proportionnel à la probabilité d'une rencontre, et par là au produit des concentrations, d'où, pour la vitesse de recombinaison, au cours du temps t

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = -\alpha n_1 n_2$$

où α est un coefficient positif nommé *coefficient de recombinaison*, indépendant de n_1 et n_2 . Si les ions positifs et négatifs ont été produits en nombres égaux, à partir de molécules neutres, et si les effets de diffusion sont négligeables, les concentrations n_1 et n_2 ont constamment la même valeur, soit n . On en déduit :

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2; \quad \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t; \quad n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}$$

où n_0 est la concentration au temps $t = 0$. La courbe $n = f(t)$ est une portion d'hyperbole.

D'après cette loi, le temps nécessaire pour que l'ionisation se trouve réduite à une fraction donnée de sa valeur varie en raison inverse de l'ionisation initiale.

Quand une cause ionisante agit sur le gaz, il y a *production* d'ions en même temps que recombinaison. Soit N le nombre d'ions produits par unité de volume, la production étant uniforme dans le volume considéré. Si l'on néglige les effets de diffusion, l'accroissement de la concentration n en ions positifs ou négatifs est déterminé par l'excès de la vitesse de production sur celle de recombinaison ; on a donc :

$$\frac{dn}{dt} = N - \alpha n^2$$

Quand le temps t augmente, la concentration n tend vers la valeur limite $\sqrt{\frac{N}{\alpha}}$ qui est atteinte quand la production est compensée par la recombinaison. Cet état de régime n'est théoriquement obtenu que pour $t = \infty$. Pratiquement le régime est établi à une certaine fraction

près de la valeur limite, en un temps t inversement proportionnel à $\sqrt{N\alpha}$, c'est-à-dire d'autant plus court que la production est plus intense.

La mesure du coefficient α peut être faite par la méthode de courant gazeux, avec un dispositif semblable à celui de la fig. 14 (J. Townsend). Soit l la distance entre deux électrodes consécutives, Δ le débit de gaz en volume (volume écoulé par unité de temps), e la charge d'un ion positif ou négatif, U la vitesse moyenne du courant gazeux, T le temps de passage du gaz entre les centres de deux électrodes consécutives. D'après la loi de recombinaison

$$\frac{1}{n'} - \frac{1}{n} = \alpha T$$

où n et n' sont les concentrations dans les régions occupées par les électrodes A_1 et A_2 . Les courants de saturation I et I' que l'on peut obtenir sur ces électrodes sont, d'autre part : $I = \Delta ne$; $I' = \Delta n'e$.

On en déduit la relation

$$e\Delta \left(\frac{1}{I'} - \frac{1}{I} \right) = \alpha T = \frac{\alpha l}{U}$$

qui permet de déterminer le rapport α/e . La charge e étant susceptible d'une détermination directe, on peut connaître par là le coefficient α .

Pour obtenir une bonne mesure du coefficient de recombinaison, il est nécessaire d'utiliser un gaz privé de poussières par filtration. Les poussières sont une cause d'irrégularités car les ions viennent se fixer sur elles par attraction électrostatique, ce qui change les conditions de leur mouvement. La valeur de α/e pour l'air sec, dans les conditions normales de température et de pression est 3400 unités *U. E. S.* Adoptant pour e la valeur $4,77 \cdot 10^{-10}$ *U. E. S.* (§ 11), la valeur de α pour l'air dans les conditions normales est $1,65 \cdot 10^{-6}$. Ce coefficient croît d'abord avec la pression, passe par un maximum et décroît ensuite régulièrement.

§ 7. Déplacement d'ions dans un champ électrique. Mobilité.

Pour prévoir comment varie le courant avec la différence de potentiel entre les électrodes, il faut tenir compte de l'effet du champ et de celui de la recombinaison. L'effet de diffusion pourra être négligé pour les gaz, dans les conditions normales de température et de pression, contenus dans des chambres d'ionisation dont les parois

ne sont pas très rapprochées. Cependant, le problème ne comporte pas, en général, de solution mathématique simple, même quand la production d'ions est supposée constante et uniforme entre deux plateaux parallèles placés à la distance l et que les lignes de champ sont perpendiculaires aux plateaux.

Dans un gaz, comme dans un électrolyte, les ions possèdent des mobilités k_1 et k_2 (§ 1) ; leurs vitesses dans le champ h sont $k_1 h$ pour l'ion positif, $k_2 h$ pour l'ion négatif. Il n'est pas, en général, permis de considérer les concentrations des ions de deux signes comme égales en tout point d'un gaz ionisé traversé par un courant. Soient n_1 et n_2 les concentrations des ions (+) et (—) à une distance x du plateau qui sert d'anode (fig. 1), e la charge d'un ion. Un raisonnement semblable à celui qui a été fait pour la conduction dans un électrolyte (§ 1) conduit à exprimer la densité du courant i par la formule

$$i = eh (n_1 k_1 + n_2 k_2)$$

Pour une production d'ions constante et une différence de potentiel fixe V entre les plateaux, il s'établit un régime dans lequel i est le même pour toute valeur de x , car il ne se produit plus alors d'accumulation de charge dans le volume gazeux.

Si le champ h est assez faible pour que le nombre d'ions extraits par le courant soit négligeable par rapport au nombre d'ions produits, on peut assimiler les densités n_1 et n_2 à la valeur commune $n = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$ obtenue en absence de champ, et considérer celui-ci comme uniforme et égal à $\frac{V}{l}$ puisqu'en chaque point du gaz les charges positives et négatives compensent leurs effets. On a, en ce cas, la phase de conductibilité ohmique :

$$i = e \frac{V}{l} \sqrt{\frac{N}{\alpha}} (k_1 + k_2)$$

D'autre part, pour un champ suffisamment intense, la densité de courant i prend sa valeur de saturation I qui correspond à l'extraction intégrale des ions produits, $I = Nel$. Le rapport

$$\frac{i}{I} = \frac{V}{l^2} \frac{1}{\sqrt{N\alpha}} (k_1 + k_2)$$

qui représente la fraction du nombre d'ions produits au total, susceptible d'être extraite par l'application de la différence de potentiel V dans les limites de la phase de conductibilité ohmique, varie en raison

inverse de \sqrt{N} et de la densité de régime des ions. La phase ohmique s'épuise dans les gaz plus facilement que dans les électrolytes, puisque la concentration en ions est considérablement plus faible.

Quand l'accroissement de i n'est plus proportionnel à celui de V , on constate que le champ n'est pas uniforme entre les plateaux. Cette *déformation du champ* provient d'une séparation partielle des ions des deux signes, les ions positifs s'accumulant au voisinage de la cathode et les ions négatifs au voisinage de l'anode. La valeur du champ à une distance donnée x de l'anode se déduit de la mesure du potentiel φ pour différentes valeurs de x (1). La figure 15 *b* et *c* donne un exemple de distribution du champ et du potentiel pour une production d'ions uniforme dans l'air entre les plateaux *A* et *C*. Le champ est plus intense à la cathode qu'à l'anode ; cette dissymétrie provient de ce que dans l'air, les ions négatifs sont plus mobiles que les ions positifs.

Quand le champ h est variable avec x on ne peut obtenir facilement une relation théorique entre i et V (2). La théorie faite par J. J. Thomson montre cependant que cette relation est approximativement de la forme

$$V = Ai^2 + Bi$$

jusqu'à ce que la saturation soit atteinte. La courbe représentative est une portion de parabole, analogue aux courbes expérimentales (fig. 13). Cette courbe est caractéristique de la relation $i = f(V)$ dans le cas d'une production d'ions uniforme dans le volume, et cela même quand les électrodes ne sont pas des plateaux parallèles.

La mesure du courant de saturation fait connaître la production, même quand celle-ci n'est pas uniforme. La conductibilité ohmique initiale pourrait aussi être utilisée pour des mesures étant proportionnelle à \sqrt{N} , mais seulement pour N uniforme.

Quand la production d'ions entre les plateaux n'est pas uniforme, la courbe $i = f(V)$ s'écarte de la forme indiquée dans la fig. 13, et cela surtout à son début. L'écart est particulièrement caractérisé quand l'ionisation est distribuée d'une manière tout à fait dissymétrique par rapport aux électrodes, les ions étant produits dans une couche superficielle très étroite au contact de l'une d'elles ; celle-ci repousse les ions d'un signe qui assurent seuls le passage du courant dans le

(1) Cette mesure peut être effectuée au moyen d'un des dispositifs utilisés dans l'étude de l'électricité atmosphérique : sonde à écoulement d'eau, sonde à fil métallique, etc..

(2) La solution théorique du problème est traitée dans les ouvrages de J. J. Thomson et de G. P. Thomson.

gaz, tandis que les ions de signe contraire sont absorbés par l'électrode à mesure de leur production. Si la production d'ions est suffisamment

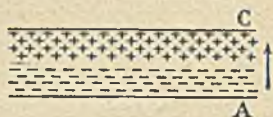


FIG. 15 a

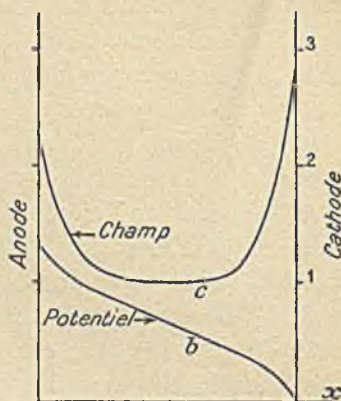


FIG. 15 b et c.

FIG. 15 a. — Le champ étant dirigé de A vers C, les couches d'ions accumulés produisent un champ supplémentaire opposé au champ principal dans la région située entre ces couches, mais s'ajoutant au champ principal dans les régions voisines des électrodes.

FIG. 15 b. — La décroissance du potentiel φ à partir de l'anode en fonction de la distance x est linéaire dans la région médiane ; au voisinage des électrodes il y a une augmentation du gradient qui correspond aux chutes anodique et cathodique. La chute cathodique est plus importante que la chute anodique.

FIG. 15 c. — Le champ h qui mesure le gradient de φ , en fonction de x , est plus intense au voisinage des électrodes que dans la région intermédiaire où il a une valeur uniforme.

intense, la courbe $i = f(V)$ débute comme une parabole tangente à l'origine à l'axe des potentiels ; cette courbe présente ensuite une

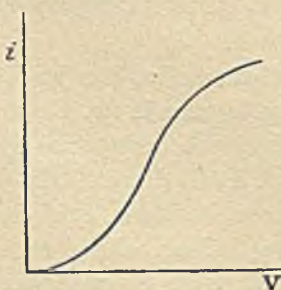


FIG. 16 a.

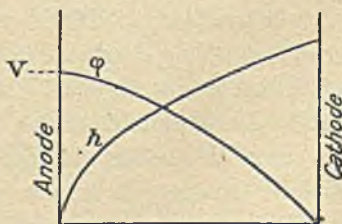


FIG. 16 b.

inflexion, puis i croît de moins en moins vite et tend vers une valeur limite I qui correspond à l'extraction de tous les ions à mesure de leur production (fig. 16 a).

Le gaz ne contenant ici que des ions d'un signe, la recombinaison n'intervient pas. Supposons que les ions utilisés soient des ions (+) produits à l'anode. On trouve que h croît constamment avec x et prend sa valeur minimum h_0 au contact de l'électrode où sont produits les ions ; la déformation du champ affecte donc un caractère différent de celui qui est propre à l'ionisation uniforme. Quand la production d'ions est abondante par rapport au nombre d'ions extraits par le courant, h_0 s'annule (fig. 16 *b*). Les ions non extraits par le courant sont réabsorbés par l'électrode.

Mesure des mobilités. — Le point de vue primitivement adopté consistait à attribuer aux ions d'un signe une mobilité unique correspondant à une structure moyenne définie d'une manière statistique comme un assemblage de molécules autour d'un centre chargé. Des travaux plus récents ont montré qu'il peut exister dans un gaz des ions de même signe ayant des mobilités diverses, comprises entre certaines limites, et que le degré de pureté du gaz joue un rôle essentiel dans les résultats obtenus.

La mesure des coefficients k_1 et k_2 peut se faire avec ou sans le

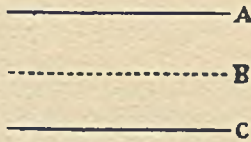


FIG. 17. — Plateau *A* relié à l'électromètre. Toile *B* portée alternativement au potentiel $+V$ et $-V$. Plateau *C* porté à un potentiel fixe V' dont la valeur absolue est supérieure à V de manière à réaliser un champ qui conserve un sens fixe dans la chambre *BC*. Les ions sont produits dans cette chambre par un pinceau de rayons passant entre *B* et *C* ; les ions d'un signe sont entraînés vers la toile *B*, et quelques-uns d'entre eux pénètrent par les orifices de celle-ci dans la chambre *AB*.

secours d'un courant gazeux. Dans le premier cas, la vitesse que prend un ion dans un champ électrique est comparée à sa vitesse d'entraînement par un courant de gaz. Dans le second cas, on emploie généralement un champ alterné. L'exemple d'un tel dispositif est donné par une chambre à plateaux parallèles *A* et *B*, dont le premier est réuni à l'électromètre, le second porté au potentiel V , le plateau *B* étant le siège d'une émission superficielle d'ions d'un seul signe, et V prenant successivement des valeurs égales mais de signe contraire, alternant par intervalles de temps τ . Si la déformation du champ est négligeable, celui-ci a pour valeur V/l où l est la distance des plateaux. Les ions effectuent entre ceux-ci un mouvement oscillatoire et ne peuvent atteindre le plateau *A* que dans le cas où le produit $hk\tau$ est supérieur à l . Quand on fait croître progressivement la valeur absolue de V ,

l'électromètre commence à accuser un courant quand $hk\tau = l$. On obtient ainsi k_1 ou k_2 , suivant le signe des ions utilisés. S'il existe des ions de mobilités diverses, l'apparition du courant correspond à l'arrivée des ions les plus mobiles.

Pour réaliser l'expérience, on peut employer un plateau A en zinc qui, éclairé avec de la lumière ultraviolette au travers de la toile métallique donne lieu à une émission d'ions négatifs. On peut aussi, prenant comme électrode B une toile métallique, faire pénétrer dans l'espace qui la sépare du plateau A , des ions produits dans une chambre d'ionisation contiguë BC (fig. 17) et entraînés vers la toile B par un champ électrique convenablement dirigé.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de k_1 et k_2 pour les ions produits par les rayons X ou les rayons du radium dans quelques gaz purs et secs à la pression normale, h étant mesuré en volt par centimètre k_1 , ions (+);

k_2 , ions (—).

	k_1 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	k_2 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$
Air.....	1,36	1,87
O ²	1,36	1,80
CO ²	0,76	0,81
H ²	6,70	7,95

On voit que, pour ces gaz, $k_2 > k_1$ et que les ions gazeux sont beaucoup plus mobiles que les ions électrolytiques (voir § 1).

Dans l'air humide, la mobilité des ions négatifs est diminuée, tandis que celle des ions positifs est moins affectée; on trouve, par exemple, dans l'air humide $k_1 = 1,37$ et $k_2 = 1,51$.

La théorie cinétique des gaz prévoit que si les ions ont une structure définie, leurs mobilités doivent être inversement proportionnelles à la pression du gaz. Ces prévisions sont vérifiées par l'expérience. Le produit de la pression p par chacun des coefficients k_1 et k_2 se montre constant pour l'air dans des limites de pression étendues, mais commence à augmenter quand la pression descend au dessous d'une certaine limite. Cette altération est due au changement qui se produit dans la nature des ions aux basses pressions.

Plusieurs auteurs ont signalé que la mobilité d'un ion peut dépendre de son âge, c'est-à-dire du temps qui s'est écoulé entre la production du centre chargé et sa captation par une électrode; à l'accroissement d'âge correspond une diminution de mobilité pouvant provenir d'une augmentation de masse et de volume. L'étude de la diffusion des ions gazeux ayant prouvé que ces ions sont des assemblages de molécules (§ 8), on peut envisager l'existence d'ions complexes avec une struc-

ture variable entre certaines limites, et avec une répartition de mobilités correspondante. On observe, en effet, de telles répartitions quand on a soin de séparer les ions de mobilités comprises dans des intervalles assez étroits (M. Laporte, fig. 18). Les courbes obtenues ont l'allure de lois de probabilité ; leur forme dépend de la nature du gaz employé et de sa teneur en vapeur d'eau. La présence d'impuretés devant produire un étalement de la courbe, la mobilité est d'autant mieux définie que la purification du gaz est plus rigoureuse.

La formation des ions complexes paraît liée à l'existence de forces d'affinité spécifique entre les électrons et les molécules. On trouve, par exemple, que les électrons se fixent bien plus facilement sur l'oxygène, le chlore ou la vapeur d'eau que sur l'azote. Les molécules de gaz

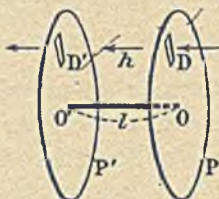


FIG. 18. — Les ions pénètrent dans la région de champ électrique h au travers d'un diaphragme D pratiqué dans le plateau P . Ils sont recueillis par une électrode après avoir traversé le diaphragme D' pratiqué dans le plateau P' . Les plateaux sont animés d'un mouvement de rotation synchrone autour de l'axe OO' , avec la période T . Les ions peuvent atteindre l'électrode si $l = khT$, où l est la distance DD' .

inertes comme l'argon se distinguant par leur manque d'affinité pour les électrons, ces derniers subsistent à l'état libre dans l'argon sous pression atmosphérique. Le courant de saturation est obtenu dans l'argon très pur, pour un voltage beaucoup moins élevé que dans l'air, à ionisation égale (Laporte et da Silva).

Le nombre probable de molécules dans les complexes de mobilité moyenne paraît être de l'ordre d'une dizaine (P. Langevin).

P. Langevin a montré que le rapport du coefficient de recombinaison α à la somme des mobilités $k_1 + k_2$ est susceptible d'une détermination expérimentale et que, conformément aux prévisions théoriques, le quotient $\varepsilon = \alpha/4\pi e(k_1 + k_2)$ est compris entre 0 et 1. Pour l'air à la pression normale et à la température de 17° , on trouve $\varepsilon = 0,27$. Le rapport ε est une fonction de la pression p et tend vers 1 pour des pressions élevées.

§ 8. Diffusion des ions. Rapport $\frac{k}{D}$ et charge ionique.

Les ions peuvent diffuser dans le gaz qui les contient, à la manière d'un gaz mélangé au premier en très faible proportion. La cause déterminante de la diffusion réside dans les différences de concentration ionique produites soit par l'absorption aux parois, soit par une production non uniforme dans un certain volume, soit par des accumulations d'ions dues au passage du courant. La diffusion est liée à l'agitation thermique, à laquelle participent toutes les molécules du mélange et qui tend à rendre uniforme la concentration de chaque espèce de molécules.

Le coefficient de diffusion D est défini de la manière usuelle : soit n la concentration des ions au point O et $n + \frac{dn}{dx} x$ la concentration en un point situé à la distance x du premier dans la direction Ox . Soit q le nombre d'ions qui traversent, par unité de temps, l'unité de surface perpendiculaire à la direction Ox . On admet que

$$q = - D \frac{dn}{dx}.$$

Au point O les ions, en vertu de la diffusion, ont une vitesse d'ensemble, dans le sens du gradient de concentration. Soit u cette vitesse d'ensemble, et u_x sa composante suivant Ox . On a $q = nu_x$.

Pour déterminer les coefficients de diffusion D_1 et D_2 relatifs aux ions (+) et (—) créés dans les gaz par les rayons X ou les rayons du radium, on a employé une méthode de courant gazeux (J. Townsend).

Le gaz ionisé traverse un assemblage de tubes étroits auxquels il abandonne en partie sa charge. Les ions qui sortent d'un tube sont dans un rapport R à ceux qui y pénètrent. La perte est due au mécanisme de diffusion : si l'effet de recombinaison n'est pas négligeable, on peut en tenir compte. Le rapport R est une fonction de $\pi D l / \Delta$, où l est la longueur du tube et Δ le débit de gaz en volume. La mesure de R permet de calculer D .

Le tableau suivant donne les valeurs de D_1 et D_2 pour les ions produits dans quelques gaz secs et privés de poussières, dans les conditions ordinaires de température et de pression.

	D_1	D_2
Air.....	0,028	0,043
O ²	0,025	0,040
CO ²	0,023	0,026
H ²	0,123	0,190

Quand les gaz sont humides, les coefficients D_1 et D_2 sont en général, un peu diminués.

Les ions négatifs diffusent plus vite dans l'air que les ions positifs. Il en résulte que le gaz, à la sortie des tubes de diffusion, possède une faible charge positive. Le champ produit par cette charge tend à égaliser les vitesses de diffusion des ions (+) et (-), et cet effet est d'autant plus sensible que l'ionisation est plus importante. Quand il s'agit d'électrolytes on arrive ainsi à une vitesse de diffusion commune aux deux ions.

Si l'on compare les coefficients de diffusion des ions dans l'air à ceux de quelques gaz diffusant dans l'air également (coefficient de diffusion dans l'air : 0,14 pour CO_2 , 0,10 pour la vapeur d'alcool), on est porté à considérer les ions comme des groupements de plusieurs molécules, en raison de leur diffusion relativement lente. Nous avons vu que la mesure des mobilités permet d'étudier la nature de ces ions complexes.

La théorie cinétique prévoit que les coefficients D_1 et D_2 doivent, comme k_1 et k_2 , varier en raison inverse de la pression. Conformément à cette prévision, le produit de D_1 ou de D_2 par la pression p reste constant dans les mêmes limites que le produit de p par k_1 ou k_2 . Les coefficients D_1 et D_2 augmentent avec la température, en même temps que la vitesse d'agitation thermique.

Une conséquence importante a été déduite par J. Townsend de la considération du rapport k/D pour un ion. On peut admettre que lors du mouvement d'un ion dans le gaz, la vitesse est proportionnelle à la force qui la produit, quelle que soit la nature de cette force. Quand il s'agit de l'entraînement par un champ h , la vitesse kh correspond à la force eh exercée par le champ sur la charge e . Quand il s'agit de la diffusion, la vitesse $-\frac{D}{n} \frac{dn}{dx}$ correspond à une force qui résulte de la pression partielle p des ions, due à leur concentration n . Cette force a la valeur $-\frac{dp}{dx} dx$ pour l'ensemble des ions au nombre de $n dx$ contenus dans une tranche d'épaisseur dx et d'unité de surface perpendiculaire à la direction x ; elle a donc la valeur $-\frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$, si on la rapporte à un ion, d'où la relation :

$$\frac{kh}{eh} = \frac{D \frac{dn}{dx}}{\frac{dp}{dx}}$$

Soit N le nombre de molécules contenues dans 1 cm^3 de gaz à la pression P et à la température à laquelle on a mesuré k et D . La pression étant proportionnelle à la concentration, on a

$$\frac{n}{N} = \frac{p}{P} \quad \frac{dn}{dx} = \frac{N}{P} \frac{dp}{dx} \quad \frac{k}{D} = \frac{Ne}{P}$$

N/P étant une constante, le rapport k/D est une mesure de la charge e . Si celle-ci est considérée comme un multiple d'une charge élémentaire, $e = \nu e_0$; le rapport k/D mesure la *valence* ν ($e_0 = 1$).

On peut, de plus, comparer la charge e d'un ion gazeux à celle e' d'un ion d'hydrogène électrolytique, en calculant la charge $2Ne'$ transportée par 1 cm^3 d'hydrogène électrolytique à 15° et à la pression normale. On trouve: $Ne' = 1,22 \times 10^{10} \text{ U. E. S.}$

Le rapport k/D pour l'ion gazeux (+) ou (—), exprimé en unités *E. S.* et multiplié par P dont la valeur normale est environ 10^6 conduit à une valeur de Ne qui diffère peu de Ne' , quand on se place dans des conditions comparables de température et de pression. On en conclut que la charge d'un ion gazeux est la même que celle d'un ion électrolytique monovalent. Ce fait est une des bases sur lesquelles a été établie la notion de la charge élémentaire. Ce résultat a été confirmé par des méthodes qui permettent une mesure directe du rapport k/D .

§ 9. Petits ions. Gros ions. Electrons.

La mesure des coefficients de recombinaison, de mobilité et de diffusion permet de se rendre compte de la nature des ions formés dans diverses circonstances. Les ions produits dans les gaz, à la pression et à la température ordinaire, par des rayons X ou des rayons Becquerel, sont semblables, car ils ont la même mobilité et le même coefficient de diffusion. On obtient encore ces mêmes ions, quand le gaz est traversé par une décharge disruptive, et les mêmes ions négatifs, quand une électrode de zinc, chargée négativement, est éclairée par la lumière ultraviolette. Ainsi, dans tous ces cas, on peut admettre que les ions sont de même nature; ce sont les *petits ions*, dont l'individualité, bien définie, persiste dans des limites assez étendues de pression et de température.

Il existe cependant des conditions où l'on observe des ions qui se distinguent des précédents. Par exemple, les gaz issus des flammes contiennent quand ils sont chauds des ions de très grande mobilité. On trouve pour k_1 des valeurs 60 fois plus élevées et pour k_2 des va-

leurs 1000 fois plus élevées que pour les petits ions. Mais quand les gaz sont refroidis, les mobilités sont au contraire très faibles, ce que l'on explique en admettant que les ions s'alourdissent en se fixant sur les particules liquides et solides contenues dans les produits de la combustion. La mobilité de ces *gros ions* peut devenir plus de mille fois plus petite que celle des petits ions.

De gros ions de faible mobilité se forment aussi dans certaines réactions chimiques. Ainsi l'oxydation du phosphore en présence de l'air humide fournit des ions très peu mobiles (E. Bloch). Il en est de même de la production de gaz tonnant par électrolyse (J. Townsend). Enfin, de gros ions sont émis par des corps incandescents en présence d'air.

Dans l'air atmosphérique, on observe toujours une certaine concentration en petits ions et aussi en gros ions. La présence de petits ions est due surtout aux radiations ionisantes provenant de radioéléments répandus en quantités minimales à la surface du globe. La présence de gros ions s'explique par la fixation de petits ions sur les poussières et gouttelettes qui se trouvent dans l'atmosphère (P. Langevin).

Alors que les petits ions sont caractérisés par une mobilité assez bien définie, les gros ions ont, en général, dans tous les cas de leur production, des mobilités comprises entre des limites étendues. Ils ne sont sensibles qu'aux champs électriques très intenses, et il est difficile d'obtenir, en ce cas, le courant de saturation. Leur diffusion étant lente, ils ne sont point absorbés par des tampons de coton qui retiennent facilement les petits ions, ou par le barbotage dans l'eau. Abandonnés à l'intérieur d'un récipient, ils disparaissent peu à peu, par une diffusion progressive vers la paroi et une recombinaison lente. Si les ions d'un signe prédominent, la répulsion mutuelle détermine un mouvement vers les parois absorbantes.

La production d'ions de grande mobilité dans les gaz des flammes à température élevée prouve que les ions peuvent, dans ces conditions, avoir des dimensions inférieures à celles des petits ions. L'agitation thermique très énergique qui a lieu à haute température, empêche la formation de groupements moléculaires autour de centres chargés.

Dans les gaz raréfiés, les centres chargés positifs sont réduits à l'état d'atomes chargés. Les centres négatifs éprouvent une réduction encore bien plus considérable, puisque leur masse est seulement une petite fraction, $1/1800$, de celle d'un atome d'hydrogène. A cet état, les centres négatifs se nomment *électrons* et représentent l'élément indivisible d'électricité négative qui fait partie de la constitution de tous les atomes.

Il est donc vraisemblable que le processus fondamental de l'ionisa-

tion dans les gaz consiste toujours dans la scission d'une molécule en électron et en résidu positif, et que les petits ions sont formés par agglomération de quelques molécules autour de ces deux fragments chargés de la molécule primitive. Les conditions de pression qui permettent la formation de petits ions, leur assurent, en même temps, une mobilité définie ; la résistance à leur mouvement dans les gaz, déterminée par les chocs contre les molécules rencontrées, est analogue à une force de frottement, proportionnelle à la vitesse et dirigée en sens inverse de celle-ci.

Les considérations de théorie cinétique permettent de prévoir pour les coefficients k et D des relations approchées dont une forme simple est $k = e\lambda/mu$; $D = \lambda u/3$, (P. Langevin) (e charge de l'ion, m masse, u vitesse d'agitation thermique, λ chemin moyen). Ces formules rendent compte de la variation de k et D avec la pression (λ varie comme $1/p$) et de l'augmentation de D avec la température. Leur interprétation numérique est rendue difficile par l'incertitude sur les valeurs de m et de λ .

§ 10. Emission d'électrons par les corps éclairés et par les corps incandescents.

I. — Certains métaux tels que le zinc (ainsi que les métaux encore plus oxydables) dégagent de l'électricité négative quand ils sont éclairés par la lumière ultraviolette. Dans les gaz de densité normale cette émission a lieu sous forme d'ions négatifs. La conduction ne peut avoir lieu que dans un champ dirigé vers l'électrode éclairée. La courbe $i = f(V)$ affecte la forme représentée dans la figure 16 a.

Les ions contenus dans l'espace entre les électrodes peuvent être entraînés par un courant d'air et recueillis sur un tampon de coton isolé auquel ils communiquent une charge négative.

Quand l'électrode éclairée se trouve dans le vide, les électrons émis ne forment pas d'ions et ne rencontrent aucune résistance à leur mouvement entre les électrodes, ils peuvent donc s'écarter des lignes de champ par suite des effets d'accélération.

Les charges négatives réparties dans l'espace déforment, quand elles sont assez importantes, le champ directement appliqué. En absence de celui-ci, c'est la répulsion mutuelle de ces charges qui conduit à un état de régime où le métal éclairé réabsorbe autant d'électrons qu'il en émet dans le même temps.

La courbe $i = f(V)$ pour le courant d'électrons dans le vide, entre une anode et une cathode éclairée par la lumière ultraviolette, affecte une forme du même type que celle qui convient à la conduction par

les ions négatifs en présence de gaz (fig. 16 *a*). Cela tient à ce que la déformation du champ est due, dans les deux cas, à une distribution de charge négative, de densité décroissante à partir de la cathode éclairée vers l'anode. De là une certaine analogie entre les deux modes de conduction, bien que la relation de la vitesse avec le champ soit différente dans les deux cas.

II. — Un métal incandescent peut fournir une émission d'électricité bien plus considérable qu'un métal éclairé par la lumière ultraviolette. Le plus souvent ce métal (platine, tungstène) a la forme d'un filament dans lequel on fait circuler un courant électrique (fig. 19). On peut aussi employer un filament de charbon. L'émission des corps incandescents porte le nom de *thermionique* ⁽¹⁾.

L'électrode *A* reçoit un courant électrique qui dépend de la tempé-

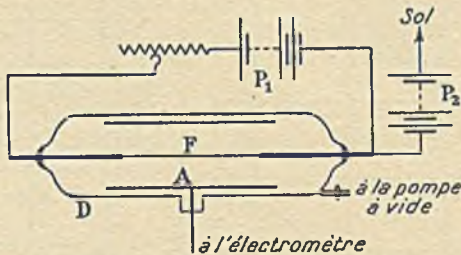


FIG. 19. — *F* filament de charbon ou de métal placé dans l'axe d'un tube de verre parcouru par un courant de chauffage *I* fourni par la batterie *P*₁. L'une des extrémités du fil est portée au potentiel *V* au moyen d'une batterie de charge *P*₂. L'électrode cylindrique *A* qui entoure le fil est reliée à l'électromètre. Dans le récipient étanche *D* qui contient le fil et l'électrode *A*, on peut faire le vide ou introduire un gaz.

rature du fil incandescent et de la pression du gaz contenu dans le récipient. Tant que l'appareil contient de l'air ou quelque autre gaz, il y a émission simultanée d'électricité positive et négative, et la conduction a lieu pour les deux sens du champ. L'émission augmente rapidement avec la température ; aux températures élevées, le courant est mesuré avec un galvanomètre intercalé entre l'électrode *A* et le sol.

Quand on maintient le vide dans l'appareil, les gaz occlus dans les parois et dans les électrodes se dégagent peu à peu et l'émission d'électricité positive disparaît. Seule subsiste alors l'émission d'électricité

(1) Consulter pour les détails et la bibliographie Conf. Rapp. 4, E. Bloch, *Les phénomènes thermioniques*.

négative, sous forme d'électrons, et la conduction n'a lieu que pour un champ dirigé vers le filament.

Le passage du courant dans le vide au travers d'un tube à cathode incandescente est caractérisé par deux séries de courbes, dont l'une représente la relation $i = f(V)$ pour une valeur donnée du courant de chauffage I définissant la température absolue T du filament, tandis que l'autre représente la relation $i = f(I)$ ou $i = f(T)$ pour une valeur

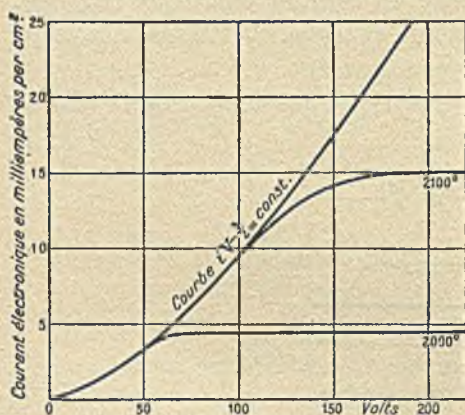


FIG. 20 a.

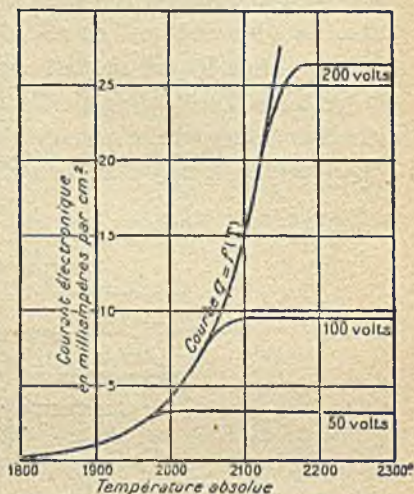


FIG. 20 b.

donnée de la différence de potentiel V entre les électrodes. Les fig. 20 a et 20 b sont la reproduction de résultats de Langmuir obtenus dans un vide très parfait.

Quand la température du fil reste constante (I constant), le courant i augmente avec V suivant une loi du même type que celle représentée par la figure 16 a. Dans la partie initiale, i augmente comme $V^{-1/2}$ la courbe subit ensuite une inflexion et marque une tendance vers la saturation. Les courbes obtenues avec des valeurs diverses de I ou de T se superposent par valeurs croissantes de ces variables, mais le courant de saturation q n'est pas atteint pour des valeurs élevées de la température absolue T .

Quand la différence de potentiel V reste constante, i croît avec I , c'est-à-dire avec T . Pour les valeurs élevées de V , pour lesquelles la saturation est atteinte, $i = q$ et la courbe $q = f(T)$ représente la loi d'accroissement de l'émission avec la température. Pour des valeurs moins élevées de V , la saturation n'est atteinte que jusqu'à une certaine limite du courant de chauffage, et, dans cette région, la courbe se confond avec la précédente. Mais à mesure que T augmente, la différence de potentiel V devient insuffisante pour assurer l'extraction, d'où un point d'inflexion suivi d'une région de saturation apparente consistant en un régime où les électrons non extraits par le champ sont réabsorbés par la cathode.

On admet qu'un électron ne peut sortir du métal sans une dépense de travail W . Les électrons, répartis dans le volume du métal avec une certaine concentration N , prennent part à l'agitation thermique moléculaire et quittent le métal d'autant plus facilement que sa température est plus

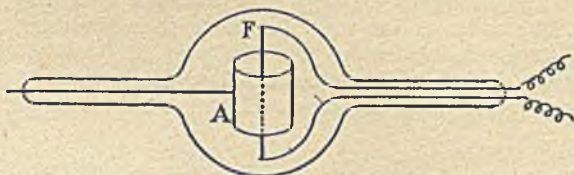


FIG. 21. — Kénotron. F filament incandescent servant de cathode ; A anode tubulaire entourant le filament ; le tube fonctionne comme soupape ne laissant passer le courant que dans le sens de A vers F .

élevée. Les électrons répartis dans l'espace avec une concentration n devant la paroi qui les émet, se comportent comme un gaz dilué ; certains d'entre eux font retour au métal par agitation thermique. Dans l'état de régime en absence du champ, le nombre q d'électrons émis par unité de temps et de surface est compensé par le nombre de ceux qui pénètrent dans le métal, venant de l'extérieur. A l'aide d'un champ suffisamment intense,

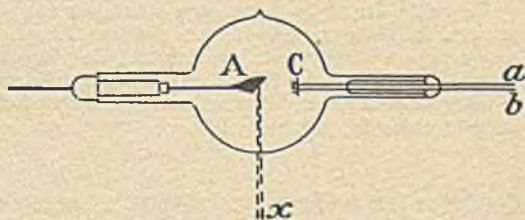


FIG. 22. — Tube Coolidge. La cathode est un filament de tungstène en forme de spirale, alimenté par un courant de chauffage dont les bornes d'entrée et de sortie sont a et b . L'anticathode A servant d'anode est en tungstène. Les électrons émis par le filament frappent l'anticathode en une petite région centrale, nommée foyer, et produisent des rayons X que l'on observe dans la direction x . Le courant transporté par les électrons entre A et C dans un tube de modèle moyen, peut atteindre quelques milliampères sous une différence de potentiel de 200 kilovolts.

on peut extraire tous les électrons à mesure de leur production, et on obtient le courant de saturation q .

La valeur de q par centimètre carré de surface atteint 1 ampère pour le tungstène à la température absolue 2500° . On a, pour cette substance, $W = 4,5$ volts. On utilise pour l'émission électronique des cathodes incandescentes en tungstène, platine, carbone, tantale, mo-

lybdène, ou encore en platine recouvert de chaux ou de baryte (*cathodes de Wehnelt*).

Les applications les plus importantes de l'émission de corps incandescents sont : Les soupapes électriques à cathode incandescente ⁽¹⁾ (Kénotrons), fig. 21 ; les tubes à rayons X à cathode incandescente ⁽²⁾ fig. 22 ; les lampes à trois électrodes ou triodes ⁽³⁾ fig. 23, dont l'utilisation est devenue générale dans la télégraphie et la téléphonie sans fil et qui rendent de nombreux services dans diverses recherches scientifiques.

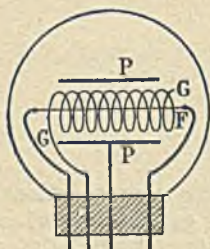


FIG. 23. — La triode se compose d'une ampoule de verre où le vide est aussi parfait que possible et où se trouvent 3 électrodes : le filament *F* parcouru par un courant de chauffage ; la grille *G*, spirale qui entoure le filament ; la plaque *P*, enveloppe cylindrique qui entoure le filament et la grille.

Le courant électronique *I* qui passe du filament incandescent à la plaque, dont le potentiel est supérieur à celui du filament, dépend du potentiel de la grille, qui reçoit une partie des électrons émis. Le fonctionnement de l'appareil est mis en évidence par une série de courbes dites *caractéristiques* qui donnent le courant *i* reçu par la grille et le courant *I* reçu par la plaque, en fonction du potentiel ν de la grille, pour un potentiel déterminé *V* de la plaque et pour une valeur déterminée *J* du courant de chauffage. Ces courbes sont du même type que celles de la figure 20.

Le potentiel de la grille étant toujours peu élevé par rapport à celui de la plaque et le courant *i* faible par rapport au courant *I*, une petite variation de ν entraîne une variation importante du courant de plaque, et c'est sur ce principe qu'est basé l'emploi de la triode comme *amplificateur*. Cet appareil peut aussi servir comme *producteur d'ondes entretenues périodiques* et comme *détecteur d'ondes de grande fréquence*.

§ 11. Condensation de l'eau sur les ions. Charge des ions.

Charge élémentaire.

Les premières déterminations de la charge individuelle d'un ion ont été faites en utilisant les phénomènes de *condensation de vapeur d'eau* sur les ions contenus dans un gaz (J. Townsend, J. J. Thomson).

La vapeur d'eau saturante possède la propriété de devenir sursaturée par l'effet d'une détente rapide telle qu'on peut la produire en augmentant brusquement le volume d'un récipient qui contient de l'eau et de l'air. Quand l'air dans le récipient est privé de poussières, la sursaturation disparaît lentement par dépôt d'eau sur les parois.

⁽¹⁾ Conf. Rapp. 4, E. Bloch, *Les phénomènes thermioniques*.

⁽²⁾ Conf. Rapp. 10, A. Dauvillier, *La technique des rayons X*.

⁽³⁾ Conf. Rapp. 5, C. Gutton, *La lampe à trois électrodes*.

En présence de poussières, au contraire, la détente est accompagnée de la formation d'un brouillard opaque, composé de gouttelettes d'eau formées sur les poussières qui servent de *centres de condensation*. Ce brouillard tombe sous l'effet de la pesanteur et entraîne les poussières qu'on peut éliminer en répétant l'opération un certain nombre de fois.

Si alors, on produit dans le récipient un certain nombre d'ions, en portant à l'incandescence un filament métallique isolé disposé à cet effet, on constate, à nouveau, la production d'un épais brouillard lors de la détente, les ions dégagés par le filament fonctionnant comme centres de condensation.

Les ions dus à l'oxydation du phosphore et ceux contenus dans les gaz de l'électrolyse sont, de même, des centres de condensation efficaces. L'air qui contient de tels ions, se charge de brouillard en barbotant au travers de l'eau. Un jet de vapeur sursaturée s'échappant d'une chaudière en ébullition, manifeste une augmentation d'opacité considérable au voisinage d'un fragment de phosphore, d'une petite flamme ou d'un filament incandescent. Dans tous ces cas, il s'agit de gros ions dont l'effet est analogue à celui des poussières.

Lord Kelvin a montré que la pression de vapeur d'eau sursaturée a une valeur plus élevée au contact d'une gouttelette liquide qu'au contact d'une couche d'eau plane. Ce phénomène, d'autant plus important que la goutte est plus petite, est en relation avec la tension superficielle et s'oppose à la formation dans le gaz de très petites gouttes par lesquelles doit débiter la condensation. Les poussières suppriment cette difficulté en offrant au dépôt des molécules d'eau leurs surfaces de courbure relativement réduite. Elles peuvent aussi avoir une constitution chimique qui les rend avides d'eau, comme celles qui résultent de l'oxydation du phosphore, et condenser la vapeur d'eau même quand elle n'est pas saturante. Si les poussières sont chargées et forment de gros ions, leur efficacité est accrue, car elles exercent sur les molécules d'eau une attraction électrostatique.

Les petits ions peuvent aussi agir comme centres de condensation, mais leur efficacité est moindre et la sursaturation nécessaire est plus élevée. Une étude précise faite par C. T. R. Wilson a conduit aux résultats suivants :

Les conditions de condensation en forme de brouillard dépendent du degré de détente, Δ , ou rapport du volume final au volume initial. Quand $\Delta < 1,25$, la condensation ne se produit pas. Pour $1,25 < \Delta < 1,31$, la condensation a lieu sur les ions négatifs seulement. Pour $1,31 < \Delta < 1,38$, elle se produit sur les deux espèces d'ions. Pour $\Delta > 1,38$ elle se produit, même en absence d'ions, sur des centres de condensation contenus dans le gaz, probablement des agglomérations moléculaires.

Si l'on appelle *sursaturation* s le rapport de la pression de la vapeur d'eau à sa valeur saturante au contact d'une surface plane à la tempé-

rature considérée, on a $s = 4$ pour $\Delta = 1,25$ et $s = 8$ pour $\Delta = 1,38$.

Il est à remarquer que, même sans agent ionisant, on obtient la condensation en gouttes peu nombreuses pour $\Delta > 1,25$, ceci en raison de la faible ionisation de l'air normal, provenant de radiations qui ne peuvent, en général, être évitées.

De ces expériences, Wilson a déduit une méthode qui permet de photographier les trajectoires de rayons ionisants, rendues visibles par les gouttelettes d'eau formées sur les ions le long du trajet et soumises à un éclairage convenable. Cette méthode des « trajectoires de brouillard » s'applique aux rayons corpusculaires positifs ou négatifs. La présence de rayons X ou de rayons γ se manifeste par les rayons secondaires électroniques auxquels ils donnent naissance. L'appareil utilisé permet d'obtenir la détente par abaissement brusque d'un piston dans un corps de pompe communiquant avec la chambre à condensation (1).

J. J. Thomson a observé la vitesse de chute du brouillard et lui a appliqué la loi de Stokes relative à la vitesse de régime uniforme v atteinte par une goutte de rayon a et de densité δ , dans sa chute au travers de l'air dont le coefficient de viscosité est μ , l'accélération de la pesanteur étant g .

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga}{\mu} \delta.$$

Cette expérience jointe à la mesure de la densité de charge ionique et au calcul de la quantité d'eau condensée, donne la valeur de la charge d'un ion e . On peut observer la vitesse de chute du brouillard dans un champ électrique h , la condensation étant effectuée sur les ions d'un signe seulement. Soient v_1 et v_2 les vitesses de chute du brouillard en absence et en présence de champ ; ces vitesses sont proportionnelles aux forces qui déterminent le mouvement. On a donc :

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{ga}{\mu} \delta \qquad \frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{mg + eh}$$

si l'effet du champ s'ajoute à celui de la pesanteur. Les deux expériences permettent de déterminer e .

L'observation de la chute d'un brouillard, ne comporte pas de mesures très précises. Millikan a utilisé une méthode d'observation

(1) Pour la description de l'appareil utilisé, voir § 65.

de gouttes isolées qui ne fait plus intervenir le phénomène de condensation.

Les gouttelettes, en petit nombre, obtenues par pulvérisation d'un liquide tel que l'huile, sont envoyées dans l'espace entre deux plateaux au travers d'un petit orifice ménagé dans le plateau supérieur. Elles y rencontrent des ions produits par une radiation et, de temps en temps, un ion vient se fixer sur une gouttelette. Celle-ci est soumise à l'action de la pesanteur et à celle d'un champ électrique. Selon le signe de la charge et l'importance du champ, la goutte est maintenue en équilibre ou se meut verticalement dans un sens ou dans l'autre. L'observation des gouttes est faite au microscope.

Une goutte peut capter plusieurs ions successivement ; les modifications de charge sont discontinues et se traduisent par des changements brusques de vitesse. Les charges déterminées sur diverses gouttes sont des multiples de la charge élémentaire.

La valeur e , qui résulte de ces expériences est :

$$e = 4,77. 10^{-10} \text{ U. E. S. } (1).$$

Parmi les autres méthodes qui permettent de déterminer la charge élémentaire, citons dès à présent la détermination de la charge d'une particule α par des méthodes qui consistent à mesurer la charge transportée par un nombre compté de particules. Ces expériences seront décrites plus loin (§ 71). La charge de la particule α est le double de la charge élémentaire e .

La charge élémentaire est reliée au nombre d'Avogadro N (nombre de molécules par molécule gramme ou d'atomes par atome gramme) par une relation fondamentale, déduite des lois de l'électrolyse, N étant la charge d'un ion gramme monovalent :

$$Ne = 96500 \text{ coulombs} = 2,895. 10^{14} \text{ U. E. S.}$$

La connaissance de e entraîne celle de N , et inversement.

Les méthodes de mesures de N sont nombreuses et variées⁽²⁾. Les phénomènes radioactifs en offrent une très directe qui consiste à mesurer le volume de l'hélium résultant de l'accumulation d'un nombre compté de particules α , à l'état d'atomes (§ 72).

(1) Pour appliquer la loi de Stokes aux très petites gouttelettes utilisées dans ces expériences (1 à 5 microns de rayon), il est nécessaire de lui faire subir une correction qui devient sensible pour des gouttelettes dont le rayon est du même ordre que le chemin moyen des molécules du gaz. La densité du gaz intervient comme terme correctif se retranchant de δ , quand on recherche une précision élevée.

(2) On trouvera un exposé de ces méthodes dans le rapport de J. Perrin, *Théorie du rayonnement et les quanta* (Conseil Solvay, 1911).

Voici les valeurs actuellement adoptées pour la charge e et le nombre d'Avogadro N . On peut en déduire la masse absolue des atomes et l'énergie des molécules.

$$e = 4,77. 10^{10} \text{ U. E. S.} \quad \mathcal{N} = 6,06.10^{23}$$

$$\text{Masse d'un atome d'hydrogène : } m_H = \frac{1,0078}{\mathcal{N}} = 1,66. 10^{-24} \text{ g.}$$

$$\text{Masse d'un atome de poids atomique } A : m_A = \frac{A}{\mathcal{N}} = 1,65 A. 10^{-24} \text{ g.}$$

$$\text{Energie de translation d'une molécule : } U = \frac{3}{2} \frac{RT}{\mathcal{N}} = 5,62. 10^{-14} \text{ ergs à } 0^\circ \text{ centigrade (} R, \text{ constante des gaz parfaits par mol. g.) (} T \text{ température absolue).}$$

§ 12. — Ionisation par choc des ions et décharge disruptive.

Dans un volume gazeux où la production d'ions est sensiblement uniforme, la courbe $i = f(V)$ a une forme bien définie (fig. 13) quand

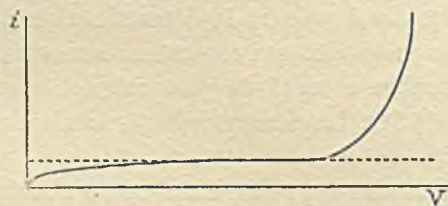


FIG. 24.

la pression et la température du gaz ne s'écartent pas beaucoup des conditions normales. Le régime de saturation avec i constant persiste dans une région étendue des valeurs de V . La décharge disruptive s'établit ensuite brusquement pour une valeur généralement élevée de V . Dans les gaz sous faible pression (quelques millimètres de mercure), on peut distinguer une phase d'augmentation rapide entre celle de saturation et la décharge disruptive (fig. 24).

L'accroissement observé dans cette phase de transition a été expliqué par J. Townsend comme une production d'ions nouveaux déterminée par le choc des ions attribuables à l'action directe de la cause ionisante.

Pour que l'ionisation par choc puisse se produire, il est nécessaire que l'ion ait acquis une énergie cinétique suffisante, notablement supérieure à son énergie d'agitation thermique. Cette énergie lui est communiquée sous l'action du champ électrique.

La vitesse constante d'un ion dans un champ électrique uniforme se présente, au point de vue de la théorie cinétique, comme un effet de moyenne, correspondant au mouvement d'un ion pendant les intervalles successifs entre deux chocs contre les molécules rencontrées. Pendant chacun de ces intervalles, le mouvement de l'ion dans la direction du champ, est uniformément accéléré, mais l'énergie cinétique ainsi accumulée est partiellement ou totalement dépensée lors du choc. Cette énergie étant équivalente au travail effectué par le champ, on a la relation :

$$\frac{mv^2}{2} = eV$$

où m est la masse de l'ion, v sa vitesse, e sa charge et V la différence de potentiel entre les points de départ et d'arrivée. Le trajet moyen entre deux chocs est le *chemin moyen* λ de l'ion dans le gaz à la pression p de l'expérience, et varie en raison inverse de p . Dans un champ uniforme h , la différence de potentiel V sur la longueur λ est $h\lambda$. A l'énergie minimum nécessaire pour l'ionisation, correspond un *potentiel d'ionisation* V_0 et un champ moyen h_0 tel que $V_0 = h_0\lambda$. Ce champ varie en raison inverse de λ , donc proportionnellement à la pression. Ainsi, le début de l'ionisation par choc est observé sous pression réduite dans un champ d'intensité modérée.

Le nombre ν d'ions nouveaux produits en moyenne par unité de longueur, par l'un d'eux considéré comme projectile ionisant, est une fonction de h et de p . Quand h croît, l'ionisation par choc se produit d'abord pour les ions négatifs qui, dans ces conditions, sont réduits à l'état d'électrons.

Pour une valeur suffisante de h , il y a, à la fois, intervention d'ions négatifs et d'ions positifs, soit que ces derniers ionisent le gaz, soit qu'ils libèrent des électrons au contact de la cathode. D'après la théorie, le courant i , obtenu entre deux plateaux dont la distance est l , est une fonction du produit pl et de V , et le courant subit un accroissement très rapide pour certaines valeurs de ces variables qui correspondent à la décharge disruptive. Il en résulte que le *potentiel disruptif* est une fonction du produit pl qui mesure la masse de gaz entre les plateaux (*loi de Paschen*). Pour une distance constante des plateaux, le potentiel disruptif décroît avec la pression pour passer par un minimum, puis augmente à nouveau rapidement quand la pression devient encore plus basse. Il existe donc un *potentiel disruptif minimum* (environ 340 volts pour l'air) au-dessous duquel on ne peut faire passer la décharge disruptive quelle que soit la pression.

L'existence d'un potentiel disruptif minimum se comprend aisément si la décharge disruptive exige une ionisation par choc très active. En effet, aux pressions élevées cette ionisation n'est appréciable que pour des champs intenses, puisqu'une différence de potentiel critique de l'ordre du potentiel d'ionisation, doit se trouver établie sur une distance très

petite correspondant au chemin moyen des ions dans le gaz. Si la pression est très faible, cette difficulté n'existe plus, mais les chocs deviennent rares et la production d'ions est insuffisante pour alimenter la décharge.

On peut amorcer la décharge disruptive sans le secours d'une cause d'ionisation extérieure ; ceci s'explique par la présence constante dans les gaz d'ions peu nombreux.

Quand le nombre d'ions s'accroît considérablement au seuil de la décharge disruptive, l'afflux d'ions vers les plateaux produit une déformation importante du champ, particulièrement marquée à la cathode, parce que la mobilité des ions positifs est beaucoup plus petite que celle des électrons. L'accumulation d'ions positifs devant la cathode donne lieu à la formation d'une région de champ intense à laquelle correspond la *chute de potentiel cathodique* ; c'est à cette région que se limite, dès lors, l'ionisation par les ions positifs, tandis que dans la région de champ plus faible, située au delà, les ions négatifs continuent à être efficaces.

La décharge disruptive qui se produit à la température ordinaire entre des électrodes ayant la forme de plateaux est du type *étincelle* ; la structure relative à ce cas s'applique aussi, en général, aux électrodes froides de courbure modérée.

L'étincelle qu'on voit éclater dans un tube contenant une électrode en forme de plateau à chaque bout et rempli d'air à la pression atmosphérique, semble être un trait lumineux continu entre l'anode et la cathode. En abaissant progressivement la pression on voit l'étincelle se résoudre en ses éléments. Le trait lumineux s'élargit et devient flou ; en même temps on voit apparaître l'*espace sombre de Faraday* qui sépare le phénomène lumineux en deux parties : la *colonne positive*, continue ou striée, qui occupe du côté de l'anode la plus grande partie du tube et la *lumière négative* qui débutant par une tache restreinte sur la cathode, s'étend peu à peu tout autour de celle-ci. La pression qu'il faut atteindre pour observer cet aspect est de quelques millimètres de mercure. Quand la pression continue à s'abaisser, la colonne positive est refoulée vers l'anode tandis que la lumière négative prend une extension croissante. Pour une pression inférieure à 0,1 millimètre de mercure, on constate que la lumière négative ne touche pas la cathode, mais en est séparée par l'*espace sombre de Crookes* tandis qu'une mince couche lumineuse, *gaine*, reste visible contre la cathode même. Pour une pression encore plus basse (quelques millièmes de millimètre de mercure, la colonne positive a disparu du tube, suivie par l'espace sombre de Faraday, et l'espace sombre de Crookes envahit le tube. En même temps, la paroi de verre en face de la cathode manifeste une phosphorescence de couleur verte attribuable aux *rayons cathodiques* ; ces rayons sont des électrons mis en liberté à la surface de la cathode et ayant acquis dans le champ électrique qui existe devant celle-ci une vitesse qui leur permet d'atteindre la paroi opposée, quand le degré de vide est suffisant. La figure 25 donne un aspect schématique des éléments de l'étincelle.

Pour suivre le changement d'aspect de la décharge, il est utile de mesurer l'intensité du courant qui passe dans celle-ci ainsi que le potentiel disruptif. On constate que ce potentiel passe par un minimum et la conductibilité du tube par un maximum pour une pression de l'ordre du millimètre de mercure.

Le passage de la décharge exige une interdépendance entre la production d'ions positifs et d'ions négatifs. Les ions positifs qui viennent frapper la cathode produisent à son contact des électrons libres issus de la cathode ou des molécules de gaz contiguës. Ces électrons repoussés par la cathode forment les rayons cathodiques qui absorbés par le gaz dans l'espace sombre de Crookes et dans la région de lumière négative y produisent l'ionisation par choc ; les ions positifs dus à ces chocs, forment *l'afflux positif* qui se dirige vers la cathode pour mettre en liberté

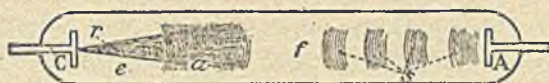


FIG. 25. — *C* cathode, *r* rayons cathodiques, *e* espace sombre de Crookes, *a* lumière négative; *f* espace sombre de Faraday, *s* colonne positive, *A* anode.

des électrons à sa surface. Ainsi la relation entre les rayons cathodiques et l'afflux positif est la condition essentielle de la décharge disruptive.

Aigrette. — La décharge sous forme d'aigrette est celle qui a lieu entre une pointe et un plateau ou plus généralement entre l'aspérité d'un conducteur et une surface étendue qui en est souvent éloignée. L'aigrette est dite positive ou négative selon le signe de la pointe. L'aigrette négative est peu volumineuse, l'aigrette positive prend l'aspect d'une houppe lumineuse étendue émanant de la pointe. Le champ ne pouvant atteindre une grande intensité que tout contre la pointe, c'est là seulement que se produit l'ionisation par choc ; la pointe absorbe les ions du signe contraire au sien et repousse ceux de même signe qui se répandent dans le gaz et suivent les lignes de force du champ. Le potentiel disruptif exigé dépend de la finesse de la pointe et de son signe ; il est moins élevé pour l'aigrette négative que pour l'aigrette positive ; dans le premier cas il peut y avoir extraction d'électrons du métal, dans le second cas ils ne peuvent provenir que des molécules gazeuses voisines de la pointe. Les potentiels disruptifs minima observés dans l'air sont environ 300 volts pour l'aigrette négative et 500 volts pour l'aigrette positive.

Arc électrique. — L'arc se produit entre des électrodes incandescentes, et les conditions sont tout à fait différentes de celles qui ont lieu pour des électrodes froides, puisqu'une cathode incandescente donne lieu à une émission abondante d'électrons sans qu'il soit nécessaire de lui faire

subir le choc d'ions positifs (§ 10). La chute cathodique est plus ou moins compensée par cette émission électronique et la tension nécessaire est peu élevée, et peut se réduire à quelques volts. La température des électrodes est entretenue par les nombreux chocs d'ions positifs ou d'électrons, mais elle est réduite pour ce qui concerne la cathode par l'émission d'électrons comparable à une évaporation.

CHAPITRE III

LES RAYONS CATHODIQUES

§ 13. Production. Propagation et propriétés.

Les rayons cathodiques sont produits par la cathode d'un tube à gaz raréfié (fig. 26) quand celle-ci donne lieu à une émission d'électrons sous l'influence de chocs d'ions positifs. L'émission peut aussi avoir lieu dans le vide si la cathode est incandescente (fig. 22) ou éclairée par la lumière ultraviolette (cathode de zinc). L'émission a lieu normalement à la cathode et la propagation est rectiligne ; si la cathode est concave, les rayons forment un faisceau convergent, réuni en un *foyer* sur une électrode réceptrice dite *anticathode* (servant d'anode ou reliée à une anode placée latéralement). L'anticathode est la source de l'émission de rayons X produite par le choc des rayons cathodiques.

Les rayons cathodiques produisent sur diverses matières qu'ils rencontrent une vive fluorescence, verte pour le verre, rouge pour le rubis, orangée pour la calcite, etc... Ils transportent une quantité d'énergie très appréciable et peuvent porter l'anticathode à l'incandescence.

Les rayons cathodiques produits dans un tube à gaz et reçus en un foyer, déterminent à la surface du métal une émission secondaire de rayons de même nature qui se dispersent dans tout l'hémisphère en avant de ce plan et, rencontrant le verre du tube, donnent naissance à l'*hémisphère de phosphorescence*. On n'observe pas ce phénomène dans un tube Coolidge, et on peut penser, qu'en ce cas, la distribution d'électricité négative sur la paroi interne empêche l'arrivée de rayons cathodiques diffusés.

Le pouvoir pénétrant des rayons cathodiques vis-à-vis de la matière est, en général, faible ; il augmente avec la vitesse des rayons et leur tension de production. Dans les conditions usuelles, les rayons cathodiques ne traversent pas le verre du tube où ils sont produits, mais peuvent traverser une épaisseur d'aluminium de quelques millièmes de millimètre (Lénard). En pratiquant dans le tube de production une petite fenêtre fermée par une feuille mince d'aluminium, on fait pénétrer les rayons cathodiques au travers de cette fenêtre dans

une chambre d'observation (fig. 27) dans laquelle on peut faire le vide, ou bien y introduire un gaz sous faible pression.

Les rayons cathodiques impressionnent une plaque photographique et produisent l'ionisation des gaz qu'ils traversent. Ces rayons produisent aussi des effets chimiques et des effets colorants : l'hémisphère de phosphorescence du verre (fig. 26) devient, à mesure qu'on

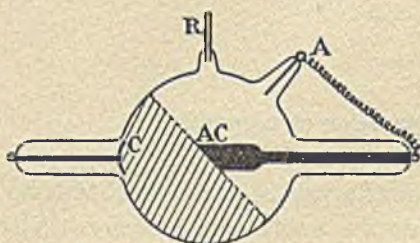


Fig. 26.

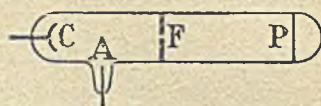


Fig. 27.

FIG. 26. — *C*, cathode, *A*, anode, *AC*, anticathode, *R*, régulateur de pression. Région hachurée : hémisphère de phosphorescence.

FIG. 27. — *A* anode, *C* cathode, *F* fenêtre, *P* plaque photographique placée dans la chambre d'observation.

fait fonctionner le tube, un hémisphère de coloration résultant de l'altération progressive du verre.

La cathode du tube subit un effet de *pulvérisation* ; la matière volatilisée se dépose sur les parois du tube ou sur tout objet exposé en face de la

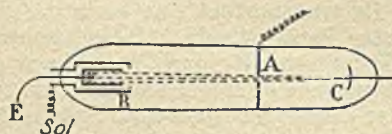


FIG. 28.

cathode ; cet effet, nuisible pour le tube, est atténué quand on emploie des cathodes en aluminium. La pulvérisation cathodique semble déterminée par le choc des ions positifs sur la cathode ; elle est utilisée pour obtenir de fins dépôts métalliques.

Charge des rayons. — Les rayons cathodiques transportent une charge négative. Ce fait fondamental démontré par J. Perrin, peut être mis en évidence ainsi qu'il suit (fig. 23) :

Un faisceau de rayons émis par une cathode *C* et limité par l'anode *A* servant de diaphragme, est reçu dans un cylindre de Faraday *F* isolé et

relié à un électromètre E ; la boîte B réunie au sol (ainsi que l'anode A) assure la protection électrostatique. Quand le faisceau est excité, le cylindre F se charge négativement. Si au moyen d'un aimant on dévie le faisceau (voir § 14) la charge ne se produit plus.

Lénard a prouvé que les rayons cathodiques qui traversent un écran mince en aluminium transportent leur charge au travers de l'écran.

§ 14. Action d'un champ magnétique et d'un champ électrique sur les rayons cathodiques

Les rayons cathodiques sont déviés dans un champ magnétique et dans un champ électrique. Cette déviation doit être étudiée *dans le vide* afin d'éliminer l'effet d'absorption et de diffusion exercé sur les rayons par les gaz qu'ils traversent.

I. *Déviations magnétique.* — La force F qui s'exerce sur une particule de masse m portant une charge négative e , animée d'une vitesse v

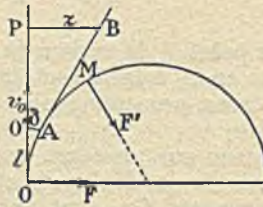


FIG. 29. — OF direction initiale de la force au point O .
 MF' direction de la force en un point M de la trajectoire.

dans un champ magnétique d'intensité H est donnée par la formule

$$F = \mu_0 H e v \sin \alpha$$

où α est l'angle que forme la direction du champ avec celle de la vitesse et μ_0 la perméabilité du vide. Cette force est perpendiculaire au plan déterminé par H et v ; elle est dirigée vers la droite d'un observateur traversé des pieds à la tête par la direction de la vitesse et regardant dans la direction du champ. Puisque la force F est perpendiculaire à la vitesse, celle-ci reste constante en grandeur et ne peut varier qu'en direction. C'est là une propriété générale de l'action du champ magnétique sur une particule électrisée.

Considérons le cas d'un champ magnétique uniforme perpendiculaire au plan de la fig. 29 et dirigé vers l'arrière de ce plan qui contient

la vitesse initiale Ov et la direction initiale de la force OF . La trajectoire est plane ; sa forme est déterminée par l'équation du mouvement relative à l'accélération normale dirigée suivant MF . Posant $\sin \alpha = 1$, et désignant par ρ le rayon de courbure, on obtient

$$\frac{mv^2}{\rho} = \mu_0 H e v \quad \text{d'où } \rho = \text{constante} = R = \frac{mv}{e\mu_0 H}.$$

La trajectoire est une circonférence de rayon R tangente en O à la direction de v_0 . La mesure de R dans un champ connu H donne la valeur de mv/e .

Pour des rayons de grande vitesse, le rayon R est grand et on mesure, en ce cas, la *dévi*ation δ ou déplacement latéral de la particule pour un parcours $OO' = l$ dans le champ. On a la relation

$$\delta(2R - \delta) = l^2$$

ou, approximativement, si la déviation est petite

$$2R\delta = l^2 \quad \delta = \frac{l^2}{2R} = \frac{l^2}{2} \frac{e\mu_0 H}{mv}.$$

Si la particule quitte au point A la région de champ, elle poursuit son chemin suivant la tangente en A à la trajectoire circulaire. La déviation $z = PB$, observée sur un écran perpendiculaire à OO' , est proportionnelle à δ , c'est à-dire à e/mv .

On peut recevoir le faisceau sur un écran qui devient fluorescent par l'action des rayons et observer le déplacement de la tache lumineuse qui marque l'arrivée du faisceau. On peut aussi employer une plaque photographique ; on obtient sur celle-ci une impression au point P correspondant à la direction primitive du faisceau et une impression en B correspondant au faisceau dévié. Dans les deux cas on peut mesurer z et en déduire la valeur de $\frac{e}{mv}$.

L'application de la méthode précédente exige des corrections qui résultent de ce que la région de champ magnétique n'a pas de limites nettes. Quand les rayons ont une vitesse faible, on peut disposer l'expérience de manière à leur faire accomplir dans le champ un parcours demi-circulaire dont on mesure le diamètre (fig. 29).

Dans un champ magnétique uniforme d'intensité H dont la direction fait un angle α avec la direction v_0 de la vitesse initiale, la trajectoire est une hélice tangente à l'origine à v_0 et enroulée sur un cylindre circulaire droit, de génératrices parallèles au champ, et de rayon $R \sin \alpha$, si R est le rayon de la circonférence obtenue quand $\sin \alpha = 1$. Si le champ magnétique n'est pas uniforme, la forme des trajectoires est plus compliquée ; elles ressemblent à des hélices qui se déforment progressivement.

Un faisceau étroit de rayons cathodiques est parfois rendu visible dans le gaz raréfié qu'il traverse, en provoquant la luminescence de

celui-ci sur son passage. Les trajectoires peuvent alors être photographiées. On peut aussi obtenir la reproduction d'une trajectoire par l'action directe du faisceau sur une plaque sensible placée parallèlement à sa direction. Des photographies de trajectoires dans un champ magnétique sont reproduites dans la planche I, fig. 1, 2 et 3.

Si le champ magnétique, au lieu d'être constant, est variable, la déviation du faisceau l'est également. Soit un faisceau fin de rayons perpendiculaires au plan de la figure 30 au point O autour duquel existe un champ magnétique alternatif parallèle à Ox . L'extrémité O du faisceau exécute dans le plan Oxy une oscillation suivant la direction Oy . De même, si un champ alternatif est établi suivant la direction Oy , l'oscillation de l'extrémité du faisceau a lieu suivant Ox . Si les deux champs alternatifs sont excités simultanément, les deux oscillations se superposent. Pour des champs synchrones, l'oscillation a lieu suivant la diagonale du rectangle construit sur les amplitudes Ox et Oy . Si les deux champs ont même période sans avoir même phase, l'extrémité du faisceau décrit une des ellipses qu'on peut inscrire dans le rectangle.

Le comportement d'un faisceau cathodique dans un champ magnétique alternatif donne le principe des méthodes suivantes :

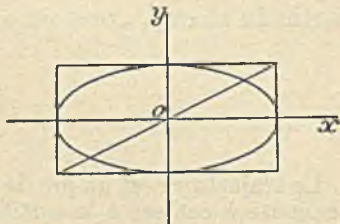


FIG. 30.

Principe de l'oscillographie. — Le faisceau cathodique est un indicateur instantané de champ magnétique. L'oscillation à laquelle donne lieu un champ alternatif peut être photographiée sur une plaque qui se déplace perpendiculairement à la direction de l'oscillation : on obtient ainsi des courbes qui permettent d'analyser la variation d'un champ magnétique en fonction du temps (oscillographe à rayons cathodiques).

Principe de mesure de la vitesse v des rayons. — Soient deux champs synchrones, de période T , produits par les bobines BB et $B'B'$ et agissant

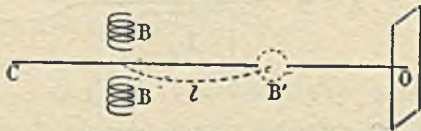


FIG. 31.

sur le faisceau en deux points de son trajet entre lesquels existe la distance l (fig. 31). Cette distance étant franchie par les rayons en un temps l/v , le champ $B'B'$ agit sur le faisceau avec un retard de phase $\varphi = l/vT$ par rapport au champ BB . Si $\varphi = 1$, la superposition des oscillations a lieu comme pour des champs synchrones agissant au même point. Il est donc possible de mesurer la vitesse v en faisant varier soit l , soit T , de manière à réaliser l'égalité $l = vT$. Pour mesurer une vitesse de l'ordre de 10^9 cm/sec, on alimente les bobines avec des courants d'oscillation de haute fréquence de période $T = 10^{-7}$ sec.

II. *Déviatiou électrique.* — Une particule qui porte la charge e est soumise, dans un champ électrique d'intensité h , à une force eh dirigée en sens inverse du champ si la charge est négative. La déviation électrique est observée en dehors du champ qui est produit entre deux plateaux rapprochés.

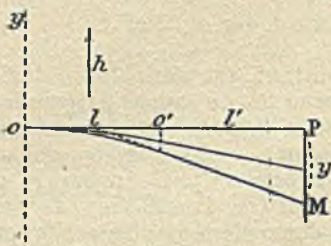


FIG. 32.

Soit O le point où un fin faisceau de rayons de direction OO' pénètre dans un champ uniforme d'intensité h et de direction Oy (fig. 32). La déviation étant, en général, faible, on néglige l'altération de vitesse. La force étant constante, la déviation δ à la

sortie du champ, après un parcours l , est donnée par la formule :

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{eh}{m} \frac{l^2}{v^2}.$$

La trajectoire est un arc de parabole, tangent en O à la direction OO' ; la tangente à cet arc à la sortie du champ rencontre OO' en son milieu. La déviation y obtenue sur un écran d'observation perpendiculaire à OO' , entre le point P d'arrivée du faisceau primitif et le point M d'arrivée du faisceau dévié est proportionnelle à δ , c'est-à-dire à e/mv^2 .

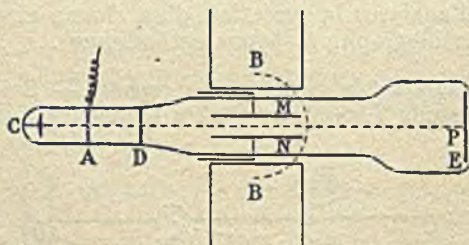


FIG. 33. — C , cathode, A , anode servant de diaphragme, D , diaphragme, M, N , plateaux entre lesquels est établi le champ électrique, BB section des bobines entre lesquelles est établi le champ magnétique, E , écran d'observation. La trace P du faisceau non dévié en absence de champ sert de repère. Par renversement de chacun des champs on obtient le renversement de la déviation.

La mesure de y permet de déterminer le produit e/mv^2 . Des corrections peuvent être nécessaires pour tenir compte de la déformation du champ à l'entrée et à la sortie du condensateur à plateaux.

L'emploi d'un champ électrique alternatif donne des résultats semblables à ceux qui ont été indiqués pour le champ magnétique alternatif. A l'aide de deux champs électriques alternatifs synchrones, séparés par une certaine distance, on peut mesurer la vitesse des rayons.

Dans la figure 33 on a représenté un dispositif qui permet d'observer la déviation magnétique et la déviation électrique des rayons cathodiques.

Nous avons vu, que l'on a en cas de déviations faibles :

$$z = A \frac{e}{m\nu} \qquad y = B \frac{e}{m\nu^2}$$

où A et B sont des facteurs qui dépendent de la forme des appareils et de la valeur du champ. Quand ces conditions restent les mêmes, ces facteurs sont des constantes par rapport à e , m et ν . On a donc, par élimination successive de ν ou de $\frac{e}{m}$

$$\frac{z^2}{y} = k \frac{e}{m} \qquad \frac{z}{y} = k'\nu$$

où k et k' sont constants. Si les déviations z et y se produisent simultanément à angle droit ainsi que dans le dispositif fig. 33, et si le faisceau primitif est hétérogène, les points d'arrivée de tous les rayons qui, avec des vitesses différentes, ont même rapport $\frac{e}{m}$ se trouvent sur une parabole tangente en P à la direction Pz de la déviation magnétique et ayant pour axe la direction Py de la déviation électrique (fig. 34).

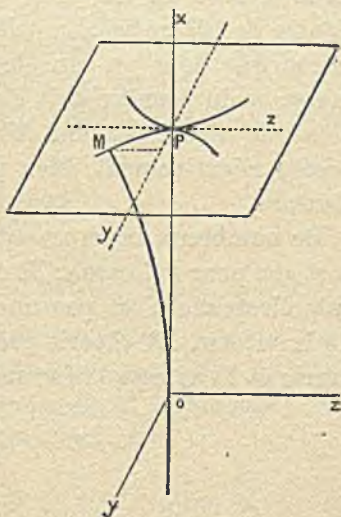


FIG. 34.

Cette méthode des *déviations croisées* ou des paraboles a été souvent utilisée dans l'étude des rayons cathodiques et des rayons positifs.

La deuxième relation montre que le rapport z/y est le même pour des rayons qui ont même vitesse avec des valeurs différentes de e/m .

§ 15. Rapport $\frac{e}{m}$. Masse et énergie cinétique de l'électron.

La mesure des déviations magnétique et électrique pour les rayons cathodiques fournit les valeurs de $\frac{e}{m\nu}$ et $\frac{e}{m\nu^2}$ et permet de calculer le.

rapport e/m et la vitesse v . Cette détermination a permis d'établir et de préciser la notion de l'électron ainsi que celle de la relation entre la masse et la vitesse pour une particule électrisée.

On sait que, dans l'électrolyse, le rapport constant entre les quantités d'électricité et de matière transportées atteint pour l'hydrogène sa plus grande valeur, voisine de 10^4 unités $E. M.$ L'étude des rayons cathodiques a conduit Crookes à admettre que ce sont des particules matérielles beaucoup plus petites que des atomes, animées d'une grande vitesse. Les premières déterminations du rapport e/m par J. J. Thomson, au moyen d'une mesure de déviations magnétique et électrique, ont fourni un nombre de l'ordre de 10^7 unités $E. M.$, indépendant de la nature du gaz dans le tube à décharge, de la nature des électrodes et du degré de vide; la vitesse correspondante était de l'ordre de 10^9 cm/sec. La valeur de e pour un rayon cathodique étant la même que pour un ion électrolytique monovalent (§ 13 et 14), la masse m du premier doit être une petite fraction, de l'ordre du millièrne, de celle du second. Ainsi la matière contient des particules électrisées négativement, bien plus petites que les atomes et nommées *électrons*.

De nombreux travaux ont eu pour objet la mesure précise du rapport e/m pour l'électron; ils ont démontré que la masse m d'une particule électrisée n'est pas une constante mais une fonction croissante de la vitesse. La théorie prévoit (v. § 33) pour la relation entre la masse et la vitesse la formule de Lorentz

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

où β est le rapport de la vitesse v de la particule à la vitesse c de la lumière ($c = 3 \times 10^{10}$ cm/sec), et m_0 est la masse limite ou *masse au repos* vers laquelle tend m quand la vitesse tend vers 0. D'après la formule précédente on a

$$\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0} \sqrt{1 - \beta^2}$$

formule qui a été vérifiée par l'expérience.

Pour l'énergie cinétique de l'électron on a, d'après la mécanique classique, $W = \frac{1}{2} m v^2$. Mais cette formule n'est valable que pour des vitesses faibles pour lesquelles m se réduit à m_0 . Quand la vitesse

devient comparable à celle de la lumière, il convient d'employer la formule de Lorentz :

$$W = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]$$

qui se réduit à la précédente quand β tend vers 0. Les valeurs limites de m et W sont applicables avec une erreur inférieure à 0,5 % quand $\beta < 0,1$, c'est-à-dire $v < 3 \times 10^9$ cm/sec.

Les rayons cathodiques étant émis à la surface même de la cathode avec une vitesse négligeable, reçoivent leur énergie cinétique dans le champ accélérateur entre la cathode et l'anode entre lesquelles existe une différence de potentiel V ; l'énergie d'un rayon est donc mesurée par le produit $W = eV$.

On mesure W en ergs si e et V sont mesurés en unités absolues. Mais il est aussi usuel d'exprimer W en *électron-volts*, un électron-volt étant la valeur du produit eV quand e est la charge d'un électron et $V = 1$ volt. Un électron-volt vaut $4,77 \times 10^{-10}/300 = 1,59 \times 10^{-12}$ ergs.

L'égalité

$$m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] = eV$$

se réduisant à $\frac{m_0 v^2}{2} = eV$ pour $\beta < 0,1$, constitue, entre le rapport e/m_0 et la vitesse v , une relation qui a été fréquemment utilisée pour la détermination de ces grandeurs ; l'expérience consiste à mesurer la déviation magnétique des rayons et leur potentiel d'émission.

La valeur du rapport e/m_0 actuellement admise est

$$\frac{e}{m_0} = 1,76 \times 10^7 \text{ unités } E. M. = 5,28 \times 10^{17} \text{ unités } E. S.$$

D'après cela la masse de repos d'un électron est 1825 fois plus petite que celle de l'atome d'hydrogène. Le poids atomique rapporté à 0 = 16 est 0,00055, et la masse absolue calculée à l'aide de celle de l'atome d'hydrogène est $m_0 = 9,04 \times 10^{-28}$ g.

La validité de la relation entre e/m et β^2 étant admise, il suffit d'associer cette formule à la mesure de la déviation magnétique seule, pour déterminer la vitesse des rayons et par là le potentiel d'émission, quand celui-ci n'est pas directement connu, comme c'est le cas pour les rayons émis par les corps radioactifs.

L'électron est l'élément indivisible d'électricité négative (§ 9). Il entre dans la constitution de tous les atomes et intervient dans les

phénomènes de conduction électrique et thermique, ainsi que dans l'émission et l'absorption de lumière et d'autres radiations. La plupart des phénomènes physiques et chimiques consistent en un échange d'énergie entre les électrons et les atomes.

§ 16. Absorption et diffusion des rayons cathodiques.
Parcours. Pouvoir ionisant.

Un électron animé d'une certaine vitesse conserve celle-ci dans le vide en absence de tout champ électromagnétique ; mais au passage de la matière il y a échange d'énergie entre l'électron et les atomes, dont chacun est un assemblage de centres électrisés. Les rayons qui composent un faisceau primitivement homogène et étroit peuvent éprouver un changement de direction nommé *diffusion* ou *dispersion* et une diminution de vitesse et d'énergie nommée *absorption*. Ces effets complexes qui déterminent la disparition progressive du faisceau sont d'autant plus marqués que la vitesse est plus petite et la matière absorbante plus dense. Les rayons cathodiques couramment obtenus dans un tube à décharge sous des potentiels de 50,000 à 100,000 volts sont fortement absorbés par toute matière solide et même par l'air à la pression atmosphérique, tandis que les rayons β rapides des corps radioactifs peuvent être facilement observés dans l'air où ils se propagent à des distances de l'ordre de plusieurs mètres.

Il est plus facile de mesurer l'effet total de l'absorption et de la diffusion que de séparer ces deux effets. Cependant la méthode de condensation de Wilson a permis de photographier les trajectoires de rayons cathodiques secondaires produits dans l'air par les rayons X (§ 24, pl. V). Ces trajectoires sont généralement incurvées, et c'est seulement pour des rayons de grande vitesse qu'on obtient des portions de trajet rectiligne. La théorie prévoit (§ 86) pour un électron en mouvement une multitude de petites déviations dues à l'action individuelle des atomes rencontrés ; on prévoit, de plus, la production beaucoup moins fréquente de fortes déviations dues au passage de l'électron à proximité d'un autre électron ou d'un *noyau d'atome* (§ 34). Ces apparences sont effectivement révélées par la photographie des trajectoires.

Les éléments numériques jusqu'ici disponibles concernent le plus souvent l'effet global d'affaiblissement du faisceau dont l'intensité est mesurée soit par la charge des rayons, soit par l'ionisation produite dans le gaz raréfié sur leur passage. Dans le premier cas on reçoit le faisceau dans un cylindre de Faraday, et l'on interpose la matière

absorbante, en couche d'épaisseur uniforme, entre la source et le récepteur ; dans le second cas, le faisceau qui a traversé la matière absorbante est reçu dans une chambre d'ionisation. Les résultats obtenus sont analogues pour les deux méthodes et peuvent, fréquemment, être représentés par une loi d'absorption exponentielle. Soit I_0 l'intensité initiale, I celle observée après le passage d'une épaisseur x de matière. En écrivant :

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

où μ est constant entre certaines limites de variation de x , on définit le coefficient μ d'absorption globale entre ces limites d'épaisseur. Comme $dI = -\mu I dx$, μ est la fraction d'intensité absorbée par unité de longueur. De la formule d'absorption on déduit :

$$\text{Log}_e I = \text{Log}_e I_0 - \mu x ;$$

la décroissance de $\text{Log}_e I$ (ou de $\text{Log}_{10} I$) en fonction de x est donc linéaire, et la valeur de μ se déduit de la pente de la droite obtenue en portant x en abscisse et $\text{Log}_{10} I$ en ordonnées. Quelle que soit la valeur de I_0 , l'intensité est réduite de moitié pour une épaisseur L telle que

$$\mu L = \text{Log}_e 2 = 0,693$$

Lénard a montré que le coefficient μ croît rapidement quand la vitesse des rayons décroît, et qu'il est, en première approximation, proportionnel à la densité ρ de la matière absorbante, de sorte que le rapport μ/ρ , ou coefficient d'absorption massique est constant. D'une manière plus précise, μ/ρ est une fonction croissante du poids atomique A .

En faisant intervenir le coefficient massique, on définit la loi exponentielle d'absorption par la formule

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}}$$

où $\frac{m}{s}$ est la masse superficielle de l'écran employé, celui-ci ayant la masse m , la densité ρ , la surface s et l'épaisseur x .

On peut définir un coefficient d'absorption par atome $\mu A/\rho$ et, pour une matière de poids moléculaire M , un coefficient d'absorption par molécule $\mu M/\rho$. L'expérience montre que l'absorption par molécule se compose additivement des absorptions produites par les atomes constituants.

Quand on ne peut rendre compte de l'absorption par une formule exponentielle avec μ constant, on la représente à l'aide d'un coefficient μ variable avec x et défini par la relation

$$d (\text{Log}_e I) = - \mu dx ;$$

μ est alors mesuré, pour chaque valeur de x , par l'inclinaison de la tangente à la courbe $\text{Log } I = f(x)$. Selon que cette courbe tourne sa convexité ou sa concavité vers les axes, le coefficient d'absorption μ diminue ou augmente quand croît l'épaisseur de matière traversée.

Dans une étude théorique du passage des rayons cathodiques dans la matière, J. J. Thomson a examiné séparément l'effet de diffusion et l'effet d'absorption. La diffusion est due à l'action répulsive des électrons contenus dans la matière sur ceux qui composent le faisceau primitif dont la direction est x ; on admet que la répulsion entre deux électrons s'exerce suivant la loi de Coulomb (force centrale e^2/r^2 , où r est la distance et e la charge). Il en résulte un épanouissement progressif du faisceau, de sorte que le nombre N de rayons qui traversent, par unité de temps, l'unité de section perpendiculaire à la direction x , diminue quand x augmente. La loi de diminution pour des rayons de vitesse v est de la forme

$$I = I_0 e^{-\sigma x}$$

où σ est le *coefficient de diffusion* qu'on prévoit inversement proportionnel à v^4 , et proportionnel au nombre n d'électrons contenus dans l'unité de volume de la matière absorbante. Or $n = \rho N/m_a$ (ρ densité, m_a masse de l'atome de poids atomique A , N son nombre atomique); $m_a = 1,65 \times 10^{-24} A$ (voir § 11). Comme le rapport N/A ne s'écarte pas beaucoup de 0,5, le coefficient de diffusion massique σ/ρ est approximativement indépendant de la nature de la matière traversée. L'effet de diffusion diminue très rapidement quand la vitesse des rayons augmente.

L'absorption véritable résulte de ce que les électrons du faisceau cèdent une fraction de leur énergie à chaque rencontre avec un électron contenu dans la matière absorbante; ainsi leur vitesse et leur énergie éprouvent une diminution progressive, et l'on doit envisager un *parcours* des rayons qui correspond à l'épuisement de l'énergie primitive W_0 .

Un calcul approché donne la formule suivante pour la variation moyenne de l'énergie sur la distance traversée x :

$$W_0^2 - W^2 = 2ax$$

où α est un coefficient constant proportionnel à n , d'où αx approximativement proportionnel à ρx , c'est-à-dire à la masse par unité de surface de matière traversée.

Puisque l'énergie W est proportionnelle au potentiel d'émission V , on peut écrire

$$V_0^2 - V^2 = k\rho x$$

d'où, pour le parcours l des rayons dans la matière absorbante

$$\rho l = V_0^2/k.$$

Les expériences faites sur des rayons cathodiques homogènes de vitesse connue, sont dans une certaine mesure en accord avec les prévisions de la théorie. Cependant la perte d'énergie individuelle subie par un rayon sur le trajet x varie selon le hasard des rencontres et n'est pas la même pour tous les rayons du faisceau, leurs parcours individuels ne sont donc pas égaux.

On peut étudier la perte d'énergie d'un faisceau de rayons de même vitesse initiale, par la mesure de leur déviation magnétique ; pour cela on place sur le trajet du faisceau avant l'entrée dans le champ, un écran absorbant d'épaisseur connue ; tant que celle-ci ne dépasse pas une certaine limite, le passage au travers de l'écran réduit la vitesse des rayons sans altération notable de l'homogénéité, et à la nouvelle vitesse correspond une déviation magnétique bien définie.

Dans le tableau qui suit, on donne, à titre d'exemple, d'après Becker, les résultats obtenus pour des rayons de vitesse initiale $\beta = 0,52$. La perte de vitesse poursuivie jusqu'à une valeur de 40 %, s'est montrée indépendante de la nature de l'écran, à masse superficielle égale, avec une certaine constance du rapport $\frac{v_0^4 - v^4}{\rho x}$. On donne aussi le coefficient

d'absorption massique $\frac{\mu}{\rho}$ attribuable à chaque vitesse. Ce coefficient a été mesuré par la décroissance de la charge du faisceau, c'est-à-dire par la décroissance du nombre de rayons qui le composent.

$\frac{m}{s}$ en $\frac{g}{cm^2}$	$\frac{\mu}{\rho}$ en $\frac{cm^2}{g}$	$\beta = \frac{v}{c}$	$\frac{\beta_0^4 - \beta^4}{s}$
0,001	95	0,516	2,1
0,002	102	0,507	3,6
0,004	145	0,492	3,8
0,006	192	0,463	4,5
0,008	317	0,432	4,8
0,010	430	0,392	4,9
0,012	670	0,357	4,7
0,014	1240	0,314	4,5

On voit que $\frac{\mu}{\rho}$ croît rapidement quand la vitesse diminue. On trouve, de plus, qu'à une perte de vitesse de 40 % correspond pour le faisceau une perte de rayons qui réduit l'intensité à moins de 1 %. Cette perte se produit par diffusion : les rayons qui ont subi une forte déviation sont rejetés du faisceau vers l'intérieur de l'écran où ils terminent leur trajet.

Pour les rayons cathodiques dont la vitesse est comprise entre 0,2 et 0,5 de celle de la lumière, on trouve un parcours l dans l'aluminium, approximativement proportionnel à v^4 , selon la formule

$$\rho l = 0,15 \left(\frac{v}{c} \right)^4 = 2,4 \times 10^{-12} V^4$$

où ρ est en g./cm³, l en cm. et V en volts.

La méthode des trajectoires de brouillard de Wilson qui permet de mesurer les parcours individuels des rayons dans l'air donne pour ρl des résultats du même ordre de grandeur.

Pour des rayons de grande vitesse (rayons β) l'emploi de formules en v^4 ou V^4 n'est pas équivalent. Le parcours continue à augmenter avec le potentiel d'émission alors que la vitesse varie de moins en moins ; l'augmentation relative du parcours semble moins grande que celle de V^2 (§ 85).

Le nombre d'ions produits dans l'air par unité de trajet des rayons, ou *pouvoir ionisant*, reste nul tant que le potentiel d'émission est inférieur au potentiel d'ionisation, et croît ensuite avec la vitesse des rayons jusqu'à un maximum d'environ 10 paires d'ions par centimètre, sous la pression de 1 millimètre de mercure, soit 7.600 paires d'ions par centimètre sous la pression normale. Ce maximum est atteint pour un potentiel d'émission d'environ 200 volts ; ensuite le pouvoir ionisant décroît quand la vitesse augmente. Des valeurs numériques seront données dans le chapitre XIV, § 85.

L'emploi de la méthode des trajectoires de brouillard a permis de constater que sur 340 ions obtenus avec un rayon de 25.000 volts, 90 sont produits directement par le rayon primaire, tandis que le surplus représente les ions produits par les électrons secondaires qui ont reçu une vitesse suffisante pour acquérir le pouvoir ionisant.

La dépense d'énergie par paire d'ions est, en général, très supérieure à celle qui correspond au potentiel d'ionisation (environ 17 volts pour l'azote et 15 volts pour l'oxygène) ; elle équivaut, d'après plusieurs auteurs, à 35 volts environ par paire d'ions formée dans l'air. L'utilisation de l'énergie de l'électron primaire est encore imparfaite-

ment connue. Dans les chapitres XIII et XIV nous reviendrons sur les conditions du passage des rayons corpusculaires au travers de la matière.

A l'aide d'appareils de haute tension, $V = 250.000$ volts, on obtient des rayons cathodiques pour lesquels $v = 0,74 c$, et dont le trajet dans l'air sous pression atmosphérique est environ 50 cm. Il a été fait des appareils pour la production de rayons à tension encore plus élevée. Dans le tableau 9, Appendice, on a indiqué les valeurs de la vitesse et de l'énergie de l'électron pour des valeurs croissantes du potentiel d'émission.

§ 17. La diffraction des électrons

Quand les rayons cathodiques traversent une couche de matière très mince à structure cristalline, ou quand ils sont réfléchis sur la surface d'un cristal, ils donnent lieu à la production de phénomènes de diffraction semblables à ceux que produisent les rayons X. Ce fait important est en accord avec les considérations théoriques de Louis de Broglie sur l'existence d'ondes associées aux électrons (§ 35). La longueur d'onde qui intervient dans la diffraction des électrons est $\lambda = h/mv$, où h est la constante de Planck (§ 32) et mv la quantité de mouvement de l'électron (m masse, v vitesse). Les impressions photographiques obtenues sur une plaque sensible perpendiculaire au faisceau initial et recevant celui-ci après son passage au travers d'un écran diffractant extrêmement mince sont semblables aux anneaux ou aux taches de diffraction obtenus pour les rayons X (§ 25). Si V est le potentiel d'émission des rayons cathodiques, exprimé en volts, la longueur d'onde λ qui intervient dans la diffraction est numériquement égale à $12,25/\sqrt{V}$ unités A° (l'unité A° ou angström = 10^{-8} cm.) (1). Dans la planche I, figure 4 et 5, on voit une image d'anneaux de diffraction donnée par une feuille mince d'or traversée par des électrons pour lesquels $V = 40.000$ volts, ainsi qu'un diagramme de taches donné par un cristal de platine contenu dans une feuille battue de ce métal.

La diffraction des électrons fournit une méthode très sensible pour l'étude de la structure de films minces, soit indépendants, soit formés sur des surfaces étrangères.

(1) Cette formule est applicable aux valeurs peu élevées de V (§ 35).

§ 18. Les électrons positifs.

Les électrons positifs ou positrons, découverts en 1933, sont des particules chargées positivement dont la charge et la masse ont le même ordre de grandeur que pour les électrons négatifs. On les voit apparaître dans un certain nombre de circonstances indiquées ci-dessous.

Les radiations électromagnétiques de courte longueur d'onde λ (rayons X et rayons γ des corps radioactifs) rencontrant la matière, produisent une émission secondaire d'électrons dont la vitesse augmente avec le pouvoir pénétrant des rayons primaires. Quand l'énergie « quantique » W , inversement proportionnelle à λ (§ 28), atteint une valeur suffisante, à l'émission d'électrons se joint une émission de positrons d'autant plus abondante que W est plus grand et que le poids atomique de la matière du récepteur est plus élevé (§ 90). Si l'observation est faite par la méthode de Wilson, les trajectoires de brouillard des électrons et des positrons sont d'aspect semblable, mais on peut les distinguer par le sens de l'incurvation qu'elles subissent dans un champ magnétique.

La terre reçoit de l'espace environnant un rayonnement très pénétrant dit *cosmique* (§ 151). La méthode des trajectoires de brouillard, appliquée à l'étude de ce rayonnement, y révèle la présence d'électrons et aussi celle de positrons de très grande vitesse.

Certaines transmutations déterminées par le choc de rayons α ou d'autres projectiles de grande énergie (protons, deutons, neutrons, etc.) ont pour effet la création d'éléments instables qui subissent une destruction spontanée comparable à celle des radioéléments. Parmi ces éléments radioactifs artificiellement produits (chap. XX), certains se détruisent avec émission de positrons.

On a pu montrer que le rapport e/m pour les positrons est du même ordre que pour les électrons. Si les charges ont même valeur absolue, les masses doivent être égales ou peu différentes. En admettant l'égalité de charge et de masse, on peut déterminer la vitesse et l'énergie des positrons par leur déviation magnétique.

En traversant la matière, les positrons subissent un ralentissement comme les électrons. L'absorption entraîne la disparition des positrons dont l'énergie est convertie en rayonnement électromagnétique (§ 90). On est conduit à attribuer aux positrons une *vie limitée*, prévue par une théorie de Dirac et confirmée par l'expérience.

CHAPITRE IV

LES RAYONS POSITIFS ⁽¹⁾

§ 19. Production de rayons positifs dans un tube à gaz. Rayons anodiques. Energie. Propriétés.

Les rayons positifs constituent l'*afflux positif* d'un tube à gaz. Ils prennent naissance en divers points de l'espace sombre de Crookes et de la lueur négative, et se dirigent vers la cathode. En employant une cathode perforée (fig. 35), on observe au delà de celle-ci un faisceau de rayons, visible par la luminescence provoquée à son passage dans le gaz raréfié. Ce faisceau produit la fluorescence de la paroi de verre sur laquelle il est reçu; il est peu sensible à l'action de l'aimant.

Le point d'origine des rayons positifs dans le gaz étant à distance variable de la cathode, la chute de potentiel qu'ils utilisent est d'au-



FIG. 35.

tant plus grande que l'origine est plus distante, et a pour valeur maximum le potentiel d'alimentation V du tube. Les rayons de même charge et masse forment donc un faisceau hétérogène en ce qui concerne la vitesse et l'énergie. La masse est ici de l'ordre de celle des atomes, les rayons étant constitués par des ions positifs empruntés aux composés gazeux qui se trouvent dans le tube; la vitesse est donc moins élevée que dans le cas des électrons et reste fréquemment limitée à des valeurs de l'ordre de 10^8 cm/sec, pour lesquelles la masse peut être considérée comme constante. La relation de l'énergie avec le potentiel accélérateur est alors simplement $m v^2/2 = e V'$ où $V' \leq V$.

⁽¹⁾ Pour ce chapitre, consulter Aston, *Isotopes et Conf. Rap.*, vol. 9, M^{me} P. Curie.

La charge e de l'ion est égale à la charge élémentaire ou à un multiple de celle-ci. Pour des ions à charge simple, l'énergie eV , mesurée en électron-volts, est numériquement égale au potentiel d'émission V en volts ; pour des ions à charge multiple, elle en est le même multiple. Nous écrivons eV à la suite des nombres qui mesurent l'énergie en électron-volts, et ekV pour désigner 1000 eV (un électron-kilovolt).

Dans les tubes construits pour l'étude de transmutations (§ 111), on obtient des vitesses plus élevées. Certains de ces tubes fonctionnent sous une différence de potentiel qui atteint 800 kV . Un autre dispositif consiste à employer une différence de potentiel modérée V de forme oscillatoire, et à réaliser une accélération des ions positifs à plusieurs étages : le faisceau d'ions recourbé par un champ magnétique, effectue des passages successifs dans la région de champ électrique, décrivant une spirale ; chaque passage a lieu au moment où la valeur de V est maximum avec un signe donné, et chaque fois l'énergie du faisceau s'accroît de ω ; l'efficacité de cette amplification est limitée par la dispersion progressive du faisceau. Par cette méthode, on a obtenu des énergies d'ions dépassant 10^6 électron-volts ; à $10^6 eV$ correspond, pour des ions d'hydrogène, la vitesse $1,4 \times 10^9$ cm/sec, soit $\beta = 0,046$.

Une anode incandescente placée dans le vide, peut émettre des ions positifs provenant de sels qui sont volatils à des températures élevées. L'énergie des rayons anodiques peut se calculer d'après le potentiel d'alimentation V du tube par la formule $m\nu^2/2 = eV$, car les rayons subissent tous cette chute de potentiel.

Les rayons positifs ou anodiques ont des propriétés communes avec les rayons cathodiques. Comme eux ils excitent la phosphorescence et impressionnent les plaques photographiques ; ils possèdent aussi le pouvoir ionisant. Ils se distinguent des rayons cathodiques par le signe de la charge et par la masse des particules mobiles. Ces particules, produites par un phénomène d'ionisation par choc, émettent elles-mêmes de la lumière et donnent lieu au phénomène de Doppler ; la période apparente T' de la lumière émise pour un observateur qui regarde dans la direction de l'arrivée du rayon est altérée par rapport à la période réelle conformément à la relation :

$$T' = T \left(1 - \frac{\nu}{c} \right),$$

où ν est la vitesse de la particule et c celle de la lumière. L'observation de cet effet donne une mesure de la vitesse ν , en accord avec les méthodes employées d'autre part. Le pouvoir pénétrant des rayons positifs est extrêmement faible, même pour un potentiel d'émission de 10^6 volts.



FIG. 1.

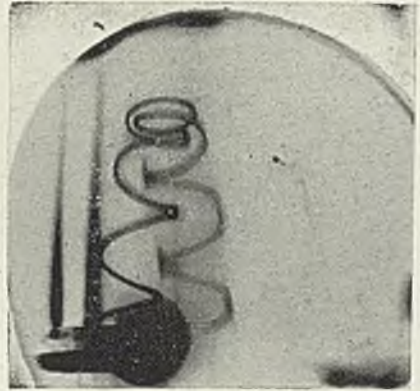


FIG. 2.

Trajectoires de rayons cathodiques photographées par la luminosité du gaz traversé dans un champ magnétique (Villard).

Fig. 1. — Champ perpendiculaire à la trajectoire. Circonférence.
 Fig. 2. — Champ oblique à la trajectoire. Hélice.



FIG. 3. — Impression directe produite par le faisceau de rayons dont la trajectoire est dans le plan de la plaque. Champ magnétique perpendiculaire à la trajectoire (Becker).

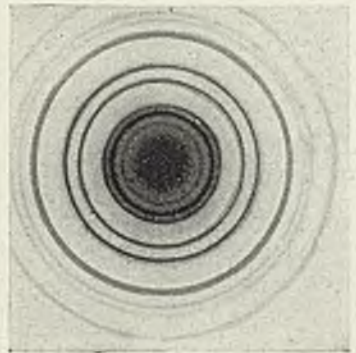


FIG. 4. — Diffraction d'électrons par une feuille d'or très mince à très petits cristaux. Énergie 40.000 el. volts (J. Trillat).

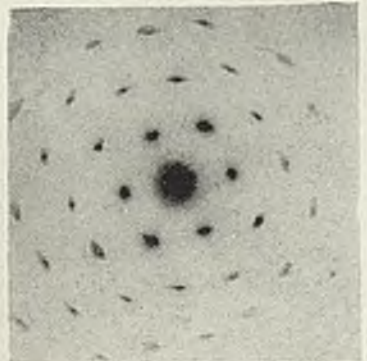


FIG. 5. — Diffraction d'électrons par un cristal de platine très mince. Énergie 40.000 el. volts (J. Trillat).



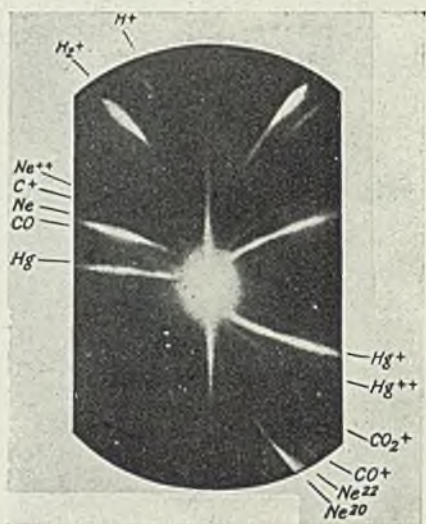


FIG. 1.

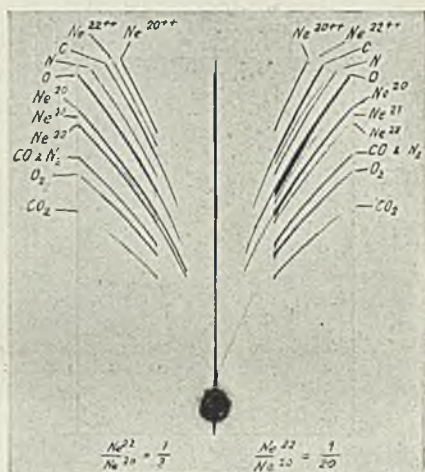


FIG. 2.

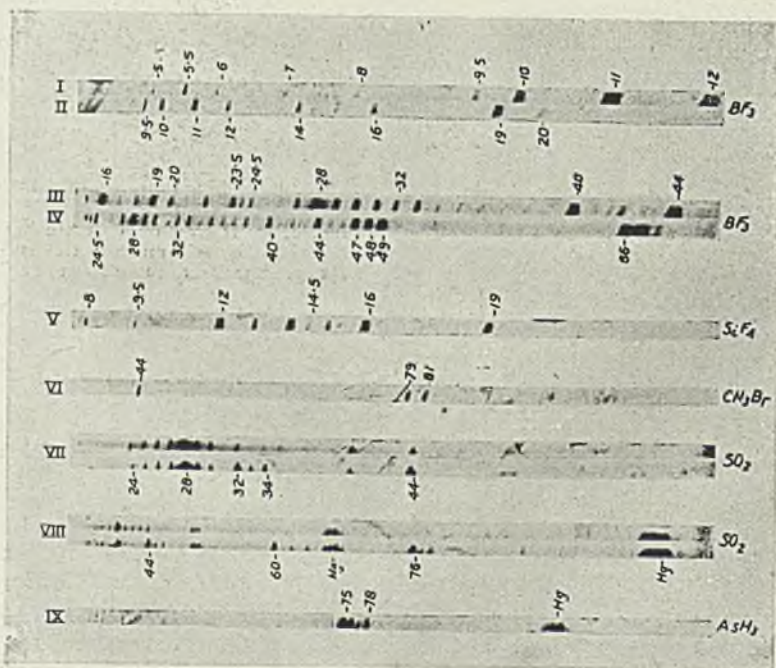


FIG. 3.

§ 20. Mesure du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons positifs (1).

La théorie de l'action du champ magnétique et du champ électrique sur les rayons positifs est la même que celle qui a été exposée pour les rayons cathodiques (§ 14), sauf que la déviation se produit en sens inverse. La déviation électrique étant proportionnelle à e/mv , c'est-à-dire à $1/V$ est du même ordre, à h égal, que celle des rayons cathodiques produits avec le même voltage (à condition que la vitesse de ces derniers soit modérée). La déviation magnétique, dans les limites où elle reste proportionnelle à e/mv , varie, pour un même voltage d'émission, comme $\sqrt{e/m}$; elle est donc beaucoup plus petite, à H égal, pour les rayons positifs que pour les rayons cathodiques.

Quand on opère avec une anode froide et un gaz raréfié, la mesure de e/m exige celle des déviations magnétique et électrique. La difficulté

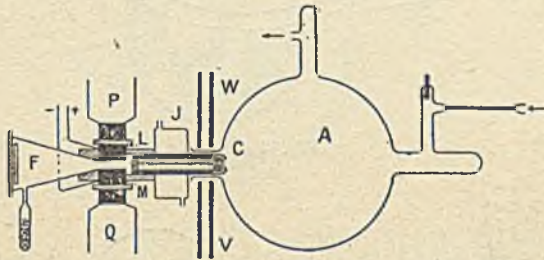


FIG. 36. — A, chambre de production des rayons positifs, F, chambre d'observation; C, cathode percée d'un canal capillaire pour le passage des rayons; L, M, pièces de fer doux isolées, faisant partie des pièces polaires P, Q, d'un électroaimant; le champ électrique est établi entre L et M. W, V, écran magnétique; J, réfrigérant.

principale consiste à éviter la recombinaison des ions positifs avec les électrons produits par l'ionisation du gaz résiduel.

Pour réduire cet inconvénient, on sépare l'appareil en deux parties : la chambre de production où l'on admet le gaz à expérimenter sous une pression convenable et où les rayons reçoivent leur vitesse, et la chambre d'observation où a lieu la déviation et où l'on maintient un vide aussi parfait que possible à l'aide d'une pompe à grand débit ; les deux chambres communiquent par un tube capillaire qui fonctionne comme canaliseur de rayons. Comme les rayons n'ont pas tous la même vitesse, il y a avantage à appliquer la méthode de déviations électrique et magnétique simultanées et croisées ou méthode des paraboles (§ 14). Un modèle du dispositif expérimental est représenté dans la figure 36.

(1) Wien, J. J. Thomson, Aston, Dempster, etc.

Dans cette méthode, on obtient sur l'écran d'observation, pour chaque espèce de rayons ayant même rapport e/m , un arc de parabole ayant le point P comme sommet et la direction $P\gamma$ comme axe (fig. 34).

Puisque la connaissance du rapport e/m permet de calculer la valeur de m en attribuant à la charge e une valeur ne_0 (n entier) qui est un petit multiple de la charge élémentaire e_0 , la mesure de e/m peut servir comme *méthode de mesure de masses* des ions positifs, c'est-à-dire des masses atomiques et moléculaires.

Pour augmenter la précision de cette méthode, Aston a appliqué un principe qui permet de réunir en un foyer des rayons de vitesses

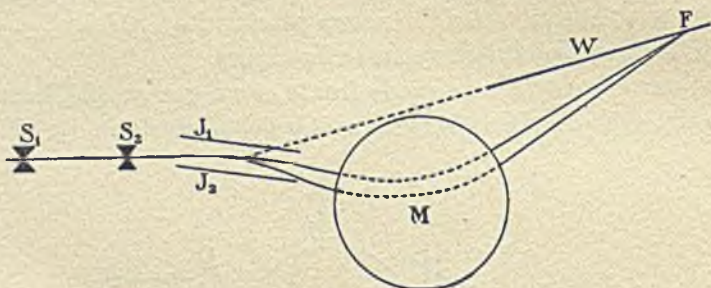


Fig. 37 a.

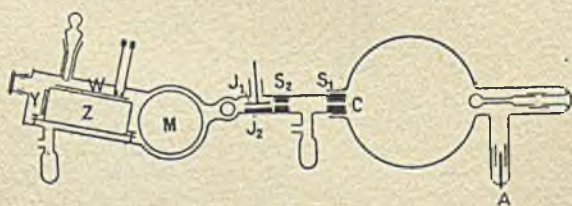


Fig. 37 b.

FIG. 37 a et 37b. — A , anode ; C , cathode ; S_1, S_2 , fentes étroites qui limitent le faisceau ; J_1, J_2 , plateaux entre lesquels est établi le champ électrique ; M , pièces polaires de l'électroaimant qui produit le champ magnétique ; Z , plaques parallèles de laiton entre lesquelles passe le faisceau ; W , plaque photographique ; Y , écran de willémite pour l'observation préliminaire.

comprises entre certaines limites. Son dispositif porte le nom de *spectrographe de masses*.

Un faisceau canalisé de rayons ayant même rapport e/m avec différentes vitesses, est d'abord dévié par un champ électrique qui disperse les rayons en un faisceau divergent ; celui-ci est reçu dans un champ magnétique qui dévie les rayons en sens inverse et les fait converger en un foyer F , si les

dimensions de l'appareil et les intensités des champs ont été convenablement choisies. Les figures 37a et 37b représentent les schémas du dispositif.

Le canaliseur de rayons étant un système de fentes, l'impression obtenue sur la plaque photographique est constituée par une série de lignes nommées *spectre de masses*, chaque ligne correspond à une valeur déterminée du rapport e/m .

Quand on emploie les rayons anodiques, le potentiel accélérateur V est le même pour tous les rayons du faisceau ; il suffit donc de mesurer

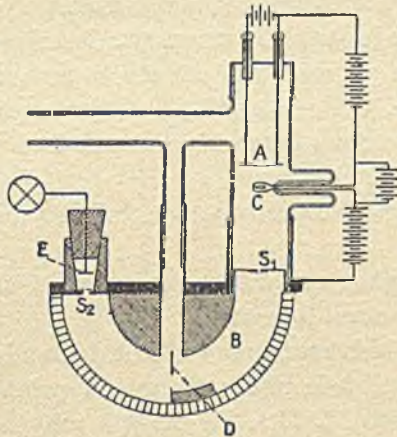


FIG. 38. — A, anode ; C, cathode ; B, demi-cylindre en saiton placé dans un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure, dans lequel le faisceau décrit une trajectoire demi-circulaire ; S₁, S₂, fentes qui limitent le faisceau ; D, diaphragme qui élimine les rayons dispersés ; E, électrode isolée reliée à un électroscope sensible.

ce potentiel ainsi que la déviation magnétique (dispositif de Dempster, fig. 38).

L'expérience consiste à mesurer la charge apportée par les rayons à l'électrode E quand on fait varier V. Pour une certaine valeur de V, le courant de charge passe par un maximum aigu qui indique que les rayons décrivent la trajectoire circulaire imposée. On déduit e/m des formules

$$\frac{mv^2}{2} = eV \qquad \frac{mv}{e} = \mu_0 HR$$

La mesure du courant permet d'apprécier le nombre relatif des rayons de diverses espèces dans le faisceau.

§ 21. Analyse des masses. Isotopes. Energie de cohésion.

La mesure de e/m est une méthode puissante d'*analyse chimique*. Les clichés obtenus par la méthode des paraboles témoignent de la grande variété des ions positifs présents dans les tubes à gaz raréfiés. On obtient facilement les paraboles qui correspondent à l'atome d'hydrogène à charge simple et à la molécule d'hydrogène à charge simple, notées $H+$ et H^2+ , ainsi que les paraboles de même nature pour l'azote et l'oxygène. Les ions atomiques peuvent aussi être polyvalents ; tandis que les molécules ne le sont que rarement. Certains ions présents dans le tube à décharge ne sont pas connus comme composés neutres ; telle la série $CH+$, CH^2+ , CH^3+ , etc. ou encore la série $OH+$, OH^2+ , OH^3+ , etc. ; ces composés ne sont donc stables que quand ils portent une charge électrique.

La planche II (fig. 1) représente deux clichés de paraboles d'après J. J. Thomson.

L'atome d'hydrogène apparaît toujours avec une charge simple ; l'ion $H+$ reçoit le nom de *proton*.

Le néon dont le poids atomique est 20,2 donne deux paraboles dont l'une forte correspond à la masse 20, tandis qu'une autre plus faible correspond à la masse 22. J. J. Thomson a supposé que le néon pouvait consister en un mélange de deux gaz, de propriétés chimiques très voisines ; Aston a prouvé qu'il est très difficile de séparer les deux constituants. Ces résultats se sont trouvés en harmonie avec les faits expérimentaux obtenus dans l'étude des radioéléments et dont il résultait que, conformément à la théorie de Soddy, certains éléments peuvent avoir les mêmes propriétés chimiques tout en ayant des poids atomiques différents. De tels éléments, dits *isotopes*, représentent un type chimique unique et occupent une seule place dans la classification périodique des éléments (tableau 5, Appendice) ; ils sont caractérisés par la même valeur de la charge électrique positive de leur *noyau*.

L'analyse des masses étendue à tous les éléments qu'il a été possible d'introduire à l'état gazeux dans un tube à décharge ou volatilisés sur une anode incandescente, a prouvé que la plupart des éléments sont complexes et se composent d'un certain nombre d'isotopes. Aston a démontré, de plus, qu'à l'exception de l'hydrogène dont le poids atomique est 1,0078, les masses des composants simples sont des nombres entiers, à la précision d'environ un pour mille, quand on prend comme base l'oxygène = 16. Si donc les poids atomiques ne sont pas

entiers, c'est qu'ils sont les moyennes des poids atomiques des composants. Ce fait permet d'envisager à nouveau la théorie de l'*unité de la matière* de Prout qui s'était heurtée à la difficulté d'une explication des poids atomiques non entiers.

Parmi les éléments dont l'analyse des masses a révélé la complexité, signalons : le chlore composé d'isotopes de masses 35 et 37, notés $^{35}_{17}\text{Cl}$ et $^{37}_{17}\text{Cl}$, le lithium avec deux composants ^6_3Li et ^7_3Li , le potassium $^{39}_{19}\text{K}$ et $^{41}_{19}\text{K}$, le calcium $^{40}_{20}\text{Ca}$ et $^{44}_{20}\text{Ca}$; l'argon a 2 isotopes; le krypton et le xénon en ont 6 et 9, l'étain en a 11; les radioéléments sont représentés chacun par plusieurs isotopes. Il semble que la complexité de la structure augmente avec le poids atomique.

La planche II, figure 2, reproduit quelques spectres de masses



FIG. 39. — *Lithium*. Les deux maxima correspondent aux deux isotopes de masses 6 et 7, avec grand excès du second par rapport au premier, conformément à la valeur du poids atomique 6,94.

d'Aston révélant la composition isotopique de certains éléments. La figure 39 représente, d'après Dempster, la composition isotopique du lithium. Le tableau 5 Appendice, contient l'énumération des isotopes pour les éléments jusqu'ici étudiés.

Analyse des masses par les spectres optiques. — Les isotopes possèdent, en première approximation, le même spectre optique. Cependant de petites différences peuvent être décelées entre les raies correspondantes (§ 142). Ces écarts sont attribuables à une légère influence de la masse du noyau sur la fréquence des termes de séries qui, en première approximation, ne dépendent que de la distribution des charges dans le système formé par le noyau et les électrons.

L'observation des spectres de bandes, plus particulièrement celles d'absorption, fournit un moyen sensible pour mettre en évidence le rôle des isotopes. Ces spectres situés dans l'infra-rouge, sont attribués aux molécules, et non aux atomes comme les spectres de raies. Une molécule telle que HCl peut effectuer une rotation autour d'un axe perpendiculaire à la ligne des noyaux ; ces derniers peuvent, de plus, exécuter une oscillation le long de la ligne qui les joint. Il en résulte un spectre composé d'une suite de lignes très serrées donnant l'aspect d'une bande dont on peut obtenir la résolution. La fréquence de chaque ligne est la somme d'une fréquence d'oscillation et d'une fréquence de rotation, l'intervalle de deux lignes successives étant égal à $h/4\pi^2 I$ où I est le moment d'inertie de la molécule qu'on peut mesurer par ce procédé. Ainsi la bande d'absorption $\lambda = 1,76 \mu$ de HCl se résout en lignes dont chacune est accompagnée d'un satellite de moindre intensité avec un intervalle de longueur d'onde d'environ 14 \AA , soit la fraction 8×10^{-4} de λ . Cet effet a été attribué à la différence des fréquences d'oscillation des molécules HCl_{35} et HCl_{37} , la fréquence étant un peu plus faible dans le deuxième cas.

La sensibilité des méthodes optiques a permis de déceler certains isotopes dont l'existence a été ensuite confirmée par l'analyse des masses. Ainsi, on a trouvé dans l'air un isotope d'oxygène de masse 18, environ 600 fois moins abondant que ^{16}O et un isotope ^{17}O encore moins abondant. On a signalé de même les isotopes ^{14}N et ^{13}C . Enfin, on a trouvé dans l'hydrogène, en proportion minime, un isotope 2H de masse 2,0135 (1).

Les masses des isotopes mises en évidence par les spectres optiques seulement ont été précédées dans le tableau 5, Appendice, par l'indication *Sp.*

La complexité de l'oxygène introduit une différence de l'ordre de 0,02 % entre les poids atomiques chimiques déterminés par rapport à la base 0 = 16, et ceux déduits de la spectrographie des masses, rapportés à $^{16}O = 16$.

Energie de cohésion. — Pour aucun élément simple au point de vue isotopique, on n'a constaté entre la masse atomique et le nombre entier voisin une différence aussi grande que pour l'hydrogène (près de 1 %). Cependant, l'analyse des masses est assez précise pour permettre de mesurer les écarts de l'ordre de 0,1 à 0,01 % qui sont observés pour les autres éléments (base $^{16}O = 16$). Un proton engagé dans un édifice atomique a donc une masse inférieure à celle qu'il possède à l'état libre ; c'est l'*effet de condensation* (« packing effect »). On peut appeler *coefficient de condensation* (« packing fraction ») le quotient de l'écart de masse mesuré, par le nombre entier voisin, c'est-à-dire

(1) Urey, Brickwedde, Murphy, Bainbridge.

l'écart de masse moyen par proton pour l'atome considéré. Cette quantité est représentée, d'après Aston, par la courbe de la figure 40 ; elle décroît rapidement quand la masse atomique m augmente, s'annule vers $m = 20$, passe par une valeur minimum négative vers $m = 60$ et s'annule à nouveau vers $m = 190$, pour reprendre des valeurs positives croissantes.

Les écarts de masse de condensation sont interprétés comme les différences d'énergie interne des atomes (§ 33). La perte d'énergie ΔE est calculée par la relation d'Einstein $\Delta E = c^2 \Delta M$, où ΔM est la perte de masse et c la vitesse de la lumière. Cette perte est particulièrement sensible dans le cas de l'atome d'hélium, considéré comme formé de 4 atomes d'hydrogène. Les masses atomiques rapportées à

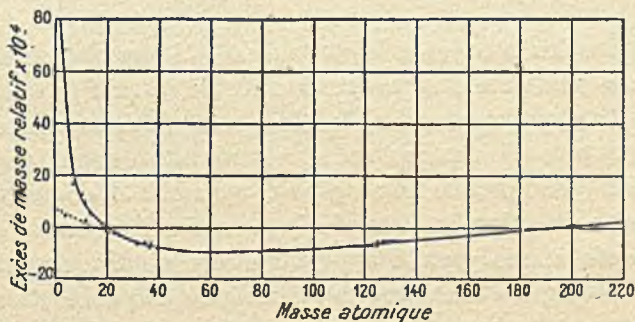


FIG. 40.

${}^4_2\text{O} = 16$ étant $H = 1,00778$ et $He = 4,00216$, la perte de masse par atome gramme d'hélium est $4 \times 1,00778 - 4,00216 = 0,029$ g., d'où pour la perte de masse de l'atome d'hélium $0,029 \text{ g.} / \mathcal{N}$, ($\mathcal{N} = 6,06 \times 10^{23}$ étant le nombre d'Avogadro), et pour la perte d'énergie correspondante ou *énergie de cohésion* $0,029 \times 9 \times 10^{20} / \mathcal{N}$, soit $4,3 \times 10^{-5}$ ergs ou 27×10^6 électron-volts. Cette énergie est supérieure à celle d'un rayon α rapide, c'est-à-dire à celle qui est dégagée dans la transformation spontanée d'un atome radioactif (§ 69).

D'après la valeur des coefficients de condensation, la construction de tout atome, à partir d'atomes d'hydrogène, entraîne une perte d'énergie considérable.

Il a été proposé de prendre comme unité de masse, au lieu de l'atome d'oxygène, soit l'atome d'hélium, soit le noyau He^{++} , c'est-à-dire l'atome He , dépourvu de ses deux électrons. Chaque noyau d'atome est, en effet, accompagné d'un nombre d'électrons extranucléaires égal à son *nombre atomique* ou numéro de la place occupée

dans la classification périodique. La détermination de masse pour les rayons positifs porte sur des particules ionisées en mouvement. Pour calculer la masse de l'atome neutre, il convient de faire une correction, souvent négligeable, en ajoutant la masse des électrons détachés. Pour calculer la masse du noyau, il faut déduire celle des électrons extranucléaires.

La perte d'énergie ci-dessus calculée pour l'atome d'hélium, s'applique à la formation du noyau d'hélium, à partir de 4 protons et de 2 électrons, tandis que les deux électrons qui restent extranucléaires n'éprouvent pas de changement de masse appréciable.

§ 22. Poids atomique chimique. Nombre atomique. Séparation des isotopes.

Le nombre des isotopes et leurs poids atomiques obéissent à des lois statistiques qui assurent la progression régulière, sauf rares exceptions, du poids atomique moyen avec la place occupée dans la classification. Cette place porte un numéro d'ordre, nommé *nombre atomique*. Le poids atomique moyen porte le nom de *poids atomique chimique*. Cette donnée conserve une signification précise, car il a été prouvé qu'elle est indépendante à une grande approximation, de la provenance d'un mélange isotopique et des procédés chimiques de purification. Les éléments isotopes de chaque type se rencontrent dans la nature en proportions constantes et leur séparation est très difficile. Il est probable qu'ils ont été formés en proportions constantes, dans l'ensemble du système solaire.

Deux éléments de même type chimique comme $^{35}_{17}\text{Cl}$ et $^{37}_{17}\text{Cl}$ peuvent différer par leur poids atomique, tandis que deux éléments de même poids atomique peuvent appartenir à des types chimiques différents, comme $^{40}_{18}\text{Ar}$ et $^{40}_{20}\text{Ca}$; de tels éléments se nomment *isobares*.

La séparation des isotopes a fait l'objet de nombreux travaux. Il a été reconnu sur les radioéléments que les méthodes de la chimie ne permettent pas de réaliser une séparation, même partielle (chap. XXII). Parmi diverses autres méthodes décrites dans des ouvrages spéciaux, il faut envisager celles qui s'adressent plus particulièrement à la masse. Jusqu'ici on a obtenu les meilleurs résultats en utilisant la différence de vitesse moyenne u d'agitation thermique liée à la différence de la masse des isotopes en raison de la constance de l'énergie moyenne $\frac{mu^2}{2}$.

On peut opérer par distillation irréversible (Bronsted et Hevesy). Le mercure maintenu à la température de 100° dans un vase à double paroi vide d'air donne un courant de vapeur plus riche en atomes plus légers et dirigé vers la paroi supérieure refroidie à la température de l'air liquide ; la vapeur se solidifie sur cette paroi froide et l'on sépare ainsi du mercure dont le poids atomique a subi une réduction de 0,1 unité sur la valeur normale. La réduction relative de la densité (5 dix-millièmes) est la même que celle du poids atomique, les isotopes ayant même volume atomique (§ 142).

Une autre méthode consiste à faire diffuser un mélange de gaz isotopique au travers d'un orifice en paroi mince ou d'un système de tubes poreux. Les molécules les plus légères diffusent plus rapidement, le résidu s'enrichit en molécules plus massives. En laissant diffuser 25.000 litres de HCl au travers de tubes poreux, on a obtenu un résidu de 3 litres contenant du chlore de poids atomique 35,51 au lieu de 35,46 (Harkins et ses collaborateurs).

Les méthodes de séparation prévues sont, en général, peu efficaces eu égard à l'effort qu'elles nécessitent, sauf dans le cas de l'hydrogène, dont les isotopes ont des masses relativement très différentes. On peut les séparer par évaporation fractionnée ou par électrolyse. Pour obtenir une séparation complète dans d'autres cas, il faut s'adresser à la captation des isotopes séparés dans un spectrographe à l'état de rayons positifs ; cette méthode a permis de séparer de petites quantités de 6Li et 7Li .

CHAPITRE V

LES RAYONS X ⁽¹⁾

§ 23. Production des rayons X et propriétés. Applications.

Les rayons X ont été ainsi nommés par Roentgen qui les a découverts en 1896 ; on les appelle aussi rayons Roentgen. Un écran au platinocyanure de baryum placé à une certaine distance d'un tube de Crookes en fonctionnement s'illumine par l'effet d'un rayonnement qui émane du tube ; ces rayons ionisent l'air, impressionnent les plaques photographiques et se propagent en ligne droite. Leur origine est au point de rencontre des rayons cathodiques soit avec la paroi du tube, soit avec une anticathode interposée sur leur trajet.

Le pouvoir pénétrant des rayons X est bien plus considérable que celui des rayons positifs et négatifs émis dans le même tube ; il leur permet de traverser la paroi et de se propager dans l'air extérieur. L'opacité relative de toute matière à l'égard de ces rayons augmente avec son poids atomique. La différence de transparence entre les chairs et les os donne lieu à la production d'images *radioscopiques* et *radiographiques*, suivant que les rayons sont reçus sur un écran fluorescent ou une plaque photographique. Les métaux denses étant très opaques peuvent donner des ombres encore plus tranchées.

Le pouvoir pénétrant des rayons X croît avec la tension d'alimentation du tube dans lequel ils sont produits ; les rayons X d'un pouvoir pénétrant élevé sont donc associés avec des rayons cathodiques de grande vitesse. Les rayons X ne sont déviés, ni par un champ magnétique, ni par un champ électrique ; ils ne transportent donc pas de charge électrique, ce que l'on vérifie en les recevant dans un cylindre de Faraday qui les absorbe complètement. Les expériences de diffraction sur les cristaux (§ 25), ont prouvé que les rayons X

(1) Consulter Conf. Rapp., vol. 1, Maurice de Broglie ; vol. 10, Dauvilliers, *Introduction à la Physique des rayons X et gamma*, Maurice et Louis de Broglie, Paris, 1928.

sont une lumière de très courte longueur d'onde, et on a pu établir la transition continue entre les rayons X usuels et la lumière (§ 29).

Les rayons X sont produits dans des tubes spéciaux adaptés à une expérience déterminée, ou dans des tubes d'usage courant que l'industrie fournit pour les applications médicales. Ce sont soit des tubes à gaz raréfiés munis de régulateurs de pression, soit des tubes à cathode incandescente vidés aussi bien que possible. Les tubes sont alimentés par le courant de haute tension fourni par des transformateurs, rectifié, et stabilisé par l'emploi de soupapes et de condensateurs. Dans les appareils d'usage courant, la tension atteint 250.000 volts, avec une puissance de plusieurs kilowatts. Cette valeur est dépassée dans des appareils de types plus exceptionnels.

L'application la plus importante des rayons X est leur utilisation en médecine dans deux directions principales : le *radiodiagnostic* et la *radiothérapie*.

La radioscopie et la radiographie permettent de reconnaître les lésions et fractures des os, les lésions d'organes internes, la présence dans l'organisme de corps étrangers qui y ont pénétré par accident (pl. III, fig. 1 et 2). Le pouvoir pénétrant des rayons utilisés pour le radiodiagnostic correspond à un voltage de production moyen (50 à 100 kilovolts).

La radiothérapie est basée sur les effets biologiques des rayons X. Ces effets peuvent être nocifs et occasionner des brûlures dangereuses quand il s'agit de rayons peu pénétrants ; les rayons très pénétrants possèdent une action sélective sur certaines cellules malades, telles que les cellules cancéreuses, qu'ils peuvent atteindre et détruire sans endommager la peau et les tissus préalablement traversés. De là, la nécessité de développer la technique de production de ces rayons pénétrants demandant un voltage élevé (plus de 200 kilovolts).

Les rayons X sont utilisés pour l'examen de pièces métalliques de faible épaisseur, (pl. III, fig. 3 et 4), pour le contrôle de la pureté et de la structure de divers matériaux etc. On verra plus loin leur utilisation pour l'analyse chimique.

§ 24. Absorption. Diffusion. Production de rayons secondaires.

Le passage de rayons X au travers de la matière est accompagné de phénomènes complexes. Un faisceau limité de rayons est partiellement transmis par un écran, partiellement absorbé par celui-ci. Parmi les rayons qui émergent de l'écran, il en est qui forment une continuation du faisceau primitif ; d'autres apparaissent comme *rayons secondaires* émis dans toutes les directions, et correspondent en partie à une diffusion du rayonnement primaire, en partie à sa *transformation* accompagnée d'une absorption d'énergie.

On définit pour un faisceau canalisé de rayons un *coefficient d'absorption global* μ déduit de la mesure de l'ionisation produite par les rayons dans l'air, après leur passage au travers d'une épaisseur variable de matière. Si I_0 est l'intensité initiale, I l'intensité réduite par une épaisseur x de matière traversée, on peut écrire $I = I_0 e^{-\mu x}$

Si μ est constant, la loi d'absorption est exponentielle ; μ se déduit de la pente de la droite donnant $\text{Log } I$ en fonction de x , et l'épaisseur L nécessaire pour la réduction de l'intensité de moitié se calcule par la relation $\mu L = \text{Log. } 2$ (voir § 16). L'absorption globale exponentielle est envisagée comme caractéristique d'un rayonnement homogène ; toutefois, la valeur numérique de μ dépend, dans une certaine mesure, du dispositif expérimental employé et ne peut être considérée comme une constante absolue. Au coefficient μ correspond le coefficient d'absorption massique μ/ρ et les coefficients atomique et moléculaire $\mu A/\rho$ et $\mu M/\rho$. L'absorption par atome est une fonction croissante du poids atomique et l'absorption par molécule se compose additivement de celles des atomes composants. Pour mesurer μ on peut employer un électroscope (fig. 7) ou une chambre d'ionisation (fig. 5)

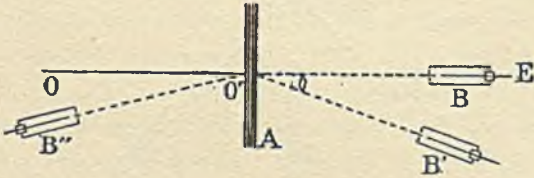


FIG. 41.

reliée à un dispositif électrométrique ; les rayons pénètrent dans ces appareils au travers de la paroi inférieure rendue à cet effet aussi peu opaque que possible, et les écrans absorbants sont interposés entre la source de rayons et l'appareil récepteur, tout contre la paroi de celui-ci.

Les rayons X émis par l'anticathode d'une ampoule sont toujours hétérogènes. En construisant $\text{Log } I$ en fonction de x pour une matière absorbante quelconque, on obtient une courbe concave vers l'axe des abscisses qui montre que μ décroît à mesure que x augmente. L'augmentation du pouvoir pénétrant des rayons avec l'épaisseur de matière traversée se nomme *filtration* ; elle est d'usage courant en radiothérapie profonde pour améliorer la qualité des rayons, au détriment, il est vrai, de leur intensité. Citons, à titre d'indication, que les rayons X usuels peuvent traverser le corps humain ou plusieurs millimètres d'aluminium, mais sont arrêtés par quelques millimètres de plomb.

Pour séparer les effets des rayons primaires et des rayons secondaires, on peut employer une chambre d'ionisation étroite (fig. 41), qui ne reçoit que les rayons canalisés suivant OO' quand elle est placée dans la posi-

tion B tandis qu'en plaçant la chambre dans la position B' , on peut apprécier la proportion de rayons secondaires émis dans une direction donnée. L'émission secondaire a lieu, non seulement vers l'avant de l'écran (rayonnement d'émergence, position B' , mais aussi vers l'arrière (rayonnement d'incidence, position B''). L'écran absorbant A qui produit l'émission secondaire se nomme *radiateur*. En plaçant des écrans absorbants supplémentaires sur l'entrée de la chambre, dans chacune de ses positions, on peut comparer le pouvoir pénétrant des rayons secondaires à celui des rayons primaires. L'observation du rayonnement d'incidence se fait fréquemment à l'aide d'un radiateur qui reçoit le faisceau primaire sous incidence oblique (fig. 42).

Quand un faisceau de rayons X est reçu sur un radiateur placé dans le vide, l'emploi d'un champ magnétique permet de déceler, parmi les rayons secondaires, la présence de rayons corpusculaires

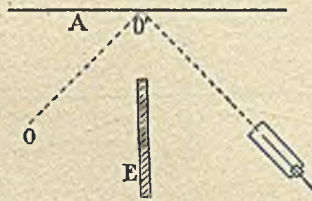


FIG. 42. — OO' , faisceau primaire canalisé ; A , radiateur ; $O'O''$, faisceau secondaire reçu dans la chambre d'ionisation ; E , écran protégeant la chambre de la source des rayons primaires.

formés par des électrons (fig. 52). Il y a là une réciprocity remarquable avec le fait d'émission de rayons X par la matière sous le choc des rayons cathodiques. Un radiateur qui, recevant des rayons X, émet des électrons se charge positivement, si l'on a pris le soin de l'isoler en le plaçant dans le vide (Curie et Sagnac).

Le radiateur donne aussi naissance à un rayonnement secondaire de nature électromagnétique, qui peut différer notablement du rayonnement primaire dont il constitue, en quelque sorte, une transformation avec un pouvoir pénétrant diminué (Sagnac). Les travaux de Barkla ont montré que les rayons X secondaires émis par les atomes légers diffèrent peu des rayons primaires et peuvent être considérés comme des rayons *diffusés*, mais que le fer, le cuivre et d'autres métaux lourds émettent, en outre, une radiation caractéristique de l'atome, très peu pénétrante ; pour la production de celle-ci il est nécessaire que les rayons excitateurs aient un pouvoir pénétrant supérieur à celui des rayons caractéristiques considérés, lequel croît, d'ailleurs, régulièrement avec le poids atomique de la matière employée

comme radiateur. On peut ainsi obtenir une série régulière de radiations caractéristiques sensiblement homogènes, nommée la série *K*. Il existe de même une autre série donnée par les mêmes corps, formée par des rayonnements encore plus absorbables et nommée série *L*. Voici quelques valeurs de coefficients d'absorption massiques dans l'aluminium pour les rayons des séries *K* et *L* de quelques éléments (unités *C. G. S.*)

	<u>Fe</u>	<u>Cu</u>	<u>Ag</u>	<u>Ba</u>	<u>Au</u>	<u>Pt</u>
Série <i>K</i>	88,1	48	2,5	0,8		
Série <i>L</i>			700	220	25	20

L'émission des séries *K*, *L* et d'autres séries observées ensuite est fréquemment désignée comme *fluorescence*. Ces séries sont tout à fait analogues aux séries de raies spectrales en optique et leurs termes ne sont pas, en réalité, homogènes (§ 28). L'absorption d'énergie qui correspond à la production des séries caractéristiques prend le nom d'*absorption par fluorescence*. On la nomme aussi *absorption photoélectrique*, car il a été prouvé que l'émission de fluorescence est consécutive à l'émission de rayons secondaires électroniques, précédemment signalée. L'énergie des rayons primaires est d'abord absorbée, pour extraire des atomes du radiateur des électrons nommés *photoélectrons* ; la perturbation qui en résulte dans l'atome détermine la fluorescence. La règle d'après laquelle le pouvoir pénétrant des rayons de fluorescence est inférieur à celui des rayons primaires est l'équivalent de la loi de Stokes relative à l'abaissement de fréquence par fluorescence dans le cas de la lumière. Le pouvoir pénétrant est, en effet, pour les rayons X, une fonction de la fréquence et diminue avec celle-ci.

La *diffusion* qui se superpose à l'absorption photoélectrique pour déterminer la diminution d'intensité du faisceau primaire correspond, à première vue, à un éparpillement de ce faisceau sans altération importante ; elle diffère donc profondément de l'absorption photoélectrique.

Ainsi il est nécessaire de décomposer le coefficient d'absorption globale en deux termes

$$\mu = \tau + \sigma$$

où τ est le *coefficient d'absorption vraie* et σ le *coefficient de diffusion*. A ce dernier correspond le coefficient massique σ/ρ qui se montre voi-

sin de 0,2 pour des rayons X compris dans un domaine étendu de pouvoir pénétrant, c'est-à-dire de fréquence.

J. J. Thomson a donné une théorie de la diffusion des rayons X en l'attribuant à la mise en mouvement des électrons contenus dans les atomes et soumis au champ électromagnétique du rayonnement incident. Chaque électron ainsi déplacé émet à son tour une radiation, et si la liaison de l'électron avec l'atome n'est pas très rigide (électron faiblement lié), cette radiation a sensiblement même période que la radiation primaire. L'intensité du rayonnement diffusé par un atome croît avec le nombre d'électrons de celui-ci d'où une mesure approchée de ce nombre qu'on trouve égal au nombre atomique (§ 35). La formule donnée est la suivante :

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4 n}{m^2 c^4}$$

(n nombre d'électrons par unité de volume de la matière diffusante, m masse d'un électron, e sa charge en unités *E. S.*, c la vitesse de la lumière). Tenant compte des valeurs de e , m , c et n données précédemment (§§ 11, 15), on trouve

$$\sigma = 6,57 \times 10^{-25} n \quad \frac{\sigma}{\rho} = 0,40 \frac{N}{A}$$

où A est le poids atomique, N le nombre atomique des atomes diffusants, et N/A un nombre égal à 0,5 ou peu éloigné de cette valeur, pour tous les atomes, sauf l'hydrogène.

La formule ci-dessus prévoit un coefficient de diffusion indépendant de la longueur d'onde. Il résulte, de plus, de la théorie que l'intensité diffusée dans une direction faisant l'angle θ avec celle du faisceau primaire, est distribuée symétriquement par rapport au plan perpendiculaire au faisceau, de sorte que l'effet observé vers l'arrière de celui-ci serait le même que vers l'avant. Les prévisions de la théorie sont vérifiées pour les rayons X de longueur d'onde moyenne (10^{-8} cm.); mais s'en écartent quand la longueur d'onde est petite (rayons X durs ou rayons γ). Dans ce dernier cas, le coefficient de diffusion décroît avec la longueur d'onde, et l'intensité du rayonnement diffusé est distribuée surtout vers l'avant par rapport au faisceau primaire. Ces faits ont été l'objet d'une interprétation théorique proposée par A. H. Compton qui a prouvé, en même temps, que le rayonnement diffusé n'est pas, comme on le croyait, absolument semblable au rayonnement primaire (§ 30).



FIG. 1. — Main contenant un éclat d'obus. Fracture de deux os du carpe et du métacarpe.



FIG. 2. — Fracture du radius.

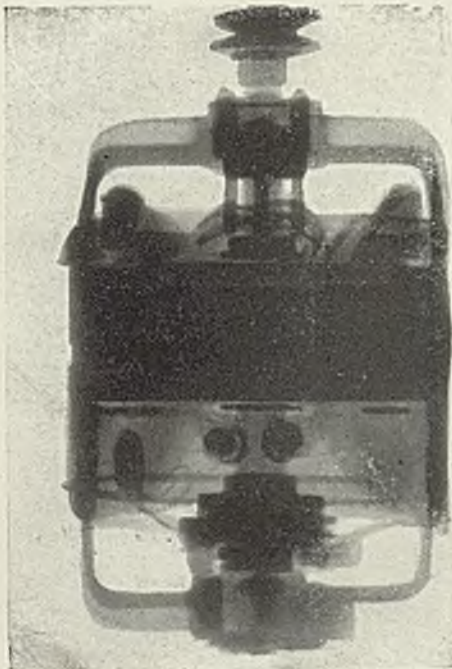


FIG. 3. — Radiographie d'un moteur en pleine vitesse. Epaisseur de fer traversée : 7 cm. Rayons X de 300 ekv (F. Holweck).

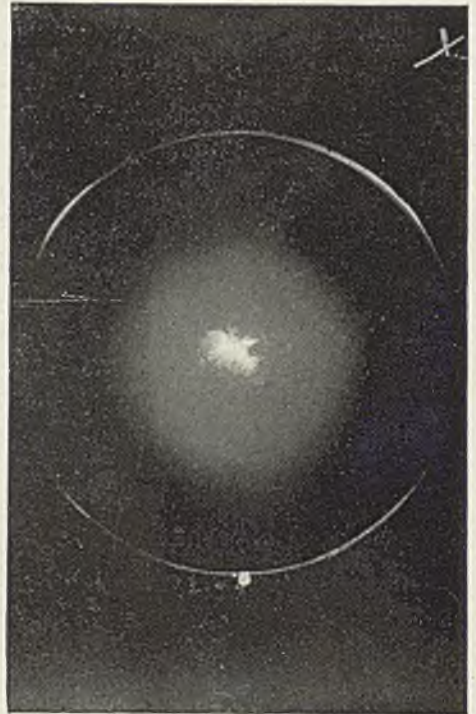


FIG. 4. — Radiographie d'une faille dans un culot d'obus, Rayons X de 100 ekv.



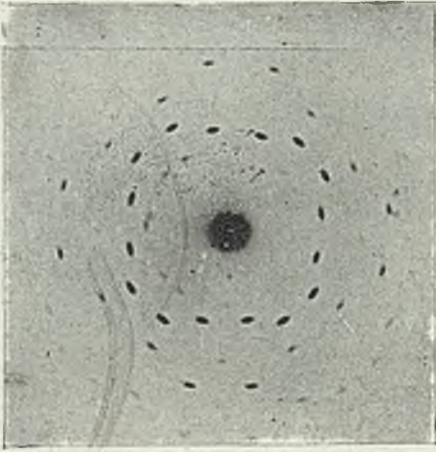


FIG. 1.

Figures de diffraction de Laue. Faisceau parallèle à un axe de cristal, plaque perpendiculaire à l'axe.
 Fig. 1. — Blende, axe quaternaire.



FIG. 2.

Fig. 2. — Blende, axe ternaire.

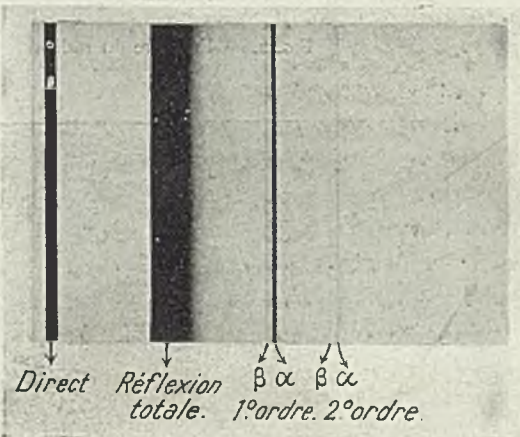


FIG. 3. — Raies K du cuivre ($K\alpha = 1,5384^\circ$)
 Réseau sur verre, 200 traits par mm. (J. Thibaud).



FIG. 4.

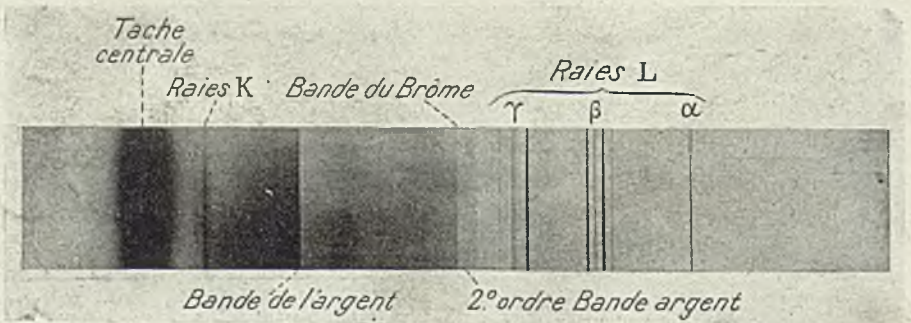


FIG. 5. — Spectre d'émission du tungstène (M. de Broglie).

§ 25. Diffraction des rayons X sur les cristaux.

Quelques essais de diffraction des rayons X par une fente en forme de coin semblaient assigner à ces rayons une longueur d'onde de l'ordre de 10^{-9} cm. ce qui, par comparaison avec la lumière, suggérait l'emploi de réseaux ayant un intervalle de l'ordre de 10^{-8} cm., soit un angström ou une unité Å , selon la notation usuelle en optique. Des intervalles de cet ordre existent entre les molécules qui constituent un corps solide ; ces molécules sont disposées régulièrement dans les cristaux qui par là peuvent servir comme réseaux de diffraction pour les rayons X ; cette possibilité envisagée par Laue a été vérifiée par l'expérience. Pour obtenir une image de diffraction de rayons X, il suffit de recevoir un fin faisceau sur une plaque sensible en interposant sur le trajet une lame cristalline L (fig. 43).

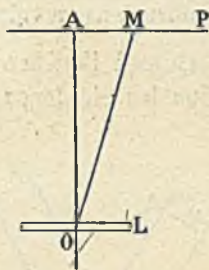


FIG. 43.

Supposons le plan de la lame perpendiculaire au faisceau incident qui coïncide avec un axe de symétrie OA de la lame. Sur la plaque sensible P on obtient une tache centrale A due au faisceau directement transmis

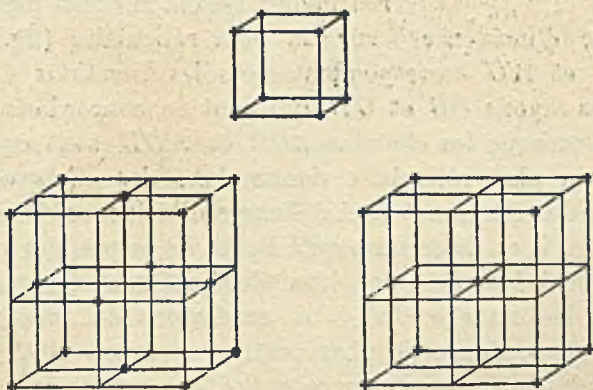


FIG. 44.

ainsi qu'une série de taches moins intenses telles que M , dues à des faisceaux diffractés dans des directions déterminées. L'ensemble de ces taches forme une figure où on retrouve la symétrie du cristal autour de l'axe OA ; par exemple si celui-ci est ternaire, les taches sont disposées sur les sommets de triangles équilatéraux dont le centre est en A . La planche IV (fig. 1 et 2) représente deux épreuves ainsi obtenues.

On trouve là une confirmation remarquable de la théorie de Bravais d'après laquelle les cristaux sont formés par des éléments, atomes ou molécules, placés aux *nœuds d'un réseau*. Aux 7 systèmes cristallins correspondent 14 modes de réseaux. Le système cubique comprend 3 réseaux caractérisés respectivement par une maille simple, une maille centrée et une maille à faces centrées : cube avec un élément à chaque nœud, cube possédant aussi un élément au centre, cube avec des éléments supplémentaires aux centres des faces (fig. 44). Pour chaque système cristallin il existe un réseau à maille parallélépipédique simple, avec des éléments semblables aux nœuds seulement ; le nombre d'éléments est égal, en ce cas, à celui des mailles dans un volume de cristal qui comprend un grand nombre d'éléments.

Quand l'édifice cristallin reçoit une radiation électromagnétique, tous les éléments sont excités et deviennent des centres d'émission d'ondes électromagnétiques semblables, ainsi qu'on le suppose en optique. Pour

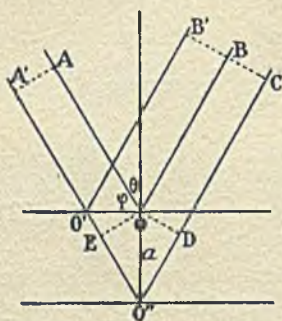


FIG. 45.

certaines directions il y a concordance de phase des ondes provenant d'éléments successifs, d'où un maximum d'intensité donnant une tache de diffraction. La théorie complète de la recherche des maxima est compliquée car il s'agit ici de réseaux à 3 dimensions. Selon la méthode de Bragg, on considère la diffraction sur les molécules du cristal comme une *réflexion sur les plans réticulaires*. Quand une onde plane est reçue sous l'angle d'incidence θ sur un plan réticulaire (fig. 45), aux rayons AO et $A'O'$ correspondent dans les directions de réflexion régulière, les rayons OB et $O'B'$ qui sont en concordance de phase en B et B' puisque les chemins AOB et $A'O'B'$ sont égaux ; l'élément OO' du plan réticulaire donne donc des effets concordants sous l'angle de réflexion θ égal à l'angle d'incidence. Pour produire un maximum, il est nécessaire qu'à l'effet de ce premier plan réticulaire s'associent les effets de plans plus profonds, tel que celui qui est situé à la distance $OO'' = a$, au-dessous du précédent. Pour qu'il y ait concordance de phase entre les rayons AOB et $A'O''C$, il faut que la différence de marche $EO''D$ soit un nombre entier n de longueurs d'onde d'où la condition :

$$2 a \cos \theta = n \lambda$$

Quand l'angle θ est voisin de $\frac{\pi}{2}$, on utilise son complément, l'angle φ que forment les rayons avec le plan réticulaire et l'on écrit :

$$2 a \sin \varphi = n \lambda$$

Le nombre n est l'ordre du maximum. L'intensité de celui-ci augmente avec la densité superficielle des éléments diffractants sur le plan réticulaire. Les plans les plus efficaces sont les plans les plus importants du cristal correspondant aux plus grandes valeurs de a : les plans de clivage et les faces naturelles sont de ce nombre. La recherche des maxima se réduit à l'examen de la position et de l'efficacité des plans réticulaires dont le nombre est illimité, mais dont les plus importants seulement manifestent leur présence. Pour qu'un maximum puisse apparaître, on doit avoir $a > \lambda/2$.

§ 26. Analyse des spectres et structure des cristaux.

La diffraction des rayons X sur les cristaux a ouvert deux voies d'étude de grande importance : 1° l'analyse des rayons X produits

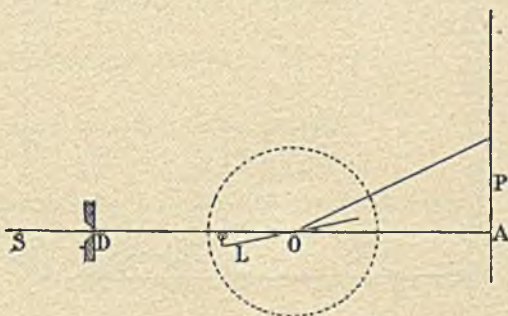


FIG. 46.

dans différentes conditions ; 2° l'application des rayons X à l'exploration de la structure cristalline (1).

Un procédé courant d'analyse de spectres est celui du *cristal tournant* (fig. 46). On emploie pour diffracter les rayons une face naturelle du cristal ou une face de clivage (sel gemme, calcite, gypse, etc.).

La lame L placée sur la plate-forme d'un goniomètre reçoit le faisceau de rayons issu de la source S et limité par une fente D . Le faisceau transmis donne une image en A , sur une plaque sensible P perpendiculaire à sa direction. La plate-forme tourne lentement entraînant le cristal. Si le faisceau comprend des radiations de longueur d'onde variant d'une manière continue, à chaque valeur de l'angle φ que forme avec le faisceau primitif la face du cristal, correspond une intensité diffractée ; on obtient donc sur la plaque un *spectre continu*. Si une longueur d'onde λ est représentée dans le faisceau avec une intensité privilégiée par rapport aux

(1) Conf. Rapp., vcl. 6, Ch. Mauguin.

longueurs d'onde voisines, on obtient une raie pour laquelle l'angle φ , parfaitement déterminé, est tel que $2a \sin \varphi = n\lambda$, si a est la distance des plans réticulaires parallèles à la face réfléchissante (1).

On peut remplacer la plaque sensible par une chambre d'ionisation qui reçoit le faisceau diffracté au travers d'une fente étroite, ce qui permet de suivre l'intensité d'un spectre continu en fonction de l'angle φ ; quand le cristal a tourné de l'angle φ autour de l'axe O , le bras qui porte la chambre doit avoir tourné de 2φ autour du même axe. L'arrivée d'une raie dans la chambre se traduit par un maximum aigu sur la courbe construite en prenant comme abscisse $\sin \varphi$ qui est proportionnel à λ , et comme ordonnée l'intensité d'ionisation mesurée.

L'emploi d'une chambre d'ionisation permet de mesurer le coefficient d'absorption de rayons d'une longueur d'onde déterminée, en interposant des écrans entre la chambre et la fente.

En opérant par l'une des méthodes indiquées et prenant comme source le foyer d'une anticathode on obtient un spectre continu

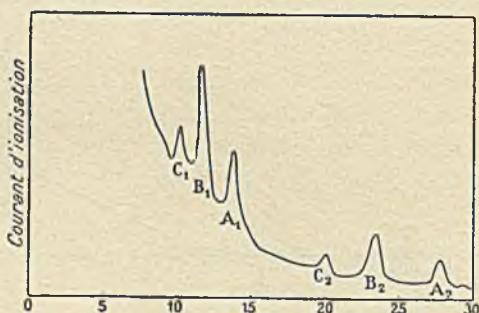


FIG. 47. — Spectre de diffraction des rayons X émis par une anticathode de platine. En abscisse, angle de diffraction en degrés (cristal de sel gemme). Raies L du platine: premier ordre A_1, B_1, C_1 ; 2^e ordre A_2, B_2, C_2 .

auquel se superposent des raies; celles-ci représentent les rayons caractéristiques du métal de l'anticathode, et leur production exige une tension d'alimentation minimum. On reconnaît en mesurant le coefficient d'absorption que ces rayons appartiennent aux séries K et L , mais chaque groupe, au lieu d'être homogène, se compose

(1) Des considérations géométriques simples montrent que le cristal tournant donne, pour chaque radiation monochromatique, une véritable image de la fente D , située à la même distance de l'axe de rotation O du cristal, que la fente elle-même. On obtiendra donc les meilleures conditions de netteté du spectre, en le recevant sur une pellicule ayant la forme d'un cylindre circulaire dont l'axe coïncide avec l'axe de rotation du cristal et dont le rayon est égal à la distance OD . Quand l'angle de diffraction reste petit, il revient au même d'utiliser une plaque plane, avec égalité des distances OA et OD . On peut remplacer le mouvement de rotation par un mouvement d'oscillation.

de plusieurs raies séparées, de pouvoirs pénétrants voisins. Certaines raies apparaissent non seulement au 1^{er} ordre mais aussi au 2^e et même au 3^e ordre, avec intensité décroissante. On voit sur la figure 47, une partie du spectre d'émission d'une anticathode de platine, obtenu par la méthode d'ionisation, et sur la planche IV, figure 5 le spectre d'émission du tungstène obtenu sur une plaque sensible.

Pour mesurer la valeur absolue de λ , il faut connaître le paramètre a . Dans le cas d'une maille cubique, ce paramètre est l'arête du cube. Soit D la densité du cristal, M son poids moléculaire, N le nombre d'Avogadro; le volume occupé par la molécule gramme étant M/D et contenant N cubes élémentaires, chacun de ceux-ci a un volume M/DN et une arête $a = \sqrt[3]{\frac{M}{DN}}$. Le calcul doit être modifié si la maille n'est pas simple.

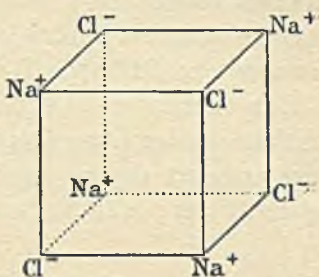


FIG. 48.

Dans le cas du sel gemme, cristal cubique fréquemment utilisé pour la spectrographie des rayons X, on a été conduit à admettre que le chlore et le sodium sont disposés sur les sommets d'un cube suivant un schéma d'interpénétration de deux réseaux à maille centrée, l'un pour les ions de sodium, l'autre pour ceux du chlore (fig. 48). Dans l'emploi de la face naturelle 100, on doit donc compter 1/2 molécule par maille et l'on a par suite

$$a = \sqrt[3]{\frac{M}{2D\mathcal{N}}}$$

Prenant $D = 2,15$, $M = 58,5$, $\mathcal{N} = 6,06.10^{23}$, on trouve

$$a = 2,81.10^{-8} \text{ cm.} = 2,81 \text{ unités } A^\circ \text{ (}^1\text{)}.$$

La structure admise pour le sel gemme se rencontre pour plusieurs sels formant des cristaux cubiques. Les deux ions paraissent ici séparés, et la notion de la molécule $NaCl$ est effacée.

L'étude des cristaux consiste à comparer, à l'aide d'une radiation connue, les distances des plans réticulaires les plus importants et d'en déduire les valeurs relatives des paramètres cristallins.

(¹) Une unité A° ou angström est égale à 10^{-8} cm. Une unité $U. X.$ est égale à 10^{-11} cm.

Quelques autres méthodes peuvent remplacer celle du cristal tournant. On peut utiliser une lame de mica courbe appliquée sur un support cylindrique et obtenir ainsi, sans rotation, des angles d'incidence compris entre certaines limites pour un faisceau divergent intéressant une petite portion de la surface courbée. Les spectres sont obtenus soit par réflexion, soit par transmission. Pour l'étude de très petits cristaux, on emploie une couche de poudre cristalline ; quand celle-ci est traversée par un faisceau étroit de rayons homogènes, on obtient sur une plaque sensible perpendiculaire à sa direction une série d'anneaux centrés sur l'impression directe ; chaque anneau correspond à la diffraction sur une série de facettes de même nature orientées comme les plans tangents à un cône ayant le faisceau comme axe (Méthode Debye Scherrer).

Les cristaux semi-liquides et les liquides eux-mêmes donnent par diffraction des figures régulières. La diffraction dans un liquide donne des anneaux centrés sur le faisceau direct et dûs à une certaine régularité des positions des molécules, résultant de leur rapprochement.

§ 27. Réfraction. Réflexion totale. Polarisation.

En poursuivant l'analogie des rayons X avec la lumière, on a pu mettre en évidence leur réfraction par un prisme formé de carbone, de soufre, de verre ou de métaux. A la déviation obtenue correspond un indice de réfraction n qui est légèrement *inférieur à l'unité* ; on a

$$n = 1 - \delta$$

δ étant une quantité de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} pour λ voisin de 1 \AA . Il en résulte qu'en passant de l'air ou du vide dans un milieu dense dont la face d'entrée plane fait un angle φ avec le faisceau incident, celui-ci se réfracte tant que φ reste supérieur à la valeur φ_0 définie par la relation $\cos \varphi_0 = n = 1 - \delta$, ou $\sin^2 \varphi_0 = 2\delta$; pour $\varphi < \varphi_0$ il y a *réflexion totale*. La valeur de φ_0 pour diverses matières (verre, métaux) est de 10 à 20 minutes, pour $\lambda = 1 \text{ \AA}$ et augmente avec λ .

Ce phénomène de réflexion totale a permis d'obtenir le spectre de diffraction des rayons X à l'aide d'un réseau optique employé sous incidence rasante $\varphi < \varphi_0$ (planche IV, figure 3). Si $\varphi + \omega$ est l'angle du rayon diffracté avec la face du réseau, on trouve pour le maximum d'ordre n la relation $a\omega (2\varphi + \omega) = 2n\lambda$ où a est l'intervalle du réseau. Cette méthode a donné une confirmation des résultats déduits de la diffraction cristalline (Compton et Doan, Thibaud). Il résulte

de la réfraction des rayons X que la formule de Bragg n'est pas rigoureusement exacte, mais doit subir une légère correction.

L'existence d'un indice inférieur à l'unité est en accord avec les prévisions de la théorie électromagnétique pour les rayons de haute fréquence.

Cette même théorie prévoit que les rayons X diffusés par un radiateur léger R sont *polarisés* quand leur direction est perpendiculaire à celle des rayons primaires. En recevant le faisceau diffusé sur un second radiateur R' servant d'analyseur, Barkla a mis en évidence pour cette deuxième diffusion un maximum d'intensité dans un plan perpendiculaire au faisceau RR' , en accord avec la théorie.

§ 28. Spectres d'émission et d'absorption. Noyau d'atome. Niveaux d'énergie.

I. *Spectres d'émission.* — L'émission de rayons X a lieu soit sur une anticathode, par choc de rayons cathodiques de potentiel d'émission V , soit par excitation d'un radiateur à l'aide de rayons X primaires produisant des rayons secondaires. Les rayons très pénétrants (durs) sont observés dans l'air ; pour faire traverser la paroi des tubes de production à des rayons moins durs, on ménage dans celle-ci des fenêtres transparentes. Les rayons peu pénétrants (mous), sont produits et observés dans le vide. Dans tous les cas il y a émission d'un *spectre continu* et de *raies* correspondant à des radiations d'intensité particulièrement élevée.

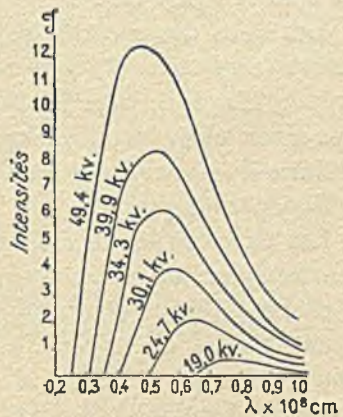


FIG. 49.

Pour le spectre continu issu d'une anticathode, on a étudié la distribution d'intensité, en fonction de la longueur d'onde λ , pour des valeurs croissantes de V exprimées en électron-kilovolts (fig. 49).

Le spectre débute *brusquement* pour une valeur minimum de λ d'autant plus petite que V est plus grand. A partir de cette valeur limite, l'intensité augmente rapidement jusqu'à un maximum et décroît ensuite plus lentement. L'énergie totale Q du rayonnement émis par seconde croît avec V , avec le nombre atomique N du métal qui forme l'anticathode et avec l'intensité i du courant qui traverse

le tube, selon la formule $Q = CiNV^2$. La puissance absorbée par le tube étant iV , le rendement ρ est donné par la formule $\rho = Q/iV = CNV$ où C est un coefficient constant. Même pour les valeurs élevées de V , le rendement reste faible (environ 1 % pour une anticathode en tungstène avec $V = 100.000$ volts).

D'après la théorie électromagnétique, l'origine du spectre continu devait être cherchée dans l'émission d'ondes résultant du brusque arrêt des rayons cathodiques sur l'anticathode (§ 32). L'existence d'une longueur d'onde limite minimum λ_0 n'est pas en rapport avec cette théorie ; elle se rattache à la *théorie des quanta*, par l'intermédiaire de la loi d'équivalence photoélectrique (§ 29), selon laquelle on doit avoir

$$\lambda_0 = \frac{12340}{V}$$

où V est en volts et λ en unités Å° . Cette relation a été vérifiée par l'expérience. Par exemple, pour $V = 49.400$ volts, la limite est $\lambda_0 = 0,25 \text{ Å}^\circ$ (fig. 52).

Les raies des spectres se groupent en plusieurs séries, K , L , etc. Leurs fréquences ⁽¹⁾ sont soumises à des règles résumées dans les *lois de Moseley* : pour les raies qui se correspondent dans l'émission des divers éléments, la racine carrée de la fréquence ν est une fonction linéaire du *nombre atomique* N ou rang d'un élément dans la classification périodique.

Les expériences de dispersion des rayons α ayant conduit à admettre qu'un atome se compose d'un *noyau* de très petites dimensions à charge positive et d'un cortège d'électrons à charge globale compensant celle du noyau (§ 79), Moseley admit que *la charge du noyau est égale à Ne , où N est le nombre atomique et e la charge élémentaire*. La théorie de l'atome à noyau positif a été développée par Bohr sur la base de la conception des *quanta* (§ 34) et a permis de rendre compte des analogies qui existent entre le spectre de la lumière et celui des rayons X.

Pour une forte raie de la série K , notée $K\alpha_1$, la relation entre ν et N est approximativement représentée par la formule :

$$\nu = \frac{3}{4} \nu_0 (N - 1)^2,$$

⁽¹⁾ La fréquence est reliée à la longueur d'onde dans le vide, λ , par la relation $\lambda = \nu c$ où c est la vitesse de la lumière.

où ν_0 désigne une fréquence fondamentale égale à $3,3 \times 10^{15}$ sec⁻¹. En portant $\sqrt{\nu}$ en ordonnées et N en abscisses on obtient une ligne droite nommée *droite de Moseley*. En étendant l'expérimentation à la plupart de raies et des éléments connus, on constate que les lignes de Moseley ne sont pas rigoureusement droites, mais présentent une faible courbure ; elles éprouvent aussi un changement de direction pour les petites valeurs de N .

Les graphiques de Moseley offrent un accord remarquable avec la classification périodique de Mendeleeff, primitivement basée sur les analogies chimiques (tableau 3, Appendice). Les éléments sont rangés, par ordre de poids atomique croissant, en lignes superposées formant 8 colonnes numérotées de 0 à VII dont chacune correspond à la *valence chimique positive maximum* qui est présumée caractéristique de l'élément (1). La colonne supplémentaire VIII contient 3 groupes d'éléments de propriétés voisines ou *pléiades*, comme *Fe, Ni* et *Co*. Les éléments d'une colonne sont analogues en ce qui concerne la valence et les propriétés chimiques (2). Si l'on choisit une propriété telle que le volume atomique (quotient du poids atomique par la densité à l'état solide), et qu'on la porte en ordonnées, avec le poids atomique en abscisses, on obtient une courbe d'allure périodique dont les maxima correspondent aux métaux alcalins (3). L'aspect de cette courbe suggère l'existence de 7 périodes : *H-He, Li-Ne, Na-A, K-Kr, Rb-Xe, Cs-Rn*, (4) suivies d'une 8^e incomplète. Lors de la construction du tableau, il a été reconnu nécessaire de laisser libres un certain nombre de places, qui ont été ensuite occupées par des éléments nouvellement découverts, parmi lesquels le radium et les autres radioéléments. Le groupe des terres rares occupe une situation spéciale, étant composé de plusieurs corps se succédant avec des propriétés voisines. Dans quelques cas, il a fallu faire une *interversi*on, en plaçant le potassium après l'argon, l'iode après le tellure et le cobalt après le nickel, contrairement à l'ordre des poids atomiques chimiques.

La méthode d'examen de Moseley a justifié ces interversions qui correspondent à l'ordre correct des fréquences des raies *K*, et a montré que les terres rares sont des éléments distincts se succédant dans l'ordre des nombres atomiques.

La méthode de Moseley permet d'utiliser pour l'analyse chimique les spectres de haute fréquence, moins complexes que les spectres optiques. En dehors des séries *K* et *L* on connaît actuellement les séries d'émission *M, N, O* et *P*, par ordre décroissant de pouvoir

(1) On désigne par *valence négative* le complément de la valence positive à 8. Ainsi le chlore intervient avec la valence positive 7 dans le composé *Cl⁺O⁻* mais sa valence usuelle négative est 1.

(2) Les bifurcations pratiquées dans les colonnes ont pour objet de faire mieux ressortir les analogies dans chaque branche.

(3) Certains auteurs portent en abscisse le nombre atomique au lieu du poids atomique.

(4) *Rn* est le symbole du radon ou émanation du radium.

pénétrant pour un élément donné. Pour chaque série le pouvoir pénétrant s'accroît avec le nombre atomique N de l'élément. Pour qu'une nouvelle série apparaisse, on doit atteindre une valeur déterminée de N ; seuls les éléments à grand poids atomique possèdent toutes les séries (§ 29).

Voici, d'après Siegbahn, les valeurs de λ pour quelques raies K et L du tungstène (unités A°) :

K_{α_2}	0,2135	L_{α_2}	1,4845
K_{α_1}	0,2088	L_{α_1}	1,4735
K_{β}	0,1844	L_{β_1}	1,2792
K_{γ}	0,1794	L_{γ_1}	1,0955

II. *Spectres d'absorption.* — Les spectres d'absorption sont obtenus en interposant un écran absorbant sur le trajet d'un faisceau qui donne un spectre continu bien étudié, tel que le spectre d'émission d'une anticathode en tungstène (Planche IV, fig. 5); l'affaiblissement relatif de celui-ci constitue l'absorption qui se manifeste sous la forme de *bandes* nettement limitées du côté des basses fréquences et progressivement dégradées du côté opposé. Sur un cliché du spectre ces bandes se détachent en clair; cependant les bandes du brome et de l'argent y sont toujours présentes en foncé (renversées) parce que ces substances se trouvent dans l'émission des plaques sensibles, et que l'absorption, en ce cas, concourt à l'impression, au lieu de l'affaiblir. Pour chaque élément absorbant, on observe une bande d'absorption reliée à la série K de telle manière que sa limite représente la fréquence ν_k minimum des rayons X primaires pouvant exciter la série K dans le même élément utilisé comme radiateur; cette fréquence coïncide à peu près avec la raie K_{γ} qui possède dans la série K la fréquence maximum. Quand la fréquence d'excitation atteint ou dépasse ν_k , toutes les raies de la série K sont émises simultanément. La fréquence ν_k peut-être mesurée avec précision; portant N en abscisse et $\sqrt{\nu^k}$ en ordonnées, on obtient approximativement une droite (fig. 53). La planche IV, figure 4 donne la reproduction des bandes K pour quelques éléments.

Dans la série L il existe 3 bandes d'absorption L_1, L_2, L_3 dont les fréquences limites sont représentées par trois graphiques $\sqrt{\nu} = f(N)$ approximativement rectilignes (fig. 53). D'autres bandes appartiennent aux séries M, N , etc.

Les fréquences d'émission des raies obéissent à une loi fondamentale; toute fréquence d'émission est la différence de deux limites d'absorp-

tion. Cette loi dite *de combinaison* est à rapprocher du fait qu'en optique, les fréquences des raies sont les différences de deux termes nommés *termes de séries*. La théorie de Bohr associe aux fréquences limites d'absorption des *niveaux d'énergie* de l'atome, chaque niveau étant le produit d'une constante universelle h par une fréquence limite. Dans l'ordre d'énergie décroissante viennent les niveaux des séries K , L , M , etc.

Au lieu d'étudier l'absorption à l'aide d'une plaque sensible, on peut employer une chambre d'ionisation devant laquelle on place l'écran absorbant. Ce dispositif permet de mesurer le coefficient d'absorption d'une matière pour une radiation de longueur d'onde λ .

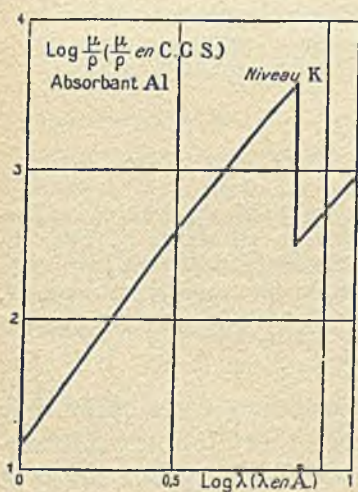


FIG. 50 a.

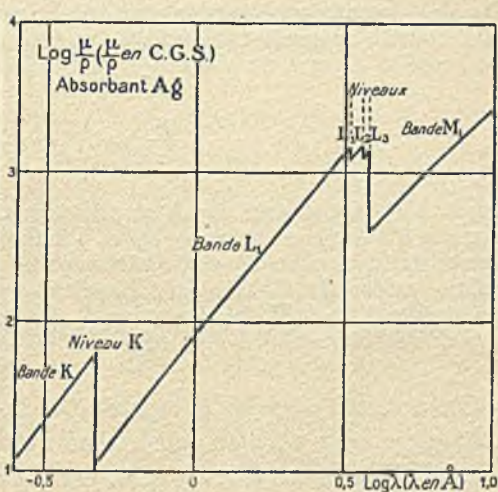


FIG. 50 b.

déterminée. Si l'effet de diffusion est faible, le coefficient mesuré est voisin de celui d'absorption vraie (§ 24).

Le coefficient massique τ/ρ croît avec λ , et cela de telle manière que $\text{Log} (\tau/\rho)$ est une fonction linéaire de $\text{log} \lambda$. Quand λ prend en décroissant une valeur qui correspond à un niveau d'absorption pour la substance considérée, le graphique accuse une augmentation brusque de pouvoir absorbant, ou *discontinuité d'absorption* ; au delà de celle-ci s'établit une nouvelle région d'absorption régulière représentée par une droite parallèle à la précédente. Ces résultats ont été représentés pour Al (fig. 50 a) et pour Ag (fig. 50 b) entre certaines limites de λ . L'augmentation de l'absorption qui a lieu brusquement à partir d'une certaine fréquence correspond à l'absorption d'énergie nécessaire pour donner lieu à l'émission de la série correspondante.

Dans une région de continuité le coefficient d'absorption vraie augmente proportionnellement à λ^3 et à N^3 (N , nombre atomique de la matière absorbante). La loi d'absorption est de la forme

$$\frac{\tau}{\rho} = B N^3 \lambda^3$$

où B est une constante qui subit une augmentation brusque au passage d'un niveau dans le sens de λ décroissant. Cette variation est le *saut d'absorption*.

Le coefficient de diffusion σ/ρ varie relativement peu avec N et avec λ ; De plus, σ est beaucoup plus petit que τ , sauf pour les petites valeurs de λ et N . Cette circonstance permet de déterminer τ/ρ entre certaines limites de λ par la mesure du coefficient global μ/ρ , en appliquant la relation

$$\frac{\mu}{\rho} = C \lambda^3 + K$$

Portant λ^3 en abscisses et μ/ρ en ordonnées, on obtient une droite dont l'ordonnée à l'origine K donne σ/ρ et l'inclinaison la constante C . Pour diverses matières absorbantes, on trouve une série de droites ayant à peu près même valeur de K mais dont l'inclinaison augmente rapidement avec N . En posant $C = B N^3$ on détermine B . Dans la bande d'absorption K , on a approximativement $\tau/\rho = 0,0062 N^3 \lambda^3$ (λ en unités A°).

On a aussi cherché à représenter le coefficient d'absorption par atome-gramme $\tau A/\rho$ ou par atome individuel $\tau A/\rho \mathcal{N}$, (A , poids atomique, \mathcal{N} nombre d'Avogadro. On pose, en ce cas (loi de Bragg et Peirce),

$$\frac{\tau}{\rho} = a N^3 \lambda^3 \quad \text{ou} \quad \frac{\tau A}{\rho \mathcal{N}} = a' N^3 \lambda^3,$$

formule qui diffère peu de la précédente puisque A ne diffère pas beaucoup de $2N$.

Voici à titre d'exemple les expressions de μ/ρ pour l'aluminium et le cuivre, dans la bande K (λ en $U. A^\circ$) (1).

$$\begin{array}{l} \text{Aluminium} \quad \mu/\rho = 14,4 \lambda^3 + \sigma/\rho \\ \text{Cuivre} \quad \quad \mu/\rho = 150 \lambda^3 + \sigma/\rho \end{array}$$

où σ/ρ est voisin de 0,20 pour des longueurs d'onde modérées. D'après la théorie de diffusion de Compton (§ 30) cette valeur s'appliquerait pour $\lambda = 1 A^\circ$,

(1) L'exposant de λ adopté par certains auteurs est un peu différent de 3.

tandis qu'on aurait $\sigma/\rho = 0,13$ pour $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$. et $\sigma/\rho = 0,05$ pour $\lambda = 0,01 \text{ \AA}$.

On voit que la diffusion est négligeable devant l'absorption pour $\lambda = 1 \text{ \AA}$, et que le contraire se produit pour $\lambda = 0,01 \text{ \AA}$. On voit aussi que la diffusion est déjà fortement prédominante pour $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$, dans le cas de l'aluminium, alors qu'elle ne l'est pas encore dans le cas du cuivre.

La détermination des discontinuités d'absorption offre un moyen d'analyse chimique comme la spectrographie de haute fréquence. Elle a été utilisée pour contrôler les masses atomiques de certains éléments où il y avait doute sur la formule chimique (glucinium, indium).

§ 29. Loi d'équivalence d'Einstein. Spectres corpusculaires.

Liaison entre les rayons X et la lumière. Niveaux.

Einstein a donné une loi qui régit la conversion d'énergie entre la radiation électromagnétique et la radiation corpusculaire, conformément à la théorie des quanta. La radiation n'est pas envisagée comme une onde, mais comme la propagation dans l'espace de *grains d'énergie* dont chacun se nomme un *quantum de radiation* et dont la vitesse c est celle de la lumière. A une radiation de fréquence ν correspond un quantum dont l'énergie est $h\nu$ et la quantité de mouvement $h\nu/c$, où h est une constante universelle nommée *constante de Planck*.

Quand un rayon cathodique ou électron en mouvement ayant l'énergie $\omega = eV$ (e charge, V potentiel d'émission), est arrêté sur l'anticathode, il y a production d'un quantum de radiation $h\nu$. La loi d'Einstein dit que ce quantum est au plus égal à ω , c'est-à-dire que $h\nu \leq eV$. Pour la fréquence limite du spectre continu on a donc $h\nu = eV$, d'où $\lambda = hc/eV$.

Prenant $h = 6,55 \times 10^{-27} \text{ C.G.S.}$; $e = 4,77 \times 10^{-10} \text{ U.E.S.}$; $c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/sec}$, on trouve, pour V en volts,

$$\nu = 2,43 \times 10^{14} V \quad \lambda = \frac{12340}{V} \text{ \AA}.$$

La même loi est vérifiée pour l'émission de raies par un gaz sous le choc d'électrons dont l'énergie est eV . La vapeur de mercure, par exemple, émet sans être ionisée, à partir de $V = 4,9$ volts, la raie 2.537 \AA ; à partir de $6,7$ volts est émise en plus la raie 1849 \AA ; à partir de $10,4$ volts il y a ionisation de la vapeur avec émission de toutes les raies de la même série. Aussi bien les deux *potentiels de résonance* : (radiation sans ionisation) que le *potentiel d'ionisation* $10,4$ volts, sont reliés aux radiations correspondantes par la loi d'Einstein.

La méthode ci-dessus décrite est employée couramment pour déterminer les potentiels de résonance et d'ionisation pour les gaz et les vapeurs⁽¹⁾. En mesurant le courant qui traverse le gaz pour diverses valeurs du potentiel accélérateur des électrons (fig. 51), on obtient une courbe qui présente un accroissement brusque pour un potentiel critique qui est celui d'ionisation. Une molécule peut avoir plusieurs potentiels d'ionisation relatifs à la perte d'un ou plusieurs électrons, avec ou sans rupture de la molécule.

La loi d'Einstein est aussi applicable à l'extraction d'électrons de la matière par la radiation. Quand un quantum est absorbé par un atome avec émission d'un photoélectron (§ 24), l'énergie du quantum

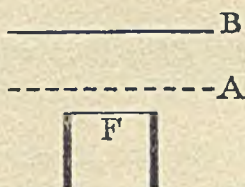


FIG. 51. — Les électrons émis par le filament F et accélérés entre ce filament et la toile A , pénètrent dans l'espace compris entre cette toile et l'électrode B ; un champ retardateur entre A et B les empêche d'atteindre B , qui peut recevoir, au contraire, les ions positifs produits dans le gaz quand le potentiel d'ionisation a été dépassé, d'où accroissement de courant. Quand on a atteint un potentiel de résonance, il peut y avoir aussi accroissement de courant du fait que la radiation produite dans le gaz est reçue par B et donne lieu à une émission de photoélectrons.

est convertie en énergie cinétique de l'électron ω et en énergie potentielle ω_1 de l'atome selon la relation

$$h\nu = \omega + \omega_1 \quad \text{où } \omega = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right]$$

(β vitesse de l'électron mesurée en fraction de la vitesse de la lumière m_0 masse de repos de l'électron, e sa charge. Le terme ω_1 est le *travail d'extraction* de l'électron de l'atome; il peut prendre des valeurs discontinues qui sont celles des *niveaux d'énergie* de l'atome. Dans la théorie de Bohr, ces niveaux correspondent à des situations déterminées de l'électron par rapport à l'édifice atomique, par exemple, à des orbites privilégiées que l'électron peut décrire autour du noyau atomique (§ 34).

(1) Conf. Rap., vol. 11, L. Bloch.

La vérification a été faite pour les photoélectrons de faible vitesse extraits de métaux tels que le zinc par la lumière, en mesurant, pour diverses valeurs de ν , le potentiel V qu'il faut opposer aux électrons pour empêcher leur sortie (Millikan). Dans le domaine des hautes fréquences, la vérification résulte de la mesure de la déviation magnétique des photoélectrons émis, qui fait connaître leur vitesse et leur énergie cinétique ; la différence $(h\nu - \omega)$ correspond à l'un des niveaux de l'atome. Inversement, si ν n'est pas connu, la même méthode permet de le mesurer.

Une même radiation peut extraire d'un atome des électrons de divers niveaux, animés de vitesse différentes et donnant, par déviation magnétique un *spectre corpusculaire*. La figure 52 représente un dispositif utilisé pour l'étude de ces spectres (M. de Broglie).

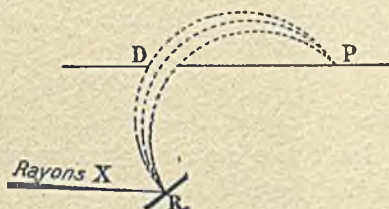


FIG. 52. — R , radiateur recevant le faisceau de rayons X excitateurs ; D , diaphragme limitant la trajectoire des photoélectrons ; P , plaque photographique recevant les photoélectrons qui ont décrit une trajectoire circulaire de rayon ρ , dans un champ magnétique H perpendiculaire au plan du tableau. L'expérience est faite dans le vide.

Dans la planche V on voit des trajectoires de photoélectrons rendues visibles par la méthode de Wilson (§ 11).

Région intermédiaire entre les rayons X et la lumière. — En abaissant progressivement le potentiel accélérateur des électrons on obtient, par choc de ces derniers sur la matière, des rayons X de fréquence décroissante, se rapprochant de la lumière. La difficulté de ces expériences réside dans le fait qu'entre la lumière ultraviolette et les rayons X de production courante se trouve un domaine de radiations qui subissent une absorption considérable dans toute espèce de matière, même dans les gaz. L'exploration de cette région intermédiaire (entre 160 \AA et 10 \AA), a été faite d'abord par une méthode d'ionisation (F. Holweck) ⁽¹⁾ ; l'emploi d'un réseau sous

(1) Conf. Rapp., vol. 13, F. Holweck.

incidente rasante (§ 27), a permis d'en aborder l'examen spectrographique (J. Thibaud).

La loi d'absorption propre aux rayons X est valable pour les rayons intermédiaires ; jusque vers $\lambda = 100 \text{ \AA}$, le coefficient d'absorption mesuré dans les gaz ou dans le cellulose reste proportionnel à λ^3 (F. Holweck). Vers 300 \AA , ($V = 40$ volts), a lieu le *maximum d'absorption*. Au delà de ce maximum, l'absorption diminue rapidement quand λ continue à croître ; de plus, elle cesse d'être une propriété atomique et devient une propriété sélective dépendant de la structure moléculaire. La région du maximum d'absorption est donc une zone frontière entre les rayons X et la lumière.

Le prolongement des rayons X vers les hautes fréquences est constitué par les rayons γ des radioéléments ; là aussi le recouvrement des deux régions a été réalisé. On peut donc envisager, dans son ensemble, le spectre des radiations électromagnétiques de la lumière aux rayons γ .

Fréquences de raies et niveaux. — Il existe une correspondance remarquable entre les séries de raies des rayons X et les séries optiques. Parmi ces dernières, la plus anciennement connue est la *série de Balmer*, relative à l'hydrogène ; les fréquences sont données par la formule

$$\nu = \nu_0 \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)$$

ν_0 étant la fréquence fondamentale déjà considérée (§ 28) et n l'un des nombres entiers 3, 4, 5 etc... Des formules semblables, mais plus complexes, s'appliquent à d'autres séries selon le type général

$$\nu = \nu_0 \left(\frac{1}{(n + \alpha)^2} - \frac{1}{(n' + \alpha')^2} \right) \text{ (Rydberg)}$$

où n et n' sont des nombres entiers et α et α' des constantes pour chaque série ; celle-ci s'obtient en donnant à n une valeur entière fixe et à n' des valeurs entières successives. La fréquence de chaque raie est la différence de deux termes, nommés *termes de série*. Si l'on remplace ν et ν_0 par les quantités proportionnelles $1/\lambda$ et $1/\lambda_0$, $1/\lambda_0$ est la *constante de Rydberg*, $R = 109675 \text{ cm}^{-1}$ reliée à ν_0 par la relation $\lambda_0 \nu_0 = c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/sec}$, d'où $\nu_0 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$.

Les fréquences d'émission des rayons X sont données par les différences des fréquences de niveaux qui jouent le rôle de termes de

PLANCHE V.



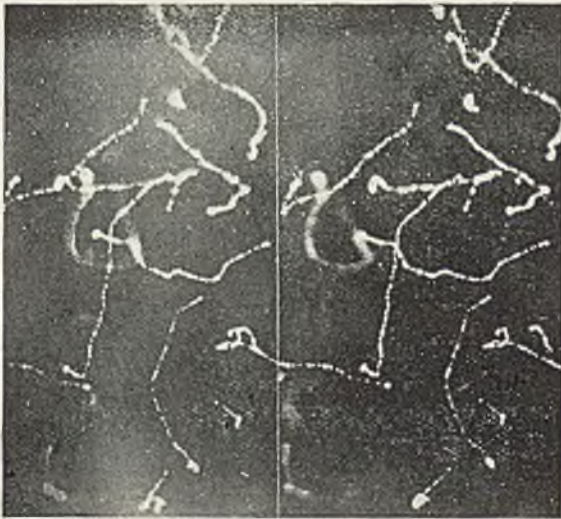
Photoélectrons produits dans l'argon sous pression atmosphérique (P. Auger).

FIG. 1.



Photoélectrons produits dans le xénon, dilué dans l'hydrogène par des rayons X de 70 *ek.v.* Effet photoélectrique composé.
(P. Auger)

FIG. 2.



Photoélectrons produits dans l'air par les rayons *K* de *Ag*. Pression 53 cm. *Hg*.
(C. T. R. Wilson).

FIG. 3.



séries, comme en optique. Il est usuel d'évaluer les énergies de niveaux en électron-volts, selon la formule d'Einstein $h\nu = eV$.

Dans la figure 53, on a représenté ⁽¹⁾, pour les différents éléments (valeurs successives du nombre atomique N), les niveaux actuellement connus se groupant en séries par ordre d'énergie décroissante : un niveau K , 3 niveaux L (L_I, L_{II}, L_{III}), 5 niveaux M (M_I, M_{II} etc...) 7 niveaux N , 5 niveaux O et 3 niveaux P . Le nombre atomique étant porté en abscisse et \sqrt{V} , ou une quantité proportionnelle, en ordon-

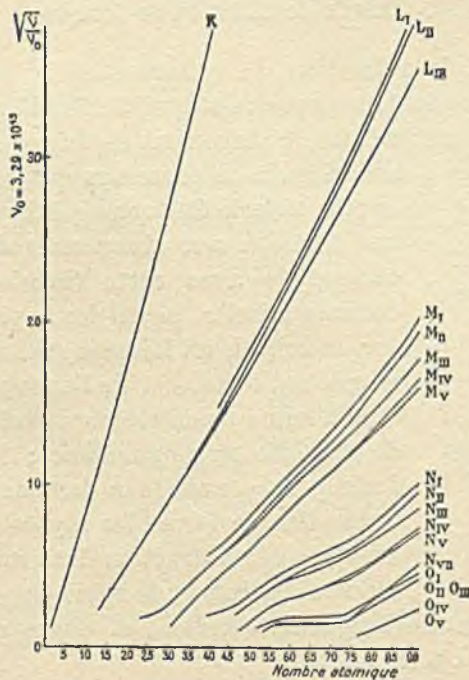


FIG. 53.

nées, on obtient une série de graphiques de Moseley s'écartant peu de lignes droites dans la plus grande partie du trajet, puis présentant des changements de direction dans la région des éléments légers. On a indiqué les valeurs de V qui correspondent aux valeurs de ν .

L'émission des raies est entièrement déterminée par le tableau ci-dessus. Chaque raie correspond au passage d'un électron d'un certain niveau de départ à un niveau d'arrivée. Toutes les raies pour lesquelles le niveau d'arrivée est K forment la série K , les niveaux de départ faisant partie des groupes suivants ; de même les séries L_1, L_2, L_3 ont ces niveaux respective-

(1) D'après Bohr et Coster.

ment comme niveaux d'arrivée, les niveaux de départ appartenant aux groupes suivants, et ainsi de suite. Les séries optiques correspondent à l'arrivée d'un électron sur un niveau de faible énergie, tandis que pour la production de rayons X il est nécessaire de disposer de niveaux d'énergie d'autant plus grande que la fréquence à obtenir est plus élevée. Le tableau montre que pour de petites valeurs de N , il n'existe que des niveaux de faible énergie ; pour de tels éléments il y a émission de séries optiques et de rayons X « mous ». A mesure qu'augmente le nombre atomique N , l'énergie des niveaux de chaque groupe croît ce qui permet l'émission de rayons X de plus en plus durs.

§ 30. Théorie de diffusion de Compton.

La diffraction, la réfraction, la réflexion et la polarisation des rayons X correspondent, comme en optique, à une diffusion des rayons primaires par la matière, sans changement de fréquence.

A. H. Compton a montré qu'à ce processus qui est en harmonie avec la théorie électromagnétique, se superpose une diffusion *avec changement de fréquence*, incompatible avec cette théorie. L'expérience consiste à isoler, parmi les rayons X diffractés sur un cristal, un faisceau monochromatique de longueur d'onde λ_0 et de l'envoyer sur un radiateur à faible poids atomique tel qu'une plaque de graphite ou de paraffine ; les rayons diffusés par ce radiateur dans une direction qui forme l'angle θ avec les rayons primaires, sont analysés par diffraction dans un spectrographe à cristal tournant ; le spectre se compose d'une

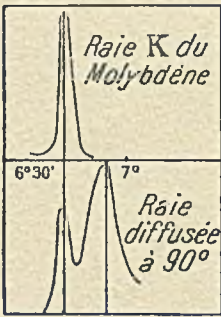


FIG. 54.

raie non modifiée de longueur d'onde λ_0 et d'une *raie modifiée* de longueur d'onde λ telle que

$$\lambda = \lambda_0 + 0,0483 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (\lambda \text{ en unités } \text{Å}^\circ) \quad (\text{fig. 54}).$$

Pour interpréter ce phénomène, Compton a proposé une théorie de diffusion des rayons X par les électrons, basée sur la conception des quanta : Il a admis qu'entre un quantum de radiation et un électron libre (faiblement lié) peut se produire un choc, en vertu duquel l'électron est projeté avec une certaine vitesse, tandis que le quantum subit une réduction d'énergie et de fréquence avec un changement de direction. Soient ν_0 la fréquence avant le choc, θ et φ les angles que font avec la direction du quantum initial celles du quantum diffusé et de l'électron, ν_θ la fréquence du quantum diffusé (fig. 55a). L'électron

qui était primitivement au repos, avec une masse m_0 , aura, après le choc, la vitesse $v = \beta c$, la masse $m = m_0 / \sqrt{1-\beta^2}$, la quantité de mouvement $m v = m_0 \beta c / \sqrt{1-\beta^2}$ et l'énergie $W = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]$

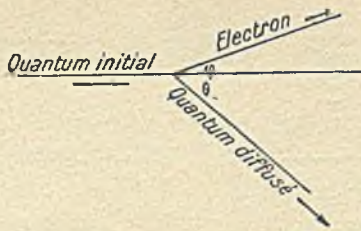


FIG. 55 a. — Le rayon du cercle représente l'énergie du quantum incident. Les longueurs des flèches de même numéro indiquent les énergies du quantum diffusé et de l'électron de choc correspondant, pour $\alpha = 1$. La somme des longueurs de ces deux flèches est égale au rayon du cercle.

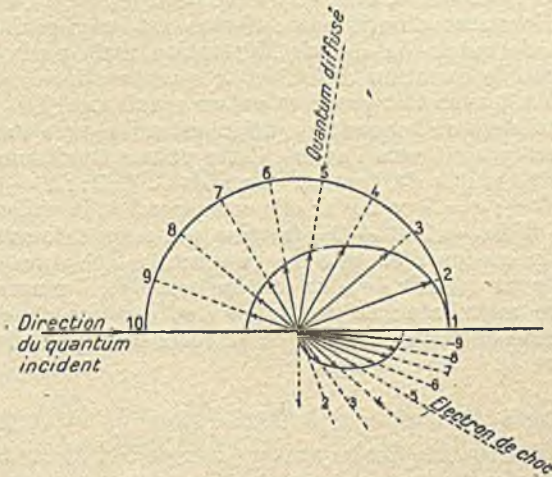


FIG. 55 b.

L'application des principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement conduit aux 3 équations suivantes :

$$h\nu_0 = h\nu_1 + m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu_1}{c} \cos \theta + \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \phi$$

$$O = \frac{h\nu_0}{c} \sin \theta - \frac{m_0\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \varphi$$

On en déduit en fonction de ν_0 et de θ les valeurs de ν_0 , β et φ , ainsi que la longueur d'onde modifiée λ_0 et l'énergie W . On trouve

$$\nu_0 = \frac{\nu_0}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}}; \quad \frac{h\nu_0}{W} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi};$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{(1 + \alpha) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} \quad \lambda_0 = \lambda_0 + 2\alpha\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

où :

$$\alpha = h\nu_0/m_0c^2 = h/m_0c\lambda_0$$

L'angle θ pouvant varier de 0 à π , la variation correspondante de φ est de π à 0 ; l'électron est donc toujours projeté sous un angle aigu par rapport à la direction du quantum initial. la fraction d'énergie qu'il emprunte à celui-ci reste faible, tant que α est petit (ν_0 petit), et, en ce cas, l'altération de longueur d'onde par diffusion est négligeable. Quand ν_0 croît, il en est de même de α , mais l'altération reste nulle pour $\theta = 0$, c'est-à-dire quand le quantum diffusé et le quantum incident ont même direction; elle croît avec θ et prend sa valeur maximum $2\alpha\lambda_0$ pour $\theta = \pi$, c'est-à-dire dans le cas où le quantum diffusé est rejeté vers l'arrière, tandis que l'électron est projeté vers l'avant. Cette valeur maximum est égale à $2h/m_0c$, soit $0,0483$ unités A° , (posant en unités *C. G. S.* : $h = 6,55 \times 10^{-27}$ $m_0 = 9,04 \times 10^{-28}$; $c = 3 \times 10^{10}$): elle correspond à la valeur maximum de W telle que $W/h\nu_0 = 2\alpha/1 + 2\alpha$, fraction qui augmente avec α et tend vers 1 . Ainsi, la cession d'énergie du quantum à l'électron n'est jamais intégrale, mais peut devenir de plus en plus complète à mesure que la fréquence primaire augmente; même en ce cas, certains chocs seulement auront une grande efficacité, tandis que W reste petit pour les conditions de choc voisines de $\theta = 0$, $\varphi = \pi$.

Le paramètre α devient égal à l'unité pour $\lambda_0 = 0,0242 A^\circ$, longueur d'onde du domaine des rayons γ (énergie 511 électron-kilovolts). Dans la figure 55 *b* on a représenté le partage d'énergie entre le quantum diffusé et l'électron, pour différentes valeurs de θ et φ , dans le cas $\alpha = 1$.

La répartition des quanta diffusés est conforme à une loi de probabilité; la proportion des quanta soustraits par un élément de volume diffusant à un faisceau primaire canalisé, et distribués entre les angles θ et $\theta + d\theta$ est $f(\alpha, \theta) d\theta$. Si $q = nh\nu_0$ est l'énergie traversant par unité de temps la section du faisceau primaire, l'énergie des quanta diffusés est $q_\theta = nh \int_0^\pi \nu_0 f(\alpha, \theta) d\theta$. Ayant fait choix de la fonction

$f(\alpha, \theta)$, on peut calculer le coefficient de diffusion σ qui se réduit au coefficient σ_0 de J. J. Thomson quand $\alpha = 0$. Ce coefficient se compose de deux termes σ_s et σ_a qui mesurent respectivement l'affaiblissement du faisceau primaire par émission de rayons X diffusés et par émission d'électrons de choc. Ces coefficients sont donnés selon Compton par les formules

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{1 + 2\alpha}; \quad \frac{\sigma_s}{\sigma_0} = \frac{1 + \alpha}{(1 + 2\alpha)^2}; \quad \frac{\sigma_a}{\sigma_0} = \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}$$

On voit que σ décroît quand α croît, c'est-à-dire quand λ_0 diminue, ainsi que l'indique l'expérience ⁽¹⁾. Quand on fait varier la nature de la matière diffusante sans que λ varie, le coefficient σ rapporté à un électron reste constant, si tous les électrons contenus dans les atomes diffusants peuvent être considérés comme libres. Cette condition est approximativement réalisée pour les éléments de faible poids atomique soumis à l'action de rayons X usuels ou de rayons γ . Pour les atomes lourds contenant des électrons à divers degrés de liaison, l'effet diffusant par électron n'est constant que vis-à-vis de quanta de très grande énergie (rayons γ).

La théorie de Compton rend compte de la distribution du rayonnement diffusé autour d'un faisceau primaire canalisé traversant un écran diffusant. Cette distribution devient fortement dissymétrique quand α croît; phénomène particulièrement caractéristique avec les rayons γ (§ 89).

Pour calculer le coefficient de diffusion $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$, on a utilisé les méthodes de la mécanique ondulatoire. Les formules obtenues par Klein et Nishina ont une forme plus compliquée que celles de Compton; elles paraissent mieux convenir pour représenter la diffusion des rayons γ (§ 89).

Les électrons de choc ont été observés à l'aide de la méthode de trajectoires de brouillard de Wilson. Un faisceau de rayons primaires homogènes de longueur d'onde connue λ est envoyé dans une chambre à détente. Quand la détente se produit, on voit apparaître le long du trajet du faisceau de courtes trajectoires attribuables à des électrons de choc de faible vitesse; on peut apprécier la direction de leur émission par rapport au faisceau primaire, ainsi que leur parcours qui

⁽¹⁾ Le coefficient σ_s est également une fonction décroissante de α , sa valeur maximum est σ_0 comme pour σ . Le coefficient σ_a , nul pour $\alpha=0$, passe par un maximum pour $\alpha = 0,5$, et tend ensuite vers 0, de même que σ et σ_s , quand α augmente.

permet de déduire l'énergie initiale (pl. V, fig. 1). On a observé aussi des électrons de choc de grande vitesse qui se produisent lors de la diffusion des rayons γ (§ 93).

§ 31. Dosage des rayons X. Unité de quantité.
Longueur d'onde effective.

Le dosage des rayons X a une grande importance, en raison de leurs applications médicales, mais il est difficile de se placer dans des conditions où les mesures sont comparables. Le courant produit dans une chambre d'ionisation par un faisceau de rayons X qui y pénètre, dépend de l'utilisation dans le gaz des photoélectrons et des électrons de choc extraits, tant du gaz que des parois, par les rayons primaires. On distingue donc dans l'ionisation un *effet gaz* et un *effet paroi* dont l'importance relative dépend de la forme de la chambre et de la pression du gaz qui y est contenu.

Au Congrès de Radiologie tenu à Stockholm en 1928, on a choisi pour la mesure de rayons X une unité internationale nommée *roentgen* et désignée par r ; « c'est la quantité de rayons X produisant dans 1 cm³ d'air atmosphérique, à la température de 0°c. et sous la pression de 76 cm. de mercure, un tel degré de conductibilité, qu'une unité électrostatique de charge soit mesurée sous courant de saturation, les électrons secondaires étant complètement utilisés et les effets de paroi de la chambre évités ».

En dehors de l'intensité il est, en général, nécessaire d'indiquer, au moins approximativement, la qualité moyenne du faisceau hétérogène, plus ou moins filtré, que fournissent les appareils producteurs. On a recours pour cela à des méthodes d'absorption, et on définit une *longueur d'onde effective* ; c'est celle d'un faisceau homogène de λ connu qui aurait subi dans certaines conditions arbitrairement choisies la même absorption que le faisceau hétérogène considéré. En raison de la complexité des phénomènes d'absorption, la longueur d'onde effective n'a pas de signification simple et ne doit être utilisée qu'avec réserve, pour éviter les erreurs d'interprétation.

CHAPITRE VI

RELATION ENTRE L'ÉLECTRON ET LE RAYONNEMENT. THÉORIE ÉLECTROMAGNÉTIQUE. THÉORIE DES QUANTA ⁽¹⁾.

§ 32. L'électron et le rayonnement.

L'étude des rayons cathodiques et des rayons X a mis en évidence la liaison intime qui existe entre ces phénomènes : l'énergie cinétique des électrons arrêtés par l'anticathode est partiellement convertie en énergie électromagnétique des rayons X produits. La lumière étant de même nature que les rayons X est également produite aux dépens de l'énergie cinétique des électrons contenus dans la matière. Ainsi l'émission de rayonnement paraît liée à un changement de vitesse de l'électron c'est-à-dire à l'*accélération* de celui-ci. Les essais faits pour préciser cette relation ont fait surgir des difficultés considérables qui ont conduit à la *théorie des quanta*.

La théorie électromagnétique de la lumière donne le moyen d'abord le problème de l'émission et de l'absorption de rayonnement par les électrons. L'absorption consiste en ce que l'énergie du rayonnement incident est utilisée pour mettre en mouvement les électrons qui se trouvent dans le champ électrique de l'onde ; l'émission consiste en ce qu'un électron produit autour de lui un champ électromagnétique variable, lié à son accélération et se propageant dans l'espace comme une onde. Lorentz a montré que la théorie classique permet de calculer, pour l'émission du corps noir à une température déterminée, la distribution de la densité U du rayonnement, ou énergie par unité de volume, en fonction de la longueur d'onde. La formule ainsi trouvée indique pour U une variation en raison inverse de λ^4 conduisant à attribuer une énergie infinie à la région de courtes longueurs d'onde. Des expériences précises ont conduit à la formule : $U d\lambda = f(\lambda) d\lambda$, où $f(\lambda)$ est une fonction qui s'annule pour λ très petit ou très grand et

⁽¹⁾ Consulter : *Ancienne et nouvelle théorie des quanta*, E. Bloch, Paris, 1930 : Conf. Rapp., vol. 2 et 18, L. Brillouin.

passé par un maximum pour une valeur de λ inversement proportionnelle à la température absolue.

Pour établir la même formule, Planck admit qu'un vibreur ou *résonateur* contenu dans la matière ne peut émettre le rayonnement que d'une manière discontinue ; chaque émission correspond à une quantité d'énergie déterminée ou *quantum*, $h\nu$, produit de la fréquence ν du vibreur par une constante universelle h nommée *constante de Planck*. Ainsi a été introduite dans la science cette constante fondamentale dont la valeur actuellement admise est $6,55 \cdot 10^{-27}$ C. G. S.

L'hypothèse de Planck introduit un désaccord entre la théorie classique, qui opère avec la notion de champ électromagnétique continu dans l'espace et le temps, et le domaine expérimental dont l'interprétation demande le recours à la conception essentiellement discontinue des quanta.

Ce désaccord n'est pas un fait isolé. On le retrouve dans d'autres circonstances. Considérons le cas d'un faisceau de rayons cathodiques qui produisent des rayons X par leur choc sur une anticathode ; ces rayons X produisent à leur tour, des rayons corpusculaires négatifs qui possèdent une vitesse et une énergie du même ordre que celle des rayons cathodiques primaires. La théorie classique fait correspondre à chaque rayon primaire une perturbation électromagnétique, rayonnement de très courte durée ou *pulsation*, qui se propage dans l'espace comme une onde autour du point d'arrêt de l'électron primaire. L'énergie de celui-ci est transmise à cette *pellicule* de rayonnement ; un électron atteint par la pellicule ne peut recevoir qu'une partie minime de l'énergie totale. L'expérience montre, au contraire, que la transmission de l'énergie peut être intégrale, comme si l'électron primaire communiquait toute son énergie cinétique, par une trajectoire linéaire, à l'électron récepteur, mode de transmission qui suggère une structure corpusculaire du rayonnement où chaque émission individuelle correspond à un *quantum d'énergie*.

Cependant, c'est à l'aide d'une distribution continue du rayonnement dans l'espace qu'on explique des phénomènes tels que la diffraction et les interférences. L'effort fait pour comprendre la théorie classique et la conception des quanta dans une même synthèse, a abouti à la création de la mécanique ondulatoire.

L'exposé qui suit renferme quelques-unes de leurs notions essentielles. Rappelons que nous avons déjà rencontré l'application de la notion des quanta dans la loi d'Einstein et dans la théorie de Compton (§ 29 et 30).

§ 33. Inertie, masse et énergie de l'électron.
Théorie électromagnétique du rayonnement.

J. J. Thomson a montré qu'un électron possède une masse d'inertie du seul fait qu'il porte une charge électrique e , car on ne peut le mettre en mouvement sans créer dans l'espace environnant un champ magnétique dont l'énergie vient s'ajouter à celle du champ électrostatique qui entoure l'électron au repos. Voici le calcul de l'énergie supplémentaire dans le cas simple où la vitesse v , constante en grandeur et direction, a une valeur faible par rapport à celle de la lumière. La distribution du champ électrique autour de l'électron situé en O (fig. 56) est alors la même qu'à l'état de repos, le champ électrique h ayant au point M tel que $OM = r$, la direction du rayon vecteur OM et la valeur $h = e/k_0 r^2$ (k_0 pouvoir inducteur spécifique du vide). Le champ magnétique H dont la direction au point M est perpendiculaire au plan MOv a la valeur $H = ev \sin \theta / r^2$, où θ est l'angle MOv . L'énergie par unité de volume due au champ H étant $\mu_0 H^2 / 8\pi$ (μ_0 perméabilité du vide), l'énergie totale W répandue dans l'espace dont l'élément de volume est $2\pi r^2 \sin \theta d\theta dr$, se calcule par la formule

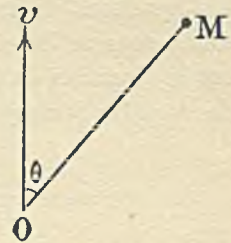


FIG. 56.

$$W = \frac{\mu_0}{4} e^2 v^2 \int_0^\pi \sin^3 \theta \, d\theta \int_a^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{\mu_0 e^2 v^2}{3a};$$

l'intégration par rapport à r a comme limite inférieure le rayon a de l'électron supposé sphérique et portant une charge superficielle à distribution uniforme. On voit que W est de la forme $m_0 v^2 / 2$, où

$$m_0 = \frac{2}{3} \mu_0 \frac{e^2}{a}$$

Il y a donc lieu d'attribuer à l'électron une masse m_0 indépendante de la vitesse à la condition que celle-ci soit suffisamment petite. C'est la *masse électromagnétique limite* pour vitesse faible ou *masse de repos*.

La valeur numérique de m_0 étant connue par la mesure du rapport e/m (§ 15), on peut en déduire le rayon a de l'électron.

Prenant $m_0 = 9,04 \times 10^{-28}$ g. ; $e = 1,59 \times 10^{-20}$ U. E. M. ; $\mu_0 = 1$ on trouve $a = 1,9 \times 10^{-13}$ cm.

Quand le mouvement de l'électron est plus rapide, tout en restant uniforme, le calcul précédent n'est plus applicable car si les champs h et H varient en un point par suite du déplacement de l'électron, la variation de chacun de ces champs est liée à la variation de l'autre par les équations de Maxwell, et le calcul est moins simple. Lorentz a fait dépendre les valeurs de h et de H de deux fonctions nommées *potentiels retardés* (potentiel scalaire et potentiel vecteur) et a établi les équations différentielles pour ces potentiels en un point M , considérés comme fonctions du temps t et des coordonnées x, y, z , où x est la direction du mouvement de l'électron. Si l'on fait le changement de variable (*transformation de Lorentz*) :

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - x\beta/c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

où β est le rapport de la vitesse v de la particule à la vitesse c de la lumière, on trouve que pour le système de coordonnées x', y', z' , et avec l'emploi du temps t' , nommé *temps propre du système*, le champ électro-magnétique autour de l'électron est celui du repos ; c'est-à-dire que, en faisant correspondre aux champs h et H du premier système les champs h' et H' du second système, définis dans les deux cas par les équations de Maxwell, on obtient $H' = 0$, tandis que h' est un champ radial constant de valeur e/k_0v^2 . Les formules de transformation qui donnent h et H en fonction de h' et H' permettent alors de calculer les valeurs des champs dans le premier système.

La direction de h est radiale, celle de H est perpendiculaire en M au plan MOv (fig. 56) ; les valeurs des champs pour des valeurs élevées de v se déduisent de celles que donne la théorie applicable aux vitesses faibles à l'aide de la multiplication par le facteur $f(\beta, \theta) = (1 - \beta^2)/(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{\frac{3}{2}}$. Cette opération a pour effet de réduire les intensités de champ pour les petites valeurs de $\sin \theta$ et de les augmenter pour les valeurs de $\sin \theta$ voisines de l'unité, de sorte que la région de champ intense est refoulée vers le plan perpendiculaire en O à la direction de la vitesse (plan équatorial), et cela d'autant plus que la vitesse est plus grande ; celle-ci ne peut d'ailleurs devenir égale à celle de la lumière, car pour $\beta = 1$ les champs prendraient une valeur infiniment

grande dans le plan équatorial. Si, dans le système, x', y', z', t' , on suppose que l'électron a une forme sphérique avec charge superficielle uniforme, dans le système x, y, z, t , il a la forme d'un ellipsoïde aplati, l'axe dirigé selon la vitesse étant réduit par rapport à l'axe équatorial dans le rapport $\sqrt{1 - \beta^2}$; cette déformation porte le nom de *contraction de Lorentz*.

Le changement de variable qui permet de passer du système x, y, z, t , au système x', y', z', t' , et réciproquement, a été pris par Einstein comme base de la *théorie de relativité restreinte* qui admet qu'il n'existe pas de temps absolu, mais que l'on doit attribuer des temps propres t et t' à des systèmes qui se déplacent l'un par rapport à l'autre avec la vitesse relative v . La relation entre ces temps et les coordonnées est celle prévue par la transformation de Lorentz. Le temps propre d'un système est le seul qui soit accessible à l'expérience; en exprimant les grandeurs physiques à l'aide des coordonnées et du temps propre, on doit obtenir entre ces grandeurs des équations qui conservent la même forme quel que soit le système. C'est là le postulat fondamental de la théorie de relativité restreinte ⁽¹⁾. Einstein a montré plus tard que cette théorie est applicable en toute région de l'espace où le champ de gravitation, est faible et que dans les régions où ce champ est intense, elle doit être remplacée par la *théorie de relativité généralisée* qui prévoit une relation entre la trajectoire des rayons lumineux et le champ de gravitation. Nous nous bornerons ici aux résultats qui rentrent dans les limites d'application de la théorie de relativité restreinte et qui sont les mêmes que ceux prévus par la théorie de Lorentz.

La théorie de relativité restreinte conduit à modifier la dynamique. P. Langevin a montré qu'on peut établir une dynamique en associant une cinématique avec le principe de conservation de l'énergie. L'emploi de la cinématique du temps absolu conduit à la mécanique de Newton (masse constante, énergie cinétique proportionnelle à v^2 etc.). L'emploi de la cinématique de Lorentz-Einstein conduit à une dynamique nouvelle où la *masse est proportionnelle à l'énergie interne*. Si m_0 est la masse de repos et E_0 l'énergie interne de repos, on a $E_0 = m_0 c^2$. Pour un mobile ayant la vitesse $v = \beta c$, la masse m , l'énergie totale E , l'énergie cinétique W et la quantité de mouvement G sont données par les formules

(1) Rappelons que l'introduction de cette théorie dans la science a été rendue nécessaire par l'échec des tentatives telles que l'expérience de Michelson et Morley, faites en vue de déceler le mouvement absolu.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

$$W = E - E_0 = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right]; \quad G = m v = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Précisons qu'à toute perte d'énergie ΔE doit correspondre une perte de masse Δm , selon la relation numérique

$$c^2 \Delta m = \Delta E$$

Ce résultat a une grande importance dans la discussion de l'énergie interne des atomes (§ 24).

La mesure du rapport e/m et de la vitesse v pour les rayons cathodiques et les rayons β a montré que la relation entre m et v est conforme à la formule $m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$.

La courbe de la figure 57 représente m/m_0 en fonction de β . Des

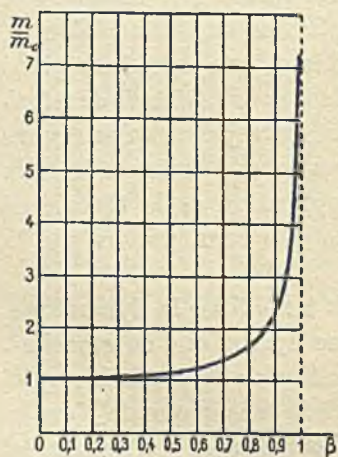


FIG. 57.

valeurs numériques de ce rapport sont données dans le tableau 10, Appendice. Quand $\beta < 0,1$, m diffère de m_0 de moins de 0,5 %. Quand β croît, m augmente d'abord lentement, ensuite très rapidement et tend vers ∞ pour $\beta = 1$. Ainsi, pour un électron se déplaçant avec la vitesse de la lumière, la masse deviendrait infinie ; cette vitesse limite c ne peut donc être ni dépassée ni même atteinte.

Autour d'un électron qui se déplace avec une vitesse constante v , le champ électromagnétique, distribué comme il a été expliqué plus haut, forme un *sillage* qui se déplace avec l'électron. Les valeurs des champs h et H en un point M

sont en raison inverse du carré de la distance r entre ce point et celui où se trouvait l'électron quand il a donné lieu à la production des champs. La propagation du champ se fait sous forme d'une onde sphérique, dont la surface est proportionnelle à r^2 , tandis que l'énergie par unité de volume de chaque champ est en raison inverse de r^4 . Si deux sphères semblables correspondent, au même instant, à deux positions successives très voisines de l'électron, O et O' , la deuxième est enve-

loppée par la première, et l'espace annulaire compris entre elles se nomme *une pellicule* (fig. 58). L'énergie contenue dans une pellicule varie en raison inverse de r^2 quand la pellicule s'éloigne du centre d'émission ; cette énergie s'annule donc à grande distance, de sorte que la pellicule n'emporte pas d'énergie à distance infinie ; *il n'y a donc pas, en ce cas, d'énergie rayonnée.*

Pour qu'il y ait rayonnement, la théorie électromagnétique exige qu'il y ait accélération.

Tout mouvement qui comporte une accélération de valeur modérée peut être considéré comme *quasi stationnaire*, c'est-à-dire que le calcul du champ électromagnétique dû à l'état de vitesse a lieu de la même manière que si celle-ci était constante. A ce champ qui forme *l'onde de vitesse* vient se superposer un champ dû à l'accélération se propa-

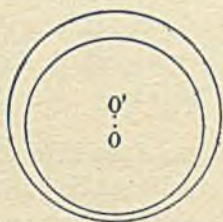


FIG. 58.

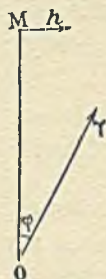


FIG. 59.

geant comme *onde d'accélération*. Ce champ varie en raison inverse de r ; une pellicule qui se propage à grande distance emporte donc avec elle une quantité d'énergie finie qui est *l'énergie rayonnée.*

Voici la distribution du champ dans l'onde d'accélération pour le cas où la vitesse de l'électron est faible. Soit $O\gamma$ la direction de l'accélération (fig. 59). Le champ h est contenu dans le plan $MO\gamma$ et perpendiculaire au rayon vecteur OM ; le champ H est normal au plan $MO\gamma$ et dirigé vers l'arrière de ce plan, les deux champs sont perpendiculaires entre eux et au rayon vecteur. Leurs valeurs sont

$$h = \frac{\mu_0 e \gamma \sin \varphi}{r} \qquad H = \frac{e \gamma \sin \varphi}{rc}$$

ils s'annulent dans la direction de l'accélération, $\varphi = 0$, et prennent leur valeur maximum dans la direction perpendiculaire à γ ; entre ces deux limites, la variation est continue. L'énergie transportée par une pellicule par unité de temps ou énergie rayonnée est égale à

$2\mu_0 e^2 \gamma^2 / 3c$. Le rayonnement est distribué dans l'espace symétriquement autour de γ .

Si l'électron est animé d'une grande vitesse v en même temps qu'il a l'accélération γ , le résultat est modifié en ce sens que le rayonnement apparaît dissymétrique, et que l'énergie E d'une pellicule ainsi que la quantité de mouvement G sont concentrées vers l'avant, dans la direction de vitesse de l'électron par rapport à l'observateur, avec la relation : $G = \beta E/c$.

La perte de masse par rayonnement est une conséquence inévitable de la perte d'énergie : sa valeur est $\Delta m = \Delta E/c^2$.

Les prévisions de la théorie électromagnétique sont à considérer, en particulier, dans les cas suivants :

1° Un électron qui exécute une vibration harmonique rectiligne ou une rotation périodique sur une orbite circulaire ou elliptique est une source de rayonnement dont la période est la même que celle de l'électron (oscillateur ou vibreur) et dont les conditions de polarisation sont prévues par la théorie. Ainsi s'expliquerait l'émission de lumière par les électrons contenus dans la matière.

2° Un électron qui subit un arrêt brusque dans la matière, émet une pellicule de rayonnement d'épaisseur $c\tau$, si τ est la durée du choc. Cette perturbation décomposable en série de Fourier avec éléments de haute fréquence constitue une émission de rayons X.

Ces vues ne peuvent être maintenues sous la forme proposée. Les objections auxquelles elles se heurtent sont la nécessité d'admettre un élément de discontinuité dans le rayonnement et l'énormité de la perte d'énergie que devrait subir par rayonnement un électron vibreur.

Signalons un effet de *polarisation* que prévoit la théorie électromagnétique pour les rayons X diffusés par un radiateur, du fait que, pour chaque direction, l'intensité des rayons diffusés et l'orientation du champ électrique dans l'onde diffusée dépendent de la direction de déplacement de l'électron diffusant. Cette polarisation plus ou moins complète a été effectivement observée sur des radiateurs de faible poids atomique qui dispersent les rayons X sans changement appréciable de fréquence.

§ 34. Application au rayonnement de la théorie des quanta.
Théorie de Bohr:

La théorie du rayonnement de Bohr a eu pour objet de rendre compte de l'émission des spectres de raies au moyen de formules du type précisé par Rydberg. La méthode suivie consiste à utiliser les notions classiques de mécanique et d'électromagnétisme, en même temps que certaines hypothèses liées à la conception des quanta.

La théorie prend sa forme la plus élémentaire pour l'atome d'hydrogène qui se compose d'un noyau à charge simple ou proton et d'un seul électron. Bohr a admis que l'électron peut décrire autour du noyau une série de trajectoires dites *stationnaires* qui jouissent de cette propriété que la circulation sur l'une d'elles ne comporte aucune émission de rayonnement. C'est seulement en passant de l'une de ces trajectoires à une autre, avec diminution d'énergie potentielle du système, que l'électron émet l'énergie disponible sous forme de rayonnement de fréquence définie. La supposition la plus simple consiste à admettre que les trajectoires stationnaires sont des conférences ayant le noyau pour centre et décrites par l'électron avec une vitesse uniforme. La définition de la trajectoire stationnaire a lieu comme il suit : soit q le paramètre unique qui intervient pour cette définition, p le moment relié à q selon la méthode d'analyse d'Hamilton. On a pour une trajectoire stationnaire

$$\int pdq = nh$$

où l'intégrale est étendue à une évolution complète ou période ; h est la constante de Planck et n un nombre entier positif nommé nombre de quanta. Dans le cas simple d'une trajectoire circulaire, on peut prendre pour q l'angle θ du rayon variable avec un rayon fixe ; l'énergie cinétique est $T = ma^2\theta'^2/2$, où a est le rayon du cercle, m la masse de l'électron, et $\theta' = d\theta/dt$; on a $p = \partial T/\partial q' = ma^2\theta' = mav$;

$$\int pdq = \int_0^{2\pi} mavd\theta = 2\pi mav = nh$$

Ainsi la loi des quanta impose aux trajectoires stationnaires une relation entre a et v . La mécanique fournit une autre relation entre ces mêmes quantités, par la condition que l'attraction du noyau sur l'électron fait équilibre à la force centrifuge. Si N est le nombre

atomique, e la charge élémentaire, on peut écrire (système $E. S.$)

$$\frac{Ne^2}{a^2} = \frac{m\nu^2}{a} \quad \text{ou} \quad m\nu^2 a = Ne^2.$$

De ces deux relations on déduit

$$\nu = \frac{2\pi Ne^2}{nh} \quad a = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m N e^2}.$$

D'après ces formules, le rayon d'une trajectoire stationnaire est proportionnel à n^2 , tandis que la vitesse varie en raison inverse de n .

Choisissons comme origine pour les variations d'énergie l'état du système où l'électron est sans vitesse, loin du noyau. Quand l'électron décrit la trajectoire de rayon a , l'énergie potentielle est $U = -Ne^2/a$, l'énergie cinétique est $T = m\nu^2/2 = Ne^2/2a$, Posons

$$-E = U + T = -\frac{Ne^2}{2a}$$

Pour extraire de l'atome l'électron qui décrit la trajectoire de rayon a , et pour l'abandonner sans vitesse à grande distance du noyau, il faut fournir l'énergie positive E , que nous appellerons *énergie du niveau*, pour la trajectoire considérée. Quand l'électron situé au loin vient décrire une trajectoire stationnaire de niveau E , Bohr admet que l'énergie E libérée est entièrement utilisée pour l'émission d'un rayonnement homogène dont la fréquence ν est telle que $E = h\nu$. Au passage spontané de l'électron d'un niveau $E_{n'}$ à un niveau E_n , correspond de même un rayonnement dont la fréquence se calcule par la relation $h\nu = E_n - E_{n'}$.

$$\text{Or, } E_n = \frac{Ne^2}{2a_n} = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{n^2 h^2}; \quad E_{n'} = \frac{Ne^2}{2a_{n'}} = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{n'^2 h^2}$$

où n et n' sont les nombres quantiques qui caractérisent les trajectoires de rayons a_n et $a_{n'}$. Il vient donc

$$\nu = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right)$$

$$\text{ou encore } \nu = \nu_0 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad \text{avec } \nu_0 = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3}$$

Cette formule est semblable à celle qui rend compte de la série de Balmer. Posant $e = 4,77 \times 10^{-10} U.E.S.$; $N = 1$; $c/m = 5,3 \times 10^{17} U.E.S.$; $h = 6,55 \times 10^{-27} C.G.S.$, on trouve une bonne concordance numérique entre la constante de Rydberg et sa valeur résultant de la formule de Bohr. Les raies de la série de Balmer s'interprètent comme résultant de l'arrivée sur l'orbite 2 d'un électron qui se trouve sur l'une quelconque des orbites de rang supérieur ($n = 2$; $n' = 3, 4$, etc.).

La série de Balmer se trouve dans le spectre visible. Mais on a reconnu aussi dans le spectre d'émission de l'hydrogène les séries qui correspondent aux orbites finales 1 (série de Lyman) et 3 (série de Paschen); la première se trouve dans l'ultra-violet extrême, la seconde dans l'infra rouge. Pour chacune des séries on distingue la *fréquence limite* vers laquelle convergent les raies pour les grandes valeurs de n' , et la *tête de série* ou raie de fréquence minimum obtenue en donnant à l'orbite de départ un rang supérieur d'une unité à celui de l'orbite d'arrivée. Dans la série de Lyman la tête de série est la raie $\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$, dont la formule est $\nu = \nu_0 (1 - \frac{1}{4})$, et la limite est $\nu_0 = 3,29 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$ soit $\lambda_0 = 912 \text{ \AA}$. Le rayon de l'orbite fondamentale, $n = 1$, est $5,3 \times 10^{-9} \text{ cm}$.

Aux orbites de rangs successifs correspondent des niveaux d'énergie E décroissante $h\nu_0/n^2$, où n est le rang du niveau ou son nombre quantique. L'état normal de l'atome correspond à la présence de l'électron sur le niveau le plus élevé (monoquantique) $n = 1$. Dans cet état il ne peut y avoir d'émission de raies. Pour que celle-ci puisse avoir lieu, il faut que, par un apport d'énergie, l'électron soit transporté du niveau normal sur un niveau pour lequel l'énergie d'extraction E est inférieure. L'apport d'énergie peut provenir du choc d'un autre électron ou de l'absorption d'une radiation électromagnétique. Dans les deux cas, l'énergie à fournir doit être au moins égale à la différence des énergies des niveaux; le potentiel équivalent est un *potentiel de résonance*, tandis que le potentiel qui correspond à l'énergie d'extraction du niveau normal est le *potentiel d'ionisation*. Ces potentiels peuvent se calculer; on trouve, en particulier, pour le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène la valeur $h\nu_0/e$, soit 13,54 volts. Le potentiel de résonance pour l'émission de la ligne 1215,7 \AA est 10,1 volts. Ces résultats sont conforme à l'expérience, mais comme l'hydrogène est d'ordinaire à l'état moléculaire, son potentiel d'ionisation en ce cas se compose d'un terme de dissociation de la molécule et d'un terme d'ionisation de l'atome dont le total est environ 17 volts.

La figure 60 représente en unités arbitraires, proportionnelles aux

différences d'énergie, l'écartement des niveaux de nombre quantique n . Pour $n = \infty$, on a $E = 0$. Les flèches représentent respectivement l'ionisation de l'atome, l'émission de 3 raies de la série de Lyman et celle de deux raies de la série de Balmer.

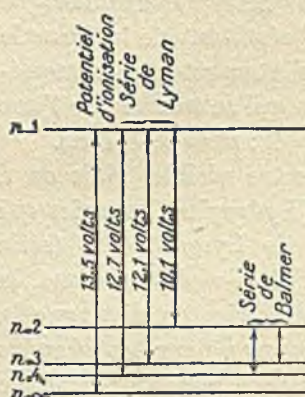


FIG. 60.

Effet du mouvement du noyau. — Pour déterminer la fréquence ν_0 avec plus de précision, il faut tenir compte du mouvement du noyau d'hydrogène, en admettant que celui-ci ainsi que son électron exécutent un mouvement autour du centre de gravité du système. En procédant de la même manière que pour les mouvements planétaires, on est amené à remplacer la masse m de l'électron par l'ex-

pression $mM/(M + m)$ où M est la masse du noyau. La fréquence fondamentale ν_0 doit être remplacée par ν'_0 tel que

$$\nu'_0 = \frac{\nu_0}{1 + \frac{m}{M}}$$

Tous les atomes autres que celui d'hydrogène peuvent posséder plus d'un électron autour du noyau. Le problème des trajectoires est en ce cas plus compliqué et ne peut, en général, être résolu. Cependant, dans certains cas, on peut encore observer des spectres analogues à celui de l'hydrogène. Il en est ainsi pour l'atome d'hélium ionisé n'ayant conservé qu'un seul électron. La formule à utiliser pour ν se déduit alors de celle obtenue pour l'hydrogène en remplaçant ν_0 par $4\nu_0$ et, plus exactement, en appliquant à cette constante le facteur correctif qui tient compte du mouvement du noyau. La précision des mesures spectroscopiques est telle que la détermination des constantes de Rydberg, pour l'hydrogène et pour l'hélium, permet de calculer la masse de l'électron; on trouve que le rapport des masses du proton et de l'électron est 1838; le rapport e/m pour l'électron est, d'après cela, $1,76 \cdot 10^7$ U. E. M.

Cas général de l'atome à plusieurs électrons. — L'idée primitive a consisté à disposer des électrons équidistants sur des trajectoires stationnaires circulaires ayant le noyau au centre, et situées dans le

même plan. Le mouvement de chacun des électrons occupant une de ces trajectoires était soumis à la loi des quanta comme dans le cas de l'électron unique. Mais la force s'exerçant sur chaque électron comporte ici un terme attractif Ne^2/a^2 dû au noyau et un terme répulsif dû aux électrons qui occupent la même trajectoire. Pour tenir compte des électrons situés sur les anneaux intérieurs à celle-ci, on admet que leur charge totale est à retrancher de celle du noyau. Quant aux électrons situés sur les anneaux extérieurs, leur effet est considéré comme nul par compensation. On est ainsi amené à remplacer dans le terme de série $\nu = \nu_0 N^2/n^2$ établi pour l'électron unique, N par $(N-\sigma)$ où σ est un nombre qui mesure l'effet d'écran électrostatique produit sur un électron donné par les autres électrons de l'atome. Le niveau d'énergie correspondant à ce terme de série est

$$E = h\nu_0 \frac{(N-\sigma)^2}{n^2} \quad (1)$$

et le potentiel équivalent V se calcule en posant $E = eV$. A ce niveau correspond une discontinuité d'absorption et un graphique de Moseley obtenu en portant N en abscisses et $\sqrt{\nu}$ en ordonnées ; de la pente de la droite on déduit le nombre quantique n , et de son abscisse à l'origine la valeur de σ . Toutes les raies doivent être calculées par la différence de deux termes de séries (principe de combinaison). L'anneau monoquantique le plus voisin du noyau est nommé K , l'anneau suivant biquantique est L , etc. Une raie de la série K résulte de l'arrivée sur l'anneau K (primitivement privé d'un de ses électrons) d'un électron occupant l'un des anneaux extérieurs. Ainsi la première raie de la série de Lyman pour l'hydrogène est sa raie $K\alpha$, tandis que la première raie de la série de Balmer est la raie $L\alpha$. A mesure que le nombre atomique augmente, ces raies passent dans le domaine des hautes fréquences (rayons X). L'expérience conduit à attribuer deux électrons à l'anneau K et huit électrons à l'anneau L , quand ces anneaux sont complets.

Ce schéma simple s'est montré imparfait. Le nombre de niveaux qu'il prévoit est inférieur à celui que donne l'expérience. Certaines raies, d'abord estimées simples, sont en réalité complexes, telles les raies $K\alpha$, $L\alpha$, qui sont des doublets. Debye a admis que pour un électron en mouvement rapide, il faut tenir compte de la variation de la masse avec la vitesse. Sommerfeld a introduit la considération de trajectoires elliptiques, avec le noyau au

(1) Ce terme peut recevoir une interprétation qui met en évidence sa parenté avec le terme de Rydberg $R/(n + \alpha)^2$ utilisé en optique.

foyer de l'ellipse : pour une telle trajectoire à deux degrés de liberté, on a, au lieu d'un seul, deux nombres quantiques, dont l'un est le nombre quantique total n qui intervient seul pour déterminer l'énergie du niveau, tant qu'on envisage une masse constante. Si la masse est variable avec la vitesse, les trajectoires ne sont pas strictement elliptiques, et chaque niveau d'ordre n se décompose en n niveaux d'énergies voisines, caractérisés par un nombre quantique azimutal. On a ainsi une première explication de la structure complexe de certaines raies, mais pour la compléter et pour rendre compte des propriétés magnétiques de l'atome, il faut introduire de nouvelles modifications.

Traitant le problème dans l'espace, on introduit un troisième nombre quantique, et on démontre qu'une orbite électronique, placée dans un champ magnétique, ne peut prendre autour de celui-ci que certaines orientations déterminées. A chaque orbite correspond un moment magnétique. De plus, on admet que chaque électron est soumis à un mouvement de rotation, « spin », auquel correspond un moment de quantité de mouvement cinétique et un moment magnétique. Pour la mesure des moments cinétiques, on adopte l'unité quantique $h/2\pi$; les moments magnétiques sont mesurés en *magnéttons de Bohr* dont la valeur est $eh/4\pi m$ (m masse de repos de l'électron, e sa charge, h constante de Planck).

A chaque électron constitutif de l'atome, on attribue 4 nombres quantiques ; le quantum total n qui caractérise en première approximation, l'énergie d'un des groupes de niveaux K, L, M etc. ; le quantum azimutal l qui prend les valeurs entières 0, 1, 2... ($n-1$), (en unités $h/2\pi$), correspondant respectivement aux désignations de termes de séries optiques S, P, D, F , etc ; le quantum de « spin » s , égal à $1/2$ (en unités $h/2\pi$), et le quantum magnétique m qui mesure le moment magnétique de l'électron dans l'atome. Le quantum m dérive de l et de s , par l'intermédiaire du quantum dit « interne » et noté j , attribué au vecteur qui est la résultante géométrique de l et de s (au sens de la mécanique ondulatoire). On donne donc aussi, pour caractériser l'électron, les nombres quantiques n, l, j et m .

L'expérience montre qu'à certaines combinaisons de niveaux, ne correspond pas usuellement l'émission d'une raie. Pour rendre compte de ce fait, on a établi des *règles de sélection*, qui limitent les possibilités de *transitions* entre les niveaux ; ces règles, choisies d'abord arbitrairement, ont été justifiées ensuite par des considérations théoriques. Lors d'un saut quantique qui entraîne une émission de raie, le quantum l ne peut varier que de ± 1 , le quantum j de 0 ou de ± 1 (la combinaison $0 \rightarrow 0$ étant interdite), le quantum m de 0 ou ± 1 .

D'après la règle dite « d'exclusion » de Pauli, deux électrons de l'atome ne peuvent pas avoir tous leurs nombres quantiques les mêmes, mais doivent différer au moins par l'un d'entre eux.

On admet actuellement qu'il y a un niveau K , trois niveaux L , cinq niveaux M , sept niveaux N , etc. Pour celui des atomes qui contient le plus d'électrons, (uranium) on attribue aux couches successives les nombres quantiques totaux n et les nombres d'électrons p suivants :

	K	L	M	N	O	P	Q
n	1	2	3	4	5	6	
p	2	8	18	32	18	8	

Les couches se forment et se complètent à mesure que N augmente. A chaque unité ajoutée à N correspond un électron ajouté en général à la

couche extérieure jusqu'à ce que celle-ci devienne complète; toutefois, on a dû aussi admettre la possibilité de compléter la couche sous-jacente. Des dispositions d'électrons particulièrement symétriques correspondent aux gaz rares, hélium, néon, argon, krypton, xénon, radon qui terminent les périodes de la classification des éléments (Tableau IV, Appendice). Conformément à la notion de *valence*, la couche extérieure pour chaque gaz rare est formée de huit électrons, colonne *O*; les électrons de valence sont, pour chaque élément, dans la partie régulière de la classification, les électrons superficiels, au nombre de 1 à 7, selon le numéro de la colonne.

Pour une couche complète, $p = 2n^2$. Ce résultat est atteint pour les couches *K*, *L*, *M*, *N*, tandis que les couches suivantes restent incomplètes pour tous les atomes connus. En plus des niveaux normalement occupés, il existe dans l'atome des niveaux de faible énergie (niveaux optiques) sur lesquels les électrons peuvent séjourner temporairement.

En observant les graphiques de Moseley (fig. 53), on trouve que chacun d'eux est approximativement rectiligne pour les valeurs de *N* pour lesquelles le niveau considéré a son nombre d'électrons au complet, mais qu'il se produit un changement de direction dans la région des valeurs de *N* où la couche d'électrons intéressée devient incomplète. Ainsi pour le niveau *L*, il y a un changement de direction pour $N = 10$, c'est-à-dire à partir du néon. Remarquons aussi que la délimitation des couches *O*, *P*, *Q*, est moins nette que celle des couches internes *K* et *L*, à petit nombre d'électrons et grande différence d'énergie.

Un atome dont un électron a été transporté de son niveau normal à un niveau d'énergie inférieur, possède une énergie potentielle disponible et se trouve à l'état *excité*. Il peut revenir à l'état normal en émettant une radiation. Klein et Rosseland ont supposé que le rétablissement de l'équilibre doit aussi avoir lieu par la cession de l'excédent d'énergie à un électron extérieur qui, de ce fait, subirait une augmentation d'énergie cinétique; ce serait là un choc dit « de seconde espèce ». P. Auger, utilisant la méthode de Wilson, a montré qu'un atome qui a perdu un de ses électrons intérieurs peut revenir à l'état normal sans émission de rayonnement, l'énergie disponible étant utilisée pour extraire les électrons plus externes qui sont successivement remplacés par les électrons encore plus faiblement liés (effet photoélectrique composé, pl. V, fig. 3). Les atomes et molécules excités peuvent transmettre leur énergie potentielle à des molécules voisines qui, par là, passent à l'état excité. Dans les théories récentes de la chimie, on considère l'état d'excitation des molécules comme une condition fondamentale pour la production de réactions chimiques.

§ 35. La Mécanique quantique.

La dualité qui se manifeste dans la nature de la lumière, qui se comporte tantôt comme une série d'ondes, tantôt comme un essaim

de projectiles, a fait naître l'idée qu'une dualité analogue peut exister en ce qui concerne la matière. L. de Broglie a admis qu'à un corpuscule correspond toujours une onde qui l'accompagne dans son mouvement ; avec un électron de masse m et de vitesse v , se propagerait un phénomène périodique de longueur d'onde $\lambda = h/mv$. De même, la lumière ou les rayons X se composeraient d'ondes de fréquence ν accompagnant des atomes de radiation ou *photons* dont l'énergie est $h\nu$ et la masse $h\nu/c^2$. Dans les deux cas, la distribution des corpuscules où se concentrent la masse et l'énergie, serait liée à la propagation des ondes solidaires de ces corpuscules.

Partant de ce point de vue, Schrödinger a développé une théorie de mécanique dite « ondulatoire », première tentative d'interprétation des phénomènes justiciables de la théorie des quanta, à l'aide de système d'ondes représentant la matière. Il a été établi aussi d'autres systèmes de mécanique quantique, aboutissant à des résultats identiques par voie différente (Heisenberg, Dirac, etc.). L'ensemble de ces travaux fait prévoir une adaptation de la mécanique et de la théorie électromagnétique classique à la théorie des quanta.

L'expérience justifie la conception d'ondes associées aux électrons par l'observation de phénomènes de diffraction attribuables à ces ondes (§ 25). Si à la formule $\lambda = h/mv$, où $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$ et $v = c\beta$, on associe la relation d'énergie de l'électron $m_0c^2 \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = eV$, on

trouve :

$$\lambda = hc/\sqrt{e^2V^2 + 2eVm_0c^2}$$

formule qui se réduit à $\lambda = hc/eV$ pour les valeurs très élevées de V et à $\lambda = h/\sqrt{2em_0V}$ pour les valeurs de V petites par rapport au terme $2m_0c^2/e$, dont la valeur est 1020 kilovolts. Dans ce dernier cas, on peut écrire $\lambda = 12,25/\sqrt{V}$ (λ en Å , V en volts), par exemple $\lambda = 1,225 \text{ Å}$ pour $V = 100$ volts.

On distingue pour l'onde associée à l'électron, la *vitesse de la phase* $u = c^2/v$ (supérieure à celle de la lumière) et la *vitesse de l'amplitude ou de l'énergie*, égale à celle de l'électron et ayant avec u la même relation que celle qui existe en optique, dans un milieu dispersif, entre la vitesse de phase d'un groupe d'ondes de fréquences voisines et la vitesse du groupe. Les rayons de l'onde correspondent aux trajectoires de l'électron, tant que λ est petit par rapport aux rayons de courbure de celles-ci, car, en ce cas, on peut décrire le phénomène par les méthodes classiques applicables au mouvement de particules électrisées.

Dès que λ devient de l'ordre des dimensions de la trajectoire, le recours à la conception des ondes apparaît nécessaire ⁽¹⁾.

Schrödinger a rattaché la mécanique ondulatoire aux principes utilisés dans la mécanique analytique classique. L'onde associée à la particule électrisée est représentée par la fonction φ des coordonnées x, y, z et du temps t . L'équation de propagation est donnée par la formule :

$$\Delta\varphi = \frac{1}{u^2} \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad \text{où } u = \frac{E}{\sqrt{2m(E-U)}}$$

E étant l'énergie totale et U l'énergie potentielle du système. L'équation différentielle en φ admet des solutions périodiques de fréquence ν de la forme

$$\varphi = \psi e^{2\pi i \nu t} \quad \text{où } i = \sqrt{-1}$$

qui satisfait aux conditions :

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m(E-U)}{h^2} \psi = 0; \quad \nu = \frac{E}{h}.$$

Chaque solution ψ_n de l'équation en ψ est une *fonction propre* du système, ν est une *fréquence propre*. Dans certains cas il n'existe de solutions finies et univoques que pour des valeurs déterminées de E qui sont les valeurs *propres de l'énergie*, et ce résultat est équivalent à celui qu'on obtient dans la théorie des quanta par l'introduction de conditions de quantification arbitraires. Pour l'atome d'hydrogène, on pose $U = -e^2/r$ (r distance au noyau de charge e); quand $E < 0$, les solutions admissibles sont celles qui donnent à E les valeurs des niveaux de Bohr. Quand $E > 0$, on obtient des solutions non quantiques qui correspondent à l'émission d'un spectre continu.

L'introduction de nombres quantiques qui jouent le même rôle que ceux de la théorie quantique primitive, est ici une conséquence directe de l'équation qui définit le problème.

Quand on tient compte de la variation de la masse avec la vitesse, l'équation ci-dessus est modifiée.

La signification de la fonction ψ a été mise en rapport avec la probabilité de la présence d'une densité de charge électrique en une région de

⁽¹⁾ Ces conditions sont réalisées pour l'atome d'hydrogène : rayon de l'orbite fondamentale $5,3 \times 10^{-9}$ cm. ; longueur d'onde de Broglie de l'électron circulant sur cette orbite 3×10^{-8} cm.

l'espace à un moment donné. Quand la densité ainsi définie varie avec le temps, on admet que l'émission de radiation a lieu conformément aux lois de la théorie électromagnétique classique. On obtient ainsi les intensités des radiations possibles, leur état de polarisation et les règles de sélection applicables aux transitions.

Principe d'indétermination. — La représentation des particules matérielles par des ondes ne donne pas le moyen de définir la position et la vitesse d'un mobile, ainsi qu'il est usuel en mécanique classique. Heisenberg a formulé la nature de la difficulté ainsi qu'il suit. Soit q et p les paramètres qui définissent respectivement, à un instant donné, la position de la particule sur sa trajectoire et sa quantité de mouvement. Il n'est pas possible de connaître à la fois q et p avec précision. Si l'un de ces paramètres est bien déterminé, l'autre ne pourra l'être. La relation d'indétermination admise par Heisenberg, s'écrit $\Delta q \times \Delta p = h$. La grandeur finie de la constante h s'oppose à la détermination simultanée de q et de p , et mesure le degré d'incertitude qui est le produit des variations attribuées à q et à p .

Des relations d'incertitude semblables se retrouvent entre d'autres variables dont le produit a les dimensions de h .

Les principes de statistique. — Les méthodes de statistique ont trouvé une large utilisation dans la mécanique ondulatoire, et la constante h y apparaît comme élément de discontinuité.

Il est usuel, dans ces calculs, de définir l'état d'un système par les paramètres hamiltoniens q et p , le premier étant un paramètre de position ou « *coordonnée généralisée* », et le second le « *moment correspondant* » défini comme au paragraphe 34. La probabilité pour qu'un système dépendant de n coordonnées se trouve dans un état déterminé pour lequel les valeurs des q et des p sont respectivement comprises entre q et $q + dq$, p et $p + dp$, est considérée comme proportionnelle à l'élément $d\tau = dq_1, dq_2 \dots dq_n, dp_1, dp_2, dp_n$ qui se nomme *élément d'extension en phase*, et qui peut devenir infiniment petit quand on ne fait pas intervenir les quanta. Au cas contraire, l'élément $d\tau$ a une grandeur finie telle que $dq_1 dp_1 = h$ pour chaque groupe de paramètres. A l'intérieur d'une cellule définie par ces limites, deux états du système doivent être considérés comme identiques.

Il a été aussi nécessaire de réviser la définition de « *probabilités égales* », ou nombre de complexions également probables qui caractérisent tous les états possibles d'un système composé d'un certain nombre d'éléments. Prenons comme exemple la distribution de 2 molé-

cules a et b entre 2 cellules. Dans la statistique classique, les molécules a et b sont distinctes, et les complexions également probables sont au nombre de 4, soit (a, b) , (b, a) , (ab, o) , (o, ab) . Dans la statistique Bose-Einstein, on ne considère pas les molécules a et b comme distinctes, et les complexions également probables, au nombre de 3, ne font intervenir que le nombre de molécules par cellule, soit $(1,1)$, $(2, 0)$, $(0, 2)$. Dans la statistique de Fermi, on admet qu'une cellule ne peut contenir qu'une ou 0 molécule, et les complexions également probables dans le cas ci-dessus se réduisent à une seule $(1, 1)$.

On démontre que la statistique Bose Einstein s'applique aux photons ; elle permet d'obtenir une valeur conforme à l'expérience pour la densité du rayonnement dans une enceinte en équilibre thermique (§ 32). C'est aussi celle qu'on applique aux particules α contenues dans un noyau d'atome, car on croit que plusieurs de ces particules peuvent occuper dans le noyau des situations semblables caractérisées par une certaine valeur de l'énergie du système (chap. XXI). Pour ce qui concerne les électrons, leur comportement dans les métaux conduit à leur attribuer la statistique de Fermi, en accord avec le principe d'exclusion de Pauli, d'après lequel deux électrons d'un atome ne peuvent être exactement dans le même état énergétique, c'est-à-dire occuper une même cellule caractérisée par une énergie donnée.

DEUXIÈME PARTIE

La radioactivité.

Pour cette partie consulter les ouvrages :

Traité de Radioactivité, M^{me} P. Curie, Paris, 1910.

Radioactive substances and their radiations, Rutherford, Cambridge, 1913.

Radiations from radioactive substances, Rutherford, Chadwick, Ellis, Cambridge, 1930.

Radioaktivität, Meyer et Schweidler, Leipzig, 1927.

Radioaktivität, K. W. Kohlrausch, Leipzig, 1928.

Le Radium et les Radioéléments, Maurice Curie, Paris, 1925.

CHAPITRE VII

LA DÉCOUVERTE DE LA RADIOACTIVITÉ ET DES RADIOÉLÉMENTS

L'étude de la radioactivité comprend, d'une part, celle de la chimie des radioéléments, d'autre part, celle des rayons émis par ces éléments ainsi que les conclusions qu'on peut en tirer relativement à la structure des atomes. Les radioéléments peuvent être définis comme des éléments chimiques particuliers qui donnent lieu à une émission spontanée et atomique de rayons désignés par les lettres α , β , γ , soit rayons corpusculaires positifs, rayons corpusculaires négatifs (électrons en mouvement) et radiation électromagnétique. L'émission est liée à une transformation atomique. Envisagés globalement par ordre de leur pouvoir pénétrant vis-à-vis de la matière, les rayons α sont les moins pénétrants ; ils sont arrêtés par une feuille de papier ou une feuille d'aluminium d'environ 0,1 mm. d'épaisseur ; leur trajet dans l'air est de quelques centimètres. Les rayons β se propagent dans l'air à des distances plus grandes et peuvent traverser quelques millimètres d'aluminium. Les rayons γ peuvent traverser plusieurs centimètres de matières relativement opaques, telles que le plomb.

§ 36. Les rayons de l'uranium. Les rayons du thorium.

La découverte de la radioactivité a été faite par Henri Becquerel en 1896.

L'origine des travaux de Becquerel se rattache aux recherches poursuivies depuis la découverte des rayons Röntgen sur les effets photographiques des substances phosphorescentes et fluorescentes.

Les premiers tubes producteurs de rayons Röntgen étaient des tubes sans anticathode métallique. La source de rayons se trouvait sur la paroi de verre rendue fluorescente par le choc des rayons cathodiques. On pouvait se demander si l'émission de rayons Röntgen n'accompagnait pas nécessairement la production de la fluorescence, quelle que fût la cause de cette dernière. Cette idée a été énoncée par

Henri Poincaré, et, divers essais furent tentés pour obtenir des impressions photographiques au travers du papier noir à l'aide du sulfure de zinc phosphorescent et du sulfure de calcium exposé à la lumière ; le résultat final a été négatif.

H. Becquerel a fait des expériences analogues sur les sels d'uranium dont quelques-uns sont fluorescents (1). Il obtint des impressions photographiques au travers du papier noir avec le sulfate double d'uranyle et de potassium. La suite des expériences montra que le phénomène observé n'était nullement relié à la fluorescence. Il n'est pas nécessaire que le sel soit éclairé ; de plus, l'uranium et tous ses composés, fluorescents ou non, agissent de même, et l'uranium métallique est le plus actif. Becquerel trouva ensuite que les composés d'urane placés dans l'obscurité complète continuent à impressionner les plaques photographiques au travers du papier noir pendant des années. Il admit que l'uranium et ses composés émettent des rayons particuliers : *rayons uraniques*. Ces rayons peuvent traverser des écrans métalliques minces ; en traversant les gaz, ils en produisent l'ionisation et les rendent conducteurs de l'électricité. L'émission uranique est spontanée et constante ; elle se montre indépendante des conditions extérieures telles que l'éclairement ou la température.

La conductibilité électrique provoquée dans l'air ou d'autres gaz par le rayonnement de l'uranium est de même nature que celle produite par les rayons Röntgen. Les ions produits, dans les deux cas, ont la même mobilité et le même coefficient de diffusion. La mesure du courant de saturation donne un moyen convenable pour mesurer *l'intensité du rayonnement* dans des conditions déterminées.

Les rayons du Thorium. — Les recherches faites simultanément par G. Schmidt et par Marie Curie, ont montré que les composés de thorium donnent lieu à une émission de rayons semblables aux rayons uraniques. De tels rayons sont souvent nommés *rayons de Becquerel*. On a nommé *radioactives* les substances qui émettent des rayons de Becquerel, et la nouvelle propriété de la matière révélée par cette émission a été nommée *radioactivité* (M. Curie). Les éléments qui la possèdent se nomment *radioéléments*.

(1) H. Becquerel, *C. R.*, 1896, plusieurs notes.

§ 37. La radioactivité est une propriété atomique.

Nouvelle méthode d'analyse chimique basée sur la radioactivité.

La découverte du polonium et du radium.

Il résultait des recherches de Becquerel que l'uranium donne une émission de rayons plus intense que ses composés. En vue de la recherche de la radioactivité de matières diverses, Marie Curie a fait une étude systématique des éléments connus et de leurs composés. Diverses matières étaient pulvérisées et étalées en couches uniformes sur des plateaux de même diamètre qu'on pouvait introduire dans une chambre d'ionisation ; on mesurait, par la méthode du quartz piézo-électrique le courant de saturation produit dans la chambre entre les plateaux *A* et *B* (fig. 10). Avec des plateaux de 8 cm. de diamètre placés à 3 cm. de distance, une couche continue d'oxyde d'urane donne un courant d'environ 2×10^{-11} amp. qui n'augmente guère avec l'épaisseur de la couche dès que celle-ci dépasse une petite fraction de millimètre, les rayons utilisés étant presque exclusivement les rayons α de l'uranium très absorbables. Les mesures faites sur les composés d'urane ont confirmé que l'intensité du rayonnement augmente avec la teneur en uranium. Il en est de même pour les composés du thorium ; la *radioactivité* de ces éléments est donc une *propriété atomique* (1).

Au contraire, un corps tel que le phosphore ne doit pas être considéré comme radioactif parce que pour produire l'ionisation il doit être à l'état de phosphore blanc, tandis qu'il n'en produit pas quand il est à l'état de phosphore rouge ou quand il est engagé dans un composé tel que le phosphate de sodium. De même le sulfate de quinine, qui produit des courants d'ionisation lors de son échauffement ou de son refroidissement, n'est pas radioactif, car l'émission d'ions est produite, en ce cas, par une variation de température et qu'il n'y a pas d'indication de radioactivité pour l'un quelconque des éléments composants. C'est donc un caractère fondamental de la radioactivité d'être un phénomène spontané et une propriété atomique. Ces considérations ont joué un rôle important dans la découverte du radium.

Les mesures de Marie Curie ont porté sur les éléments répandus et les éléments rares, dans plusieurs de leurs composés autant que possible. En dehors des corps purs, ont été examinés un grand nombre

(1) Les mesures faites sur les composés d'urane sont parfaitement régulières ; les composés de thorium donnent lieu à des irrégularités qui ont été expliquées par le dégagement d'un gaz radioactif nommé thoron.

de roches et de minéraux. Pour les corps simples et leurs composés ces mesures ont prouvé qu'en dehors du thorium aucun d'entre eux ne possède une activité atteignant 1 % de celle de l'uranium ⁽¹⁾.

Parmi les minéraux examinés, plusieurs se sont montrés radioactifs, tels la pechblende, la chalcolite, l'autunite, la thorite, ou autres minéraux contenant tous de l'uranium ou du thorium ; il était donc normal de les trouver actifs, mais l'intensité du phénomène pour certains minéraux était inattendue. Ainsi, on trouve des pechblendes (minerais d'oxyde d'urane) qui sont 4 fois plus actives que l'uranium métallique. La chalcolite (phosphate de cuivre et d'urane cristallisé) est 2 fois plus active que l'uranium. Ces faits étaient en désaccord avec les résultats relatifs aux corps simples et leurs composés, résultats d'après lesquels aucun minéral n'aurait dû se montrer plus actif que l'uranium ou le thorium. D'autre part, le phosphate double de cuivre et d'urane, de même formule que la chalcolite, préparé avec des sels d'urane et de cuivre purs, possède une activité tout à fait normale (moins de moitié de celle de l'uranium). Marie Curie a fait l'hypothèse que la pechblende, la chalcolite, l'autunite, renferment en petite quantité une matière fortement active, différente de l'uranium, du thorium et des corps simples actuellement connus ⁽²⁾, et a entrepris d'extraire cette substance du minerai par les procédés ordinaires de l'analyse chimique. L'analyse des minéraux faite, en général, à 1 % ou 2 % près, n'était pas en contradiction avec la possibilité d'y trouver un élément nouveau en proportion de cet ordre. L'expérience a vérifié les prévisions relatives à l'existence de radio-éléments nouveaux fortement radioactifs, mais leurs teneurs se sont montrés bien plus faibles encore qu'on n'eût pu le supposer ; plusieurs années ont été nécessaires pour extraire l'un de ces corps à l'état de pureté.

La recherche du radioélément présumé a été faite d'abord dans la pechblende en commun par Marie Curie et Pierre Curie.

La méthode de recherches ne pouvait être basée que sur la radioactivité, puisqu'on ne connaissait aucun autre caractère de la substance hypothétique.

Voici comment on peut se servir de la radioactivité pour une recherche de ce genre : on mesure l'activité d'un produit, on effectue sur ce produit une séparation chimique, on mesure la radioactivité de tous les produits obtenus, et l'on se rend compte si la substance radioactive est restée inté-

⁽¹⁾ Il a été trouvé plus tard que le potassium et le rubidium ont une faible activité de l'ordre du millième de celle de l'uranium (§ 149).

⁽²⁾ M^{me} Curie, *Comptes Rendus*, avril 1898.

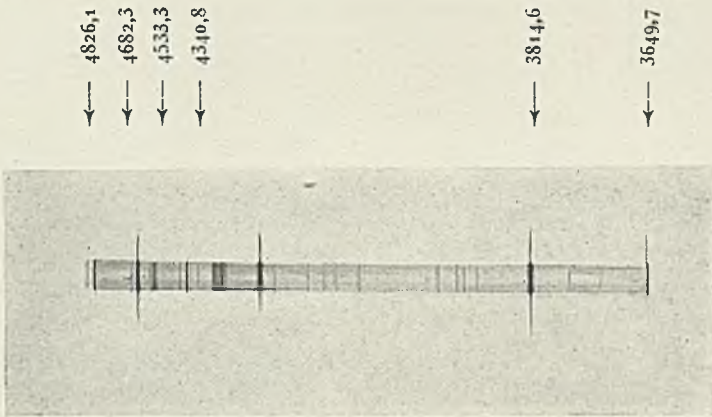


FIG. 1.

Spectre du chlorure de radium pur (Marie Curie) entre 5.000 et 3.500 Å.



FIG. 2.

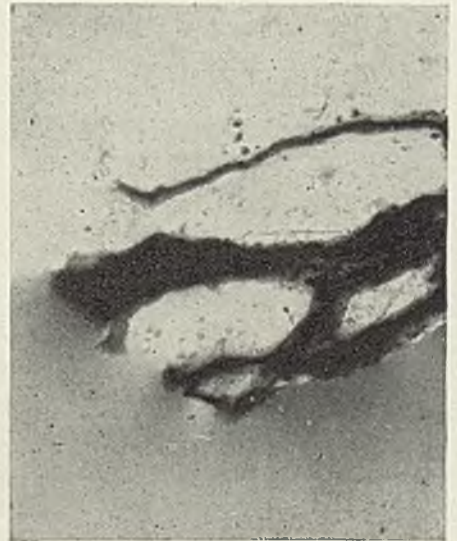


FIG. 3.

Impressions radiographiques produites par des fragments de minéral, placés sur une plaque sensible.



géralement avec l'un d'eux, ou bien si elle s'est partagée entre eux et dans quelle proportion. Les premières opérations chimiques effectuées ont immédiatement montré qu'un enrichissement en matière active était réalisable.

L'activité des substances était mesurée sur des produits solides et bien desséchés, étalés à l'état de poudre sur des plateaux, dans des conditions comparables. A mesure qu'on obtient des substances de plus en plus actives, il est nécessaire de modifier la technique des mesures ⁽¹⁾. Quelques méthodes de dosage exact de matières radioactives seront décrites dans la suite de cet ouvrage.

La méthode d'analyse qui vient d'être décrite est comparable à l'analyse spectrale de basse ou haute fréquence. Elle permet, non seulement de déceler un corps radioactif, mais aussi de distinguer les radioéléments entre eux, car ils diffèrent par la qualité de leur rayonnement et par la durée de leur vie.

La pechblende de St. Joachimsthal (Jachymov), objet des premiers essais, est un minerai d'oxyde d'urane composé en majeure partie par ce corps, mais contenant aussi, en quantité notable, de la silice, de la chaux, de la magnésie, du fer et du plomb, et en petites quantités des éléments très variés : cuivre, bismuth, antimoine, terres rares, baryum, argent, etc. L'analyse faite à l'aide de la nouvelle méthode a révélé une concentration de la propriété radioactive, d'une part avec le bismuth, d'autre part avec le baryum, extraits de la pechblende, alors que le bismuth ou le baryum que l'on trouve dans le commerce et que l'on extrait de minéraux non radioactifs, ne sont pas actifs. Conformément à l'hypothèse primitive, Pierre et Marie Curie ont conclu à l'existence dans la pechblende de deux radioéléments nouveaux : *le polonium* ⁽²⁾ et *le radium* ⁽³⁾, dont le premier devait être analogue au bismuth par ses propriétés chimiques et le second au baryum. Ces résultats ont été annoncés en 1898. Il a été indiqué, en même temps, que le polonium peut être séparé du bismuth par des traitements chimiques tels que la précipitation fractionnée des sulfures ou des sous-nitrates et que le radium peut être séparé du baryum par cristallisation fractionnée des chlorures dans l'eau ou leur précipitation fractionnée par l'alcool. Ces opérations de concentration devaient conduire en principe à isoler les radioéléments nouveaux.

Un échantillon de chlorure de baryum radifère 60 fois plus actif que l'oxyde d'urane a été soumis à l'analyse spectrale par Demarçay, qui trouva avec le spectre du baryum une raie nouvelle de longueur

(1) Consulter à ce sujet l'ouvrage de M. Maurice Curie.

(2) P. et M^{me} Curie, *Comptes Rendus*, juillet 1898.

(3) P. Curie, M^{me} Curie et G. Bémont, *Comptes Rendus*, décembre 1898 ; G. Bémont a collaboré aux travaux qui ont abouti à caractériser le radium.

d'onde 3815 A° ⁽¹⁾. Sur un échantillon 900 fois plus actif que l'oxyde d'urane, le même savant observa deux autres raies nouvelles tandis que la raie 3815 A° se montrait renforcée. L'examen de bismuth polonifère très actif n'a fait connaître aucune raie nouvelle.

Il paraissait évident que les éléments nouveaux se trouvaient dans le minerai en proportion extrêmement faible et ne pourraient être isolés qu'en traitant des centaines ou des milliers de kilogrammes de minerai. Pour entreprendre ce travail il a fallu avoir recours à des moyens industriels, et traiter les produits concentrés ainsi obtenus. Après quelques années Marie Curie a réussi à obtenir quelques décigrammes de sel de radium pur, à déterminer le poids atomique de cet élément et à lui assigner dans la classification périodique une place jusque-là vide ⁽²⁾. Plus tard, Marie Curie et A. Debierne, ont isolé le radium à l'état de métal ⁽³⁾. Ainsi l'individualité chimique du radium a été établie de la manière la plus complète.

L'application de la nouvelle méthode de recherche a conduit ensuite à la découverte d'autres radioéléments nouveaux : d'abord l'*actinium* trouvé par A. Debierne, l'*ionium* (Boltwood), le *mésothorium*, le *radiothorium* (O. Hahn), le *protactinium* (O. Hahn et L. Meitner), etc. On a aussi caractérisé des gaz radioactifs nommés *émanations*.

Parmi tous ces corps, le radium est à la fois le plus connu et le plus largement utilisé. Cette substance, pratiquement invariable en raison de la lenteur de sa transformation, fait l'objet d'une fabrication industrielle, motivée surtout par les importantes applications médicales du rayonnement γ auquel elle paraît donner naissance et qui ne lui est, en réalité, qu'indirectement attribuable. Le radium produit, en effet, d'une manière continue, un gaz radioactif nommé radon, et celui-ci donne naissance à une série de substances : radium A, radium B, radium C, dont la dernière émet des rayons γ particulièrement pénétrants. Le radium et ses dérivés qui généralement l'accompagnent, fournissent des sources intenses de rayons α , β , γ qui ont été et sont toujours principalement utilisées dans la plupart des recherches sur la nature et les propriétés de tels rayons. D'autre part, au point de vue de la chimie, les travaux dont le radium a fait l'objet ont apporté la confirmation de la théorie atomique de la radioactivité et forment une base sûre pour la théorie des transformations radioactives ⁽⁴⁾.

⁽¹⁾ Demarçay, *Comptes Rendus*, décembre 1898.

⁽²⁾ M^{me} Curie, *Comptes Rendus*, novembre 1899, août 1900, juillet 1902 et août 1907.

⁽³⁾ M^{me} Curie et A. Debierne, *Comptes Rendus*, 1910.

⁽⁴⁾ Le 25^e anniversaire de la découverte du radium a été célébré à la Sorbonne le 26 décembre 1923.

§ 38. Spectre et poids atomique du radium. Radium métallique.

Le radium étant un métal alcalino-terreux est extrait des minerais en même temps que le baryum qui s'y trouve ou qu'on y ajoute. Le mélange de baryum radifère est soumis à une série d'opérations qui ont pour effet de séparer le radium du baryum et de l'obtenir à l'état de sel pur (§ 41).

L'enrichissement du mélange en radium est accompagné d'une augmentation de la radioactivité, d'une augmentation de l'intensité spectrale des raies du radium par rapport à celle du baryum et de l'augmentation du poids atomique moyen. Quand le sel de radium est parfaitement pur, le spectre d'étincelle photographié ne donne plus que les raies caractéristiques du radium, et c'est à peine si l'on y découvre à l'état de trace la raie la plus forte 4554,4 A° du baryum dont la sensibilité est si grande qu'il est extrêmement difficile de l'éliminer complètement.

Un sel de radium introduit dans une flamme lui communique une coloration rouge carmin dont on peut observer le spectre visible composé de raies caractéristiques (Giesel).

L'aspect général du spectre est semblable à celui des métaux alcalino-terreux. Il comporte des raies fortes et étroites ainsi que quelques bandes nébuleuses. Voici les raies principales du spectre d'étincelle (pl. VI fig. 1) et du spectre de flamme.

Spectre d'étincelle	Spectre de flamme
4826,1 moyenne	6653
4682,3 très forte	6700 — 6530 bande
4533,3 moyenne	6329
4340,8 forte	6330 — 6130 bande
3814,6 très forte	4826
3649,7 forte	
2814,0 »	
2708,6 »	

Le spectre d'étincelle présente deux fortes bandes nébuleuses, avec maximum d'intensité à 4627,5 et 4455,2 A° . respectivement.

La réaction spectrale du radium est très sensible. On peut estimer qu'elle permet de découvrir ce corps à la proportion de 10^{-5} . Mais la réaction radioactive est bien plus sensible encore ; elle permet couramment de doser le radium à la concentration 10^{-9} et a même permis de déterminer des concentrations de l'ordre de 10^{-12} .

Le poids atomique du radium ou le poids atomique moyen d'un mélange *Ba*, *Ra*, se détermine, comme pour *Ba*, avec une bonne pré-

cision. Tant que l'activité du mélange n'est pas environ 1000 fois plus forte que celle de l'uranium, le poids atomique ne diffère pas sensiblement de celui du baryum.

La méthode employée pour cette détermination est la suivante :

Le chlorure de radium dont la pureté a été contrôlée par l'analyse spectrale est privé de son eau de cristallisation à une température voisine de 150° et soigneusement pesé à l'état de sel anhydre. Dans la solution limpide de ce sel, on précipite le chlore à l'état de chlorure d'argent et l'on pèse le chlorure d'argent obtenu. Du rapport de cette deuxième pesée à la première on peut déduire le poids atomique du radium en se basant sur les poids atomiques du chlore et de l'argent et en admettant que le chlorure de radium anhydre répond à la formule $RaCl^2$ par analogie avec la formule $BaCl^2$ admise pour le chlorure de baryum.

Les détails de la technique ont été exposés dans des mémoires spéciaux (Marie Curie, E. Hönigschmid). Les quantités de chlorure de radium employées ont varié de 0,1 g. à 1 g. Les diverses déterminations ont donné des résultats concordants. On admet actuellement $Ra = 226$ ($Ag = 107,88$; $Cl = 35,457$) (Hönigschmid).

Pour isoler le radium à l'état métallique on a préparé l'amalgame de radium en électrolysant à l'aide d'une cathode de mercure une solution qui contenait 0,1 gr. de $RaCl^2$ pur. Cet amalgame liquide est altéré par l'air et décompose l'eau. Il a été séché, transporté dans une nacelle de fer pur, et distillé dans une atmosphère d'hydrogène très pur obtenu par osmose à travers du platine incandescent. L'amalgame devient solide vers 400° . Le métal privé de mercure fond à 700° et commence à se volatiliser. Le radium est un métal blanc et brillant qui s'altère rapidement à l'air et décompose l'eau énergiquement.

Par son poids atomique, le radium vient se placer, dans la classification périodique des éléments, comme homologue supérieur du baryum dans la dernière ligne du tableau (Tableau 4, appendice) ; son nombre atomique est 88 ; son spectre et ses propriétés chimiques correspondent entièrement à sa position : il en est de même du spectre de haute fréquence (valeur des niveaux L_I et L_{II}) (Maurice de Broglie).

Voici un résumé des propriétés chimiques des sels de radium ; le sulfate est insoluble dans l'eau et les acides étendus (solubilité dans l'eau $1,4 \times 10^{-3}$ g. par litre à 20°) ; le carbonate est insoluble dans l'eau et dans les solutions de carbonates alcalins ; le chlorure est soluble dans l'eau (245 g. de $RaCl^2$ par litre d'eau à la température de 20°), insoluble dans l'acide chlorhydrique concentré et dans l'alcool absolu ; le bromure se comporte d'une manière analogue (706 g. de $RaBr^2$ par litre d'eau à 20°) ; l'hydrate et le sulfure sont solubles. La séparation du radium et du baryum par cristallisation fractionnée repose sur ce fait que le chlorure et le bromure de radium sont moins solubles que les sels correspondants de baryum (à 20° , 357 g. de $BaCl^2$ et 1041 g. de $BaBr^2$ par litre d'eau).

§ 39. Les radioéléments.

Chaque radioélément subit une transformation consistant en la destruction successive de tous ses atomes, suivant une loi telle que la moitié du nombre de ceux-ci existant à un moment donné se transforme en un temps T caractéristique du radioélément considéré et nommé *période* (voir chap. XI). Selon la valeur de la période, les radioéléments ont une vie plus ou moins longue. Il en existe à vie très longue, comme l'uranium et le thorium, qui ont pu survivre à plusieurs époques géologiques dans les minéraux qui les contiennent. D'autres, comme le radium, l'actinium, le polonium, le mésothorium, le radiothorium, etc., auraient disparu dans ces minéraux si leur destruction n'était compensée par la production, à partir de l'uranium et du thorium. Ces deux éléments primaires forment donc des têtes de séries ou familles où entrent tous les autres radioéléments, leurs dérivés, enchaînés par un lien de filiation successive. Les quantités de radioéléments dérivés qui existent dans les minéraux inaltérés sont proportionnelles aux quantités des éléments primaires et aux périodes des dérivés (§ 62). Tout radioélément dérivé à vie suffisamment longue peut être extrait des minerais d'urane et de thorium, de même que les éléments primaires, mais peut aussi parfois être obtenu à partir d'un parent plus ou moins éloigné qui a déjà été extrait du minerai. Pour les radioéléments à vie brève, le deuxième mode de préparation est seul applicable. Dans ce chapitre on trouvera la description des radioéléments, dans l'ordre qu'ils occupent dans les familles (Tableau 5 *b*, appendice). L'étude sera continuée dans les chapitres IX et X pour ce qui concerne les gaz radioactifs ou émanations et les dépôts actifs. Une revue générale des relations de filiation sera donnée dans les chapitres XXII à XXVII.

Les propriétés chimiques de l'uranium et du thorium étant décrites dans les traités de chimie, ne seront pas exposées ici. Au point de vue de la constitution isotopique, il existe au moins deux isotopes de l'uranium, l'un *UI* (période de l'ordre de 10^9 ans), l'autre *UII*, dérivé à vie beaucoup plus courte, adjoint en faible proportion à *UI*; il en existe très probablement un troisième, *Ac U*.

DÉRIVÉS DE L'URANIUM : a) *Embranchement du radium.*

Uranium X. — Les composés d'urane émettent des rayons α , β , γ ; toutefois, le rayonnement α seul appartient à l'uranium même (*UI* et *UII*); les rayons pénétrants β et γ sont émis par un groupe de dérivés.

dont l'ensemble forme l'uranium X, découvert par Crookes. L'expérience montre que l'on ne peut séparer de l'uranium son rayonnement α , tandis que la matière responsable de l'émission de rayons β et γ se sépare de l'uranium par diverses réactions. Les modes opératoires les plus employés sont : la cristallisation fractionnée du nitrate d'urane, l'extraction de l'uranium d'une solution par l'addition de carbonate d'ammonium en excès et le traitement par l'éther d'une solution très concentrée de nitrate d'urane. Dans le premier cas l'uranium X se concentre dans les portions les plus solubles. Dans le second cas, l'uranium passe en solution et l'uranium X reste avec les impuretés telles que le fer insolubles dans la solution alcaline. Dans le troisième cas il se forme deux couches liquides, dont l'une plus riche en éther contient une solution d'urane privée d'uranium X, et l'autre plus riche en eau contient l'uranium X en excès. La matière active ainsi séparée a une période de 24 jours.

L'uranium X n'est pas simple, mais se compose de plusieurs radioéléments (§ 127). On désigne par uranium X_1 , la substance de période 24 jours qui se prépare comme il vient d'être décrit et qui est isotope du thorium (nombre atomique 90); elle est produite par *UI* et émet un groupe de rayons β très peu pénétrants.

L'uranium X_1 donne naissance à un dérivé de courte vie, l'*uranium* X_2 ou *brévium* (Fajans et Göhring), période 1,13 minute, qui est un homologue supérieur du tantale (nombre atomique 91) et donne un groupe de rayons β pénétrants. Enfin, on trouve encore dans l'uranium X, en faible proportion, deux autres radioéléments : l'*uranium* Y (Antonoff), isotope du thorium, $N = 90$, période 25 heures, et l'*uranium* Z (Hahn), $N = 91$, période 6,7 heures.

Ionium. — L'ionium, découvert par Boltwood, est, parmi les dérivés d'urane celui qui se transforme directement en radium (§ 125). Sa période est $T = 83.000$ ans. Les propriétés chimiques de l'ionium sont exactement celles du thorium, ces deux corps étant isotopes, (nombre atomique 90). On trouve l'ionium lors du traitement des minéraux dans les mêmes portions que le thorium et on le sépare en même temps que celui-ci des terres rares. C'est donc un mélange thorium-ionium que l'on extrait des minéraux d'urane, et la proportion d'ionium, généralement inférieure à celle de thorium, peut cependant lui être comparable.

Le spectre d'un mélange à 30 % d'ionium n'a révélé aucune différence avec le spectre du thorium, ce qui a contribué à faire croire que les spectres d'isotopes sont identiques. Des recherches ultérieures sur

les isotopes du plomb ont cependant montré que l'identité n'est pas complète, mais que les différences sont extrêmement minimes (§ 142; voir aussi § 22).

Bien que l'ionium se trouve dans les minerais d'urane en quantité relativement importante, environ 20 g. par tonne d'urane, on ne peut l'en extraire à l'état de sel pur du fait de son association avec le thorium.

Le rayonnement de l'ionium est simple et se compose principalement de rayons α , accompagnés d'un faible rayonnement γ peu pénétrant.

Radium et premiers dérivés. — L'individualité chimique du radium (nombre atomique 88) a déjà été précisée dans les paragraphes 37 et 38. Sa période est 4.600 ans. Par l'effet de transformations radioactives, le radium produit une succession de radioéléments à vie brève dont il est généralement accompagné; ce sont le radon, gaz radioactif, ou émanation du radium, et les constituants *A, B, C, C'*, du dépôt actif (chap. IX et X). Le rayonnement de cet ensemble est complexe et se compose de rayons α , β et γ .

Radium D. Radium E. — Le *radium* est un isotope du plomb (nombre atomique 82, période 22 ans). Il émet un rayonnement β dont l'effet ionisant est insensible; sa présence est révélée par la formation de dérivés dont le premier, le *radium E*, isotope du bismuth (nombre atomique 83) (période 5 jours), donne un rayonnement β , tandis que le second, le radium F, reconnu identique au polonium, donne un rayonnement α . Le radium D peut être extrait des minéraux d'urane en même temps que le plomb qu'ils contiennent, dont il ne peut être séparé. Ce plomb radioactif ou *radioplomb* peut servir comme matière première pour la préparation du polonium. On peut obtenir le radium D à partir du radium dont il dérive par l'intermédiaire du radon et des corps du dépôt actif (§§ 53 et 129).

Polonium. — Le polonium est le premier radioélément découvert par la nouvelle méthode d'analyse chimique basée sur la radioactivité; ce corps est un dérivé de l'urane par l'intermédiaire du radium; il se distingue par un rayonnement α et par l'absence de rayons pénétrants. Sa présence a été reconnue dans les sulfures précipités dans une solution acide de la pechblende et, dans l'analyse de ces sulfures, le polonium suivait plus particulièrement le bismuth. On pouvait le concentrer à l'aide de la précipitation fractionnée des sels de bismuth par l'eau, dans les fractions les moins solubles. Des recherches ulté-

rieures ont montré que ce corps se trouve dans les minéraux en quantité beaucoup plus petite que le radium et que sa décroissance a lieu avec une période de 140 jours. Marckwald a montré que par certaines de ses propriétés chimiques le polonium est analogue au tellure avec lequel il est entraîné dans la précipitation par le protochlorure d'étain en solution chlorhydrique ; il se caractérise aussi par la facilité avec laquelle certains métaux (fer, cuivre, argent) le déplacent de ses solutions acides. On peut le préparer, soit à partir de minéraux, soit à partir du radioplomb ou du radium (§§ 41 et 129).

La quantité la plus grande jusqu'ici préparée (Marie Curie et A. Debierne) consistait en 0,1 mg. environ mélangé à quelques milligrammes de métaux étrangers facilement réductibles ; le rayonnement de cette matière était comparable à celui de 0,5 g. de radium. Parmi les raies du spectre d'étincelle, il y en avait une (4170,5 A°) qui semblait appartenir au polonium. Plus récemment, on a signalé l'existence d'une raie 2450 A° (A. Czapek).

On attribue au polonium dans la classification périodique une place jusque-là vide à côté du bismuth (nombre atomique 84), comme homologue supérieur du tellure.

L'analogie que présente le polonium tantôt avec le bismuth, tantôt avec le tellure, paraît s'expliquer par des considérations de valence, l'analogie avec *Bi* étant valable pour les composés où *Po* est trivalent (sulfure) et celle avec *Fe* dans ceux où il est tétravalent (chlorure, hydroxyde) (M. Guillot). Le polonium est soluble en solution acide et aussi en solution sodique concentrée ; il peut donc se comporter comme un métal ou entrer, comme *Fe*, dans un radical acide. Dans les solutions voisines de la neutralité, ses composés subissent l'hydrolyse et la matière radioactive se dépose sur les parois du récipient ; ce processus est hâté par la centrifugation. Le polonium paraît susceptible d'être engagé dans certains complexes tels que le chloropoloniate d'ammonium, isomorphe des sels correspondants de *Fe*, *Pb*, *Sn*, *Pt* ou le diéthylthiosulfocarbamate de *Po*, isomorphe du sel de même formule de *Co*. La forme des ions complexes est mise en évidence par les expériences d'électrolyse (§ 118).

On peut volatiliser au rouge le polonium et entraîner la matière distillée par un courant gazeux. Les préparations les plus pures ainsi obtenues sur petite surface, correspondent, d'après les évaluations numériques, à plus de 50 couches moléculaires superposées ; elles ont une couleur grise ou noire attribuable à *Po* ou à un de ses oxydes. On a signalé des composés de *Po* particulièrement volatils, tels l'hydruure et le polonium carbonyle.

DÉRIVÉS DE L'URANIUM : b) *Embranchement de l'actinium.*

Les éléments de la famille de l'actinium sont, selon toute probabilité, des dérivés d'urane, mais ne font pas partie de la même suite de filiation que le radium et les dérivés de celui-ci. On pense que les isotopes du type urane donnent naissance à deux lignées de dérivés dont l'une comprend la famille du radium et l'autre la famille de l'actinium, dont le premier terme connu avec certitude est le protactinium. La liaison entre cette substance et l'uranium se fait probablement par l'intermédiaire de *UY*.

Protactinium (Hahn et Meitner, Soddy et Cranston). — Le protactinium a été découvert dans les résidus de traitement de la pechblende de Jachymow ; c'est le parent direct de l'actinium. Sa période est évaluée à 30.000 ans. Il émet des rayons α et des rayons β . Certaines de ses propriétés chimiques le rapprochent du tantale dont il est l'homologue supérieur (nombre atomique 91), mais son oxyde, au lieu d'avoir les propriétés d'un acide, se comporte plutôt comme une base faible, ainsi qu'il résulte des expériences de Grosse. Cet auteur a établi une méthode de cristallisation fractionnée de chlorures de zirconium et de protactinium, *Pa* se concentrant dans la solution, et a obtenu ce radioélément à l'état pur en quantité de quelques centigrammes. Le protactinium se trouve dans les minerais d'urane en proportion comparable à celle du radium, et on peut espérer l'extraire en quantité suffisante pour déterminer son poids atomique.

Le protactinium est comme le tantale facilement dissous dans l'acide fluorhydrique quand il est à l'état d'oxyde ou d'hydrate. L'oxyde (formule probable Pa_2O_5), est une poudre blanche, à très haut point de fusion ; calciné, il est insoluble dans HCl , HNO_3 et H_2SO_4 . Par fusion avec $NaHSO_4$ et reprise par l'eau et H_2SO_4 , il se dissout et se sépare de *Ta*. Après fusion avec K_2CO_3 et reprise par l'eau, on obtient *Pa* dans le résidu insoluble, tandis que *Ta* se dissout. En solution chlorhydrique, nitrique ou sulfurique, *Pa* précipite complètement par un excès d'acide phosphorique.

Actinium. — L'actinium (A. Debierne), s'apparente aux terres rares par ses propriétés chimiques ; extrait en même temps que les corps de ce groupe du minerai, il ne peut en être séparé que par des fractionnements laborieux. L'actinium ne donne pas par lui-même de rayonnement observable. Sa présence est révélée par le rayonnement de ses dérivés successifs dont la formation a lieu assez lentement

(§ 132), de sorte que l'activité de l'actinium fraîchement préparé augmente pendant plusieurs mois. La période de l'actinium étant environ 10 ans (§ 131), ce corps forme avec ses dérivés un ensemble relativement stable (famille de l'actinium) avec un rayonnement complexe α , β , γ .

De même que le polonium et le radium, l'actinium a été tout d'abord trouvé dans la pechblende qui contient généralement, en proportion assez faible, des terres rares, principalement du groupe cérique : cérium, lanthane, néodyme, praséodyme, samarium ; on y trouve toujours aussi de petites quantités de thorium. Dans ce mélange de corps à propriétés voisines, le thorium est l'élément le plus faiblement basique et le lanthane l'élément le plus fortement basique. L'actinium se rapproche surtout du lanthane, avec une basicité encore supérieure.

L'actinium est précipité avec le thorium et avec les éléments de terres rares à l'état d'hydrates, de fluorures ou d'oxalates (précipitation relativement moins complète que celle de *La*). Il reste avec les terres rares quand on en sépare le thorium et le cérium par les méthodes usuelles. On peut séparer entre elles les terres rares en soumettant à un fractionnement méthodique leurs nitrates doubles ammoniacaux en solution nitrique. L'actinium s'élimine en même temps que le lanthane dans les fractions les moins solubles. Pour enrichir en actinium le lanthane actinifère, on utilise avec succès la précipitation fractionnée de l'oxalate en solution nitrique, l'actinium se concentrant dans la solution (Marie Curie et ses collaborateurs). A l'aide de cette méthode appliquée au lanthane actinifère extrait des minéraux d'urane du Haut Katanga, on a obtenu récemment quelques grammes d'oxyde contenant 1 à 2 mg. d'actinium, quantité qui correspond dans le minerai à environ 10 tonnes d'urane.

L'isomorphisme des sels de *Ac* et de *La* étant démontré par la régularité des cristallisations fractionnées, on peut admettre que les formules chimiques des composés d'actinium sont du même type que les formules correspondantes pour le lanthane.

On a attribué à l'actinium dans la classification périodique une place, jusque-là vide, dans la colonne des éléments trivalents et dans la dernière ligne du tableau (nombre atomique 89).

Radioactinium. Actinium X. — Ces corps sont les premiers dérivés de l'actinium et s'obtiennent à partir de celui-ci. Le radioactinium (Hahn) est un isotope du thorium (nombre atomique 90), de période 18,9 jours, émettant un rayonnement principal α , avec un

faible rayonnement β et γ . On le sépare de l'actinium par les méthodes qui permettent de séparer le thorium du lanthane. Il donne lieu à la formation d'actinium X (Giesel, Godlewski), dont la période est 11,2 jours et dont le rayonnement est composé d'une manière analogue. L'actinium X est un isotope du radium (nombre atomique 88). D'une solution contenant l'actinium, le radioactinium et l'actinium X, on sépare les deux premiers en les précipitant par l'ammoniaque ; l'actinium X reste en solution. L'actinium X donne naissance à l'*actinon* (gaz radioactif) qui produit le *dépôt actif* de l'actinium composé de plusieurs constituants (chap. IX et X).

DÉRIVÉS DU THORIUM.

Mésothorium 1. — Cette substance découverte par O. Hahn accompagne le radium extrait de minerais qui contiennent de l'urane et du thorium (thorianite, monazite). Le rayonnement β et γ qu'elle paraît donner appartient en réalité à un dérivé de courte vie, *mésothorium 2*, que l'on peut séparer à l'aide de la précipitation par l'ammoniaque et qui se reforme aussitôt. Le mésothorium 1 ne donne aucun rayonnement sensible. Il a été impossible de le séparer du radium dont il est un isotope (nombre atomique 88) ; sa période est 6,7 ans. Son emploi, en médecine, est analogue à celui du radium, et il fait l'objet d'une extraction industrielle comme sous-produit de la fabrication du thorium dans l'industrie des manchons à incandescence.

Le mésothorium 2 est un isotope de l'actinium (nombre atomique 89), et bien que sa période ne soit que de 6,2 heures, on a pu, cependant, étudier ses propriétés chimiques (Yovanovitch), et obtenir, par là, des renseignements sur celles de l'actinium, dont l'étude demande, comme on l'a vu, des délais considérables. C'est un exemple de l'emploi de la méthode des indicateurs radioactifs (§ 121).

Pour séparer *MTh2* de *MTh1*, on utilise couramment la cristallisation en solution chlorhydrique très acide, en présence de *Ba*. Cette opération laisse *MTh 2* en solution tandis que le chlorure de *MTh 1* cristallise avec *BaCl²*.

Le mésothorium est une source de radiothorium. Après que la solution a été quelque temps laissée en repos pour l'accumulation de ce corps, on peut le précipiter par *NH³* après addition de quelques milligrammes d'un élément entraîneur. Dans la cristallisation décrite ci-dessus, *RTh* s'accumule dans la solution avec *MTh1*, mais si l'opération est répétée plusieurs fois à des intervalles d'un jour, on re-

cueille finalement *MTh2* exempt de *RTh*, les vitesses de formation de ces deux corps étant très différentes.

Radiothorium. Thorium X. — Le radiothorium a été trouvé par O. Hahn dans la thorianite de Ceylan dont quelques centaines de kilos avaient été soumis à un traitement en vue de l'extraction du radium. Ce minerai se compose en majeure partie d'oxyde de thorium, mais contient aussi une certaine proportion d'oxyde d'urane, et, par conséquent, de radium. Le chlorure de baryum radifère provenant de ce minerai ayant été soumis à la cristallisation fractionnée, on remarqua qu'en même temps que le radium se concentrait dans les parties les moins solubles, une autre matière radioactive se concentrait dans les parties les plus solubles. Cette matière avait les propriétés radioactives du thorium à un degré beaucoup plus élevé ; elle dégagait, en particulier, avec grande abondance, le gaz radioactif que l'on obtient des composés de thorium et qui se nomme *thoron* ou *émanation du thorium* (§ 43). Le radioélément nouveau responsable de ce dégagement a reçu le nom de *radiothorium*, et on sait aujourd'hui qu'il est présent dans les composés du thorium à titre de dérivé. On a également trouvé le radiothorium dans les dépôts de *quelques sources chaudes* en Savoie (Blanc). Le radiothorium est un isotope du thorium (nombre atomique 90). Sa période est 1,9 ans. Son rayonnement comprend surtout des rayons α , mais aussi un faible rayonnement β . Il produit un dérivé de courte vie, le *thorium X* (Rutherford, Soddy) (isotope du radium, période 3,64 jours, rayons α et faible rayonnement β), que l'on utilise en médecine et que l'on sépare d'une solution de radiothorium en précipitant celui-ci par l'ammoniaque ou par l'eau oxygénée ; le thorium X reste en solution. Le thorium X est le parent direct du thoron, suivi d'autres dérivés formant son dépôt actif.

CHAPITRE VIII

LES MINÉRAUX RADIOACTIFS ET L'EXTRACTION DES RADIOÉLÉMENTS

§ 40. Les minéraux radioactifs.

Ces minéraux, dont on connaît un grand nombre, sont tous des minéraux d'urane et de thorium contenant ces deux éléments en proportion variable, associés à des éléments inactifs. Recherchés plus activement depuis la découverte du radium, ils ont été signalés dans les parties diverses du globe. Les radioéléments, dérivés de l'uranium ou du thorium, s'y trouvent en quantités proportionnelles respectivement à celles des substances primaires. Parmi les minéraux d'urane exploitables, certains sont presque exempts de thorium, et ne contiennent que la série des dérivés d'urane ; le radium qu'on en extrait est exempt de mésothorium. Par contre, les minéraux industriels de thorium contiennent une proportion appréciable d'uranium ; avec les descendants du thorium on y trouve donc aussi ceux de l'uranium. Ainsi, le mésothorium obtenu dans l'industrie est toujours accompagné de radium. A rayonnement égal, un tel mélange a moins de valeur que le radium, car le mésothorium décroît selon une période de 6,7 ans, tandis que le radium est pratiquement constant, sa période étant 1.600 ans.

Les minéraux radioactifs se rencontrent parfois sous forme concentrée, mais le plus souvent à l'état de dispersion. Dans le premier cas, ils forment des cristaux assez volumineux ou des masses compactes que l'on trouve dans des filons ou des chapelets de poches, dans les massifs rocheux. Dans le second cas, ils sont intimement mélangés aux roches ou terrains qu'ils imprègnent dans toute leur masse ou dans lesquels ils sont disséminés à l'état de très petits cristaux. Industriellement, on a réussi à utiliser, non seulement les minéraux riches qui contiennent à la tonne 50 mg. de radium ou davantage, mais aussi les matières pauvres, ne contenant que quelques milligrammes de radium à la tonne. Dans les minéraux, le rapport entre la quantité de radium et d'uranium a une valeur constante égale à $3,4 \times 10^{-7}$.

(§ 124). Par conséquent, aucun minerai ne peut contenir plus de 340 mg. de radium par tonne d'uranium.

Pour reconnaître la radioactivité d'un minerai il existe deux procédés simples. On peut poser un fragment de minerai sur une plaque photographique maintenue dans l'obscurité et développer la plaque après une pose d'un jour ; sur l'image obtenue, les plages sombres correspondent aux parties actives du minerai et les plages claires aux parties inactives (pl. VI, fig. 2 et 3). On peut aussi pulvériser un fragment de minerai, placer la poudre sur un plateau et examiner l'ionisation produite par cette matière dans un appareil électrométrique. Les deux procédés sont employés pour la prospection et on dispose, à cet effet, d'électroscopes portatifs. Les minéraux d'urane primaires compacts, composés d'oxyde d'urane plus ou moins pur, sont noirs et denses ; ceux où l'urane est accompagné d'acides tantallique, niobique, titanique (samarskite, bétafite, etc...), sont également noirs ou bruns sombres. Mais il existe aussi des minéraux d'urane vivement colorés, d'origine plus récente, obtenus par altération des minéraux primaires (autunite, chalcolite, curite, etc.). Les minéraux de thorium sont généralement d'un brun plus ou moins sombre (thorite, orangite, thorianite, monazite, etc.) ⁽¹⁾.

On trouvera ci-dessous l'énumération d'un certain nombre de minéraux ⁽²⁾, et dans les §§ 41 et 42 les points principaux du traitement de quelques-uns d'entre eux, d'abord pour les minerais d'urane, ensuite pour ceux de thorium et d'urane ⁽³⁾.

a) Minéraux d'oxydes de *U* ou *U* et *Th* :

Pechblende (uraninite), pouvant contenir 30 à 80 % de *U*, sous forme d'oxydes UO^2 et UO^3 , avec peu ou presque pas de *Th*, mais avec un grand nombre d'autres éléments en petites quantités : *SiO*², *Fe*, *Mg*, *Ca*, *Ba*, *Sb*, *Cu*, *Pb*, *Bi*, etc. Structure compacte ou kryptocristalline [St. Joachimsthal (Jachymow, Tchécoslovaquie), Angleterre, Etats-Unis, Congo belge, Canada].

Broggerite, *clévéite*, etc. Minéraux d'oxyde d'urane cristallisé, pouvant contenir l'oxyde de thorium ThO^2 en proportion variable [Norvège, Etats-Unis].

Thorianites, minéraux d'oxyde *Th* et *U* cristallisés avec grande prédominance de *Th* (ex 65 % *Th*, 10 % *U*) [Ceylan].

b) Minéraux d'altération hydratés :

Becquerelite (UO^3 , $2H^2O$), 72 % *U* ; *Curite* ($2PbO$, $5UO^3$, $4H^2O$), uranate de plomb, 55 % *U* ; *Kasolite* ($3PbO$, $3UO^3$, $3SiO^2$, $4H^2O$), 40 % *U*, silicouranate de plomb [Congo belge].

c) Silicates hydratés :

Soddite ($12UO^2$, $5SiO^2$, $14H^2O$), 72 % *U* [Congo belge].

Orangite, 66 % *Th*, 1 % *U*, *thorite*, 45 à 65 % *Th*, 9 % *U* [Norvège].

⁽¹⁾ Une collection de minéraux radioactifs se trouve à l'institut du Radium de Paris.

⁽²⁾ Les teneurs en *U* et *Th* sont données seulement à titre d'indication, étant variables dans d'assez larges limites pour la plupart des minéraux.

⁽³⁾ Consulter à ce sujet : *Le Radium et les Radioéléments*, par Maurice Curie, Paris, 1925.

d) Phosphates :

Autunite ($Ca, 2UO^4, 2PO^4, 8H^2O$), phosphate de Ca et d'uranyle, environ 50 % U , en paillettes cristallisées vertes [Portugal, Tonkin].

Chalcolite, torbernite ($Cu, 2UO^2, 2PO^4, 8H^2O$), phosphate de Cu et d'uranyle, environ 50 % U , en cristaux verts [Cornwall (Angleterre), Portugal].

Monazite, phosphate de terres rares, principalement cériques ($CePO^4$) contenant du thorium (de l'ordre de 10 %) et un peu d'urane (de l'ordre de 1 %) [Brésil, Etats-Unis, Inde].

e) Vanadates :

Carnotite, vanadate de UO^2 et de K hydraté, environ 50 % U , en poudre cristalline jaune [Etats-Unis].

Ferghanite, Tuyamunite, composés de UO^3 et de V^2O^5 , environ 50 % U [Turkestan].

f) Niobates, tantalates, titanates :

Samarskite, niobate et tantalate de terres rares (surtout yttriques), 3 à 15 % U , 4 % Th [Russie, Etats-Unis, Inde, Madagascar].

Euxénite, niobate et titanate de terres rares (yttriques), 3 à 15 % U , 6 % Th [Norvège, Etats-Unis, Madagascar].

Bétafite, titanoniobate et tantalate d'urane cristallisé, 25 % U , 1 % Th [Madagascar].

§ 41. Minéraux d'urane contenant peu de thorium.

Traitement de la pechblende.

Les principaux minerais qui ont été utilisés par l'industrie du radium sont : la pechblende, l'autunite, la carnotite, la bétafite (1). Certains d'entre eux contiennent si peu de thorium que le rapport Th/U est de l'ordre de 10^{-5} (pechblende de St.-Joachimsthal et du Haut Katanga). Pour la bétafite, le rapport est plus élevé (1 % à 4 %). La pechblende de St.-Joachimsthal (Jachymov) est le minerai dans lequel ont été découverts le radium et le polonium ; exploitée précédemment pour l'urane, elle l'a été ensuite pour le radium (2). Elle se trouve associée à la dolomie et au quartz dans des filons situés jusqu'à une grande profondeur (500 m. et davantage), dans le massif granitique de la région. Sa composition est complexe et variable ; en voici un exemple :

(1) La première usine de radium a été fondée en France en 1904 par Armet-de-Lisle.

(2) D'abord par le Gouvernement autrichien, puis par le Gouvernement tchécoslovaque. Au cours du traitement l'extraction de l'urane par l'acide sulfurique étendu laisse un résidu de sulfates impurs qui contient le radium et qui a servi de matière première pour la préparation de celui-ci.

U^3O^8	76,82	CaO	2,45
F^2O^3	4,0	MgO	0,19
PbO	4,63	K^2O	0,28
Bi^2O^3	0,67	Na^2O	1,19
As^2O^5	0,82	terres rares	0,52
ZnO	0,22	H^2O	3,25
MnO	0,04	S	1,15
SiO^2	5,07	thorium	traces

La pechblende provenant du Congo belge (Haut Katanga) se trouve dans des poches en chapelets à l'intérieur de roches sédimentaires ; elle est accompagnée de minéraux résultant de son altération sous l'action de divers agents physiques et chimiques : chalcopite, kasolite, etc. (1). Au Canada, la pechblende a été trouvée en veines étendues, dans des roches sédimentaires anciennes au voisinage du cercle arctique.

Les principales phases de l'extraction du radium sont les suivantes : 1° Attaque du minerai, additionné d'une proportion convenable de baryum devant servir à entraîner le radium. 2° Séparation des sulfates bruts contenant le baryum radifère. 3° Purification des sulfates bruts et transformation en chlorure de baryum radifère. 4° Fractionnement du chlorure de baryum radifère pour obtenir un sel enrichi en radium. 5° Purification du chlorure enrichi et fractionnement final de chlorures ou de bromures.

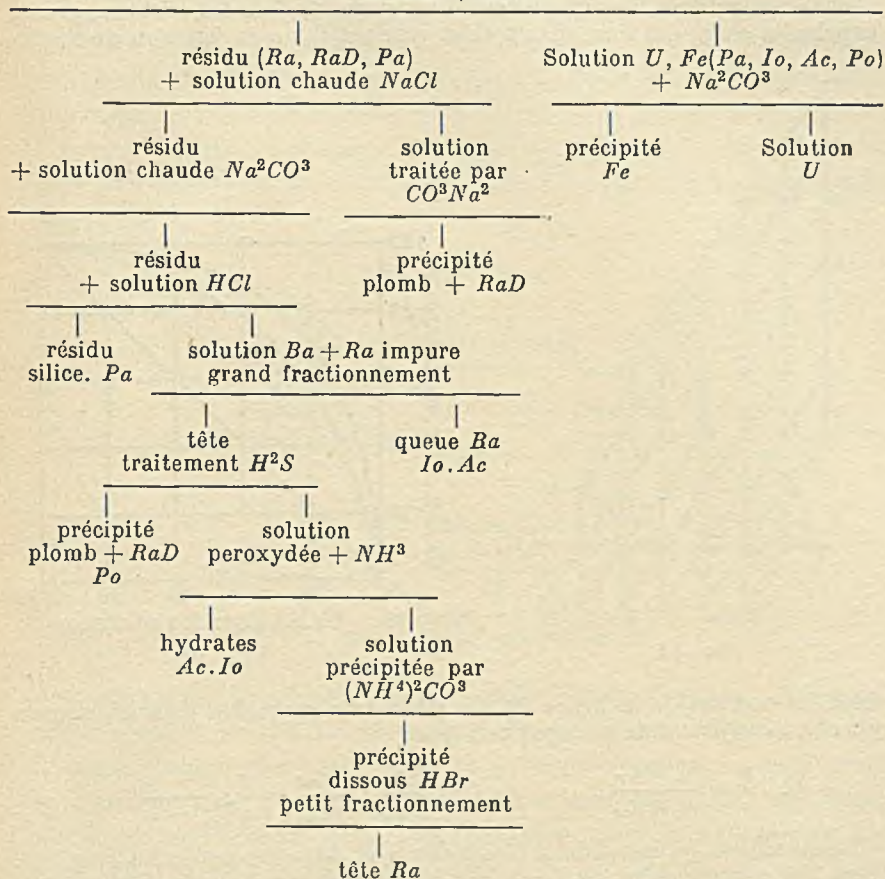
Ces opérations ont été représentées par un schéma sommaire (tableau I) avec indication des portions du traitement où se concentrent certains radioéléments. Remarquons que le traitement est adapté à son objectif principal, l'extraction du radium et de l'uranium ; les autres radioéléments dont il n'est pas tenu compte au même degré, se dispersent dans les différentes opérations.

L'attaque de la pechblende se fait généralement par l'acide sulfurique étendu, mais cette opération doit quelquefois être précédée par un traitement préliminaire tel que le grillage du minerai finement broyé et mélangé avec du carbonate de soude.

Le fractionnement des chlorures (méthode d'origine de Marie Curie) est un point fondamental du traitement. Ce fractionnement se fait d'abord en solution aqueuse. A mesure qu'avance l'extraction du sel de radium, il y a avantage à le faire cristalliser dans une solution de plus en plus acide, pour diminuer la solubilité tout en facilitant l'élimination de diverses impuretés (*Fe*, *Ca*, terres rares). Le plus souvent le fractionnement n'est pas poussé jusqu'à l'obtention du sel de radium pur et on se contente d'une proportion déterminée suivant les besoins (50 à 90 %). Pour l'enrichissement des produits concentrés, on remplace le fractionnement des chlorures par celui des bromures (Giesel).

(1) Ces minerais sont traités dans l'Usine d'Oolen en Belgique et constituent actuellement la source principale de radium.

TABLEAU I.

 Pechblende + SO_4H^2 .


Le schéma du fractionnement est représenté dans la figure 61. L'opération consiste à obtenir une solution du sel (*Ba + Ra*) (portion 1) saturée à une température voisine de 100° ; par refroidissement, cette solution abandonne une partie du sel sous forme de cristaux, dans lesquels le rapport *Ra/Ba* est plus élevé que dans la portion 1. En séparant les cristaux et l'eau mère, on obtient les portions 1 (cristaux) et 2 (liquide) dont chacune subit une opération semblable à 1 ; ce deuxième rang du fractionnement conduit à 3 portions : cristaux de (1) notés (1) ; eau mère de (1) réunie aux cristaux de (2), notation (2) ; eau mère de (2) notation (3). Le troisième rang de fractionnement fournit de même 4 portions ; on continue ainsi jusqu'à l'obtention d'une eau mère assez pauvre en radium pour qu'on puisse l'éliminer ; ce qui est indiqué par une flèche dirigée vers la droite. D'un autre côté, on élimine aussi les cristaux enrichis quand la quantité est devenue trop petite pour une nouvelle opération de fractionnement (flèche vers la gauche). Les cristaux enrichis accumulés font ensuite l'objet d'un nouveau fractionnement, le résultat ultime des opérations étant l'élimination de sel de *Ra* pur dans les cristaux de tête.

Quand on fait cristalliser en commun, comme c'est le cas ici, des sels isomorphes, miscibles en toute proportion, les opérations de fractionnement sont très régulières. Les quantités de *Ra* et de *Ba* dans les cristaux, *y* et *x*, exprimées en % des quantités totales, varient l'une en fonction de l'autre

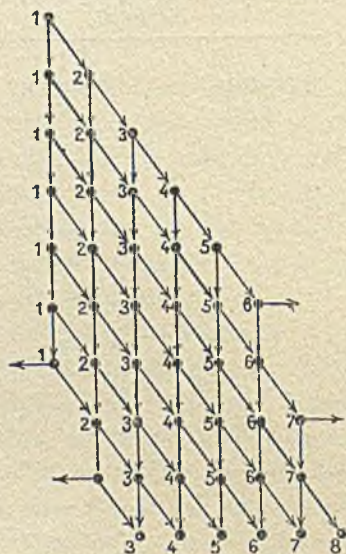


FIG. 61.

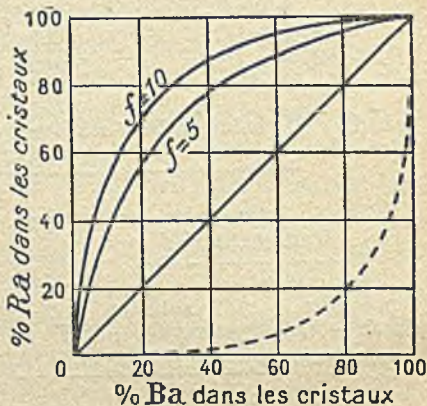


FIG. 62.

selon les courbes de la figure 62. On définit un *coefficient d'enrichissement* y/x et un *coefficient de partage* f tels que :

$$\frac{y}{x} = \frac{\% Ra_{cr}}{\% Ba_{cr}} \quad f = \frac{Ra_{cr}}{Ba_{cr}} : \frac{Ra_{sol}}{Ba_{sol}} = \frac{y}{x} : \frac{1-y}{1-x}$$

Le coefficient f dépend de la température et de la nature du sel employé. Vers 20°, pour le chlorure, $f = 5$; si la solution, saturée entre 90° et 100°, est ramenée à 20°, la proportion de $BaCl^2$ qui cristallise est 35 % et celle de $RaCl^2$ est 70 %, soit $y/x = 2$. Pour le bromure on a $f = 9$ ou davantage. Le radium est distribué dans la masse des cristaux, et l'existence de relations numériques définies indique que le partage de *Ra* et de *Ba* entre les cristaux et la solution correspond à un état d'équilibre entre phases, qui peut cependant être troublé dans une certaine mesure par le défaut d'homogénéité du liquide et surtout des cristaux.

Pour $f = 1$, on a $y = x$, et il n'y a d'enrichissement ni dans les cristaux ni dans le liquide (cas d'éléments isotopes). Pour $f < 1$, il y a d'enrichissement dans la solution. La courbe en pointillé convient pour représenter la cristallisation fractionnée des oxalates de *La* et *Ac* en solution nitrique de titre convenable, la proportion % de *La* dans les cristaux étant portée en abscisses et celle de *Ac* en ordonnées.

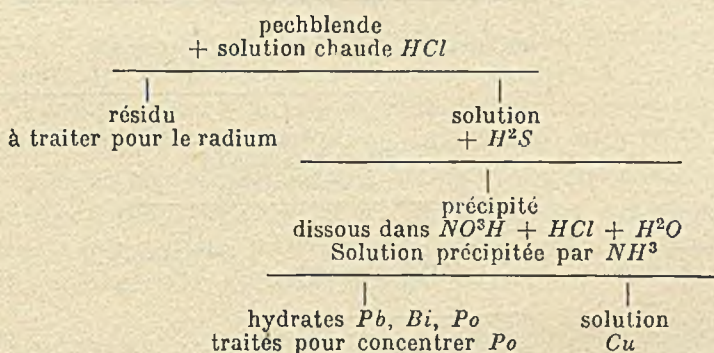
Si l'équilibre entre la solution et les cristaux est réalisé uniquement pour la couche superficielle de ces derniers, les équations qui conviennent sont :

$$\frac{dy}{dx} = \Delta \frac{1-y}{1-x} \quad 1-y = (1-x)\Delta; \quad (\Delta \text{ constant})$$

en ce cas f ne serait pas constant quel que soit x . Aucune de ces relations ne paraît vérifiée en toute rigueur.

Dans le tableau II, on a représenté le schéma d'un traitement de la pechblende pour l'obtention du polonium, selon quelques essais faits dans cette voie. La séparation du polonium avec le plomb, le bismuth et autres métaux facilement réductibles se fait en employant les propriétés chimiques et électrochimiques du polonium indiquées plus haut (§ 39).

TABLEAU II.



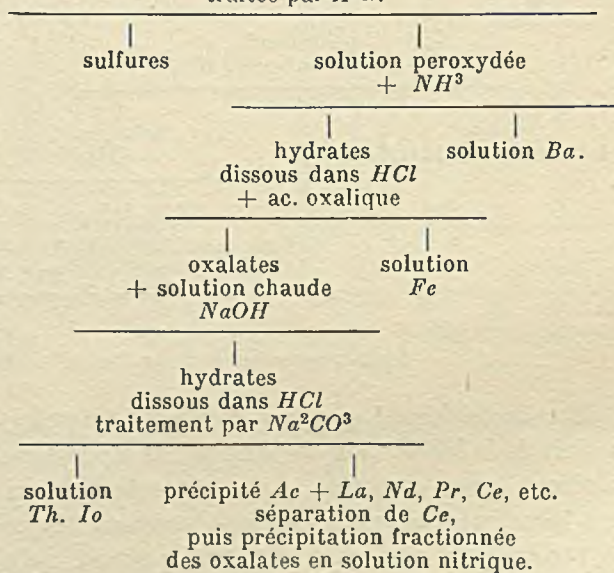
On voit dans le tableau I que le radioplomb (plomb + *RaD*), est un sous-produit de la fabrication du radium ; sa séparation du minerai est généralement assez complète et la concentration en radium *D* est d'autant plus grande que le minerai contient moins de plomb inactif. Ce radioplomb peut être conservé pour la préparation du polonium. On peut indiquer, comme mode de concentration : 1° la précipitation du plomb en solution nitrique par l'acide chlorhydrique concentré, laissant le polonium en solution, 2° le dépôt de polonium par voie électrochimique sur des feuilles de cuivre ou d'argent plongées dans la solution de radioplomb, 3° l'entraînement de *Po* avec un précipité d'hydrate ferrique colloïdal.

Parmi les autres sous-produits de la fabrication du radium, le protactinium se trouve, soit avec le résidu ultime de l'attaque, composé principalement de silice (voir tabl. I), soit dans la solution sulfurique d'urane. L'ionium et l'actinium se trouvent aussi en partie dans cette solution, tandis qu'une partie reste dans les sulfates insolubles et s'élimine pour la plupart dans les portions de queue du grand fractionnement. Le tableau III donne le schéma d'un traitement fait en vue d'extraire de cette matière, d'une part le mélange thorium-ionium, d'autre part l'actinium associé au lanthane. Dans

ce traitement, on peut substituer l'emploi de l'acide fluorhydrique à celui de l'acide oxalique à condition de disposer de récipients appropriés.

Nous nous bornerons à quelques indications seulement sur le traitement d'autres minerais qui ont été exploités industriellement. Les

TABLEAU III.
Solution de queue
du grand fractionnement du radium (*Ba, Io, Ac*)
traitée par H^2S .



phases principales du traitement sont les mêmes que pour la pechblende, mais les procédés employés pour l'attaque du minerai et l'obtention des sulfates bruts peuvent varier d'un minerai à l'autre.

La carnotite, vanadate d'urane que l'on trouve principalement aux Etats-Unis et l'autunite, phosphate d'urane et de chaux, qui a été extrait surtout au Portugal, peuvent, dans certains cas, être traités par l'acide chlorhydrique étendu à chaud ; de cette solution on précipite les sulfates bruts. Dans d'autres cas, il y a avantage à faire précéder la dissolution dans l'acide étendu par un traitement au carbonate de soude.

La bétafite, minerai de Madagascar, qui contient l'urane avec les acides niobique, titanique et tantanique, est attaquée par fusion avec de la soude et du carbonate de soude, afin de faire passer les acides rares en solution. On peut aussi faire l'attaque par fusion avec du bisulfate de sodium et reprendre par l'eau ; le sulfate de baryum radifère reste dans le résidu avec les acides rares dont la séparation peut être faite par un traitement à la soude ou à l'acide fluorhydrique étendu.

§ 42. Minéraux de thorium et d'urane.

Certains minéraux de thorium sont pauvres en urane et ont, par suite, un intérêt scientifique du fait qu'ils contiennent presque uniquement des dérivés du thorium ; c'est le cas de certaines thorites. Mais dans les minéraux qui ont été exploités (thorianite, monazite) la proportion de l'urane au thorium est assez importante pour que les dérivés de ces deux matières soient représentés avec un rayonnement comparable.

La thorianite est un minerai riche en thorium trouvé dans l'île de Ceylan, sous la forme de petits cristaux cubiques. Le traitement de quelques centaines de kilogrammes de cette matière a permis de découvrir le mésothorium et le radiothorium (§ 39). La proportion de thorium peut y être de 60 à 80 %, celle d'uranium, 10 à 20 %. La monazite, quoique bien moins riche en thorium, est cependant l'objet d'une exploitation régulière pour l'industrie des manchons à incandescence, parce qu'on la trouve en grande quantité dans les sables dits « monazités », au Brésil et aux Etats-Unis.

La monazite est un phosphate de terres rares cristallisé contenant généralement 6 à 12 % de thorium. On l'attaque par l'acide sulfurique à chaud et on extrait tous les sulfates solubles ; dans les sulfates insolubles on trouve avec le baryum, le radium et le mésothorium I. Le traitement ultérieur de ces sulfates bruts ne diffère pas, en principe, de celui qui a été décrit précédemment. La cristallisation fractionnée a pour but de séparer à la tête le radium et le mésothorium I, à la queue le radiothorium, qui résulte de la transformation progressive du mésothorium. On peut amener la cristallisation jusqu'à l'obtention d'un chlorure ou bromure de radium exempt de *Ba* et contenant une trace de mésothorium inappréciable à la balance, après quoi le processus de cristallisation ne peut plus modifier la matière ainsi obtenue. L'effet du mésothorium y est cependant si important que dans certains produits âgés d'un mois, on a estimé à 75 % environ la proportion de rayons γ très pénétrants dus au mésothorium (par son dérivé *MThII*) et à 25 % celle du rayonnement γ très pénétrant dû au radium (par son dérivé *RaC*). Le rayonnement γ total augmente encore ensuite pendant environ trois ans en raison de la formation du radiothorium et des dérivés ultérieurs. Ayant passé par un maximum, il décroît du fait de la destruction du mésothorium I ; après 50 ans environ le rayonnement est pratiquement dû au radium seul avec une diminution d'environ 2 % sur la quantité initiale de celui-ci.

CHAPITRE IX

LES GAZ RADIOACTIFS

§ 43. Les émanations radioactives.

Parmi les dérivés à courte vie de l'urane et du thorium, on rencontre trois gaz radioactifs couramment désignés comme *émanations* du radium, du thorium et de l'actinium ⁽¹⁾ ; leurs noms plus récents sont : radon, thoron, actinon (symboles *Rn*, *Tn*, *An*). Le radon est dégagé par les composés du radium dont il est le premier dérivé, le thoron par les composés de thorium contenant son parent direct, le thorium X ; l'actinon provient de l'actinium par l'intermédiaire du radioactinium et de l'actinium X.

Pour obtenir un de ces gaz, on peut aspirer l'air qui a séjourné au contact de la matière productrice ; de même un courant de gaz quelconque que l'on fait passer sur l'une de ces substances se charge de l'émanation correspondante. Les trois émanations se comportent à tous points de vue comme des gaz matériels très dilués.

On peut reconnaître la présence d'une émanation radioactive dans un gaz en aspirant celui-ci dans une chambre d'ionisation, ou en le recueillant dans un récipient où l'on a placé une matière phosphorescente, telle que le sulfure de zinc, qui s'illumine en présence de l'émanation.

Chaque émanation donne naissance en se transformant à une série de dérivés qui forment son *dépôt actif*, ainsi nommé parce qu'il se compose de substances solides se déposant sur les parois en contact avec l'émanation ; ces substances ont leur rayonnement propre qui comprend des rayons α , β et γ . Les émanations émettent des rayons α . Jusqu'ici, on a reconnu l'émission de rayons pénétrants chez l'actinon seulement. Sous certaines conditions les émanations peuvent être étudiées à l'aide des rayons pénétrants émis par les dépôts actifs

(1) Rutherford, Dorn, Debiérne, Giesel.

qui les accompagnent. L'étude des dépôts actifs sera faite en détail dans le chapitre suivant.

§ 44. Mesure des constantes radioactives des émanations.

Pour chaque substance radioactive simple, la quantité q diminue en fonction du temps t suivant une loi exponentielle telle que

$$q = q_0 e^{-\lambda t}$$

où q_0 est la quantité initiale et λ la *constante radioactive*, caractéristique de la substance considérée (Chap. XI) ; la réduction de la quantité q à la moitié de sa valeur a lieu, quel que soit q , en un temps T , nommé période, tel que :

$$e^{\lambda T} = 2$$

$$\lambda T = \text{Log}_e 2 = 0,693$$

La courbe qui représente $\log_{10} q$ en fonction de t est une droite dont la pente permet de déterminer λ .

Radon. — La méthode la plus simple, pour connaître la constante

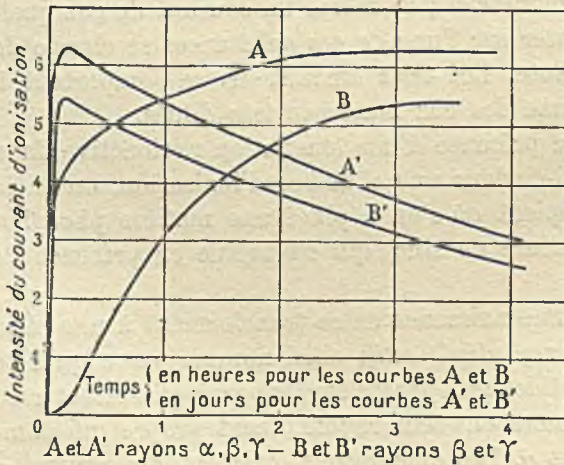


FIG. 63.

du radon, consiste à aspirer dans une chambre à gaz étanche, préalablement vidée, l'air contenant une quantité convenable de radon, fournie par une solution de radium. Sur la figure 63 les courbes A et A' ⁽¹⁾ représentent en fonction du temps l'intensité I du courant de saturation obtenu dans la chambre, en

admettant que l'introduction a été instantanée. Ce courant a une valeur initiale I_0 , à partir de laquelle il augmente, d'abord rapide-

(¹) Construites avec des échelles de temps différentes.

ment, ensuite plus lentement ; il passe par un maximum au bout d'un temps d'environ 3 heures et décroît ensuite régulièrement. La loi de décroissance devient ensuite exponentielle, avec une période voisine de 3,8 jours, qui est caractéristique du radon. Le courant initial observé est dû aux rayons α émis par le radon ; l'accroissement du courant pendant les trois premières heures correspond à la formation progressive du dépôt actif qui intervient surtout par son rayonnement α , mais aussi en partie par ses rayons β et γ ; une relation de proportionnalité s'établit, après 3 heures, entre les quantités des consti-

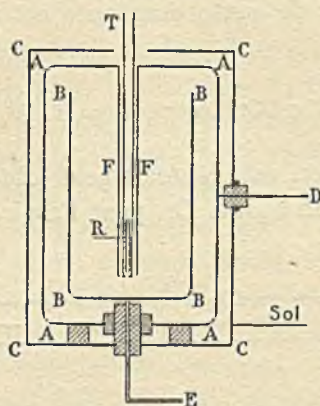


FIG. 64. — *A*, chambre d'ionisation réunie en *D* à une batterie ; *B*, électrode réunie en *E* à l'électromètre ; *C*, enveloppe protectrice reliée au sol ; *T*, tube introduit dans la cavité tubulaire *F* de la chambre *A* ; *R*, ampoule contenant le radon, placée dans le tube *T*. L'ionisation dans la chambre *A* est produite par les rayons β et γ issus de *R* et ayant traversé les parois des tubes *T* et *F*.

tuants du dépôt actif et celle de radon, et l'ensemble décroît ensuite suivant la même loi que le radon (§ 62).

Au lieu d'introduire le radon dans une chambre d'ionisation, on peut l'enfermer dans une petite ampoule scellée dont on mesure ensuite, en fonction du temps, le rayonnement pénétrant (fig. 64). Au delà de 3 heures après l'introduction du radon dans l'ampoule on trouve la même loi de décroissance que dans l'expérience précédente, mais le rayonnement initial ici est nul (fig. 63, courbes *B* et *B'* ⁽¹⁾), ce qui prouve qu'on doit attribuer les rayons β et γ au dépôt actif et non au radon.

La méthode suivante permet de mesurer la décroissance du radon

(¹) Construites avec des échelles de temps différentes.

indépendamment du dépôt actif : une certaine quantité de radon est divisée en fractions connues ; on mesure successivement pour chacune de ces fractions, à des intervalles de temps convenables, le rayonnement initial obtenu au moment de l'introduction dans la même chambre d'ionisation, qui est ensuite vidée, pour servir à nouveau. Cette méthode a donné le même résultat que la précédente.

La constante du radon ayant une grande importance, tant au point de vue théorique qu'au point de vue pratique, a fait l'objet de plusieurs déterminations récentes par des méthodes de précision qui ont pu lui être particulièrement adaptées (Bothe, I. Curie et C. Chamié. La valeur de cette constante est estimée connue à 0,5 pour mille près

$$\lambda = 2,0985 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \quad T = 3,823 \text{ jours}$$

Thoron. — Le thoron est généralement obtenu par dégagement de l'hydrate de thorium solide. On peut l'aspirer dans une chambre

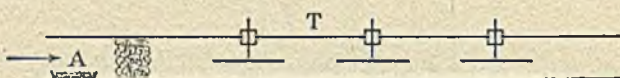


FIG. 65.

à gaz avec l'air qui entoure la matière productrice et suivre par la méthode de déviation constante (§ 4) l'intensité du courant d'ionisation produit dans la chambre. Celui-ci décroît assez rapidement du fait de la décroissance du thoron ; parmi les constituants du dépôt actif, le thorium *A* est, dès le début, en quantité proportionnelle au thoron, tandis que la formation des corps *B* et *C* est trop lente pour intervenir (voir § 54).

On peut également employer une méthode de courant gazeux (fig. 65). Le thoron dégagé par la matière placée dans une nacelle *A* et filtré par un tampon de coton est entraîné, par un courant d'air de vitesse connue, le long d'un tube *T* contenant des électrodes équidistantes. On mesure le courant de saturation qu'on peut faire passer entre le tube et chacune des électrodes ; ce courant décroît à mesure qu'on s'éloigne de la substance productrice du fait de la destruction progressive du thoron le long du trajet.

La période du thoron, déterminée par les deux méthodes indiquées ci-dessus, est égale à 54,5 secondes.

Actinon. — La décroissance de l'actinon étant plus rapide encore que celle du thoron, n'a pu être mesurée que par la méthode du courant gazeux ; la substance productrice est une terre rare actinifère. Comme le dépôt actif se forme rapidement, il est nécessaire d'en tenir compte ; si un courant d'air régulier a été maintenu pendant trois heures, la quantité de dépôt actif sur la paroi du tube et les électrodes devient proportionnelle à la concentration en actinon dans la même région. La valeur trouvée pour la période est 3,9 seconde (A. Debierne).

§ 45. Diffusion. Effusion.

Les trois émanations diffusent dans l'air à la manière de gaz dont la concentration serait très faible, mais du fait de leur destruction spontanée, la distance à laquelle ils peuvent s'éloigner de la substance productrice est limitée par la durée de leur vie. Ainsi, dans un milieu d'air de densité normale, le radon peut se répandre à peu près uniformément dans un récipient de grandes dimensions contenant une solution de radium, ou se partager entre deux réservoirs communicants en quantités proportionnelles aux volumes, si la température est la même. Au contraire, le thoron et l'actinon, et surtout ce dernier, ont une concentration décroissante à partir de la substance productrice placée dans l'air. Dans un récipient où la pression d'air est faible, les trois émanations se répandent uniformément.

On peut mesurer le *coefficient de diffusion* D des émanations dans l'air ou dans un autre gaz. Ce coefficient est défini par la formule :

$$nu_x = -D \frac{dn}{dx}$$

où n est la concentration de l'émanation, considérée en un point déterminé, $\frac{dn}{dx}$ la composante du gradient de concentration dans la direction x , u_x la composante de la vitesse de diffusion dans la même direction ; nu_x est la quantité d'émanation qui traverse, dans l'unité de temps, l'unité de surface perpendiculaire à la direction x .

Pour déterminer le coefficient D , dans le cas du radon, on a employé la méthode suivante (Curie et Danne) : le radon est contenu dans un réservoir tubulaire A (fig. 66) de volume v que l'on peut mettre en communication par un tube capillaire de longueur l et de section s avec un réservoir B de grande dimension. La quantité q de radon dans le réservoir A est évaluée par l'effet du rayonnement pénétrant

du réservoir sur une chambre d'ionisation, quand le radon est en équilibre avec son dépôt actif. Tant que la communication avec le tube capillaire n'est pas établie, ce rayonnement décroît en fonction du temps t , selon la loi normale du radon,

$$q = q_0 e^{-\lambda t} \quad \frac{dq}{dt} = -\lambda q$$

Quand la communication est établie, à cette perte s'ajoute celle qui est due à l'écoulement du radon par le tube. Si la concentration à l'extrémité de celui-ci est négligeable par suite de l'expansion du

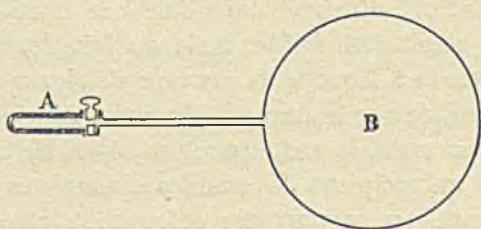


FIG. 66.

radon dans le grand réservoir B , on peut admettre qu'à l'état de régime le gradient de concentration dans toute la longueur du tube est constant et égal à n/l , si n est la concentration dans le réservoir A ; la quantité de radon qui traverse dans l'unité de temps chaque section du tube est donc $Dns/l = Dqs/lv$. La loi de variation de q est alors :

$$\frac{dq}{dt} = -\left(\lambda + \frac{Ds}{lv}\right)q = -\lambda'q \quad \text{où } \lambda' = \lambda + \frac{Ds}{lv}$$

Ainsi la décroissance du rayonnement du réservoir A suit une loi exponentielle caractérisée par le coefficient λ' ; ayant déterminé celui-ci par l'expérience, on peut en déduire D . La pression et la température doivent rester constantes dans tout le volume de l'appareil pendant la durée de l'expérience.

Le coefficient de diffusion trouvé pour le radon diffusant dans l'air dans les conditions normales de température et de pression est $D = 0,100$ CGS. Conformément aux prévisions de la théorie cinétique, ce coefficient varie en raison inverse de la pression et augmente avec la température.

La méthode d'écoulement ne s'applique pas à la mesure du coeffi-

cient de diffusion du thoron et de l'actinon, en raison de la brièveté de leur vie. On peut, dans ce cas, employer la méthode suivante (Rutherford, Debiegne) :

Considérons la diffusion d'un de ces gaz dans la direction Ox , à l'intérieur d'un récipient de section restreinte A (fig. 67) (vase cylindrique ou cuve à base rectangulaire), maintenu à température constante et à l'abri des variations de pression. Au fond de la cuve, au niveau $x = 0$, se trouve la matière radioactive R qui dégage régulièrement le thoron ou l'actinon dont la possibilité d'ascension est limitée par la destruction spontanée. Il s'établit donc un régime tel que la concentration n diminue régulièrement quand x augmente : nous admettrons qu'elle est négligeable à l'extrémité supérieure de la cuve. En écrivant qu'à l'état de régime l'excès de la quantité de thoron ou d'actinon qui entre dans une tranche d'épaisseur dx , sur la quantité qui sort de la même tranche est compensé par la quantité détruite à l'intérieur de la tranche, on est conduit à l'équation :

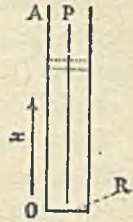


FIG. 67.

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} = \lambda n$$

dont l'intégrale, sous la condition $n = 0$ pour $x = \infty$ est

$$n = n_0 e^{-x} \left(\frac{\lambda}{D} \right)^{\frac{1}{2}}$$

n_0 étant la concentration pour $x = 0$.

Ainsi la concentration n décroît en fonction de la distance x suivant une loi exponentielle, et $\log n$ suit une loi linéaire qui permet de déterminer D , connaissant λ . La concentration n n'est pas mesurée directement, mais par l'intermédiaire du dépôt actif formé en quantité proportionnelle sur une paroi auxiliaire P placée dans la cuve. On a trouvé, à la pression normale et à la température 15° pour le thoron dans l'air $D = 0,09$ à $0,1$ et pour l'actinon dans l'air, dans le gaz carbonique et dans l'hydrogène, respectivement $D = 0,112$; $D = 0,077$; $D = 0,412$ (A. Debiegne, G. Bruhat). La variation de D en raison inverse de la pression a été vérifiée pour l'actinon.

Les coefficients de diffusion dans l'air des trois émanations les rapprochent de gaz ou vapeurs à poids moléculaire assez élevé, comme les vapeurs d'alcool ou d'éther. Toutefois, le poids moléculaire des émanations est bien plus élevé encore. Pour le radon, on prévoit un

poids moléculaire 222, en admettant qu'une molécule de ce gaz est monoatomique et provient d'un atome de radium $Ra = 226$ par soustraction d'un atome d'hélium ($He = 4$). Pour le thoron et l'actinon, les valeurs probables sont respectivement 220 et 219 ⁽¹⁾. Ces prévisions théoriques ont été confirmées pour le radon, par une expérience de pesée directe, effectuée à l'aide d'une microbalance ultrasensible (Ramsay et Gray). Une autre confirmation a été apportée par l'emploi de la méthode d'effusion.

Cette méthode consiste à laisser un gaz s'écouler au travers d'un orifice, en paroi mince. La théorie de ce passage est particulièrement simple pour les gaz sous très faible pression (Knudsen) ; en ce cas, chaque gaz s'écoule indépendamment des autres gaz auxquels il est

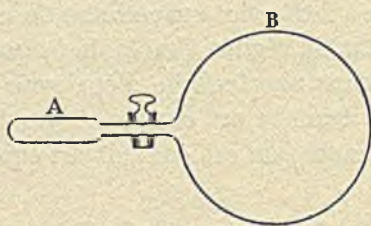


FIG. 68.

mélangé, et sa pression partielle p dans le récipient A où il est initialement contenu décroît en fonction du temps t suivant une loi exponentielle $p = p_0 e^{-\mu t}$, à condition que le gaz ait une pression négligeable dans le récipient B qui le reçoit ; pour un appareil déterminé, le coefficient μ est inversement proportionnel à la racine carrée du poids moléculaire du gaz.

A. Debierne a utilisé ce principe pour déterminer le poids moléculaire du radon, par comparaison avec celui de l'oxygène et de l'argon. Le réservoir tubulaire A contenant le radon communiquait par un robinet à large voie avec un grand ballon B (fig. 68) ; une lame de platine mince percée d'un très petit trou occupait la voie du robinet. Les expériences avec l'oxygène et l'argon pur étaient faites avec une pression initiale comprise entre 0,2 et 0,002 mm. de mercure, et la baisse de pression dans le réservoir A était alors mesurée à l'aide

⁽¹⁾ Pour des gaz à molécules isotopiques la vitesse de diffusion dans un même gaz étranger doit être d'autant plus grande que le poids moléculaire est plus faible ; le thoron doit donc diffuser plus vite que le radon ; ce point pourra être résolu par des expériences plus précises.

d'une jauge. Dans les expériences avec le radon, la pression était bien plus faible et la quantité de radon était appréciée par le rayonnement pénétrant du réservoir *A* ; il était nécessaire de tenir compte de la décroissance du radon. On a trouvé ainsi le nombre 221 pour le poids moléculaire du radon, en accord suffisant avec la théorie, eu égard à la précision des expériences.

La même expérience a été tentée avec le thoron ; les difficultés sont, en ce cas, plus grandes, mais le nombre obtenu est voisin du précédent.

§ 46. Absorption par les liquides et les solides.
Solubilité. Condensation à basse température.

Les émanations sont, dans une certaine mesure, solubles dans l'eau et dans d'autres liquides ⁽¹⁾ ; à un degré bien moindre elles sont aussi absorbées par les solides. Le radon diffuse dans l'eau comme un gaz, et on a pu mesurer, en ce cas, le coefficient de diffusion par une méthode semblable à celle qui a servi pour étudier la diffusion dans l'air du thoron et de l'actinon ; le nombre trouvé est $D = 0,9$ à $1,0 \text{ cm}^2 \text{ jour}^{-1}$ à la température de 18° .

Une importance particulière s'attache à l'étude de la solubilité du radon dans l'eau, du fait que ce gaz se rencontre dans les eaux de sources naturelles et qu'on en prépare aussi des solutions pour l'usage médical. On définit le coefficient de solubilité du radon dans un liquide, selon les lois de solubilité des gaz, par le rapport α des concentrations d'équilibre dans l'eau et dans l'air surnageant, à une température déterminée. Si ν et ν' sont respectivement les volumes d'air et de liquide au contact, q et q' les quantités de radon dans l'air et dans le liquide en équilibre de solubilité, c et c' les concentrations de radon correspondantes, α le coefficient de solubilité, on a les relations suivantes :

$$\begin{aligned} q &= c\nu & q' &= c'\nu' & c'/c &= \alpha \\ q + q' &= c\nu + c'\nu' = c(\nu + \alpha\nu') \end{aligned}$$

On pourra donc déterminer α par la mesure de la quantité totale de radon et de sa concentration dans l'air, quand les volumes ν et ν' sont connus. Pour établir l'équilibre de solubilité entre la phase gazeuse et la phase liquide, on procède par barbotage, soit en secouant

(1) P. Curie et A. Debierne, F. Himstedt, H. Mache, Rausch v. Traubenberg, etc.

le mélange de liquide et de gaz, soit en établissant une circulation continue de gaz au travers du liquide.

La figure 69 représente un dispositif simple pour mesurer la solubilité (E Ramstedt) ; des réservoirs égaux A et B communiquent par un robinet à large voie ; dans le réservoir A on introduit le liquide, dans le réservoir B l'air contenant le radon dont la quantité est mesurée par le rayonnement pénétrant du réservoir ; on ouvre ensuite le robinet de communication et l'on établit l'équilibre de solubilité en faisant basculer à plusieurs reprises l'appareil de manière à faire barboter le gaz au travers du liquide ; puis le gaz et le liquide sont à nouveau séparés et l'on mesure la quantité de radon qui reste dans le réservoir B. On doit tenir compte de la destruction spontanée du radon et faire les mesures du rayonnement pénétrant dans des conditions où le radon est en équilibre avec son dépôt actif.



FIG. 69.

Les valeurs de α trouvées pour l'eau à 15° par divers auteurs varient de 0,25 à 0,30 ; on peut dire approximativement, que pour des volumes égaux d'eau et d'air, le quart du radon se trouve dans l'eau et les trois quarts dans l'air. Quand la température de l'eau augmente, α diminue ; lors de l'ébullition, le radon est complètement chassé de

l'eau. Dans les solutions salines le radon est moins soluble que dans l'eau pure ; dans certains liquides organiques il est, au contraire, beaucoup plus soluble, de sorte que ces liquides sont des absorbants du radon (pétrole, sulfure de carbone), surtout à basse température. On trouvera ci-dessous quelques nombres qui indiquent la solubilité du radon dans l'eau et dans quelques autres liquides. Il n'existe guère de déterminations précises pour le thoron et l'actinon.

	α (18° à 20°)		α
Eau	0,25	Eau à 0°	0,51
Alcool	6,2	5°	0,42
Pétrole	10	10°	0,35
Benzène	13	20°	0,25
Hexane	17	30°	0,20
Sulfure de carbone ...	23	50°	0,14
		80°	0,11
		100°	0,10

Les parois solides de verre et de métal n'absorbent que des traces de radon à la température ordinaire ; les substances grasses et le caoutchouc en absorbent davantage. Mais l'effet d'absorption le plus important est exercé par le charbon qui, à la température ordinaire, peut absorber la presque totalité du radon à son contact ; en élevant

ensuite la température du charbon, on détermine le dégagement progressif du radon, pratiquement complet vers 300 ou 400°; l'efficacité de l'absorption dépend du charbon employé ⁽¹⁾.

Les parois solides qui n'absorbent pas le radon à la température ordinaire, le condensent toutes très énergiquement à basse température (Rutherford et Soddy). Le même phénomène se produit pour le thoron et l'actinon. On peut s'en assurer par le dispositif expérimental suivant (fig. 70) : un courant gazeux chargé d'émanation et desséché traverse un serpentin qui plonge dans un bain réfrigérant et arrive dans une chambre d'ionisation A. Quand la température

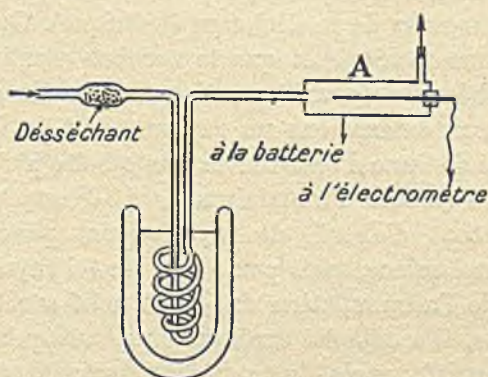


FIG. 70.

du bain est celle de l'air liquide (-180°), l'émanation reste entièrement condensée dans le serpentin. Quand on laisse remonter la température du bain, on constate l'apparition du courant dans la chambre d'ionisation; celle-ci a lieu brusquement pour le radon vers -152° .

La condensation du radon à la température de l'air liquide est couramment utilisée pour purifier ce gaz; quand elle a lieu dans un tube de verre (tube scellé à un bout, ou tube en U plongeant dans le bain), le radon condensé sur une région restreinte de la paroi produit une vive luminosité de celle-ci, ce qui rend le phénomène aisé à observer.

Ce phénomène ne doit pas être confondu avec la liquéfaction du radon qui se produit à -65° sous la pression atmosphérique. On n'observe pas en général la liquéfaction du radon, la dilution de ce

(1) Le charbon actif a été utilement employé pour absorber le radon.

gaz étant trop grande pour que l'équilibre entre la phase liquide et la phase gazeuse soit réalisé. La condensation à basse température est un phénomène d'adsorption sur les parois.

§ 47. Caractère chimique. Rayonnement.

On considère les émanations comme des gaz inertes, isotopes, homologues supérieurs du xénon dans la famille des gaz rares. On n'a, en effet, jamais constaté un indice de l'entrée en combinaison d'une émanation, sous l'influence d'agents chimiques divers (essais d'oxydation, de réduction, d'absorption par les solutions acides ou alcalines, avec ou sans le secours de la décharge électrique). On admet que la molécule est monoatomique et que le nombre atomique est 86, en accord avec la théorie des transformations radioactives.

On attribue aux émanations un rayonnement α . Quand un courant d'air chargé de l'une d'elles traverse une boîte plate à paroi supérieure très mince (feuille d'aluminium de 1/10 mm. d'épaisseur) on n'observe pas, tout d'abord, de rayonnement pénétrant émis au travers de la paroi mince, mais peu à peu un tel rayonnement apparaît en raison de l'accumulation du dépôt actif sur la surface intérieure de la boîte. Il a déjà été expliqué plus haut qu'une ampoule de radon scellée aussitôt après l'introduction instantanée du gaz dans l'ampoule ne donne d'abord aucun rayonnement pénétrant. Pour l'actinon, des expériences plus précises ont cependant décelé un rayonnement β et γ .

On a cherché si les émanations, et en particulier le radon, portent normalement une charge électrique. On a conclu à l'absence de charge, en remarquant que la diffusion du radon dans un tube étroit n'est pas influencée par un champ électrique transversal.

§ 48. Radon. Production, accumulation. Définition du curie.

La transformation radioactive du radium étant très lente, on peut pratiquement admettre que le radon est produit avec une vitesse constante proportionnelle à la quantité de radium et ne dépendant d'aucune autre circonstance. Le radon produit est susceptible de se répandre dans l'espace autour de la substance productrice ; nous examinerons donc la loi d'accumulation du radon dans un vase clos contenant un sel solide ou une solution de radium.

Soient p le poids de radium contenu dans le récipient, Δ la quantité

de radon produite par gramme de radium et par unité de temps, q la quantité contenue dans le récipient au temps t , λ la constante radioactive du radon ; la vitesse d'accroissement de q est l'excès de la vitesse de production sur la vitesse de destruction spontanée, selon la formule

$$\frac{dq}{dt} = p\Delta - \lambda q$$

dont l'intégrale sous les conditions $q = q_0$ pour $t = 0$ est :

$$q = q_0 e^{-\lambda t} + \frac{p\Delta}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

Le premier terme de cette expression représente le résidu qui subsiste au temps t de la quantité q_0 de radon initialement contenue

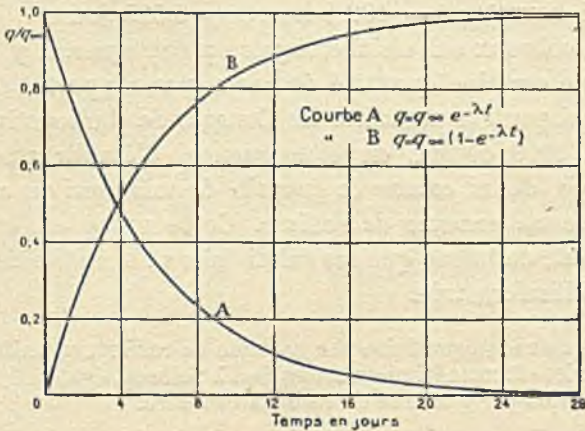


FIG. 71.

dans l'appareil ; le deuxième terme représente l'accumulation progressive du radon à partir d'un état où le radon aurait été entièrement éliminé de l'appareil. Mais, quelles que soient les conditions initiales, la quantité q tend vers la même limite

$$q_{\infty} = \frac{p\Delta}{\lambda}$$

qui est la quantité de radon en équilibre radioactif avec la quantité p de radium.

On a représenté dans la figure 71, en fonction du temps, la loi d'accumulation du radon $q = q_{\infty} (1 - e^{-\lambda t})$, ainsi que la loi de des-

truction spontanée de la quantité q_∞ supposée isolée. Les deux courbes sont dites *complémentaires*, parce que la somme des ordonnées qui correspondent à la même valeur du temps est constante et égale à q_∞ . La limite de l'accumulation est atteinte à 0,5 % près en un mois, et la moitié de cette valeur en un temps 3,82 jours égal à la période.

La quantité de radon q ayant été accumulée dans le temps t suivant la formule ci-dessus, considérons le temps qui suffirait pour obtenir la même quantité s'il n'y avait pas de destruction spontanée ; c'est le *temps réduit* t_r donné par la formule :

$$q = p\Delta t_r \quad t_r = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

Le temps réduit, toujours inférieur à t , croît avec t de 0 à une valeur limite $\theta = \frac{1}{\lambda}$, que l'on nomme la *vie moyenne* du radon ; on a $\lambda = 0,007555$ heure⁻¹ ; $\theta = 132,4$ heures = 5,525 jours.

Dans de nombreux calculs théoriques ou pratiques, il y a intérêt à considérer une certaine quantité de radon par rapport à la quantité de radium qui peut la produire. Le Congrès de Radioactivité tenu à Bruxelles en 1910 décida, en conséquence, d'établir une unité de radon, le *curie*, défini comme la *quantité de radon qui est en équilibre radioactif avec un gramme de radium*. Cette unité est entrée dans l'usage courant, de même que ses subdivisions : le millicurie, le microcurie et le millimicrocurie.

La quantité de radon produite par gramme de radium et unité de temps, mesurée en curies est numériquement égale à λ ; elle est égale à 0,0075 curies, soit 7,5 millicuries par gramme de radium et heure.

Un sel de radium, fraîchement préparé par cristallisation, ne contient généralement ni radon ni dépôt actif, on dit qu'il est au *minimum d'activité*. Celle-ci augmente ensuite progressivement par accumulation de radon et de dépôt actif. Quand le radon reste dans les grains du sel, et que la perte par la surface est négligeable, sa quantité augmente comme en vase clos et l'augmentation du dépôt actif lui est proportionnelle ; l'équilibre est approximativement atteint en un mois. L'activité limite, mesurée par les rayons α est environ 5 fois plus grande que l'activité initiale. Quand on mesure le rayonnement β et γ qui provient uniquement du dépôt actif, l'activité initiale du sel est nulle et la loi de l'accroissement est celle du radon. S'il y a une perte de radon, l'accroissement se trouve réduit dans les deux cas.

§ 49. Dosage du radon. Dosage du radium
par la mesure du radon dégagé.

Nous envisagerons ici la mesure de petites quantités de radon et de radium, à l'aide de chambres à gaz ; les mesures faites à l'aide du rayonnement γ seront décrites plus loin (§ 97).

Une quantité de radon est mesurée par le courant de saturation qu'elle peut produire dans une chambre à gaz étanche. Voici les remarques qu'il y a lieu de faire à ce sujet :

1° Le courant étant une fonction du temps, on doit préciser l'instant de la mesure. On adopte, en général, le moment où l'intensité du courant passe par sa valeur maximum, le dépôt actif étant complètement formé et ayant atteint l'état d'équilibre radioactif avec le radon. Le maximum étant assez étalé, on peut choisir un temps entre 3 et 4 heures après l'introduction du radon dans la chambre.

2° Le courant ainsi mesuré dépend des dimensions et de la forme de la chambre d'ionisation utilisée ; pour des chambres de forme semblables, il augmente avec les dimensions, du fait que l'utilisation des rayons devient plus complète. Le courant augmente aussi avec la densité de l'air contenu dans la chambre.

3° Pour donner à la mesure un sens absolu, il est nécessaire d'étalonner la chambre ; cette opération consiste à déterminer le courant de saturation maximum que l'on obtient en introduisant dans cette chambre une quantité connue de radon, par exemple, celle qui a été accumulée en un temps déterminé dans une solution étalon qui contient une quantité connue de radium.

On peut mesurer avec précision, par cette méthode, des quantités de radon entre un microcurie et un millimicrocurie (10^{-6} curie à 10^{-9} curie) et même au-dessous.

De ce qui précède, on déduit directement une méthode de dosage de quantités de radium correspondantes. Soit une solution contenant un poids p de radium ; éliminons tout le radon qu'elle contient et laissons ensuite celui-ci s'accumuler en vase clos pendant un temps connu t , puis transportons-le intégralement dans une chambre d'ionisation étalonée, où il produit le courant de saturation I . Soit t_r le temps qui correspond au temps t ; le rapport i/t_r pour une solution donnée est indépendant du temps d'accumulation et proportionnel à p , il peut donc servir à mesurer cette quantité.

Pour exécuter un tel dosage, les procédés les plus usuels consistent à extraire le radon, soit par barbotage à froid, soit par ébullition de la solution. Le premier de ces procédés convient aux solutions de petit volume (un à plusieurs centimètres cubes), tandis que le second procédé, moins simple et généralement moins précis, est applicable à des volumes de plusieurs litres.

Méthode de barbotage à froid ⁽¹⁾. — La solution à doser est contenue dans un flacon de verre A muni de deux tubulures a et b, nommé barboteur (fig. 72), dont le volume est petit par rapport à celui de la chambre d'ionisa-

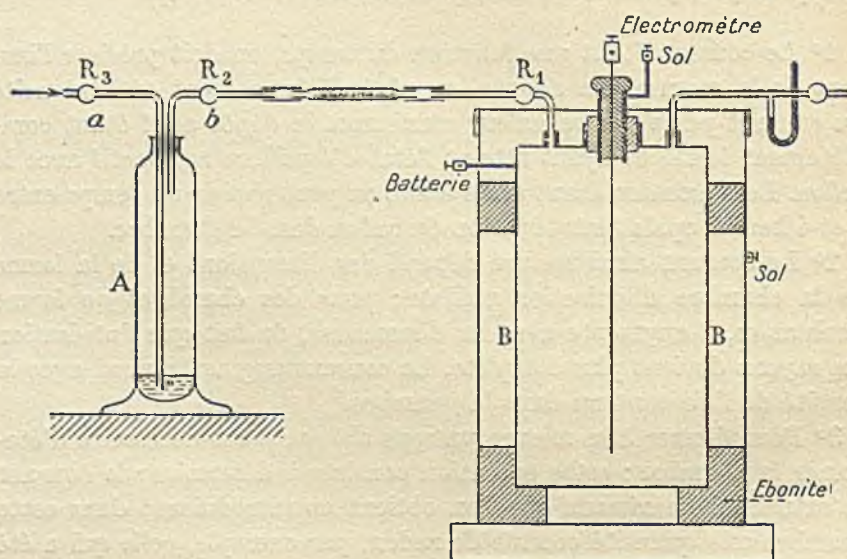


FIG. 72.

tion B. La solution est d'abord purgée du radon qu'elle contient à l'aide d'un barbotage d'air prolongé pendant une dizaine de minutes, par aspiration d'une trompe à eau ; aussitôt après on ferme le barboteur et on note l'instant de la fermeture. On laisse ensuite le radon s'accumuler, généralement pendant 1 à 3 jours. Pour transporter le radon accumulé dans la chambre à gaz, on fait d'abord le vide à l'intérieur de celle-ci, puis on établit la connexion avec la tubulure b du barboteur. En manœuvrant convenablement les robinets R_1 , R_2 , R_3 on fait passer le radon dans la chambre, par des aspirations successives suivies d'un barbotage d'air extérieur venant remplir la chambre à travers la solution. On note le moment où cette opération est terminée ; la différence des deux temps notés est le temps d'accumulation. La mesure du courant a lieu 3 à 4 heures après la fin de la prise.

⁽¹⁾ Pour les détails, consulter M. Curie, *Traité de Radioactivité*. Paris. 1910, I, p. 283.

Pour donner à la mesure la précision maximum dont elle est susceptible, environ 0,5 %, il est nécessaire d'opérer avec beaucoup de soin : barboteurs soigneusement nettoyés, solutions limpides, barbotage sans projection, etc. Une correction déterminée expérimentalement permet de ramener les mesures à une même densité d'air dans la chambre. Celle-ci ne doit pas avoir d'activité propre, il est donc nécessaire de la purger soigneusement de toute trace de radon après chaque mesure.

Méthode d'ébullition. — La solution est placée dans un ballon de 1 à 3 litres et portée à l'ébullition pour chasser le radon qui y est contenu ; le ballon est ensuite fermé et le radon s'y accumule pendant un temps donné. On fait alors bouillir à nouveau la solution dans le ballon, muni d'un réfrigérant ascendant, et on recueille les gaz qui se dégagent sous une cloche à mercure (fig. 73) ; de là on peut les faire passer dans une chambre à gaz préalable-

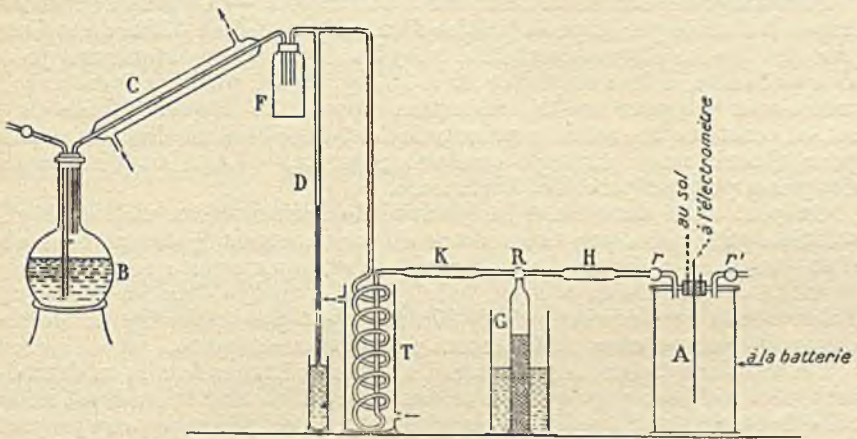


FIG. 73. — B, ballon ; C, réfrigérant ascendant ; F, flacon de sûreté ; D, manomètre ; T, serpentín pour refroidir les gaz dégagés ; G, cloche pour recueillir les gaz ; R, robinet à 3 voies ; K et H, tubes de jonction contenant du coton de verre et des desséchants ; A, chambre d'ionisation munie de robinets *r* et *r'*.

ment vidée. Le même appareil peut servir pour la mesure du radon contenu dans un liquide tel qu'une eau minérale naturelle ; en ce cas on introduit ce liquide dans le ballon à l'aide d'un dispositif qui évite autant que possible les pertes de gaz et on procède aussitôt au dégagement par ébullition. En raison de la décroissance spontanée du radon, il importe d'indiquer avec précision le moment de la mesure.

Applications. — La méthode du barbotage à froid est principalement employée pour le dosage du radium dans les minéraux d'urane ; pour cela on pulvérise une petite quantité de minéral (1 à 2 g.) qu'on additionne de 0,1 g. environ de chlorure de baryum devant servir pour l'entraînement du radium. Ce mélange est alors soumis à un traitement chimique ayant pour objet l'extraction complète du baryum radifère, avec lequel on prépare la solution que l'on introduit dans un barboteur pour le dosage. Toute matière radifère dont la richesse en radium est comparable à celle d'un

minerai peut être dosée de la même manière. Si la quantité de radium dans une matière solide ou dans une solution est trop grande pour un dosage direct, on pourra en prendre une fraction connue.

On pratique le dosage par ébullition pour doser le radium dans un minerai dont on peut obtenir une solution limpide contenant trop de matière pour être réduite à un petit volume. La même méthode est en usage pour les eaux minérales naturelles ou les eaux radioactives artificielles dont il est nécessaire d'employer un à deux litres pour la mesure.

Pour le dosage du radium, on a encore employé des procédés consistant à dégager le radon de la matière radifère en attaquant celle-ci complètement par des agents chimiques appropriés (par exemple, action de SO^4H^2 concentré à chaud, fusion avec des bisulfates alcalins, etc.). L'expérience montre qu'une matière fondue ou désagrégée peut dégager complètement le radon qu'elle contient.

Étalonnage des chambres. Solutions et sels étalons. — La base de l'étalonnage est donnée par la pesée précise d'un sel pur et bien défini de radium, par exemple le chlorure de radium anhydre RaCl^2 . Pour obtenir une précision suffisante, il faut employer 10 à 20 mg. de sel, purifié et pesé avec le même soin que pour une détermination de poids atomique. À l'aide de ce sel, on constitue une solution principale dont on prélève une fraction connue pour obtenir une solution secondaire ; sur celle-ci, on fait directement des prises pour préparer des barboteurs.

On peut aussi déterminer la quantité de radium qu'on utilise pour la solution principale, par une mesure du rayonnement γ comparé à celui d'un étalon de radium, c'est-à-dire d'une ampoule scellée contenant une quantité déterminée de radium, telle qu'il s'en trouve dans les principaux Laboratoires de Radioactivité (§ 97) ; il n'est pas nécessaire, en ce cas, d'employer un sel aussi parfaitement pur que pour la pesée.

Les solutions étalons sont conservées dans des flacons fermés ou dans des ampoules scellées ; pour qu'elles se conservent sans altération, il est nécessaire de les préparer avec des soins minutieux en ce qui concerne la propreté des récipients et des réactifs. On peut aussi préparer un sel étalon, tel qu'un carbonate de baryum radifère obtenu à l'état de mélange parfait par précipitation dans des conditions convenables ; la concentration en radium est choisie de telle manière qu'une quantité de 1 à 2 décigrammes qu'on peut peser avec précision, convient pour un barboteur ; la dissolution à lieu dans celui-ci à l'aide d'une petite quantité d'acide chlorhydrique dilué.

Pour étalonner une chambre, on détermine le courant de saturation maximum qui y est produit par le radon accumulé pendant un temps déterminé dans une solution étalon et extrait de celle-ci par la méthode du barbotage à froid ⁽¹⁾.

Voici, à titre d'exemple, les données numériques relatives à l'appareillage utilisé à l'Institut du Radium de Paris :

Chambre d'ionisation cylindrique ; hauteur 12,5 cm., diamètre intérieur 6,7 cm., volume 440 cm³ ; l'électrode centrale est une tige de 3 mm. de diamètre qui arrive à un centimètre du fond. La chambre étant remplie d'air à la pression normale et à la température de 15°, le courant de saturation maximum par gramme de radium et heure de temps réduit est.

(1) Certains laboratoires fournissent des solutions étalons ou des échantillons de sel étalon pour les besoins extérieurs.

$I = 2,62 \cdot 10^4$ UES. Le courant de saturation maximum par curie est $I \times \theta$, étant la vie moyenne du radon ; on a $I \times \theta = 2,62 \times 10^4 \times 132,4 = 3,47 \cdot 10^6$ U. E. S.

On trouvera à la fin de ce volume des tableaux établis pour faciliter les calculs relatifs à la décroissance du radon et au dosage du radium par le radon dégagé (tableau 13 et 14, Appendice).

§ 50. Production et dégagement du thoron et de l'actinon.

Le thoron et l'actinon ont été moins étudiés que le radon, l'expérimentation étant rendue difficile par la brièveté de leur vie. Il a cependant été établi qu'une solution de thorium donne lieu à une production constante de thoron. Toutefois, il n'en est ainsi que si le thoron est en équilibre avec ses dérivés, en particulier avec le thorium X, parent direct du thoron.

Pour dégager le thoron et l'actinon, on a rarement recours à des solutions ; on emploie généralement des matières solides ; pour le thoron, l'hydrate de thorium contenant les dérivés de *Th* jusqu'au thorium X ; pour l'actinon, l'hydrate de terres rares contenant l'actinium, le radioactinium et l'actinium X. Ces matières relativement perméables, donnent lieu à un dégagement assez régulier de thoron ou d'actinon ; par calcination elles se transforment en oxydes peu perméables et le dégagement est considérablement réduit.

Il a été fait des essais de dosage de thorium et d'actinium par dégagement de thoron et d'actinon entraîné par un courant d'air régulier dans une chambre d'ionisation. La technique de ces dosages n'est pas encore aussi parfaite que dans le cas du radon et n'est pas entrée dans l'usage courant ; remarquons aussi que la mesure ne porte pas sur la substance mère principale, mais sur le parent direct thorium X ou actinium X, inconvénient qui n'existe pas dans le cas du dosage du radium par le radon.

§ 51. Préparation du radon pur. Spectre. Volume du curie.

Le radon a pu être isolé à l'état pur, fait de grande importance pour la science de la radioactivité. La préparation de radon relativement concentré est faite couramment pour l'usage scientifique ou médical, et il a été établi à cet effet une technique très perfectionnée.

On obtient le radon à partir d'une solution de chlorure ou de bromure de radium. Une telle solution donne lieu à un dégagement permanent d'oxygène et d'hydrogène, résultant de la décomposition de

l'eau par le rayonnement du radium et de ses dérivés (principalement les rayons α). On trouve aussi dans ce mélange gazeux de la vapeur d'eau, de petites quantités de gaz carbonés résultant de l'oxydation de traces de matières organiques (graisse à robinet), et enfin, en quantité minime, l'hélium produit par la transformation radioactive du radium et de ses dérivés et le radon produit par le radium.

Le volume du mélange tonnant formé par unité de temps dépend de l'utilisation des rayons dans l'appareil et par conséquent de la forme de celui-ci ; on peut indiquer comme ordre de grandeur 1 cm^3 de gaz formés par gramme de radium et par heure. La solution de radium étant enfermée dans un récipient vide d'air, la pression des gaz augmente progressivement, et l'on doit assurer leur évacuation régulière ; cependant, il peut arriver que cette pression devienne stationnaire par suite de la recombinaison de l'hydrogène et de l'oxygène (sous l'action des rayons également) faisant équilibre à la production. L'accumulation de radon a lieu suivant la loi indiquée plus haut (§ 48) jusqu'à la limite fixée par la quantité de radium.

Pour extraire le radon du mélange gazeux où il est contenu, on aspire ce mélange à l'aide d'une pompe à mercure dans un appareil de purification où l'on a fait le vide aussi parfaitement que possible. Cet appareil contient de la toile de cuivre et de l'oxyde de cuivre chauffés au rouge, pour absorber l'oxygène et l'hydrogène, de l'anhydride phosphorique pour absorber la vapeur d'eau, de la potasse pour absorber le gaz carbonique. Si le but de l'opération n'est pas l'obtention du radon pur, on se contente de recueillir le très faible résidu gazeux constitué par le radon, l'hélium et les traces d'impuretés ; pour cela on refoule ce résidu dans un tube capillaire qu'on peut séparer à l'aide d'un chalumeau. On peut aussi condenser le radon dans un tube capillaire fermé à un bout et plongeant dans un bain d'air liquide et séparer ce tube de l'appareil quand la condensation est terminée ; la condensation est mise en évidence par la luminosité du tube (pl. XX, fig. 3). Un schéma de l'appareil est représenté dans la figure 74.

Quand on se propose de préparer le radon pur, la purification doit être poursuivie d'une manière très complète, généralement dans un deuxième appareil de plus petit volume adapté au premier ; on doit ensuite séparer l'hélium du radon ; pour cela on condense ce dernier dans un tube maintenu à la température de l'air liquide et on enlève l'hélium en faisant le vide pendant un temps court sur le radon condensé. Aussitôt après la décondensation, le radon pur est refoulé à l'aide de mercure dans un tube capillaire ; on peut disposer l'expérience de manière à mesurer le volume du radon pur sous

une pression déterminée, et à photographier le spectre d'étincelle.

Le radon pur possède un spectre d'étincelle caractéristique dont voici quelques raies principales en $U. A^\circ$. (Rutherford et Royds).

3664,6	3982,0	4308,3	4625,9
3753,6	4018,0	4350,3	4644,7
3957,5	4166,6	4460,0	4681,1
3971,9	4203,7	4509,0	5582,2

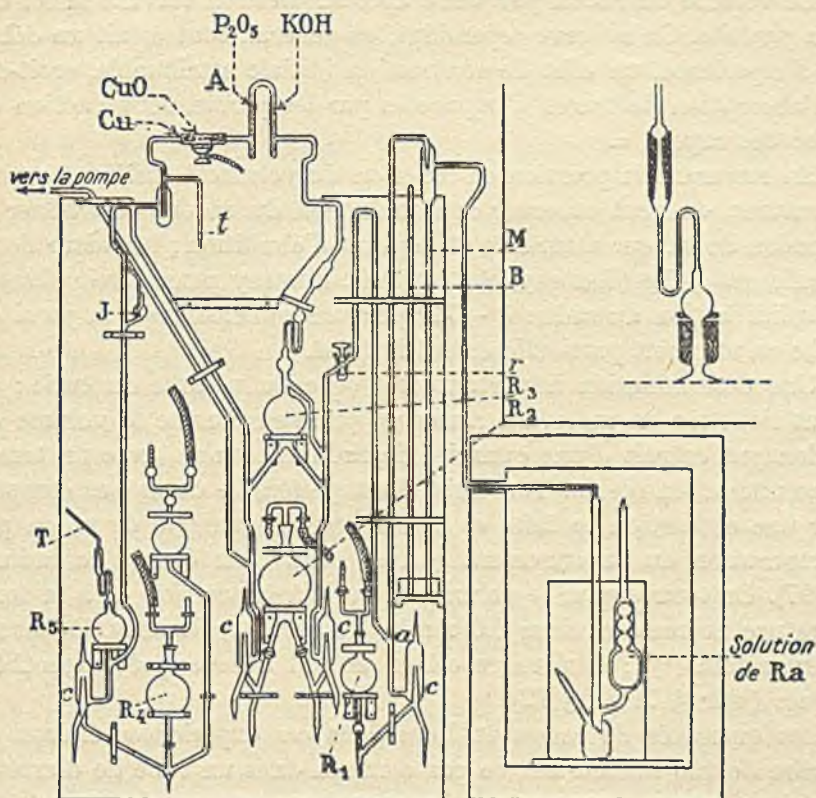


FIG. 74. — La solution de *Ra* est contenue dans un récipient de quartz protégé par un réservoir extérieur; *M* et *B* manomètre et baromètre pour mesurer la pression des gaz au-dessus de la solution; *R*₁, réservoir à mercure permettant de faire monter celui-ci, de manière à fermer en *a* la communication entre la solution et l'appareil de purification *A*, ou bien d'ouvrir cette communication, l'appareil *A* ayant été préalablement évacué; *r*, robinet d'admission des gaz dans l'appareil *A*; *R*₂ et *R*₃, réservoirs à mercure formant pompe pour l'aspiration des gaz et leur refoulement dans *A*; *J*, jauge pour mesurer la pression des gaz résiduels, après purification par les réactifs contenus dans l'appareil *A*; *R*₄ et *R*₅, réservoirs formant pompe pour l'aspiration des gaz purifiés et pour leur refoulement dans le tube capillaire *T*; *t*, tube capillaire qu'on peut immerger dans un bain d'air liquide pour condenser le radon; *ccc*, purgeurs pour éliminer les bulles d'air entraînées avec le mercure.

Ce spectre apparaît seul avec le radon pur fraîchement préparé. Mais comme la formation d'hélium se poursuit assez rapidement par suite de la transformation du radon et de son dépôt actif, on voit progressivement apparaître le spectre de l'hélium se superposant à celui du radon qui finit par disparaître en un temps de l'ordre d'un mois.

Le volume du radon pur varie avec la pression suivant la loi des gaz parfaits. On observe cependant, en général, tout à fait au début de l'expérience, un effet de contraction initiale attribuable, croit-on, à l'absorption de traces d'impuretés par les parois, sous l'action du choc des rayons α .

En mesurant la pression en fonction du volume à différentes températures, on peut observer la liquéfaction du radon, déterminer la pression de vapeur saturante et le point d'ébullition ; la valeur de ce dernier est -65° (Ramsay, Rutherford). Ramsay pense avoir observé la solidification du radon à -71° par rassemblement sur la paroi du tube en un point particulièrement brillant.

Une détermination importante est celle du volume du curie ; on peut l'obtenir en mesurant sous une pression connue le volume du radon pur extrait d'une quantité de radium connue, avec un temps d'accumulation connu. Toutefois, il est préférable de ne pas compter sur une extraction parfaite et de mesurer la quantité de radon par comparaison du rayonnement γ avec celui d'un étalon de radium (§ 97). On trouve pour le volume du curie à la pression et à la température normale environ $0,6 \text{ mm}^3$ [Rutherford, Ramsay, Debiérne, Wertenstein ⁽¹⁾] ; ce nombre est en accord avec les prévisions théoriques (voir § 71 et § 72).

Les quantités de radon utilisées dans ces expériences étaient de l'ordre de 100 millicuries ; ce gaz contenu dans un tube de diamètre intérieur 0,2 mm. occupe sous la pression atmosphérique une longueur de 2 mm. pour 100 millicuries.

Par suite de la formation progressive d'hélium, le volume doit augmenter à mesure que se détruit le radon, car pour un atome de radon détruit il y a émission successive de trois atomes d'hélium ; mais le phénomène se complique par l'occlusion dans la paroi d'une partie des atomes d'hélium projetés.

⁽¹⁾ Dans les expériences de Wertenstein, la mesure du coefficient d'amortissement d'un système oscillant était utilisée pour contrôler la pureté du gaz et pour déterminer la proportion d'impuretés.

CHAPITRE X

LES DÉPOTS ACTIFS

§ 52. Radioactivité induite. Caractères généraux. Dépôt actif.

On a désigné par le nom de *radioactivité induite* l'activité temporaire acquise par les substances qui séjournent dans le voisinage de composés du radium, du thorium ou de l'actinium. On peut activer ainsi des feuilles de papier ou des lames métalliques qui émettent alors un rayonnement complexe composé de rayons α , β et γ (1).

Les lois générales dont dépend ce phénomène sont les suivantes :

L'activation se produit par l'effet direct de l'une des trois émanations, radon, thoron, actinon, quand celles-ci, dégagées par la substance productrice, se trouvent au contact d'une paroi solide. Pour activer un corps, on peut, ou bien le placer dans un récipient clos contenant du thorium, du radium ou de l'actinium, ou bien l'exposer à un courant d'air chargé de l'une des trois émanations ; dans le cas du radon, il suffit d'aspirer celui-ci dans un récipient qui contient le corps à activer.

Si, à l'aide d'un dispositif convenable, nous maintenons constante la concentration de l'une des émanations dans un récipient, tous les objets placés dans ce récipient acquièrent la radioactivité induite ; cette *activation* augmente suivant une loi déterminée et tend vers une limite que l'on nomme *activation saturée*. La limite est atteinte en trois heures environ pour le radon et l'actinon, en trois jours environ pour le thoron. Le phénomène d'activation est indépendant de la nature de la matière activée (papier, métal, etc.).

Quand la matière activée est soustraite au contact de l'émanation, son activité évolue en fonction du temps suivant une loi déterminée, et finit par disparaître en un temps qui est du même ordre que celui qui est nécessaire pour obtenir l'activation saturée. La loi de désac-

(1) P. Curie et M. Curie, E. Rutherford et F. Soddy, A. Debierne.

tivation, comme celle de l'activation, est caractéristique de la substance activante et permet de la reconnaître sans ambiguïté.

Quand l'activation a lieu dans un gaz de densité normale, l'activité induite se concentre de préférence sur les corps chargés négativement ; dans un gaz raréfié on n'observe pas cette différence. Dans un gaz de densité normale, on observe aussi que l'activation d'une paroi solide est d'autant plus importante que l'espace libre devant cette paroi est plus grand, la concentration de l'émanation étant supposée uniforme.

Voici comment on interprète l'ensemble de ces phénomènes. La transformation des atomes de chacune des émanations donne lieu à la production d'atomes de matière radioactive solide, lesquels suspendus dans l'air se comportent comme une poussière extrêmement ténue, qui diffuse progressivement vers les parois solides et s'y fixe par adhérence, formant le *dépôt actif* de l'émanation correspondante. Dans un gaz raréfié, ces atomes qui sont projetés avec une certaine vitesse peuvent atteindre les parois du récipient directement. Dans un gaz de densité normale, ils sont arrêtés après un parcours très faible ; étant chargés, ils constituent alors des ions susceptibles d'être entraînés par un champ électrique. Chacun des trois dépôts actifs est complexe et leur composition est très analogue ; mais, dans le cas du radon, le dépôt actif à évolution relativement rapide, laisse un résidu nommé *dépôt actif à évolution lente* observable pendant des années ; dans le cas du thoron et de l'actinon on n'observe aucun résidu semblable.

§ 53. Evolution avec le temps du dépôt actif du radon : corps A, B, C.
Résidu à évolution lente : corps D, E, F.

Pour étudier l'évolution d'un dépôt actif, on active généralement une lame métallique sur une seule face, par exposition à l'émanation avec ou sans champ électrique ; le rayonnement de cette lame est ensuite étudié, en fonction du temps, dans une chambre d'ionisation, soit par la mesure du rayonnement total (rayons α), soit par la mesure du rayonnement pénétrant (rayons β et γ), les rayons α étant absorbés par un écran mince. La loi d'évolution observée dépend pour chaque dépôt actif du temps d'activation τ nommé aussi temps d'exposition, et du rayonnement utilisé.

Les courbes des figures 75, 76 et 77 représentent, en fonction du temps t , pour différents temps d'exposition τ , l'intensité I du rayonnement α , ainsi que celle du rayonnement β et γ d'une lame activée,

τ étant compris entre un temps très court et un temps suffisant pour l'activation saturée (¹).

Rayons α . — Si l'activation saturée a été atteinte (fig. 75, II), I décroît d'abord rapidement, de moitié en trois minutes, puis la décroissance se ralentit ; pour $t > 4$ heures, la loi de décroissance tend vers une loi exponentielle limite caractérisée par une diminution de moitié en 27 minutes. Si l'activation a été de très courte durée, la chute initiale rapide, relativement beaucoup plus importante, est suivie d'un palier ; la vitesse de décroissance augmente ensuite et tend

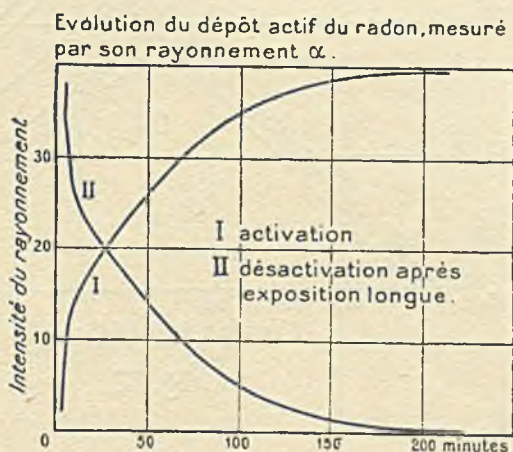


FIG. 75.

vers la même limite que pour l'exposition saturée (fig. 76). Pour les valeurs intermédiaires de τ , la courbe a une forme intermédiaire.

La courbe d'activation (fig. 75, I) est complémentaire de la courbe II de la même figure.

Rayons $\beta + \gamma$ (fig. 77). — La courbe relative à l'activation saturée ressemble à celle obtenue pour les rayons α , sauf dans sa partie initiale qui ne comporte pas de chute rapide, mais présente à l'origine une tangente horizontale. Quand l'exposition est courte, la valeur initiale de I est sensiblement nulle ; ensuite I augmente, passe par un maximum qui est atteint en une demi-heure environ, et commence à décroître. Les courbes qui correspondent aux valeurs intermé-

(¹) Ces courbes expérimentales sont données ici à titre d'exemple, leur forme pouvant varier dans certaines limites avec l'utilisation relative des rayons émis par les substances qui composent le dépôt actif.

diaires de τ ont une forme intermédiaire. La loi de décroissance finale est pour toutes ces courbes la même que dans le cas du rayonnement α .

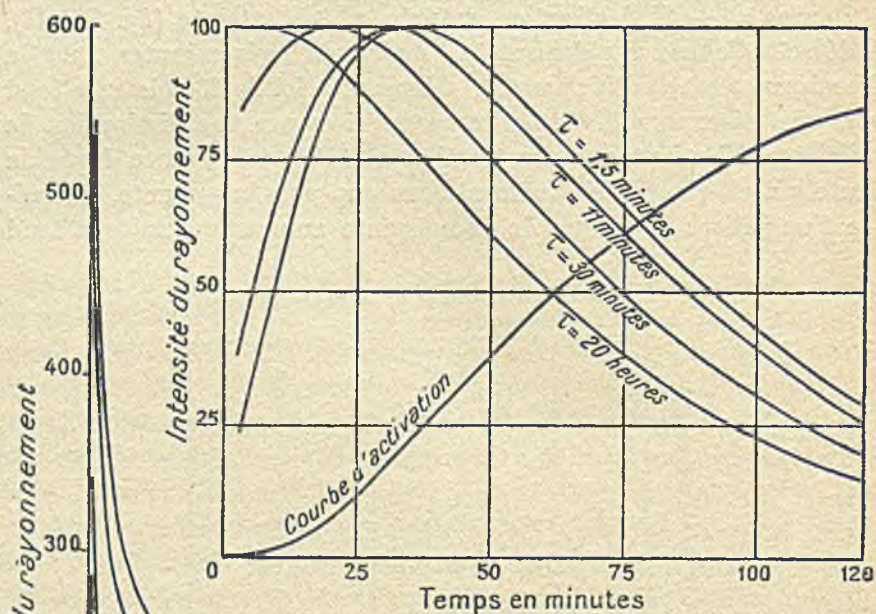


Fig. 77

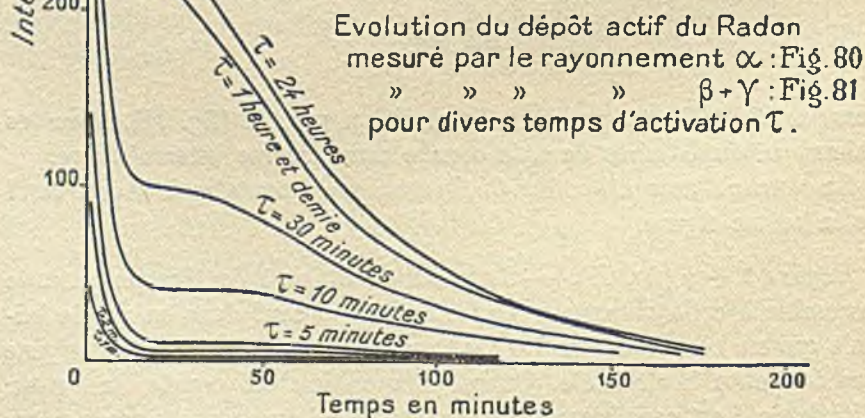


Fig. 76

Ainsi dans toutes les courbes d'évolution d'activité induite due au radium, on retrouve un caractère commun : la décroissance finale suivant une loi exponentielle de période 27 minutes. Quand on repré-

sente $\text{Log } I$ en fonction de $\frac{T}{t}$, toutes les courbes deviennent à la limite des droites parallèles (fig. 78).

L'étude des courbes ci-dessus montre que le dépôt actif du radon ne peut être considéré comme une substance radioactive simple. Pour les expliquer, on a admis que ce dépôt est formé de 3 substances : le *radium A* produit directement par le radon se transforme en *radium B* qui à son tour se transforme en *radium C*. Le radium A a une période de 3 minutes et émet des rayons α , le radium B dont la période est de 27 minutes émet des rayons β et γ ; le radium C dont la période est de 19,5 minutes émet des rayons α , β et γ . La chute initiale rapide du rayonnement α est due à la décroissance du radium A ; l'accroissement initial du rayonnement $\beta + \gamma$ après exposition courte résulte de la formation progressive du radium B et du radium C à partir du radium A seul déposé au début ; la loi exponentielle finale ($T = 27$ min.) correspond à un équilibre de régime qui s'établit entre les substances C et B du fait que la période du radium C est plus petite que celle du radium B (voir § 62).

On a reconnu ensuite que *RaC* est accompagné de dérivés résultant de deux modes de transformation. Pour la grande majorité des atomes, il y a formation de *RaC'*, avec émission de rayons β , mais un petit nombre d'atomes de *RaC* se transforme en *RaC''* avec émission de rayons α . Les dérivés *RaC'* et *RaC''* ont une vie très brève (§ 128).

On trouvera dans le Tableau 14, Appendice, les valeurs numériques précises relatives à l'évolution du dépôt actif du radon après exposition saturée.

Résidu à évolution lente. — L'observation de ce résidu est d'autant plus facile que l'activation a été plus prolongée et la quantité de radon plus importante. On constate qu'après la disparition du dépôt actif à évolution rapide dont il ne subsiste aucune trace après un jour, la lame activée émet encore un rayonnement α et β dont l'intensité

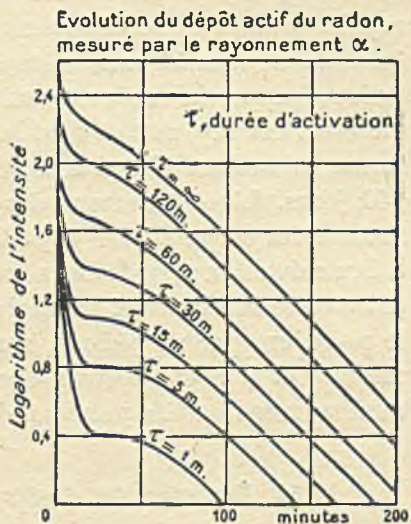


FIG. 78.

va en augmentant. Le rayonnement β atteint en un mois environ une limite qui paraît fixe ; le rayonnement α continue à augmenter pendant deux ans et semble se fixer également ; cependant, en prolongeant suffisamment les mesures, on a pu constater qu'après avoir passé par un maximum, aussi bien le rayonnement β que le rayonnement α décroissent très lentement.

On explique ces phénomènes de la manière suivante : le radium ($C + C' + C''$), dernier terme complexe du dépôt actif à évolution rapide, produit en se détruisant le radium D, substance à vie longue (période environ 22 ans) n'émettant que des rayons β sans pouvoir ionisant appréciable ; cette substance se transforme en radium E qui émet des rayons β et dont la période est 5 jours ; celui-ci se transforme en radium F qui émet des rayons α et dont la période est 140 jours. L'accroissement des rayons β et α correspond à la formation des corps E et F à partir de D, et la décroissance ultérieure a lieu suivant la période du radium D par suite d'un équilibre de régime entre cette substance et ses dérivés. Le radium F a été identifié avec le polonium par sa période, son rayonnement et ses propriétés chimiques, et il a été prouvé ainsi que le polonium contenu dans les minéraux radioactifs provient de la transformation du radium.

§ 54. Evolution des dépôts actifs du thoron et de l'actinon.

Cette évolution est représentée par les courbes des figures 79 et 80, pour diverses valeurs de τ . La loi d'évolution est semblable pour le rayonnement α , et pour le rayonnement pénétrant $\beta + \gamma$. Elle s'explique en admettant qu'en première approximation chaque dépôt actif se compose de deux substances : le thorium B et le thorium C, l'actinium B et l'actinium C. Ainsi que dans le cas du dépôt actif du radon, les substances B émettent seulement des rayons β et γ , tandis que les substances C, de vie plus courte que les substances B correspondantes, émettent des rayons α , β et γ ; le rayonnement pénétrant des corps B est d'ailleurs peu important. Si l'activation est saturée, le rayonnement reste d'abord stationnaire, puis diminue suivant une loi qui, à la limite, devient celle de la décroissance du corps B. Quand la durée d'activation a été courte, les corps B sont seuls présents au début, avec un rayonnement faible ; la formation progressive des corps C détermine une augmentation du rayonnement, suivie d'un maximum, puis d'une décroissance ; la loi limite est la même que pour l'activation saturée.

Evolution du dépôt actif du Thoron.

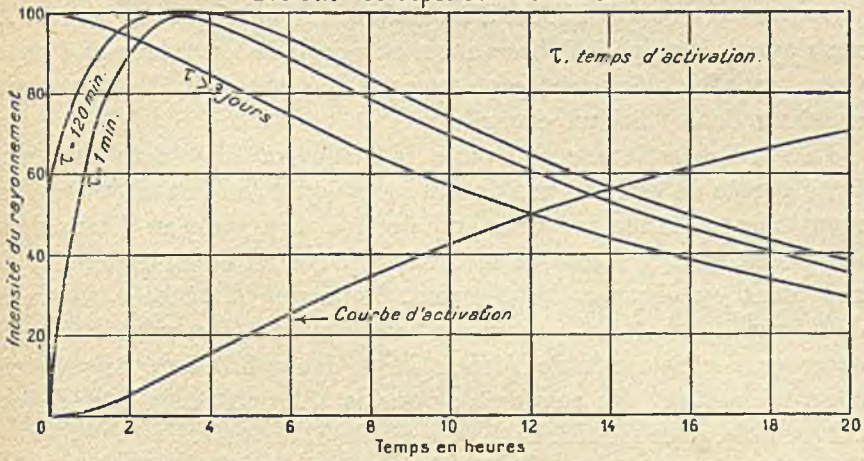


FIG. 79.

Evolution du dépôt actif de l'actinon

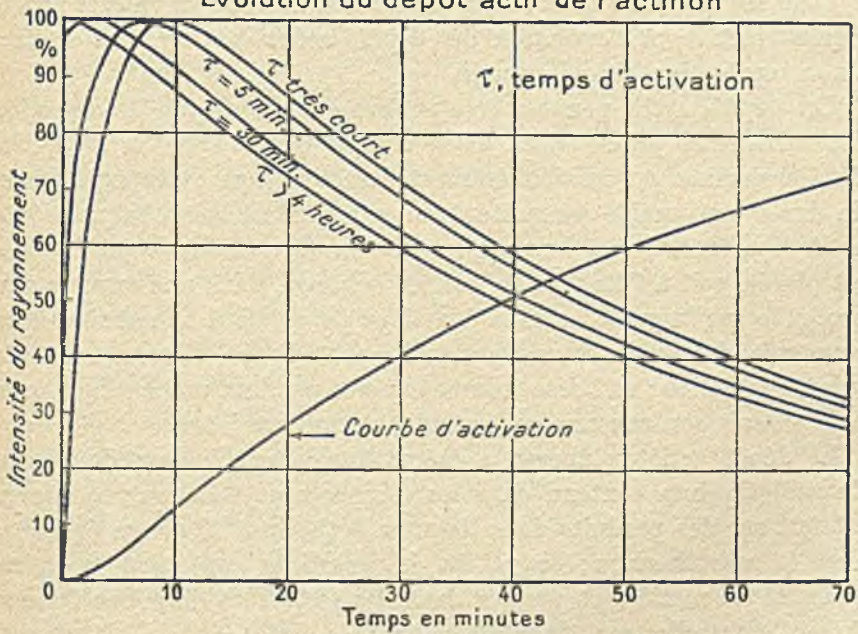


FIG. 80.

On a trouvé pour les périodes les valeurs suivantes :

{	Thorium B.....	T = 10,6 h.	{	Actinium B..	T = 36 m.
	— C.....	T = 60,5 m.		— C..	T = 2,16 m.

L'analogie dans l'évolution des trois dépôts actifs faisait prévoir l'existence d'un thorium A et d'un actinium A, analogues au radium A, mais ayant échappé à l'observation en raison de leur vie trop courte. On a, en effet, découvert ces corps par des procédés d'observations spéciaux dont voici un exemple :

La matière activante se trouve dans une nacelle placée dans une boîte percée de deux trous opposés par lesquels on fait circuler, d'un mouvement continu, un ruban qui s'active en passant au-dessus de la substance, puis, à l'issue de la boîte, agit sur un écran au sulfure de zinc dont on observe l'éclairement. Pour une distance convenable de l'écran à la boîte et pour une vitesse suffisante du ruban, on peut observer l'éclairement de l'écran dû à des substances de vie très courte, émettant des rayons α ; pour le thorium A, la période est 0,2 seconde, pour l'actinium A, elle est 0,002 seconde.

Les substances *ThC* et *AcC* se transforment comme *RaC*, en produisant les dérivés *ThC'* et *ThC''* *AcC'* et *AcC''*. L'analogie des trois dépôts actifs à évolution rapide est donc complète.

Dans les Tableaux 15 et 16, Appendice, on a donné les valeurs numériques relatives à l'évolution des dépôts actifs du thoron et de l'actinon après exposition saturée.

Les dépôts actifs peuvent être utilisés comme moyen de détection des substances productrices. Pour chaque dépôt actif, la loi limite de décroissance est particulièrement caractéristique ; des expériences de durée convenable permettent de reconnaître, soit chaque dépôt actif séparément, soit leur superposition. La substance productrice est placée, soit à l'état solide, soit en solution, dans une cuvette peu profonde sur laquelle la lame à activer est posée à la manière d'un couvercle, des précautions étant prises pour éviter le contact avec la substance active ; on laisse la lame exposée pendant un certain temps, puis on suit son rayonnement pendant plusieurs jours.

Le dépôt actif du thoron a été utilisé comme moyen de dosage du radiothorium contenu dans les composés de thorium ; le dosage est fait sur des produits dans lesquels le thorium X est en équilibre avec le radiothorium ; on utilise des solutions contenant la même quantité de matière et placées dans des récipients de même forme ; l'une d'entre elles sert de solution étalon.

§ 55. Propriétés chimiques et électrochimiques des dépôts actifs.
Distillation. Séparation des constituants.

Les dépôts actifs sont des matières solides présentes en quantité infinitésimale sur les corps activés ; en frottant la surface active avec du papier, on peut y transporter une partie de l'activité ; par frottement plus énergique, on l'enlève complètement.

On peut aussi séparer le dépôt actif de son support par dissolution dans les acides étendus ; si la lame active est en métal inattaquable, platine ou or, et qu'on la traite par l'acide nitrique ou chlorhydrique dilué, à chaud, le dépôt actif passe en solution.

Les constituants *A*, *B* et *C* de chaque dépôt actif ont des propriétés chimiques déterminées. De leur solution on peut les reprécipiter par divers réactifs en présence de substances susceptibles de déterminer leur « entraînement ». Ces expériences de précipitation et de cristallisation fractionnée permettent de juger des propriétés chimiques (voir § 118). Il a été prouvé ainsi que les trois substances *B* sont isotopes du plomb et les trois substances *C* isotopes du bismuth. Le radium *A* est isotope du polonium, et on admet qu'il en est de même pour le thorium *A* et l'actinium *A*. Dans le dépôt actif à évolution lente du radon, le radium *D* est isotope du plomb et le radium *E* du bismuth ; tandis que le polonium représente un type chimique nouveau (nombre atomique 84).

Les substances qui composent les dépôts actifs peuvent être extraites de leurs solutions par électrolyse, ou par dépôt sur un métal convenablement choisi plongeant dans la solution (Lerch). Les résultats obtenus sont en accord avec ceux qu'on peut prévoir d'après les propriétés chimiques.

Le dépôt actif recueilli sur un fil métallique ou sur une lame peut se volatiliser par chauffage ; si une paroi froide se trouve dans le voisinage immédiat, il s'y dépose par distillation.

Quand on exécute des opérations chimiques ou électrochimiques sur le dépôt actif et quand on le soumet à la distillation, il se fait en général une séparation partielle des constituants. Ainsi en plongeant une lame de nickel dans la solution chlorhydrique de l'un des dépôts actifs on obtient le dépôt d'une substance *C* à l'exclusion des substances *B*, ce qui est mis en évidence par la décroissance de la matière déposée ; de même dans la solution du dépôt actif à évolution lente, le radium *F* (polonium) se dépose sur l'argent, tandis que le radium *D* et le radium *E* restent en solution.

§ 56. Origine du dépôt actif. Phénomène de recul.

D'après la théorie des transformations radioactives, le radium A, premier constituant du dépôt actif, est le résidu d'un atome de radon après expulsion d'un noyau d'hélium sous forme d'un rayon α . En vertu de la conservation de la quantité de mouvement, ce résidu subit un effet de recul, la vitesse initiale qu'il reçoit est à celle du rayon α dans le rapport inverse des masses, soit environ 2 % ; il forme ainsi un projectile « rayon de recul », qui peut parcourir une distance notable dans un gaz raréfié, mais qui, dans l'air de densité normale, n'a qu'un parcours très restreint, de l'ordre d'un dixième de millimètre. Après épuisement de leur vitesse, les particules de *RaA*, chargées positivement, restent suspendues dans le gaz à l'état d'ion positifs ; elles peuvent subir la recombinaison avec les ions négatifs contenus dans le gaz ou être entraînées vers la cathode par un champ électrique.

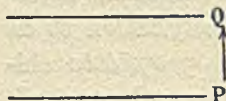


FIG. 81.

L'atome de radium B est de même produit par l'atome de radium A avec émission d'un rayon α et recul radioactif du résidu. Une lame métallique *P* fraîchement activée par le radon est une source de projection d'atomes de radium B tant que dure la destruction du radium A. Dans le vide les atomes de radium B projetés peuvent être reçus sur une lame *Q* placée en face de *P* ; si, au contraire, l'expérience est faite dans l'air normal, les atomes projetés sont arrêtés tout contre la plaque *P* à l'état d'ions positifs, et on peut également les recueillir sur la plaque *Q* à l'aide d'un champ électrique dirigé de *P* vers *Q* (fig. 81). Ainsi par l'un de ces deux procédés, on peut obtenir sur la plaque *Q* le radium B pur qui se transforme ensuite progressivement en radium C. La mobilité des ions de radium B, déterminée à l'aide d'une méthode de champ alterné (§ 7), est $K = 1,3$ cm./sec. dans l'air, et 5,6 cm./sec. dans l'hydrogène (champ en volt par cm.), tout à fait comparable à celle des ions positifs gazeux.

La théorie du recul radioactif a permis de découvrir des radioéléments à vie courte qu'on a recueillis par projection liée à l'émission de rayons α des corps *C* (Hahn et Meitner) ; ce sont le radium C'', le thorium C'' et l'actinium C'' qui accompagnent d'ordinaire les corps *C* qui les produisent, et auxquels on attribue un rayonnement β et γ .

Il existe aussi un phénomène de recul par émission de rayons β , mais la quantité de mouvement et l'énergie de l'atome qui recule sont

beaucoup plus faibles que dans le cas précédent ; aussi le phénomène est d'une observation beaucoup plus difficile.

L'analyse des courbes d'évolution du dépôt actif permet d'apprécier les nombres relatifs d'atomes des corps A , B et C qui se sont fixés sur une surface solide (§ 63). Quand l'activation est produite par le radon contenu entre deux plateaux rapprochés, entre lesquels est établi un champ électrique, le radium A est extrait du gaz à mesure de sa production et se dépose seul à la cathode, car RaB et RaC ne peuvent s'accumuler dans le gaz. Sur la cathode, on ne trouve alors que les quantités de RaB et de RaC qui résultent de la transformation de RaA déposé. Si, au contraire, la distance entre les plateaux est grande et le champ faible ou nul, les ions positifs de RaA se recombinaient avant d'atteindre la cathode, et poursuivent leur évolution radioactive dans le gaz ; celui-ci contient alors RaB et RaC à l'état d'ions dont certains viennent se déposer sur la cathode. Les courbes expérimentales correspondent fréquemment, en première approximation, aux conditions où RaA seul a été déposé, mais on a aussi mis en évidence le cas où le corps activé a reçu du gaz, non seulement RaA , mais aussi RaB et RaC . L'anode recueille généralement une petite proportion de dépôt actif, ce qui prouve que le gaz contient des ions négatifs de RaA ; un ion positif de cette substance peut donc, après neutralisation par recombinaison avec un ion négatif du gaz, capter un ion négatif ou un électron. Ces échanges sont d'autant plus actifs que l'ionisation est plus intense.

Quand la concentration des ions est grande, la force exercée sur eux par le champ, se transmettant au gaz, produit le phénomène de « vent électrique » qui modifie la répartition du dépôt actif.

Sous basse pression, l'activation a lieu par projection et RaA se dépose seul sur la surface exposée au radon, si les rayons de recul provenant de toutes les parties du gaz dilué peuvent atteindre cette surface.

Des considérations analogues s'appliquent aux dépôts actifs du thoron et de l'actinon. L'étude des rayons de recul est faite dans les §§ 76 et 87.

CHAPITRE XI

LA THÉORIE DES TRANSFORMATIONS RADIOACTIVES

§ 57. Loi exponentielle de transformation d'une substance. Mode de transformation.

La loi fondamentale de transformation d'une substance simple est telle que la quantité transformée par unité de temps est proportionnelle à la quantité existante; c'est là le caractère d'une réaction monomoléculaire irréversible.

Soit N le nombre d'atomes d'une substance radioactive simple au temps t , N_0 la valeur de N au temps zéro; on peut écrire :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \text{Log}_e N = \text{Log}_e N_0 - \lambda t,$$

où λ est un coefficient, caractéristique de la substance, nommé *constante radioactive*; c'est le coefficient angulaire de la droite qui représente la décroissance de $\text{Log}_e N$ en fonction du temps. Si l'on utilise les logarithmes décimaux, λ se déduit de l'équation :

$$\text{Log } N = \text{Log } N_0 - \lambda t \text{ Log}_e \quad \text{où } \text{Log}_e = 0,4343$$

La loi ci-dessus revient à considérer la transformation radioactive comme un effet du hasard atteignant successivement certains atomes, tandis que d'autres restent inaltérés. Le coefficient λ mesure, pour un atome, la *probabilité de transformation*, rapportée à l'unité de temps. Parmi les atomes qui constituent la substance, certains n'ont qu'une existence très courte, tandis que d'autres subsistent pendant beaucoup plus longtemps. On peut calculer leur *vie moyenne* θ . Si dN est le nombre d'atomes détruits entre les temps t et $t + dt$, ces atomes ont vécu pendant le temps t ; on a donc pour la vie moyenne des N_0 atomes :

$$\theta = -\frac{1}{N_0} \int_{t=0}^{t=\infty} t dN = \frac{1}{N_0} \int_{t=0}^{t=\infty} N dt = \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt$$

La vie moyenne caractérise un radioélément au même titre que sa constante radioactive.

La *période* T d'un radioélément, ou temps nécessaire pour la décroissance de moitié, est reliée à λ et θ par les relations :

$$\lambda T = \text{Log}_e 2 = 0,693 \quad T = \theta \text{Log}_e 2$$

On connaît deux modes de transformation radioactive : par émission de rayons α ou par émission de rayons β . Dans le premier cas, le noyau de l'atome primitif se transforme avec expulsion d'une particule α , noyau d'hélium animé d'une grande vitesse ; le fragment restant constitue le noyau d'un nouvel atome dont la masse atomique est inférieure de 4 unités à celle de l'atome primitif et la charge nucléaire inférieure de 2 unités. Dans le second cas, il y a émission d'un électron nucléaire formant un rayon β ; l'atome résultant a sensiblement la même masse que l'atome primitif, mais la charge nucléaire est augmentée d'une unité.

En général, un seul de ces deux modes de transformation est propre à une espèce donnée d'atomes radioactifs ; cependant, on a observé aussi quelques cas de transformations dites *multiples*, où les atomes d'une espèce se transforment dans une proportion déterminée, les uns avec émission de rayons α , les autres avec émission de rayons β . La constante radioactive globale est, en ce cas, la somme des deux constantes radioactives partielles.

Ainsi le rayonnement est intimement lié à la transformation radioactive et peut servir comme un indice de celle-ci. Le nombre de rayons α émis par une matière radioactive est égal au nombre d'atomes transformés ; il doit en être de même pour les rayons β primaires. Toutefois l'émission de rayons β s'accompagne en général de celle de rayons γ qui peuvent déterminer une émission de rayons β secondaires s'ajoutant aux rayons primaires en quantité proportionnelle (§ 91). Dans tous les cas, l'intensité du rayonnement d'une matière radioactive simple mesurée dans une chambre d'ionisation donnée peut être représentée par la formule :

$$I = k\lambda N$$

où k est le *coefficient d'activité* qui dépend de la nature du rayonnement et de son utilisation plus ou moins complète dans la chambre.

§ 58. Applications de la théorie de probabilité.
Fluctuations radioactives.

La loi exponentielle de transformation radioactive ayant le caractère d'une loi de probabilité est d'une application d'autant plus rigoureuse que le nombre d'atomes envisagé est plus grand ; entre la formule exponentielle et le phénomène observé, la théorie de probabilité prévoit des écarts nommés *fluctuations radioactives* (E. von Schweidler).

Considérons une substance radioactive pratiquement constante pendant la durée des observations et subdivisons le temps t en m intervalles égaux τ , de sorte que $t = m \tau$. Si $\lambda t N$ est le nombre total d'atomes transformés dans le temps t , sur le nombre total N , il y en aura en moyenne $\nu = \lambda \tau N$ de transformés dans le temps τ ; cependant le nombre de ceux qui ont été réellement transformés dans chacun des intervalles τ n'est pas en général égal à ν , mais à $\nu + \Delta$, où Δ représente l'écart

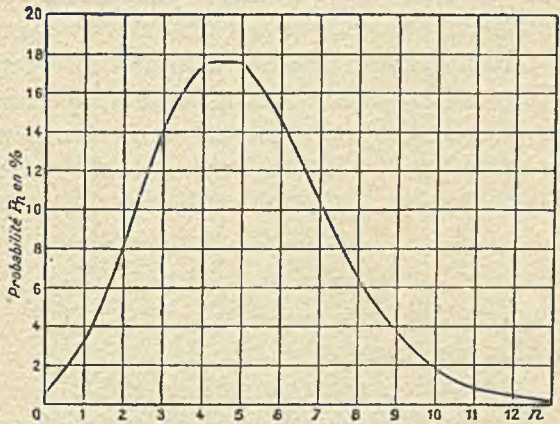


FIG. 82.

absolu ou la *fluctuation* ; les écarts Δ peuvent être positifs ou négatifs et leur somme est nulle. Pour caractériser l'importance des fluctuations, on considère la somme des carrés des écarts absolus Δ ou la somme des carrés des écarts relatifs $\epsilon = \Delta/\nu$. On démontre que :

$$\overline{\Delta^2} = \frac{\sum \Delta^2}{m-1} = \nu \qquad \overline{\epsilon^2} = \frac{\sum \epsilon^2}{m-1} = \frac{1}{\nu}$$

formules qui s'appliquent d'autant plus exactement que le nombre d'observations est plus grand. $\overline{\Delta^2}$ et $\overline{\epsilon^2}$ sont respectivement l'écart quadratique moyen et l'écart quadratique moyen relatif ; ν et $\frac{1}{\nu}$ sont respectivement les valeurs les plus probables de ces quantités.

La probabilité p_n de l'écart Δ , c'est-à-dire d'un nombre d'atomes

$n = \nu + \Delta$, transformés dans le temps τ , est donnée par la formule $p_n = \nu^n e^{-\nu}/n!$. La courbe qui représente p_n en fonction de n est donnée dans la figure 82 pour $n = 5$. Quand m est grand, cette formule devient

$$p_n = \frac{1}{\sqrt{2\pi\nu}} e^{-\frac{\Delta^2}{2\nu}} \quad (\text{loi des erreurs de Gauss}).$$

Plus généralement, soit $Z = N_0(1 - e^{-\lambda t})$ le nombre d'atomes transformés dans le temps t , conformément à la loi exponentielle, et $Z + \Delta$ le nombre de ceux réellement transformés dans une observation individuelle. Les valeurs les plus probables de Δ^2 et de ε^2 ($\varepsilon = \Delta/Z$), sont respectivement $\overline{\Delta^2} = Z \left(1 - \frac{Z}{N_0}\right)$; $\overline{\varepsilon^2} = \frac{1}{Z} - \frac{1}{N_0}$, se réduisant à Z et à $1/Z$ pour les petites valeurs de Z/N_0 .

On peut envisager le même phénomène sous un aspect différent. La théorie prévoit que les instants de transformation des atomes ne doivent pas se succéder à intervalles égaux, mais que ces intervalles sont irréguliers. Soit n_0 le nombre d'intervalles successifs compris dans le temps d'observations X et n le nombre de ceux d'entre eux qui dépassent le temps t ; on établit que :

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{t_m}}$$

où t_m est l'*intervalle moyen*, $t_m = X/n_0$. Ainsi les petits intervalles sont les plus nombreux et les grands intervalles sont rares.

L'observation des fluctuations radioactives a permis de vérifier les prévisions théoriques. On peut avoir recours soit à la mesure d'un courant d'ionisation, soit à l'enregistrement de la destruction des atomes.

Dans le premier cas, on mesure avec soin à l'aide d'un instrument aussi rapide que possible, le courant d'ionisation produit par une matière radioactive dont la quantité reste pratiquement constante pendant la durée des observations. Le nombre de rayons émis par unité de temps, et par conséquent le nombre d'ions produits serait constant s'il n'y avait pas de fluctuations radioactives; en réalité, l'intensité du courant subit des oscillations mises en évidence par les mesures successives. Ces oscillations s'observent facilement quand l'ionisation est due aux rayons α ; elles sont moins sensibles avec l'emploi des rayons β ou γ , car le nombre d'ions k par atome détruit est alors beaucoup plus petit, de sorte qu'une même intensité de courant i correspond à un nombre Z/t beaucoup plus grand d'atomes détruits par unité de temps. L'écart relatif sur i étant, d'après la

théorie, proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{Z}}$, est donc en ce cas beaucoup plus petit, et il en est de même pour l'écart absolu, à intensité i égale, proportionnel à $1/\sqrt{Z}$ ou à \sqrt{k} .

Donnons à titre d'exemple l'indication suivante : le courant produit par du polonium placé dans une chambre d'ionisation où les rayons α sont complètement absorbés a une intensité $I = 0,1$ UES qui correspond à l'émission de 1380 particules par seconde. Si la mesure totalise l'ionisation produite pendant 30 secondes, le nombre correspondant de rayons α est 41.400 ; l'écart le plus probable sur ce nombre est égal à sa racine carrée, soit 204, et correspond à une variation de courant de 5×10^{-4} UES, soit 0,5 % du courant mesuré.

Les fluctuations radioactives de courant observées expérimentalement, soit sur des mesures usuelles, soit à l'aide d'un appareil enregistreur, sont en accord avec les prévisions (Kohlransch, Geiger, Bormann, etc.). Ces expériences sont cependant d'une interprétation difficile. Un procédé plus direct consiste à observer les scintillations produites par les rayons α . Chaque scintillation correspond à la destruction d'un atome. La distribution du nombre de scintillations par intervalles de temps successifs est représentée par des courbes du type de celle de la figure 82 (Rutherford et Geiger).

Le procédé d'observation qui consiste à enregistrer la destruction de chaque atome a pu également être appliqué, grâce aux méthodes dont on dispose pour la numération des rayons α (§ 72). On obtient, en ce cas, un graphique sur lequel chaque émission d'un rayon est marquée par un crochet à début brusque le long de l'axe des temps ; la distance de deux crochets successifs est un intervalle d'émission, c'est-à-dire l'intervalle de temps entre la destruction de deux atomes successifs (pl. XI, fig. 1 et 2). Ayant mesuré un nombre suffisant de ces intervalles sur les graphiques expérimentaux, on peut les classer suivant leur longueur pour vérifier la formule de distribution. Un travail effectué sur dix mille intervalles d'émission de rayons α du polonium a donné une vérification très satisfaisante de la théorie (Marie Curie).

Ainsi qu'on le voit, les fluctuations radioactives limitent la précision des mesures du courant d'ionisation ; on diminue l'incertitude qui en résulte en prolongeant les mesures ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Dans l'étude expérimentale des fluctuations, il faut distinguer entre les méthodes qui permettent d'atteindre la totalité des rayons émis par une source, et celles qui font intervenir une partie des rayons, dans les limites d'un angle solide de faible ouverture. C'est dans le premier cas seulement que la fluctuation porte uniquement sur l'émission des rayons au cours du temps. Dans le second cas, elle porte aussi sur leur distribution dans l'espace.

§ 59. Invariabilité des constantes radioactives.
Hypothèses sur l'origine de la radioactivité.

Le caractère le plus frappant des constantes radioactives est leur indépendance des conditions extérieures. Il n'a été trouvé jusqu'ici aucun cas où une constante radioactive aurait été influencée avec certitude. A ce titre, ces constantes sont des étalons de temps ainsi que l'a fait remarquer Pierre Curie.

Les mesures faites en vue de rechercher des influences possibles portent, en général, sur le rayonnement. Dans certaines expériences, on cherche si un rayonnement pratiquement constant est modifié par divers agents ; dans d'autres on utilise le rayonnement pour étudier la décroissance d'une substance dans des conditions variées.

Des expériences déjà anciennes dont la précision peut être évaluée à 1 %, ont montré que le rayonnement de l'uranium ou du radium ne varie ni avec l'éclairement, ni avec la température, et que la décroissance du radon ne dépend ni de sa concentration, ni de la nature du récipient où il est contenu, ni de la température entre 450° et — 180° (H. Becquerel, Pierre Curie, E. Rutherford).

Parmi les très nombreuses expériences faites ensuite et qu'il n'est pas possible de décrire ici, quelques-unes ont été faites par des méthodes de précision permettant de déceler une faible altération des constantes. La méthode consiste, en général, à comparer le rayonnement de deux échantillons de matière radioactive dont un seul est soumis à l'action que l'on étudie ; la mesure, qui porte sur la différence de rayonnement des deux échantillons (méthode de compensation) atteint une précision particulièrement élevée quand on utilise le rayonnement γ très pénétrant. On a trouvé ainsi que le rayonnement d'un tube de radium (radium en équilibre avec le radon et les corps *A*, *B*, *C*) est le même à la température ordinaire et à la température de l'hydrogène liquide (précision 2 pour dix mille) (Marie Curie et Kammerlingh Onnès).

Le rayonnement n'est pas non plus modifié quand le radium est placé dans un champ magnétique intense (P. Weiss).

Certaines expériences se rattachent à des hypothèses précises sur l'origine de la radioactivité. On peut chercher la cause de la destruction d'un atome, soit dans sa structure intérieure, soit dans une intervention extérieure, généralement envisagée comme un rayonnement ultra-pénétrant, dont la source a été cherchée dans l'espace cosmique ou dans l'intérieur de la terre (Pierre Curie et Marie Curie, J. Perrin).

Pour ébranler la structure d'un atome radioactif, on a tenté l'emploi des rayons α , β , et γ des radioéléments eux-mêmes (1). D'autre part il a été fait des expériences pour découvrir l'action hypothétique de rayons excitateurs.

Parmi les essais d'irradiation citons les suivants : la décroissance du radon concentré (pression de Rn 0,5 atmosphère) contenu dans une petite sphère d'environ 0,2 mm³ de volume a été comparée à celle du radon 20 fois plus dilué contenu dans une ampoule allongée, dans l'idée de mettre en évidence l'action sur le radon concentré des rayons émis par lui-même et ses dérivés ; la loi de décroissance s'est montrée la même à la précision de un pour deux mille (Marie Curie). On a essayé encore l'action des rayons pénétrants du radium sur la décroissance du polonium (Marie Curie) et de l'uranium X (Hevesy), ainsi que celle des rayons α du polonium sur l'équilibre entre le radium D, le radium E et le radium F (Marie Curie) ; il n'a pas été trouvé d'effet, à la précision de un pour mille.

Pour rechercher des rayons excitateurs provenant du soleil, on a comparé l'activité de l'uranium à midi ou à minuit, pensant que les rayons excitateurs pouvaient être affaiblis en traversant la terre (Pierre et Marie Curie). D'autre part, l'activité de l'uranium a été mesurée dans une mine de 750 m. de profondeur (Elster et Geitel) ; la décroissance de l'uranium X a été comparée avec précision pour deux échantillons conservés respectivement aux altitudes 500 et 3.500 m. (Piccard et Stahel). Aucune différence n'a été observée (2).

§ 60. Problème de deux substances.

Ce problème consiste à évaluer la quantité d'une substance radioactive qui tout en obéissant à la loi de destruction spontanée est produite par sa substance mère. Soient N_1 le nombre d'atomes de la substance mère, N_2 celui de la substance dérivée, λ_1 et λ_2 les constantes radioactives respectives. On aura pour la première substance :

$$(1) \quad \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad N_1 = N_{1,0} e^{-\lambda_1 t}$$

où $N_{1,0}$ est le nombre d'atomes au temps $t = 0$.

(1) L'action des rayons α de grande vitesse a permis d'obtenir la transformation de quelques atomes légers (ch. XXI).

(2) Certains auteurs ont signalé dans le comportement des matières radioactives des anomalies qu'ils ont attribuées à une influence solaire ; ces faits demandent une étude plus approfondie.

Si chaque atome détruit de la substance 1 produit un atome de la substance 2, le nombre d'atomes de celle-ci formé par unité de temps est $\lambda_1 N_1$, tandis que le nombre détruit est $\lambda_2 N_2$; on a donc pour la vitesse d'accroissement :

$$(2) \quad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

équation d'un type bien connu dont l'intégrale est :

$$N_2 = N_{2,0} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{1,0}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}),$$

sous les conditions initiales $N_2 = N_{2,0}$ pour $t = 0$.

On voit que N_2 se compose de deux termes :

$$(3) \quad N_{2,1} = \frac{\lambda_1 N_{1,0}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}); \quad N_{2,2} = N_{2,0} e^{-\lambda_2 t}$$

Le terme $N_{2,2}$ représente ce qui reste au temps t de la quantité initiale de la deuxième substance, $N_{2,1}$ est la quantité de celle-ci formée, au temps t , à partir de la première substance. Alors que $N_{2,2}$ décroît suivant une loi exponentielle simple, $N_{2,1}$ suit une loi plus complexe; ce terme, nul au début, passe par un maximum pour un temps τ tel que :

$$e^{(\lambda_2 - \lambda_1)\tau} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

et décroît ensuite suivant une loi qui tend à la limite vers celle des deux lois exponentielles qui correspond à la plus petite des deux constantes λ_1 et λ_2 .

Deux cas sont alors à distinguer :

I) $\lambda_1 > \lambda_2$; à la limite, la substance 2 est seule présente, la substance 1 ayant disparu.

II) $\lambda_1 < \lambda_2$; les substances 1 et 2 coexistent jusqu'à leur destruction complète, et il s'établit entre elles un rapport limite constant tel que :

$$\lim \frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad \text{ou} \quad \lim \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

On dit alors qu'un *équilibre de régime* est atteint entre la substance mère 1 et son dérivé 2.

Si λ_1 est négligeable par rapport à λ_2 , cette relation devient :

$$\lim \frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$$

Le nombre d'atomes des deux substances qui se détruisent dans le même temps est alors le même, la production de la matière 2 compensant exactement sa destruction. On dit alors que les substances 1 et 2 sont en *équilibre radioactif* ; les nombres d'atomes N_1 et N_2 sont entre eux comme les inverses des constantes radioactives λ_1 et λ_2 , ils sont donc proportionnels aux périodes T_1 et T_2 .

Quand la substance 1 est pratiquement constante, on a :

$$(4) \quad N_2 = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Remarquons que la relation $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ existe d'une manière transitoire quand N_2 passe par un maximum ; formule (2) ; $dN_2/dt = 0$; elle pourrait être prise pour définition de l'équilibre radioactif.

Exemples : Le premier constituant du dépôt actif, *RaA*, *ThA* ou *AcA*, se détruit sur le corps activé en y abandonnant son premier dérivé, *RaB*, *ThB* ou *AcB*, la destruction de la substance mère étant dans ce cas plus rapide que celle du dérivé.

Le radium *A*, premier dérivé du radon, atteint avec celui-ci un équilibre de régime radioactif, la proportion des nombres d'atomes étant très approximativement celle des périodes.

Le radon, premier dérivé du radium, atteint avec celui-ci un équilibre ; les nombres d'atomes par curie de radon et gramme de radium sont proportionnels aux périodes. La formule d'accumulation du radon (voir § 48) est

$$q = \frac{p\Delta}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

on voit qu'elle a une forme identique à celle donnée dans la formule (4).

Dans le problème de deux substances, l'intensité I du courant d'ionisation produit par le rayonnement est donné par la formule :

$$(5) \quad I = k_1 \lambda_1 N_1 + k_2 \lambda_2 N_2$$

où k_1 et k_2 sont les coefficients d'activité qui caractérisent l'utilisation du rayonnement des substances 1 et 2 dans la chambre d'ionisation employée. On voit que I est une fonction linéaire de deux exponentielles, mais que l'importance relative des termes, et par suite la forme de la courbe $I = f(t)$ dépend du dispositif expérimental employé.

Dans le cas particulier où le rayonnement de la première substance est négligeable, I n'est proportionnel qu'à la quantité de la deuxième substance et sa variation ne dépend pas du dispositif expérimental.

On a représenté dans la figure 83 l'évolution de la substance 2 en présence de la substance 1. On a admis que, pour $t = 0$, le nombre d'atomes détruits par unité de temps pour chaque substance est

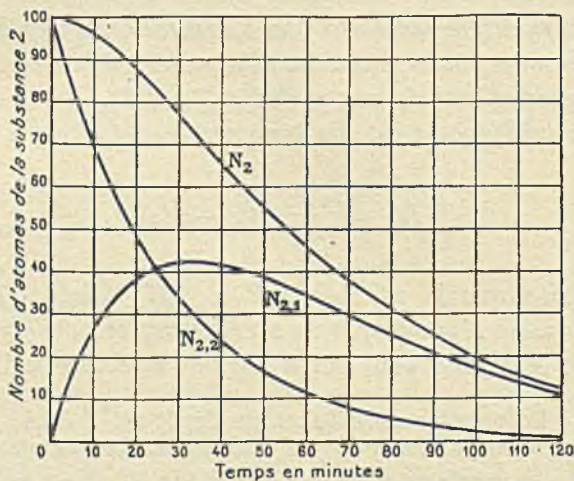


FIG. 83. — Courbes N_2 , $N_{2,1}$, $N_{2,2}$.

La courbe $N_{2,1}$ représente la formation de RaC à partir de RaB , la courbe $N_{2,2}$ la destruction du RaC initial. Les ordonnées de la courbe N_2 sont obtenues en ajoutant celles de $N_{2,1}$ et $N_{2,2}$.

le même $\lambda_1 N_{1,0} = \lambda_2 N_{2,0}$, cas de l'équilibre radioactif entre les deux substances. Les périodes utilisées correspondent au radium B et au radium C; la courbe obtenue N_2 ressemble à celle qui caractérise l'évolution du rayonnement du dépôt actif du radium (fig. 77, rayons β et γ exposition longue) ⁽¹⁾.

§ 61. Problème de trois substances. Problème de n substances.

Dans le cas de trois substances successives, il suffit de compléter le calcul précédent par les formules relatives à l'évolution de la troi-

⁽¹⁾ Plus exactement, la courbe N_2 représente l'évolution du rayonnement, si pour $t = 0$ RaB et RaC sont en équilibre radioactif (en absence de RaA), et si le rayonnement de RaB est négligeable par rapport à celui de RaC avec le dispositif de mesure employé. Ce cas est réalisable expérimentalement.

sième substance. Si un atome de la substance 3 résulte de la destruction d'un atome de la substance 2 on a :

$$(6) \quad dN_3 = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3$$

où N_2 est une fonction linéaire des exponentielles $e^{-\lambda_1 t}$ et $e^{-\lambda_2 t}$. La solution générale est une fonction linéaire de ces exponentielles, ainsi que de $e^{-\lambda_3 t}$; elle peut se mettre sous la forme :

$$N_3 = N_{3,1} + N_{3,2} + N_{3,3}$$

où $N_{3,3}$ est ce qui reste de la quantité $N_{3,0}$ présente à l'origine du temps, $N_{3,2}$ est la quantité produite à partir de $N_{2,0}$ et $N_{3,1}$ la quan-

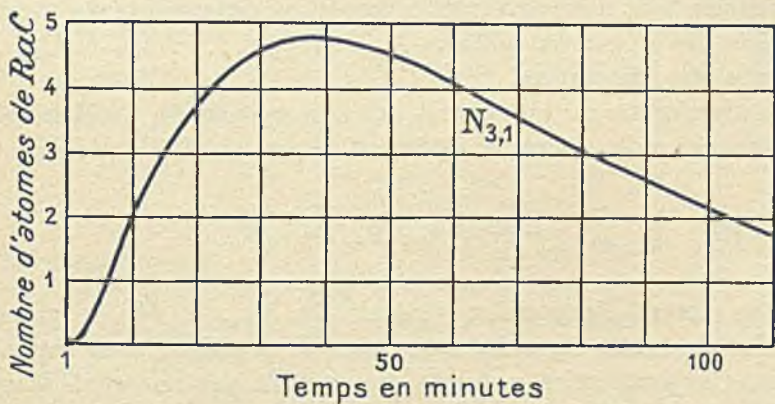


FIG. 84.

tité produite à partir de $N_{1,0}$ par l'intermédiaire de N_2 . Le calcul de $N_{3,3}$ et de $N_{3,2}$ correspond aux problèmes de une et de deux substances déjà traités ; il reste à calculer le terme $N_{3,1}$ solution de l'équation différentielle ci-dessus avec les conditions initiales $N_{2,0} = 0$, $N_{3,0} = 0$. On trouve :

$$(7) \quad N_{3,1} = \lambda_1 \lambda_2 N_{1,0} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right]$$

Ce terme, nul à l'origine, passe par un maximum, puis s'éteint suivant une loi qui, à la limite, se confond avec celle des trois exponentielles dont le coefficient est le plus petit. La courbe représentative se dis-

tingue de celle qui convient à $N_{2,1}$ en ce qu'elle est, à l'origine, tangente à l'axe des temps, la formation de N_3 à partir de N_1 étant retardée par la formation du corps intermédiaire N_2 ; la figure 84 représente une courbe de ce type, qui correspond à la formation de RaC à partir de RaA , par l'intermédiaire de RaB , $N_{3,1}$ étant le nombre d'atomes de RaC ainsi formés, en % du nombre initial total $N_{3,0}$, après activation saturée.

On voit facilement comment le calcul est généralisable pour le cas de n substances successives. Le nombre d'atomes N_n est une somme de n termes :

$$N_n = N_{n,1} + N_{n,2} + \dots + N_{n,n-1} + N_{n,n}$$

qui représentent respectivement la formation de la substance d'ordre n à partir des quantités initiales $N_{1,0}$, $N_{2,0}$, ..., $N_{n-1,0}$, $N_{n1,0}$, de chacune des substances.

Le premier terme est le seul qui corresponde au problème de n substances ; on le calcule en intégrant l'équation différentielle :

$$(8) \quad \frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n$$

où l'on connaît l'expression générale de N_{n-1} , et où les quantités initiales de toutes les substances, sauf la première, sont supposées nulles. On peut écrire ce terme directement par une généralisation évidente appliquée au terme $N_{3,1}$, formule (7),

$$N_{n,1} = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} N_{1,0} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} \right. \\ \left. + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2) (\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_n - \lambda_2)} \dots + \frac{e^{-\lambda_n t}}{(\lambda_1 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right]$$

C'est une fonction linéaire de n exponentielles, nulle pour $t=0$, passant par un maximum et décroissant ensuite suivant une loi qui se confond à la limite avec celle des exponentielles dont le coefficient est le plus petit ; l'ordre du contact de la courbe $N_{n,1} = f(t)$, avec l'axe des temps à l'origine, est d'autant plus élevé que n est plus grand.

Quand on doit envisager une transformation multiple donnant lieu à une bifurcation, il faut tenir compte de la proportion des atomes dont la destruction donne naissance à chacune des branches.

Pour un ensemble de n substances, l'intensité du rayonnement I mesurée dans une chambre d'ionisation est donnée par la formule

$$(10) \quad I = k_1 \lambda_1 N_1 + k_2 \lambda_2 N_2 + \dots + k_n \lambda_n N_n$$

Où k_1, k_2, \dots, k_n sont les coefficients d'activité qui, pour chaque substance, dépendent de la nature de son rayonnement et de son utilisation dans la chambre.

§ 62. Equilibre de régime. Equilibre radioactif.

Considérons le cas où la substance mère a une vie plus longue que tous ses dérivés ; l'exponentielle $e^{-\lambda_1 t}$ est la seule qui subsiste pratiquement à partir d'un certain temps dans la loi d'évolution de tous les dérivés, de sorte qu'il s'établit à la limite un rapport constant entre les quantités des dérivés et celle de la substance mère. Pour le dérivé d'ordre n , on a :

$$\lim \frac{N_n}{N_1} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1) (\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)}$$

L'ensemble de la substance mère et de ses dérivés décroît alors suivant la loi qui caractérise la substance mère et tout se passe comme si on était en présence d'une substance unique dont le rayonnement se compose, en proportion déterminée, de celui de la substance mère et de celui de chaque dérivé. Un tel état est un *équilibre de régime* entre la substance mère et les dérivés.

Ainsi le radon atteint en trois heures environ un équilibre de régime avec ses dérivés, RaA , RaB , RaC , et sa décroissance peut alors être suivie soit par le rayonnement total de ces corps, soit par le rayonnement pénétrant du dernier dérivé C (§ 44). Il y a d'autres cas où le régime s'établit si rapidement qu'il est pratiquement impossible d'observer le parent autrement qu'en équilibre avec son dérivé ; tel est le cas du thoron et de l'actinon que l'on observe toujours en présence de ThA et de AcA .

Quand on peut considérer la substance mère comme pratiquement constante pendant le temps des observations, et que l'on peut négliger sa constante radioactive par rapport à celle de ses dérivés, on dit qu'il y a *équilibre radioactif* ; les nombres d'atomes de diverses espèces se détruisant par unité de temps sont alors les mêmes, suivant les relations $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n$, et N_1, N_2, \dots, N_n sont proportionnels aux périodes T_1, T_2, \dots, T_n .

Tel est le cas du radium qui atteint rapidement (en un mois), l'équilibre radioactif avec le radon et les dérivés RaA , RaB , et RaC . C'est également en vertu d'un équilibre radioactif que les minéraux d'urane et de thorium contiennent avec ces substances leurs dérivés en quantités proportionnelles aux périodes.

Entre deux substances consécutives d'une famille, on peut envisager un équilibre transitoire réalisé au moment où la quantité du dérivé en formation passe par un maximum et où sa production compense sa destruction. Les quantités des deux matières sont alors entre elles comme les périodes.

La formation des dérivés en présence d'une substance mère pratiquement constante, obéit à la loi très générale des *évolutions complémentaires*. Envisageons la substance mère 1 et tous ses dérivés en équilibre radioactif ; dans cet ensemble, la quantité de chaque matière reste constante. Si l'on sépare de la substance mère la totalité des dérivés, on obtient deux systèmes *I* et *II* qui évoluent séparément, mais pour lesquels la somme des quantités de chaque constituant reste constante. Si donc dans le système *II* la quantité de l'un des dérivés évolue suivant la loi $q = q_{\infty} f(t)$ où q_{∞} est la quantité limite, la formation du même dérivé dans le système *I* aura lieu suivant la loi $q' = q_{\infty} [1 - f(t)]$ de sorte que la somme des deux ordonnées correspondantes q et q' reste la même. Un exemple d'évolutions complémentaires a été donné pour le radon (fig. 71).

Les calculs nécessités par l'application des formules relatives à plusieurs substances sont souvent laborieux. On peut les abrégier parfois en prenant en considération les équilibres de régime et en traitant comme une substance unique un radioélément qui est en équilibre avec ses dérivés dans les conditions de l'expérience. Ainsi la formation du polonium par le radium peut être traité comme un problème de trois substances, Ra , RaD et RaF , le radon et le dépôt actif à évolution rapide faisant un tout avec le radium, et le radium E avec le radium D (¹).

Pour certains radioéléments qui donnent lieu à des calculs fréquents, on a fait des tables numériques qui facilitent ces calculs (Tableaux 13 à 16 Appendice). A défaut de tables spéciales on peut avoir recours à une table générale donnant la valeur de e^{-x} en fonction de $x = \lambda t$ (Tableau 1, Appendice).

(¹) Ces approximations ne sont valables qu'après un intervalle de temps nécessaire pour la formation des corps intermédiaires, par exemple, $t > 1$ mois pour le système $Ra \rightarrow RaD \rightarrow Po$.

63. Application de la théorie à l'analyse des courbes d'évolution.

Une substance radioactive simple produit un courant d'ionisation I qui varie en fonction du temps, suivant une loi exponentielle simple, de sorte que la décroissance de $\log I$ est linéaire. Ce serait toutefois une erreur de conclure qu'on se trouve sûrement en présence d'une substance unique quand $\log I$ décroît linéairement. Nous avons vu en effet qu'un équilibre de régime entre une substance mère et ses dérivés successifs se traduit par une décroissance de l'ensemble selon la loi exponentielle qui caractérise la substance mère. Pour mettre en évidence la nature complexe d'un tel ensemble, il conviendra d'avoir recours à des essais de séparation par voie chimique ou par d'autres méthodes appropriées.

Si I est une fonction linéaire de plusieurs exponentielles, le nombre de celles-ci indique le nombre minimum de substances présentes. Examinons le cas de deux exponentielles correspondant à deux substances distinctes, selon la formule $I = k_1 \lambda_1 N_1 + k_2 \lambda_2 N_2$. Une des exponentielles s'éteignant plus rapidement que l'autre, la loi finale est une exponentielle simple et la décroissance finale de $\log I$ une loi linéaire qui correspond à la plus petite des deux constantes radioactives, par exemple, à λ_1 si $\lambda_1 < \lambda_2$.

a) Si les deux substances sont indépendantes et n'ont entre elles aucun lien de filiation, chacune décroît suivant une loi exponentielle simple, et l'on a

$$I = k_1 \lambda_1 N_{1,0} e^{-\lambda_1 t} + k_2 \lambda_2 N_{2,0} e^{-\lambda_2 t}$$

Pour $t = 0$ on a $I_0 = k_1 \lambda_1 N_{1,0} + k_2 \lambda_2 N_{2,0}$.

On peut poser $I/I_0 = p e^{-\lambda_1 t} + (1 - p) e^{-\lambda_2 t}$,

$$\text{avec } p = \frac{k_1 \lambda_1 N_1}{k_1 \lambda_1 N_{1,0} + k_2 \lambda_2 N_{2,0}}, \text{ soit } 0 < p < 1.$$

La loi limite est exprimée par l'équation :

$$\text{Log } J = \text{Log } J_0 - \lambda_1 t \text{ Log } e \quad J = J_0 e^{-\lambda_1 t}$$

qui permet de déterminer λ_1 et J_0 tel que $\text{Log } J_0$ est l'ordonnée à l'origine obtenue par extrapolation de la droite finale. Formons les différences $I - J$ et leurs logarithmes. Il vient

$$\text{Log } (I - J) = \text{Log } (I_0 - J_0) - \lambda_2 t \text{ Log } e$$

$$I - J = (I_0 - J_0) e^{-\lambda_2 t}$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{J_0}{I_0} e^{-\lambda_1 t} + \frac{(I_0 - J_0)}{I_0} e^{-\lambda_2 t} = p e^{-\lambda_1 t} + (1 - p) e^{-\lambda_2 t}$$

La méthode d'analyse employée permet donc de déterminer les constantes λ_1 et λ_2 ainsi que le paramètre p qui caractérise la proportion de rayonnement due à l'origine à l'une des substances, tandis que pour l'autre substance, la proportion est $(1-p)$. Soit $x = \frac{\lambda_2 N_{2,0}}{\lambda_1 N_{1,0}}$ le rapport initial des nombres d'atomes détruits par unité de temps et $y = k_2/k_1$ le rapport des quantités d'électricité libérées par atome détruit. On voit que $p = 1/(1+xy)$, de sorte que connaissant p on peut en déduire xy . Pour s'assurer que les deux substances sont simples et indépendantes, on effectue des essais de séparation et l'on en examine les produits. Pour connaître séparément

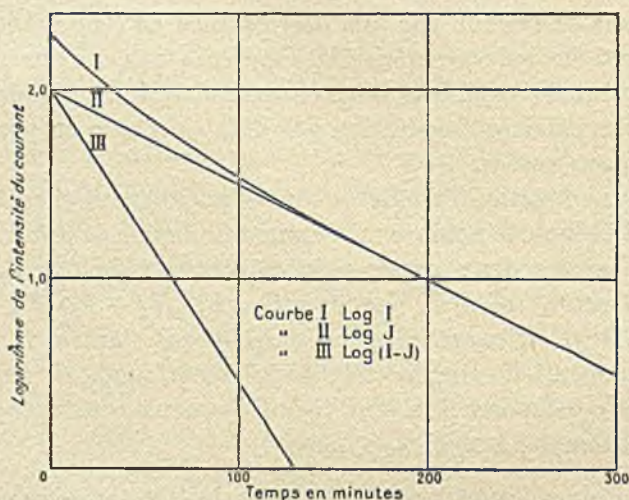


FIG. 85.

x et y , il est nécessaire d'avoir recours à une méthode qui permet de compter le nombre d'atomes détruits par unité de temps pour l'une des substances.

Dans la figure 85 on a représenté l'analyse d'une courbe pour laquelle $p = 1 - p = \frac{1}{2}$, les constantes λ_1 et λ_2 correspondant respectivement à *ThC* et *RaC*.

b) Si les deux substances au lieu d'être indépendantes, sont consécutives, on aura la relation

$$I = k_1 \lambda_1 N_{1,0} e^{-\lambda_1 t} + k_2 \lambda_2 \left[N_{2,0} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{1,0}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \right]$$

qui peut, comme précédemment, se mettre sous la forme (1)

$$\frac{I}{I_0} = p e^{-\lambda_1 t} + (1-p) e^{-\lambda_2 t}$$

(1) Dans le cas de deux substances consécutives, il peut arriver que le rayonnement, nul au début, augmente d'abord avec le temps. Au lieu de former le rapport I/I_0 on doit alors rapporter I à une autre valeur convenablement choisie, par exemple à l'ordonnée maximum.

où
$$p = \frac{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} y}{1 + xy}$$

Remarquons que λ_1 et λ_2 ainsi que x et y sont des valeurs positives quelconques, de sorte qu'au lieu d'être, comme dans le cas précédent, une fraction comprise entre 0 et 1, le paramètre p peut, dans le cas actuel,

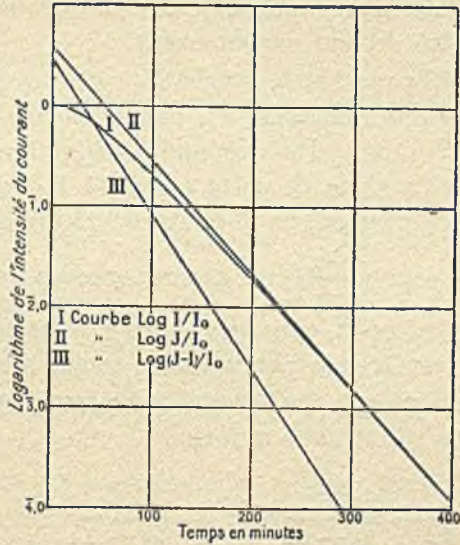


FIG. 86.

prendre soit des valeurs négatives, soit des valeurs positives plus petites ou plus grandes que 1. Le courant I sera donc donné, soit par la somme, soit par la différence de deux exponentielles; l'apparition de cette deuxième forme est une preuve qu'il y a production d'une substance par l'autre. (fig. 86). Pour faire l'analyse de la courbe $I = f(t)$, on procédera comme ci-dessus, mais il

pourra arriver que $J_0 > I_0$, le rapport $\frac{J_0}{I_0}$ étant égal à p quand $\lambda_2 > \lambda_1$ et à $1-p$ quand $\lambda_2 < \lambda_1$. L'analyse fournit, comme précédemment, les valeurs de λ_1 et de λ_2 ainsi que celles du paramètre p qui est une fonction de ces constantes, de x et de y .

Il conviendra ensuite d'effectuer des essais de séparation pour établir définitivement la filiation et l'ordre de celle-ci. Pour connaître x et y , on pourra avoir recours aux propriétés des équilibres radioactifs. Par exemple, si l'état initial est celui où il y a équilibre entre les deux substances du fait qu'elles ont été séparées ensemble d'une substance mère à vie longue, on a $x = 1$ et la détermination expérimentale de p fournit y . D'autre part, quand l'activité de la première substance par atome détruit est négligeable par rapport à celle de son dérivé, $p = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{1}{x}$ et la détermination de p fournit x .

Quand le courant d'ionisation I est une fonction de plus de deux exponentielles, l'analyse devient plus difficile. Elle consiste, comme ci-dessus, à soustraire d'abord la part de courant relative à celle des exponentielles qui persiste le plus longtemps, puis à reprendre sur le résidu une opération semblable et ainsi de suite. Il est, en général, nécessaire de procéder par approximations successives, et il y a toujours grand avantage à séparer, si possible, les constituants à l'état pur, pour déterminer indépendamment leurs constantes radioactives et la qualité de leur rayonnement.

Dans la figure 83 page 194 la courbe N_2 convient pour représenter en fonction du temps l'intensité du rayonnement α du radium C à partir d'un état initial qui correspond à l'équilibre radioactif avec le radium B. Par l'analyse de cette courbe à l'aide de la méthode indiquée ci-dessus (figure 86) on obtient les valeurs des constantes λ_1 et λ_2 et on trouve $p = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$ en accord avec les conditions $x = 1$, $y = \infty$, dont la première exprime que pour $t = 0$ les nombres d'atomes de RaB et RaC transformés par unité de temps sont égaux, tandis que la seconde indique que RaC émet des rayons α , et RaB n'en émet pas ⁽¹⁾. L'équation reçoit alors la forme :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t}$$

⁽¹⁾ La même condition est valable pour les rayons γ très pénétrants, RaB émettant des rayons β et γ d'un pouvoir pénétrant moyen.

CHAPITRE XII

INTRODUCTION A L'ÉTUDE DU RAYONNEMENT DES CORPS RADIOACTIFS

§ 64. Rayons α , β et γ . Séparation dans un champ magnétique. Pouvoir pénétrant.

Aussitôt après la découverte des radioéléments, les travaux simultanés de plusieurs auteurs ont établi l'existence des trois espèces de rayons α , β , γ : rayons corpusculaires à charge positive, rayons corpusculaires électroniques à charge négative et radiations électromagnétiques. Cette analyse a été effectuée par l'étude de l'absorption des rayons et de leur déviation dans un champ magnétique ⁽¹⁾.

On peut séparer les trois types de rayons par l'action d'un champ magnétique conformément au schéma représenté dans la figure 87. Soit un faisceau de rayons α , β , γ émis par un grain de sel de radium et canalisé par un petit tube de plomb. Si le trajet des rayons a lieu dans un champ magnétique uniforme d'intensité convenable, perpendiculaire au plan de la figure et dirigé vers l'arrière de ce plan, les rayons γ ne subissent aucune déviation, tandis que les rayons α sont légèrement déviés vers la gauche et les rayons β fortement incurvés vers la droite.

Quand il y a émission simultanée de rayons α , β et γ , par une matière radioactive, ou par un groupe de telles matières, l'énergie totale du rayonnement α est, en général, considérablement plus grande que celle du rayonnement β et γ . Dans une chambre d'ionisation de dimensions courantes, où les rayons peuvent parcourir dans l'air quelques centimètres à partir de la source avant d'atteindre la paroi,

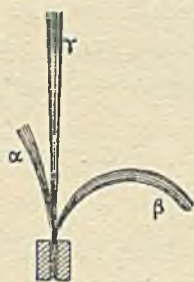


FIG. 87.
Schéma α , β , γ .

⁽¹⁾ On trouvera un exposé de l'enchaînement de ces travaux dans le *Traité de Radioactivité*. M. Curie, Paris, 1910.

l'ionisation produite est presque entièrement attribuable à l'absorption des rayons α , tandis que la contribution des rayons β ne dépasse guère 1 %, celle des rayons γ étant encore plus faible.

Il est cependant facile de faire disparaître, malgré son intensité, l'effet ionisant des rayons α , en recouvrant la matière active d'un écran mince, feuille de papier ou feuille d'aluminium d'un dixième de millimètre d'épaisseur, que les rayons α sont incapables de traverser ; les rayons β , au contraire, peuvent traverser plusieurs millimètres d'aluminium et les rayons γ peuvent agir au travers de plusieurs centimètres de matière dense comme le plomb.

En comparant le pouvoir pénétrant des rayons α , β et γ à celui des rayonnements correspondants émis dans un tube de Crookes, on constate que les rayons α sont beaucoup plus pénétrants que les rayons positifs de ces tubes, ce qui laisse prévoir une vitesse d'émission plus grande. De même, les rayons β sont dans l'ensemble plus pénétrants que les rayons cathodiques et les rayons γ le sont plus que les rayons X, ce qui correspond, dans le premier cas, à une plus grande vitesse, dans le second cas à une plus grande fréquence. Remarquons cependant que l'émission des corps radioactifs est hétérogène et comprend aussi des rayons β et γ très absorbables.

§ 65. Procédés d'étude du rayonnement. Méthode de détection de rayons isolés.

Pour l'étude des rayons α , β et γ on emploie les mêmes méthodes que pour celle des rayons produits dans les tubes de Crookes. Les procédés les plus usuels consistent à mesurer l'ionisation produite dans l'air ou dans d'autres gaz (méthode électrométrique), à recevoir les rayons sur une plaque sensible (méthode radiographique) ou sur un écran phosphorescent.

Un intérêt tout particulier s'attache à la possibilité d'observer individuellement les rayons corpusculaires. On peut obtenir ce résultat par plusieurs méthodes, dont chacune fournit un moyen de *numération* des rayons émis en un temps donné ; nous allons signaler les procédés actuellement employés pour la détection individuelle.

Scintillations. — Les rayons α , β et γ excitent la luminosité des substances fluorescentes ou phosphorescentes telles que le platino-cyanure de baryum ou le sulfure de zinc. La luminosité produite par les rayons β et γ paraît continue même quand on l'examine au microscope. Les rayons α au contraire, produisent une luminosité qui,

examinée avec un microscope à faible grossissement, paraît discontinue : on aperçoit sur l'écran un fourmillement de points lumineux dont chacun ne persiste que pendant un temps très court et que l'on nomme *scintillations* ; chacune d'entre elles est attribuable à l'arrivée d'un seul rayon α sur l'écran phosphorescent.

La matière phosphorescente la plus fréquemment employée pour observer les scintillations est le sulfure de zinc qui a subi une préparation spéciale et qui doit contenir à l'état de trace un métal convenablement choisi, généralement le cuivre, auquel on donne le nom de phosphogène ; on a aussi employé la willemite et le diamant, mais les scintillations obtenues sont plus faibles. L'observation des scintillations a lieu, soit dans l'obscurité complète, soit à une lumière rouge extrêmement faible.

Détection par l'effet ionisant. — La quantité d'électricité libérée dans une chambre d'ionisation par le passage d'un rayon α est beaucoup plus grande que celle que peut fournir un rayon β ; cependant elle atteint au maximum une valeur de l'ordre de 10^{-4} UES, pour laquelle les appareils électrométriques usuels ne donnent pas de déviation appréciable. On peut, néanmoins, la mettre en évidence à l'aide de méthodes électrométriques qui utilisent le phénomène d'ionisation par choc ou des dispositifs d'amplification convenables. La description de ces méthodes est donnée dans le § 72 ; elles peuvent s'appliquer aussi à la détection de rayons β et même à celle de rayons γ qui agissent par l'intermédiaire de leurs rayons secondaires, photoélectrons ou électrons de choc (§§ 29 et 30).

A l'aide d'électromètres d'une sensibilité exceptionnelle, on réussit à déceler l'effet ionisant d'un rayon α , sans le secours d'un procédé d'amplification.

Méthode des trajectoires de brouillard. — Cette méthode déjà signalée précédemment (§ 11.) et due à CTR. Wilson, permet de matérialiser, en quelque sorte, la trajectoire d'un rayon α ou β . Quand on fait pénétrer les rayons dans de l'air qui contient de la vapeur d'eau à un degré de sursaturation convenable, une gouttelette se forme aussitôt sur chaque ion, et si le gaz est fortement éclairé, les files de gouttelettes disposées le long des trajectoires sont rendues visibles par la lumière qu'elles diffusent ; elles peuvent aussi être photographiées. On constate que les rayons α ont des trajectoires rectilignes, sans solution apparente de continuité en raison de la grande densité linéaire des gouttelettes formées ; ces trajec-

toires ont une longueur de quelques centimètres et se terminent brusquement. Les trajectoires des rayons β sont formées de points plus ou moins espacés et sont fréquemment incurvées. Les rayons γ (de même que les rayons X) ne marquent pas leur propre trajectoire ; le trajet d'un faisceau étroit est révélé par les trajectoires de rayons β qui prennent leur point de départ le long du faisceau (photoélectrons ou électrons de choc).

L'appareil se compose essentiellement d'un récipient cylindrique C fermé par une glace plane G (fig. 88) ; on y produit une détente par la descente

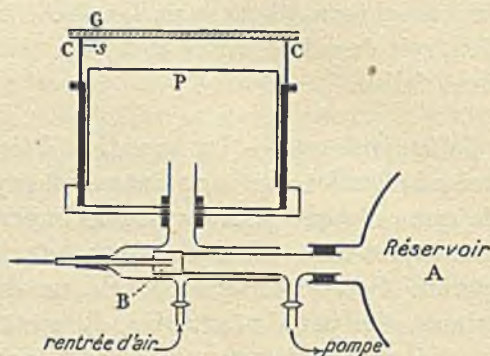


FIG. 88.

brusque d'un piston également cylindrique P dont la face supérieure est humide ; il en résulte une sursaturation momentanée de la vapeur d'eau contenue dans le cylindre C . Si, à cet instant, des rayons α ou β traversent la chambre, les trajectoires sont rendues visibles pour un réglage convenable du degré de détente. On obtient celle-ci en agissant sur la soupape B , de manière à faire communiquer l'espace situé sous le piston avec un réservoir A où on a fait un vide partiel. La source de rayons S est placée, soit à l'intérieur de la chambre à détente, soit à l'extérieur de celle-ci ; dans ce dernier cas, les rayons pénètrent dans la chambre au travers d'un orifice ménagé dans la paroi et fermé par une feuille mince (métal, mica, etc.) à joint étanche. A l'aide d'un obturateur, on règle l'instant et la durée de l'admission.

Autres méthodes d'observation et de numération. — L'action des rayons sur les plaques sensibles est couramment employée pour l'étude de la déviation magnétique et électrique des rayons α et β . Elle est aussi utilisée pour des mesures d'intensité, à l'aide d'un microphotomètre.

On a fait de nombreux essais pour déceler l'effet individuel d'un rayon sur une plaque sensible ; la difficulté consiste à distinguer sur le cliché vu au microscope les grains qui ont été impressionnés par un

rayon, parmi les effets parasites toujours présents quel que soit le soin apporté à la manipulation des plaques. Cependant les rayons α qui pénètrent dans la couche sensible sous une incidence très oblique produisent une file de grains qui permettent de reconnaître leur trajectoire (pl. XXII, fig. 1 à 4).

L'intensité d'un rayonnement α ou β peut être mesurée non seulement par l'ionisation produite mais aussi par la charge transportée ; ce deuxième procédé est beaucoup moins utilisé étant moins sensible. La mesure de la charge peut servir pour la numération des rayons, parce que l'on sait que la charge d'un rayon β est égale à $(-e)$, celle d'un rayon α à $(+2e)$, e étant la charge élémentaire. La mesure de la charge des rayons ne peut être faite correctement que dans le vide.

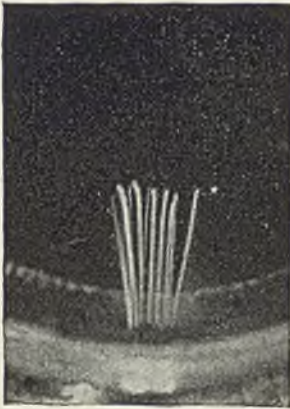


FIG. 1.

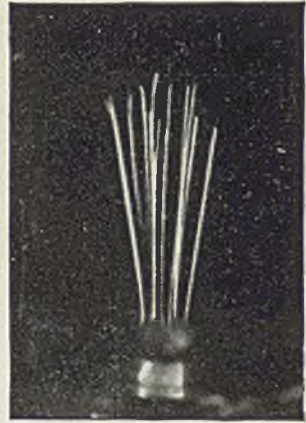


FIG. 2.

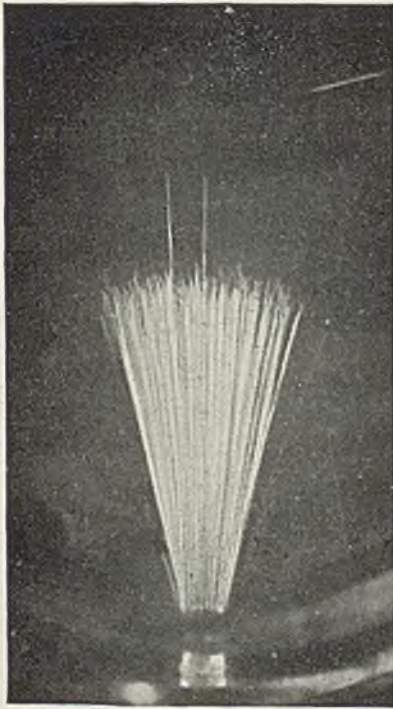


FIG. 3.



FIG. 4.

Rayons α issus d'une source de petites dimensions et canalisés dans un plan (Irène Curie).

Fig. 1. — Source *Po*. Un groupe de rayons α .

Fig. 2. — Source *Rac*. 2 groupes de parcours peu différents.

Fig. 3. — Source *Ac* (*C* + *C'*) On voit 2 rayons α de *Ac C*.

Fig. 4. — Source *RTh* accompagné de ses dérivés *ThX*, *Tn*, *ThA*, *ThC* + *C'*. Six groupes.



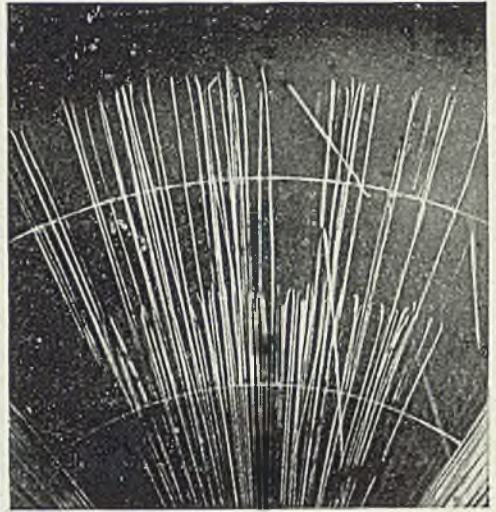
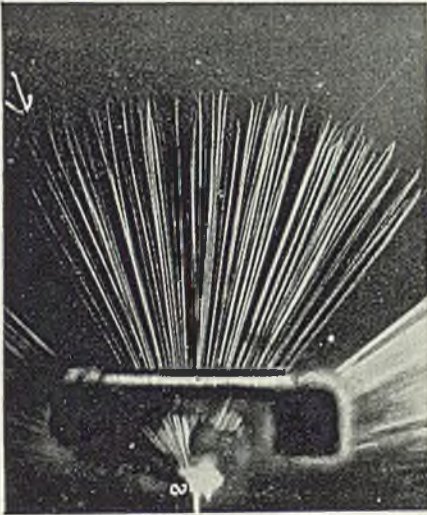


FIG. 1. — Rayons α du polonium.

FIG. 2. — Rayons α de RaA et de RaC' .

Rayons α issus d'une source ponctuelle et canalisés dans un plan (Irène Curie).
 Dans la figure 2, on voit quelques rayons ayant leur origine dans le gaz et provenant
 de traces de radon.



FIG. 3. — Détente dans l'air.

FIG. 4. — Détente dans CO_2 .

Rayons de long parcours émis par $Th (C+C')$. Groupe de 11,5 cm.
 (L. Meitner et K. Freitag).

CHAPITRE XIII

LES RAYONS α .

§ 66. Absorption. Parcours dans l'air. Courbe d'ionisation. Groupes de rayons.

Quand on observe le rayonnement d'une substance radioactive telle que le polonium qui n'émet pratiquement que des rayons α ⁽¹⁾, un caractère frappant est la manière brusque dont ce rayonnement est absorbé dans l'air et s'arrête à 4 cm. environ de la source, suggérant l'idée de projectiles pouvant fournir dans l'air un trajet limité jusqu'à épuisement de leur vitesse (Marie Curie). On peut, de plus, montrer que le trajet de chaque rayon est rectiligne et que tous les trajets sont très approximativement égaux, à condition que la matière radioactive qui sert de source soit déposée sur un support en couche infiniment mince ne pouvant exercer par elle-même aucune absorption. Ainsi, il est à présumer que tous les rayons sont émis avec la même vitesse, et que leur énergie est progressivement absorbée suivant la même loi lors du passage dans la matière.

Pour mettre en évidence ce « parcours » défini des rayons α , on peut employer comme source une lame d'argent sur laquelle on a déposé du polonium ; en approchant progressivement dans l'obscurité un écran au sulfure de zinc on observe que l'apparition de la luminosité se produit très brusquement quand la distance de l'écran à la source est 3,9 cm. dans l'air à la pression normale et à la température de 15°.

Une autre méthode particulièrement instructive est celle des trajectoires de brouillard de Wilson, avec un dispositif qui utilise des rayons émis par une source de très petites dimensions et canalisés dans un plan (Irène Curie). Les rayons émis sont photographiés sur une plaque parallèle au plan qui les contient. L'image obtenue a l'aspect d'un éventail formé par des trajectoires rectilignes qui

(1) Son faible rayonnement γ étant négligeable dans la plupart des expériences.

partent de la source et qui ont très approximativement la même longueur (pl. VII, fig. 1 et pl. VIII, fig. 1).

Pour étudier l'absorption progressive des rayons α dans l'air, Bragg et Kleeman ont employé la méthode suivante : un faisceau de rayons α issu d'une couche infiniment mince de matière radioactive est canalisé de manière à utiliser seulement les rayons sensiblement perpendiculaires à la surface d'émission. Soit i le courant de saturation relatif aux ions produits sur une petite portion ϵ du faisceau et rapporté à l'unité de longueur ; i est par définition le *pouvoir*

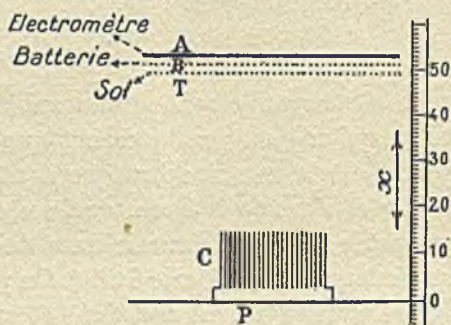


FIG. 89.

ionisant et la courbe qui représente i en fonction de la distance à la source se nomme *courbe d'ionisation* (ou *courbe de Bragg*).

La matière radioactive, en couche infiniment mince, est placée sur un plateau P (fig. 89) ; les rayons issus de cette source sont canalisés à l'aide d'une série de tubes parallèles C et reçus dans une chambre d'ionisation formée par un plateau A relié à l'électromètre et une toile métallique B portée au potentiel V . Si l'expérience est faite dans les conditions ordinaires de température et de pression, la profondeur de la chambre (distance du plateau A à la toile B) ne doit pas dépasser 2 à 3 mm. Les rayons qui pénètrent dans la chambre ont une direction approximativement perpendiculaire aux plans P , A et B . Le courant d'ionisation mesuré correspond à une portion du parcours du faisceau, limitée par la toile B et le plateau A ; pour éviter que les ions produits au-dessous de la toile B ne puissent pénétrer par diffusion dans la chambre, on adjoint à celle-ci une toile de protection T reliée au sol. En mesurant le courant d'ionisation I , obtenu pour diverses valeurs de la distance x entre la source et le milieu de la chambre, on construit la courbe qui représente, en fonction de x , le pouvoir ionisant moyen du faisceau relatif à la portion de parcours déterminée par la profondeur l de la chambre. A l'aide de corrections appropriées, on peut en déduire la courbe $i = f(x)$, relative au cas limite d'une chambre d'ionisation infiniment étroite ⁽¹⁾. Par suite de la présence du canaliseur, l'expé-

(1) Voir M. Curie, *Traité*, II, p. 113.

rience ne peut être réalisée que pour les valeurs de d supérieures à une certaine limite, qui est d'environ 15 mm. pour les mesures faites dans l'air atmosphérique ; mais à l'aide de dispositifs qui seront indiqués plus loin, on peut abaisser cette limite et déterminer la forme de la courbe jusque vers l'origine.

La figure 90 représente la courbe d'ionisation que l'on obtient en utilisant comme source un sel de radium en équilibre radioactif avec le radon et le dépôt actif, disposé sur le plateau P en couche aussi mince que possible.

On a admis que cette courbe correspond à la superposition des effets ionisants de quatre groupes de rayons α émis respectivement par les quatre radioéléments : Ra , Rn , RaA , RaC . Quand on se rapproche de la source la valeur de i subit des augmentations brusques chaque fois qu'un nouveau groupe pénètre dans la chambre, ce qui a lieu pour les abscisses OP_4 , OP_3 , OP_2 , OP_1 qui mesurent les parcours R_4 , R_3 , R_2 , R_1 . On trouve ainsi : $R_1 = 3,3$ cm. (radium), $R_2 = 4,1$ cm. (radon), $R_3 = 4,7$ cm. (radium A), $R_4 = 7,0$ cm. (radium C), valeurs approchées pour l'air à la pression et température ordinaires.

On obtient une courbe d'ionisation de forme plus simple en utilisant une matière radioactive qui n'émet qu'un seul groupe de rayons α , par exemple le radium privé de ses dérivés, figure 90, II. La forme est encore mieux définie quand la substance est en couche infiniment mince. Tel est le cas du dépôt actif du radon ⁽¹⁾ ; après extinction du radium A, les rayons α proviennent uniquement du radium C, ou, plus exactement, de son dérivé à courte vie RaC' ⁽²⁾. La courbe d'ionisation est représentée dans la figure 91, I. On voit que le pouvoir

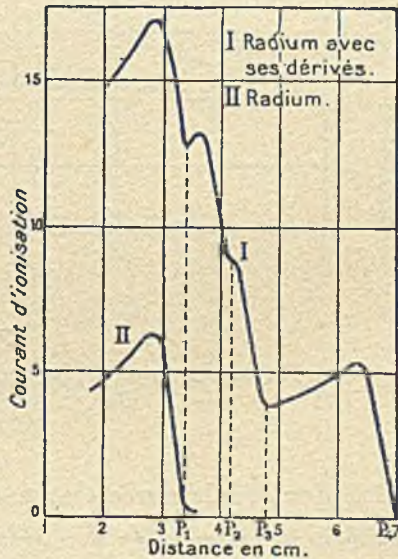


FIG. 90.

⁽¹⁾ Les mesures d'ionisation doivent alors être rapportées à une même intensité de la source en tenant compte de la loi d'évolution avec le temps.

⁽²⁾ Abstraction faite d'un petit nombre de rayons α attribuables à RaC .

ionisant i augmente avec la distance à la source jusqu'à une valeur maximum, prise comme unité, et qu'il décroît ensuite très rapidement suivant une loi approximativement linéaire, qui cependant ne persiste pas strictement jusqu'à la fin du parcours par suite de la présence d'un petit résidu d'ionisation à disparition plus progressive ; l'étendue de cette queue d'ionisation augmente légèrement avec l'intensité de la source et la sensibilité de l'appareil de mesure, d'où une diffi-

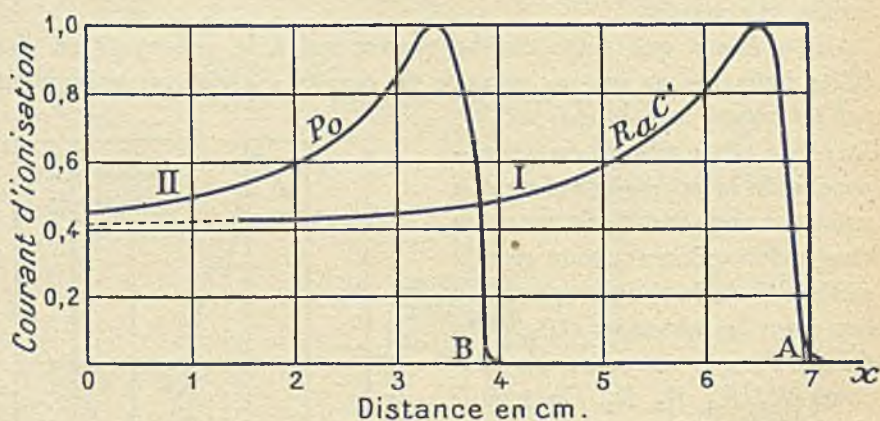


FIG. 91.

I Rayons α du RaC' parcours extrapolé $OA = 6,96$ cm.
 II — — Po — — $OB = 3,87$ cm.

culté pour définir correctement le parcours par la distance où s'annule le courant d'ionisation. Il a paru préférable d'introduire la notion de *parcours extrapolé* que l'on détermine en prolongeant jusqu'à l'axe Ox la partie linéaire à descente rapide de la courbe d'ionisation (Henderson).

La courbe II de la figure 91 est relative au polonium obtenu en couche infiniment mince par dépôt électrolytique. Cette courbe d'ionisation est tout à fait semblable à la précédente dans la partie terminale, ce dont on peut se rendre compte en rapportant les ordonnées de chacune des courbes à l'ordonnée du maximum prise comme unité. Si on fait subir à la courbe II un déplacement parallèle à l'axe Ox , de manière à amener en coïncidence les ordonnées du maximum, la courbe II se superpose presque exactement à la courbe I. Ainsi l'effet ionisant d'un groupe de rayons α est défini par son parcours : les rayons du polonium à l'instant de l'émission se comportent de la

même manière que ceux du radium C' qui ont déjà fait dans l'air un trajet égal à la différence des deux parcours. Autrement dit, le comportement des rayons est le même à parcours restant égal, d'où l'on peut conclure que les rayons ont en ce cas la même vitesse.

On peut donc admettre que les groupes de rayons α émis par divers radioéléments diffèrent uniquement par leur vitesse d'émission qui détermine leur parcours dans l'air, dans des conditions déterminées de température et de pression ; à mesure que leur vitesse est réduite au cours du passage, ils ont les mêmes propriétés, à parcours restant égal.

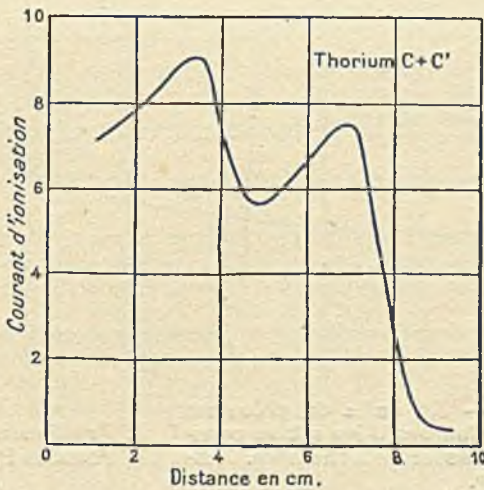


FIG. 92.

Dans la figure 92, on a représenté la courbe d'ionisation obtenue avec le dépôt actif du thorium. On distingue la présence de deux groupes de rayons α (parcours à 15° 4,8 et 8,6 cm.), respectivement attribués à ThC et à ThC' .

Pour obtenir la courbe d'ionisation dans l'air à diverses pressions et températures, on peut employer le dispositif de Bragg, l'appareil étant placé dans un récipient étanche. L'expérience montre que, dans l'air desséché, le parcours extrapolé est inversement proportionnel à la densité, tandis que le pouvoir ionisant lui est proportionnel.

On peut faire coïncider deux courbes obtenues pour des densités d'air différentes D_1 et D_2 , toutes les autres conditions restant les mêmes, en multipliant les abscisses de la courbe II par le rapport D_2/D_1 et les ordonnées correspondantes par le rapport D_1/D_2 ; le point M_2 de la courbe II qui se superpose alors au point M_1 de la courbe I est dit point correspondant ; ces points sont relatifs à la même quantité d'air traversé et à la même

vitesse des rayons du faisceau (fig. 93) L'aire comprise entre la courbe d'ionisation et les axes représente le courant d'ionisation total obtenu par absorption complète du faisceau dans l'air ; elle est la même quelle que soit la densité D . La surface limitée par la courbe I, l'axe des abscisses et deux ordonnées quelconques est égale à la surface correspondante définie par la courbe II et les deux ordonnées correspondantes.

Si une courbe d'ionisation a été obtenue dans l'air sec à la pression p et à la température t , on peut donc la ramener à la forme qui correspond, soit aux conditions normales de température et de pression, soit à d'autres conditions fixes, par exemple pression normale et température 15° ; pour

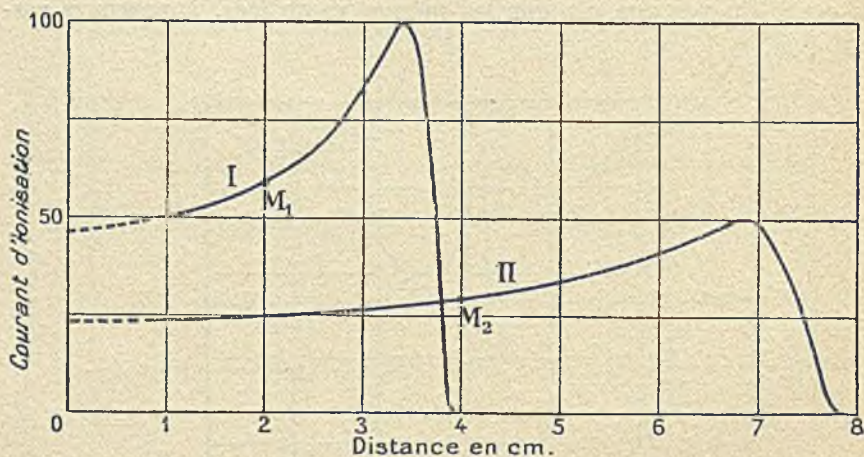


FIG. 93. — Rayons α du polonium dans l'air. Courbes d'ionisation corrigées de l'épaisseur de la chambre. Température 15° .
 I. Pression normale P,
 II. Pression $P/2$.

cela il suffit de multiplier les abscisses et de diviser les ordonnées par un coefficient

$$K_0 = \frac{p}{760} \frac{273}{273 + t} \quad \text{ou} \quad K_{15} = \frac{p}{760} \frac{273 + 15}{273 + t}$$

p étant mesuré en millimètres de mercure et t en degrés.

On a vu plus haut que la présence du canaliseur empêche de tracer la courbe d'ionisation au voisinage de la source. D'après ce qui précède, on peut réduire cet inconvénient en opérant sous pression réduite, dans un appareil de dimensions convenables. Plus le parcours est long, moins grande est pour un même canaliseur la fraction inaccessible à l'observation.

A cet effet, on peut employer le dispositif de Bragg (fig. 89) placé dans un récipient étanche. Un autre dispositif expérimental est représenté dans la figure 94.

Au lieu de construire la courbe d'ionisation en maintenant fixe la pression dans l'appareil et en faisant varier la distance de la source à la chambre, on peut laisser fixe cette distance et faire varier la pression dans l'appareil. Il est alors nécessaire d'effectuer des calculs qui rendent comparables les observations successives en les rapportant à une densité constante.

Les courbes d'ionisation obtenues par divers auteurs présentent des différences de forme attribuables à quelques phénomènes d'importance secondaire dont il n'a pas été question jusqu'à présent : ainsi, il y a réflexion de rayons α en faible proportion sur les parois du canaliseur, ou changement de direction, généralement peu important, par rencontre avec les molécules du gaz (§ 79) ; l'emploi de toiles métalliques introduit également des perturbations. L'influence de ces effets dépend du dispositif expérimental employé. Il y a donc avantage à définir une courbe d'ionisation *normale* correspondant à des conditions définies qui seraient les suivantes : canali-

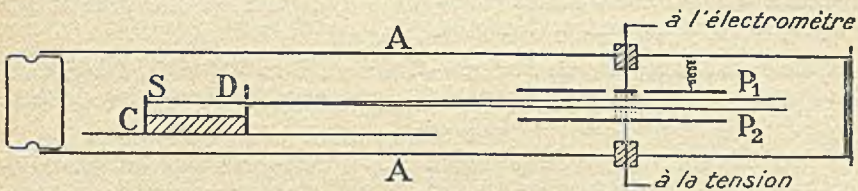


FIG. 94. — *A* est un récipient métallique étanche. Sur le support *C* sont fixés la source *S*, de faibles dimensions, et le diaphragme *D* qui canalise les rayons. Le support *C*, mobile sur rails, est placé à des distances variables d'une chambre d'ionisation formée de deux plateaux *P*₁ et *P*₂ entre lesquels le faisceau de rayons canalisé passe sans les toucher. Le courant reçu par l'électromètre correspond à une bande utile étroite ménagée dans le plateau *P*₁ isolée de celui-ci.

sation du faisceau au début du parcours ; emploi d'orifices en parois minces et non de canaliseurs à tubes. La première condition ne peut être réalisée en toute rigueur, mais on peut s'en approcher en opérant à basse pression. L'appareil de la figure 94 permet de construire une courbe très approximativement normale.

On peut représenter la forme de la courbe d'ionisation dans l'air, $i = f(x)$, par la formule approchée suivante, applicable aux valeurs de x inférieures à l'abscisse de maximum :

$$i = C(R - x)^{-\frac{1}{3}}$$

où C est un coefficient constant et R le parcours.

L'intégrale $I = \int_0^R i dx = \frac{3}{2} CR^{\frac{2}{3}}$ représente le courant d'ionisa-

tion totale relatif à l'absorption complète du faisceau dans l'air, avec une certaine erreur résultant du fait que la loi que l'on applique ne se

vérifie pas jusqu'à la fin du parcours. En tenant compte de la relation entre le parcours R dans l'air et la vitesse d'émission v , d'après laquelle R est proportionnel à v^3 (§ 70), la relation entre I et R exprime que la quantité d'électricité libérée dans l'air par un rayon est proportionnelle à v^2 , c'est-à-dire à l'énergie cinétique absorbée.

§ 67. Énumération des méthodes permettant de mesurer le parcours et de séparer les groupes de rayons α .

Chacune des méthodes indiquées ci-dessous présente ses avantages et son domaine d'application particulier. Dans tous les cas, la précision qu'on peut obtenir est subordonnée à la possibilité d'obtenir la matière active en couche suffisamment mince pour que l'absorption qu'elle produit sur son propre rayonnement soit négligeable.

a) *Méthode d'ionisation de Bragg.* — On a vu dans le § 66 la description détaillée de cette méthode qui consiste à mesurer l'ionisation produite le long d'un faisceau de rayons canalisés.

b) *Méthode des trajectoires de brouillard.* — Cette méthode est généralement appliquée à un faisceau de rayons α , issu d'une source de petites dimensions et canalisé dans un plan. Dans certains cas, la complexité est visible immédiatement sur les photographies (pl. VII, fig. 4, 6 groupes, RTh , ThX , Tn , ThA , ThC , ThC' ; pl. VII, fig. 3, 2 groupes, AcC et AcC' ; pl. VIII, fig. 2, 2 groupes, RaA et RaC'). Quand les parcours sont voisins, le résultat est troublé par les fluctuations de parcours (§ 78) et on doit avoir recours à une statistique du nombre de rayons de diverses longueurs. Cette statistique est, en tous cas, nécessaire pour déterminer le parcours le plus probable et le nombre de rayons dans chaque groupe (Exemple pl. VII fig. 2, 2 groupes de $RaAc$).

c) *Méthode de déviation magnétique.* — Cette méthode, décrite dans le § 76, permet de séparer les groupes homogènes de rayons α , par la différence des déviations magnétiques. A chaque groupe de vitesse d'émission déterminée correspond une ligne du spectre magnétique. Des mesures de vitesses, on déduit le parcours, la relation entre r et v ayant fait l'objet de déterminations expérimentales précises (§ 70).

d) *Méthode de scintillations.* — On effectue la numération des scintillations produites par un faisceau de rayons α canalisé sur un écran au sulfure de zinc placé à une distance variable x de la source. A partir d'une certaine valeur de x se produit une chute rapide du nombre de scintillations qui annonce la fin du parcours d'un groupe et permet de mesurer ce parcours.

e) *Mesure de la charge des rayons.* — Cette méthode (§ 71) consiste à mesurer dans le vide la charge apportée à une électrode par un faisceau de rayons α canalisé, ayant traversé un écran absorbant d'épaisseur variable réduisant la vitesse d'une quantité correspondante (§ 68). Une diminution brusque du courant de charge indique l'absorption complète d'un des groupes par l'écran traversé (voir fig. 105).

f) *Méthode de numération utilisant l'ionisation par choc* (§ 72). — Le faisceau de rayons α canalisé est reçu dans un compteur après avoir traversé un écran d'épaisseur variable.

g) *Méthode d'ionisation différentielle avec observation individuelle de rayons.* — Un faisceau de rayons α canalisé traverse successivement deux chambres d'ionisation étroites séparées par une toile métallique. Le champ électrique dans ces chambres est de sens opposé ; la toile médiane est reliée à une électrode dont les variations de charge sont mesurées à l'aide d'un amplificateur à rapport d'amplification considérable. Ce dispositif très sensible permet de déceler les rayons qui s'arrêtent dans la première chambre sans pénétrer dans la seconde (Rutherford, Ward et Wynn Williams).

L'étude systématique des rayons α émis par les radioéléments a montré qu'à chacun d'entre eux correspond d'ordinaire un seul groupe de rayons α . Cependant, il a été établi récemment que quelques radioéléments émettent un rayonnement α complexe composé de plusieurs groupes dont les parcours et les vitesses d'émission sont peu différents (*Ra*, *RaC*, *ThC*, *AcC*, *An*, *RAc*, *AcX*). On connaît actuellement 23 transformations radioactives correspondant à l'émission de groupes simples ou complexes de rayons α . Le tableau 7 b, Appendice, donne l'énumération de ces groupes, leur parcours et leurs vitesses d'émission. Dans l'air à 15° et à la pression normale les parcours sont compris entre 2,5 cm. et 8,6 cm. Dans les planches VII et VIII on voit un certain nombre de groupes de rayons α reproduits par la méthode de Wilson.

On a aussi observé l'émission en très petite proportion de rayons α de parcours particulièrement élevé. On trouvera dans le tableau 7 b, Appendice, l'indication de ces groupes dits « de long parcours », émis par *RaC*, *ThC'*, et *AcC'*, et dans la planche VIII, figure 3 et 4 l'image de rayons appartenant à ces groupes. Les plus longs parcours connus atteignent environ 11,5 cm. ; le nombre de rayons émis dans un groupe de long parcours est inférieur à 1/1.000 du nombre de ceux émis en même temps dans le groupe normal.

§ 68. $\frac{3}{4}$ Parcours dans les gaz. Ionisation totale.

Parcours dans les liquides et les solides. Pouvoir d'arrêt.

Absorption dans les gaz. — On peut étudier l'absorption des rayons α dans les gaz autres que l'air en construisant la courbe d'ionisation à l'aide des appareils étanches décrits précédemment, que l'on remplit du gaz à étudier sous une pression convenable. On a aussi utilisé la méthode des trajectoires de brouillard et celle des scintillations. Les caractères généraux observés sont les mêmes que dans l'air : la courbe d'ionisation a une forme semblable, permettant de définir un parcours qui dans chaque gaz est inversement proportionnel à la densité. Toutefois, les courbes obtenues dans différents gaz

ne sont pas exactement superposables par un choix d'échelle pour les abscisses et les ordonnées. Ainsi, dans le cas de l'hydrogène et de l'hélium, le maximum de pouvoir ionisant est moins étalé et plus rapproché de la fin de parcours que dans l'air et la courbe d'ionisation présente une pointe plus aiguë.

Pour des gaz à la même pression et à la même température, c'est-à-dire à concentration équimoléculaire égale, le parcours des rayons α d'un groupe donné est d'autant plus grand que la molécule contient moins d'atomes et que la masse de ceux-ci est plus faible. Ainsi, pour les rayons α du radium C' et pour ceux du polonium, le parcours dans l'hydrogène est environ 4,5 fois plus grand que dans l'air. On a indiqué ci-dessous quelques valeurs récentes des parcours des rayons α du polonium et du radium C' dans quelques gaz à la pression normale et à la température de 15° (exprimées en cm.).

	Air	O ²	N ²	H ²	He	A
Rayons α de <i>Po</i> ...	3,87	3,64	3,89	17,3	21,5	4,17
Rayons α de <i>RaC'</i> .	6,96	6,60	7,0	32,5	39,0	7,3

Ionisation totale. — Une donnée importante relative aux rayons α est l'ionisation totale qu'ils produisent dans les gaz, le long de leur parcours. Puisque l'aire d'une courbe d'ionisation nous fait connaître le courant d'ionisation résultant de l'absorption totale du faisceau, il faut connaître en plus le nombre de rayons émis par unité de temps dans le faisceau utilisé pour déduire l'effet de chaque rayon (§ 72). Par contre l'ionisation totale relative produite par un même faisceau dans différents gaz, se déduit de la comparaison des aires des courbes d'ionisation obtenues dans ces gaz avec la même source et le même dispositif expérimental. L'expérience montre qu'elle dépend, dans une certaine mesure, du parcours des rayons utilisés. Les résultats obtenus par divers auteurs offrent des divergences notables. Le tableau suivant contient quelques valeurs récentes de l'ionisation totale relative, pour les rayons α du polonium (Mäder, Naïdu) et pour des rayons α de parcours restant 7 mm. (Gurney).

Parcours 3,8 cm.		Parcours 7 mm.			
Air	1	Air	1	Hélium	1,26
Azote	1,01	Azote	0,98	Néon	1,28
Oxygène	1,09	Oxygène	1,08	Argon	1,38
Gaz carbonique ...	1,01	Hydrogène.....	1,07	Krypton	1,53
Hélium	1,15			Xénon	1,68
Néon	1,30				
Argon	1,45				

Signalons aussi que d'après Bragg, plusieurs gaz et vapeurs subiraient une ionisation totale supérieure de 20 à 35 % à celle de l'air : CS^2 , CH^4 , C^2H^2 , C^2H^4 , C^2H^6O , C^6H^6 , CH^3Br , CH^3I , HCl , HBr , HI , etc.

La comparaison de ces résultats montre que, pour les gaz diatomiques à petits atomes, l'ionisation totale est peu différente. Elle prend une valeur plus élevée dans He et encore plus élevée dans les autres gaz rares ; pour ces gaz à molécule monoatomique, elle est d'autant plus grande que le potentiel d'ionisation V est plus petit. La comparaison des gaz diatomiques H^2 ($V = 16,5$ volts), N^2 ($V = 17$ volts) et O^2 ($V = 15,5$ volts), avec He ($V = 24,6$ volts), donne un résultat opposé, ce qui prouve que l'énergie des rayons n'est pas uniquement dépensée en ionisation du gaz. On peut penser que dans les gaz de l'air et dans H^2 , la proportion de l'énergie utilisée pour l'excitation des molécules est plus élevée que dans He .

Absorption dans les liquides et les solides. — L'absorption des rayons α dans les liquides et dans les solides présente une analogie avec leur absorption dans les gaz en ce sens que là aussi on peut mettre en évidence pour chaque groupe de rayons α un parcours déterminé dans chaque matière. Pour les liquides l'observation a été faite en plongeant une source de petites dimensions au-dessous de la surface libre du liquide et en observant la disparition des scintillations sur un écran au sulfure de zinc très voisin de celle-ci ; comme le parcours à mesurer est très petit, il est nécessaire de déterminer l'épaisseur de la couche absorbante avec une grande précision par une méthode optique. Dans le cas de matières solides, on a utilisé également la méthode de scintillations ; la matière absorbante reçoit la forme d'un coin d'angle très aigu que l'on place immédiatement au-dessus d'une source linéaire (fil activé perpendiculaire à l'arête du coin), tandis que l'écran au sulfure de zinc est appliqué sur la face opposée du coin ; l'épaisseur de celui-ci variant d'une manière continue, la plage de scintillation est nettement limitée à une ligne qui correspond à l'épaisseur maximum traversée, c'est-à-dire au parcours.

On constate qu'en première approximation le parcours dans les liquides et dans les solides est d'autant plus petit que la matière absorbante est plus dense, et que la densité superficielle exigée pour l'absorption complète est du même ordre que dans les gaz. On trouvera dans les tableaux ci-dessous les parcours des rayons α du polonium et de RaC' dans les matières liquides et solides (Rausch von Traubenberg, Michl).

Il est facile de vérifier que la masse superficielle qui correspond au parcours croît avec le nombre atomique de l'absorbant ; le produit $R \times D$ du parcours par la densité passe de 0,011 g./cm² pour *Al* à 0,027 g./cm² pour *Au* et *Pb*, (rayons α de *RaC'*).

Rayons de <i>RaC'</i>		Parcours à 15° des rayons α de <i>RaC'</i>			
<i>Li</i>	129,1 μ	<i>Ni</i>	18,4 μ	<i>Sn</i>	29,4 μ
<i>Mg</i>	57,8 μ	<i>Cu</i>	18,3 μ	<i>Pt</i>	12,8 μ
<i>Al</i>	40,6 μ	<i>Zn</i>	22,8 μ	<i>Au</i>	14,0 μ
<i>Ca</i>	78,8 μ	<i>Ag</i>	19,2 μ	<i>Tl</i>	23,3 μ
<i>Fe</i>	18,7 μ	<i>Cd</i>	24,2 μ	<i>Pb</i>	24,1 μ

	Parcours à 15° des rayons α de <i>Po</i>	Parcours à 15° des rayons α de <i>RaC'</i>
Eau	32,0 μ	60,0 μ
Alcool	37,1 μ	70,5 μ
Ether	43,0 μ	
Benzène	36,3 μ	70,0 μ

Dans la gélatine d'une plaque photographique, les parcours sont

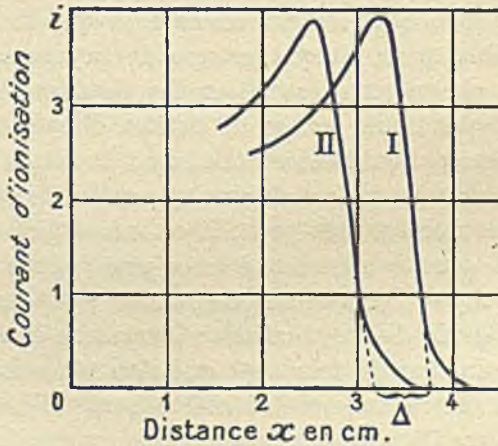


FIG. 95.

I : courbe d'ionisation des rayons α du polonium.
 II : courbe d'ionisation résiduelle obtenue avec la même source recouverte d'un écran de *Al* d'environ 0,0035 mm. d'épaisseur.

environ 27 μ pour les rayons de *Po* et 52 μ environ pour ceux de *RaC'* (voir § 102).

Equivalent en air. — L'absorption graduelle des rayons α par la matière solide est mise en évidence par l'étude de la portion de courbe d'ionisation qui subsiste dans l'air quand la source est recouverte

par un écran homogène mince d'épaisseur inférieure au parcours des rayons dans la matière de l'écran. On trouve que la courbe d'ionisation restante $i = f(x)$ n'est pas sensiblement déformée, mais qu'elle est seulement transportée parallèlement à l'axe des x vers l'origine d'une quantité Δ , ainsi que l'indique la figure 95.

Le déplacement Δ de la courbe d'ionisation correspond à une diminution égale du parcours des rayons ; on dit que Δ est l'équivalent en air de l'écran considéré. Cet équivalent en air est une caractéristique intéressante de l'écran, il varie cependant un peu avec la vitesse des rayons que reçoit celui-ci, c'est-à-dire avec la distance de l'écran à la source. L'expérience montre que, pour le même écran, Δ décroît à mesure qu'on s'avance vers la fin du parcours.

Indiquons à titre d'exemple qu'un centimètre d'air est l'équivalent d'environ 6μ ou $1,6 \text{ mg./cm}^2$ d'aluminium et de 2μ ou 4 mg./cm^2 d'or, pour les rayons du polonium au début de leur parcours.

Absorption de rayons non canalisés. — Dans l'étude de l'absorption des rayons α on a souvent avantage à opérer sur des faisceaux canalisés. Cependant, il est aussi utile de se rendre compte de l'ionisation I qui subsiste au delà de l'écran quand celui-ci est directement posé sur la source et que les rayons qui le traversent sont complètement absorbés dans une chambre d'ionisation. En portant en abscisses l'épaisseur l de l'écran, en ordonnées le courant de saturation I , on obtient une courbe d'absorption relative aux rayons distribués dans toutes les directions par rapport à l'écran. Des expériences de ce genre ont été faites en utilisant comme sources, soit des matières actives en couche infiniment mince : polonium déposé par électrolyse, dépôts actifs etc., soit des matières en couche relativement épaisse qui absorbent partiellement les rayons qu'elles émettent.

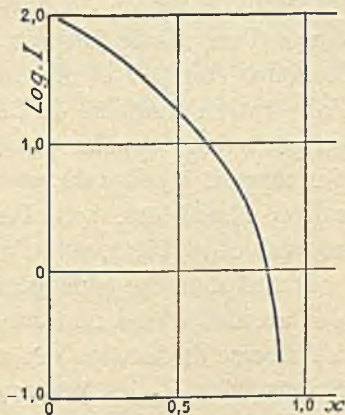


FIG. 96.

Dans les deux cas, on peut prévoir la valeur de $I = f(l)$ en tenant compte de la perte de parcours des rayons obliques dans la matière solide traversée et du pouvoir ionisant le long de leur trajet restant dans l'air. La théorie et l'expérience montrent que, quand l croît, k décroît de plus en plus rapidement, la chute devenant extrêmement brusque vers la fin du parcours. Cette loi d'absorption caractéris-

tique des rayons α (Marie Curie) est très différente de celle que l'on observe en général pour les rayons β et γ . Si l'on cherche à représenter I par une relation $I = I_0^{-\mu l}$, le coefficient d'absorption μ croît constamment avec l et tend vers une valeur infinie à la fin du parcours, ainsi qu'on le voit sur la courbe (fig. 96) où l'on a représenté pour les rayons α de RaC' la valeur de $\text{Log } I$, en fonction du rapport $x = \Delta/r$, (Δ équivalent en air de l'écran d'aluminium employé, r parcours des rayons dans l'air).

Donnons comme ordre de grandeur l'indication suivante : Désignons par couche limite une couche uniforme de matière radioactive dont l'épaisseur est égale au parcours des rayons α dans cette matière. Un calcul simple montre que si le pouvoir ionisant d'un rayon était constant le long du trajet r dans l'air, et si l'équivalent en air de la matière considérée était constant le long du trajet r' , dans celle-ci, le courant d'ionisation produit par la couche limite serait le quart de celui que la même matière produirait si son absorption était négligeable.

Pouvoir d'arrêt. — Pour rendre compte de l'effet individuel d'une molécule ou d'un atome dans l'absorption des rayons α , Bragg a introduit la notion de *pouvoir d'arrêt* défini ainsi qu'il suit : les parcours d'un même faisceau dans deux gaz à concentration équimoléculaire étant R et R_0 , les nombres de molécules nécessaires pour l'absorption complète du faisceau sont proportionnels à ces quantités; on peut donc appeler pouvoir d'arrêt des molécules du premier gaz par rapport à celles du second le rapport $s = R_0/R$. Le gaz de comparaison choisi est, soit l'air (considéré comme composé d'atomes moyens $A = 14,4$), soit l'oxygène.

D'une manière plus générale, on peut définir le pouvoir d'arrêt des atomes d'une matière simple quelconque comme proportionnel à l'inverse du nombre des atomes nécessaires pour arrêter le faisceau. Soient R et R_0 les parcours dans la matière considérée et dans la matière de comparaison, d et d_0 les densités de ces matières, A et A_0 les poids atomiques; le pouvoir d'arrêt atomique relatif est donné par la formule :

$$s = \frac{R_0 d_0}{R d} \times \frac{A}{A_0}$$

De même, le pouvoir d'arrêt d'une molécule de masse M par rapport à l'atome de comparaison sera :

$$S = \frac{R_0 d_0}{R d} \frac{M}{A_0}$$

Au lieu de rapporter le pouvoir d'arrêt à la totalité du parcours, on le rapporte fréquemment à des portions de parcours équivalentes dans les matières qu'on compare. Le pouvoir d'arrêt ainsi défini n'est pas constant dans toute l'étendue du parcours, mais subit une variation progressive avec la vitesse des rayons ; pour les éléments de poids atomique plus grand que celui de l'air, pris comme corps de comparaison, s décroît en même temps que la vitesse des rayons ; pour l'hydrogène, c'est l'inverse qui se produit. Le pouvoir d'arrêt n'est donc pas une grandeur de signification simple.

Le pouvoir d'arrêt d'un atome est une fonction croissante du poids atomique. D'après Bragg et Kleeman, s est proportionnel à \sqrt{A} , et le pouvoir d'arrêt d'une molécule s'obtient par addition des pouvoirs d'arrêt des atomes. La première de ces lois n'est qu'imparfaitement vérifiée, et d'autres formules qui font intervenir le nombre atomique N ont été proposées pour la remplacer. La loi d'additivité semble s'appliquer assez exactement, sauf dans quelques cas exceptionnels, plus particulièrement celui de l'atome d'hydrogène dont le pouvoir d'arrêt n'a pas exactement la même valeur dans tous ses composés.

Le tableau ci-dessous contient les pouvoirs d'arrêt moyens de quelques corps simples par rapport à l'atome fictif d'air, tels qu'on les déduit des parcours dont les valeurs numériques ont été données ci-dessus (1).

Atome d'air (14,44)...	1,0	<i>Al</i>	1,45
<i>H</i>	0,22	<i>Cu</i>	2,3
<i>He</i>	0,35	<i>Ag</i>	3,2
<i>N</i>	0,99	<i>Sn</i>	3,3
<i>O</i>	1,06	<i>Pt</i>	4,2
<i>A</i>	1,90	<i>Au</i>	4,3
		<i>Pb</i>	4,4

Les pouvoirs d'arrêt des molécules CO , CO^2 , CH^4 , C^2H^2 , C^2H^4 , C^6H^6 , C^5H^{12} , CH^3Br , $CHCl^3$ etc., paraissent conformes à la règle d'additivité (pouvoir d'arrêt de l'atome C environ 0,9). Il en est de même pour les molécules de vapeur d'eau ou d'alcool (pouvoirs d'arrêt respectifs environ 1,5 et 4,0), tandis que les mêmes molécules à l'état liquide ont un pouvoir d'arrêt plus élevé d'environ 10 %. La règle d'additivité, ayant une application très générale, peut servir pour la prévision de parcours qui n'ont pas été directement mesurés.

(1) Ces nombres ne sont donnés qu'à titre d'indication, les divergences entre les résultats de divers auteurs étant notables.

§ 69. Déviation magnétique et déviation électrique.

Rapport de la charge à la masse. Les rayons α sont des noyaux d'hélium.
Masse et énergie d'une particule. Perte de charge.

Déviation magnétique. — Les rayons α sont peu sensibles à l'action d'un champ magnétique et ne peuvent être déviés d'une façon appréciable que dans un champ intense. Le sens de la déviation est celui qui convient à des particules portant une charge positive. La mesure de la déviation permet de déterminer la quantité Mv/E , (M masse de la particule, E sa charge, v sa vitesse), et d'en déduire v .

a) *Méthode directe* (fig. 97) :

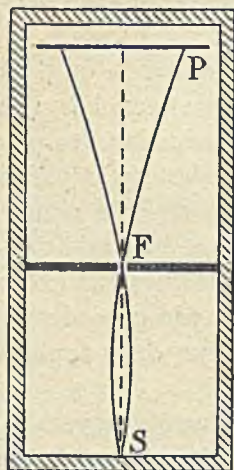


FIG. 97.

Une source linéaire S de rayons α , perpendiculaire au plan de la figure est constituée par une matière active en couche infiniment mince. On reçoit sur une plaque photographique P un faisceau étroit de rayons α issus de la source et limité par une fente F parallèle à la source ; la plaque P est perpendiculaire au plan déterminé par la source et par la fente et parallèle à celle-ci. Ce dispositif se trouve dans une boîte plate étanche dans laquelle on fait un bon vide et qu'on place entre les pièces polaires d'un électro-aimant qui produit dans toute l'étendue de la boîte un champ magnétique constant et uniforme H , perpendiculaire au plan de la figure. Les rayons décrivent une trajectoire circulaire (voir § 15) déterminée par les points S et F et par le rayon de courbure R qui est tel que

$$\frac{Mv}{E} = RH$$

M , v , E , étant la masse, la vitesse et la charge de la particule α .

Par renversement de champ, on obtient sur la plaque deux impressions linéaires très nettes situées symétriquement de part et d'autre de la ligne produite par le faisceau non dévié en absence de champ. La distance z de la ligne centrale à chacune des lignes latérales est donnée par la formule $OA(OA + AB) = OF \times OS$ (fig. 98)

$$\text{soit} \quad z \left[z + 2 \sqrt{R^2 - \left(l + \frac{l}{2} \right)^2} \right] = l(l + l)$$

où l est la distance de la source à la fente et l' celle de la fente à la plaque. Pour de petites valeurs de z , on peut employer la formule approchée :

$$2 Rz = l'(l + l)$$



FIG. 1. — Rayons α canalisés, déviés par un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure. Impression produite sur une plaque parallèle aux faisceaux (H. Becquerel).

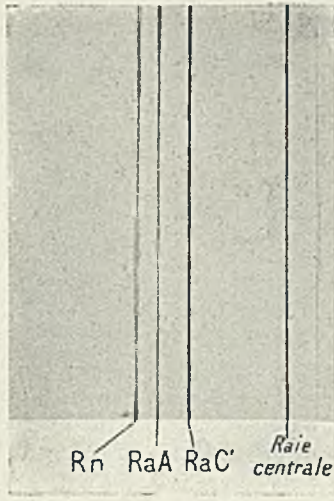


FIG. 2. — Radon dans ampoule à paroi mince en verre. Champ magnétique 15.000 gauss (agrandi 9 fois).

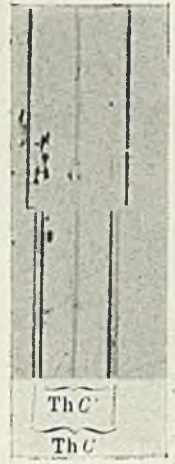


FIG. 3. — Ralentissement par un écran d'or (21.4 mgr/cm²). En bas les rayons α du $Thc + c'$ non ralentis ; en haut $\alpha Thc'$ ralentis, αThc absorbés complètement (agrandi 5 fois).

Fig. 2 et 3. — Déviation magnétique des rayons α . Méthode de déviation directe (Rosenblum).

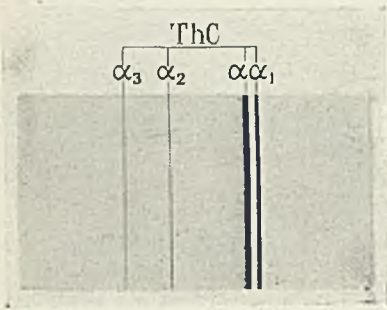


FIG. 4.

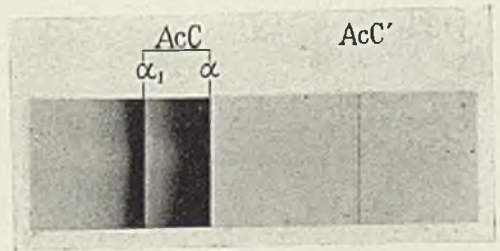


FIG. 5.



FIG. 6.

Fig. 4, 5, 6. — Déviation magnétique des rayons α . Méthode de localisation (S. Rosenblum).



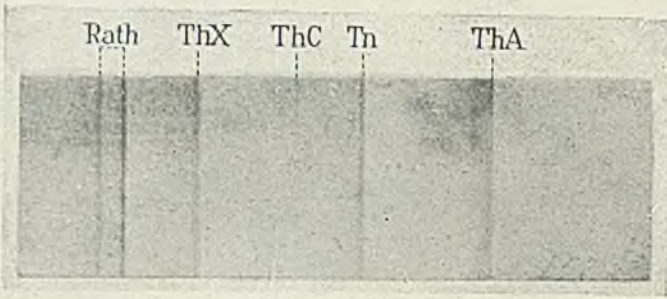


FIG. 1.

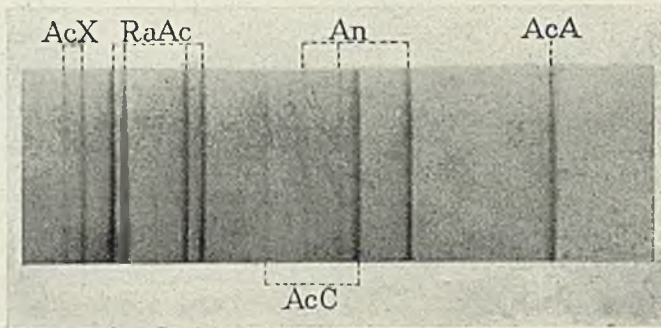


FIG. 2.

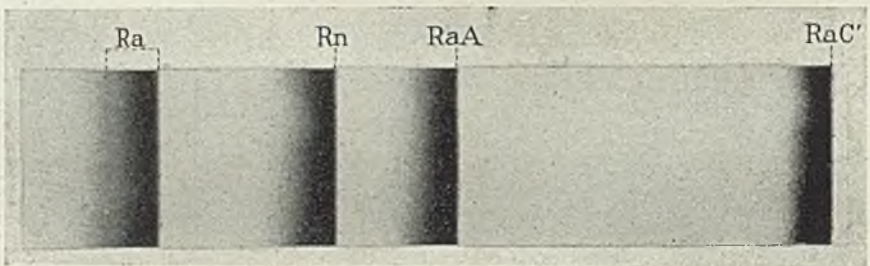


FIG. 3.

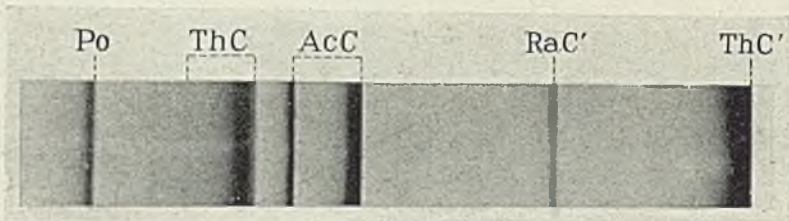


FIG. 4.

Fig. 1, 2, 3, 4. — Déviation magnétique des rayons α . Méthode de focalisation (Rosenblum).

Nous avons vu que les rayons α d'une substance simple ont approximativement le même parcours et nous avons supposé qu'ils possèdent la même vitesse d'émission. C'est ce qu'on trouve, en effet, par les expériences de déviation magnétique, à la précision de la méthode directe. A chaque substance présente en couche infiniment mince : RaA , RaC' , Po , ThC , ThC' , etc., correspond, dans le spectre magnétique, une ligne déviée dont la largeur et la netteté ne diffèrent pas sensiblement de celles de la ligne centrale non déviée ;

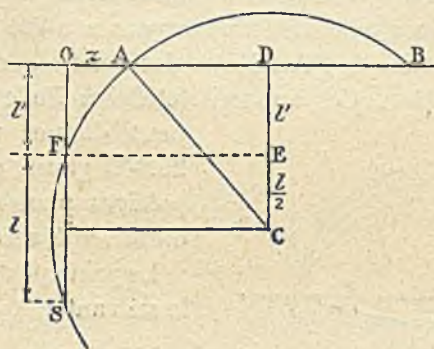


FIG. 98.

il n'y a donc pas de dispersion appréciable indiquant un manque d'homogénéité des vitesses ⁽¹⁾.

L'exemple numérique suivant rend compte approximativement d'une expérience faite avec les rayons du polonium : $l = 2$ cm. ; $l' = 3$ cm. ; $H = 10.000$ gauss ; $R = 33$ cm. ; $z = 2,3$ mm.

$$\frac{Mv}{E} = RH = 3,3 \times 10^5 \text{ U. E. M.}$$

Dans la planche IX, fig. 2, on a représenté le spectre magnétique obtenu avec une fine ampoule à paroi de verre extrêmement mince, contenant du radon accompagné de ses dérivés. Le spectre se compose de 3 lignes dues aux groupes de rayons α de Rn , RaA et RaC' . Le ralentissement par l'épaisseur de verre traversée est faible, et ne nuit pas à la netteté des lignes. Le spectre magnétique des rayons du dépôt actif du thorium se compose de 2 lignes attribuables à ThC et à ThC' (pl. IX, fig. 3).

On remplace quelquefois la plaque photographique par un écran au sulfure de zinc ; au lieu d'une ligne photographiée on observe

⁽¹⁾ La précision sur la déviation est élevée, alors que la précision sur la dispersion est médiocre.

alors une ligne de scintillations. Dans certaines expériences la plaque au lieu d'être perpendiculaire au faisceau lui est parallèle et l'on obtient ainsi la reproduction de la trajectoire (pl. IX, fig. 1).

b) *Méthode de focalisation.* — Quand on dispose d'un champ magnétique uniforme suffisamment étendu pour que le diamètre de la trajectoire circulaire décrite par le faisceau de rayons γ soit entièrement contenu, on peut mesurer R avec une grande précision par la méthode de « focalisation » couramment employée pour les rayons β (§ 83). Son application aux rayons α a été réalisée à l'aide du grand électroaimant de l'Académie des Sciences, construit sous la direction de A. Cotton. Cet appareil (établi à Bellevue près Paris), peut donner un champ de 25.000 gauss, entre des pièces polaires planes de 75 cm. de diamètre écartées de 5 à 6 cm.

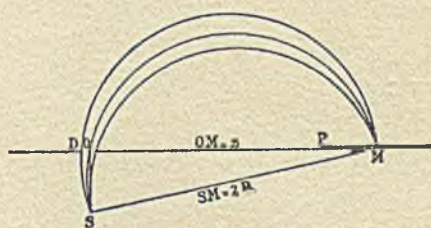


FIG. 99.

Le principe de la méthode est le suivant :

Les rayons issus de la source S (fig. 99), et incurvés en cercle dans un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure, traversent le diaphragme D et sont reçus par une plaque photographique P . Le rayon qui passe par le centre du diaphragme rencontre la plaque en un point M qui est sur le même diamètre que S . Un raisonnement géométrique simple montre qu'en ce même point viennent converger en première approximation, tous les autres rayons passant par le diaphragme avec la même valeur de R . Le point M est donc le *foyer* de ces rayons par rapport à la source S , d'où la désignation de « dispositif ou appareil à foyer ». De même que dans la méthode directe, le trajet des rayons a lieu dans le vide.

On a ici la relation :

$$z^2 + l^2 = 4R^2$$

où z est la déviation OM comptée depuis le centre O du diaphragme et l la distance OS de ce centre à la source. On voit que z croît avec R ; quand z est grand par rapport à l , il y a proportionnalité approchée de z à R , c'est-à-dire à mv/eH .

Exemple : Rayons α de RaC' ; $H = 24.000$ gauss ; R est voisin de 16,6 cm. et z de 33 cm. A un changement de vitesse de 1 % correspond une variation de z d'environ 3 mm.

Le pouvoir séparateur obtenu par cette méthode, pour le spectre

magnétique des rayons α , a été estimé 100 fois plus grand que celui qu'on avait pu obtenir par la méthode directe.

L'application de la méthode de focalisation aux rayons α de *ThC* a mis en évidence la complexité ou « structure fine » de leur groupe (S. Rosenblum). Au lieu d'une raie (pl. IX, fig. 3), on en obtient 6 dont 2 intenses très voisines, et 4 plus faibles. La complexité du spectre des rayons α a été, de plus, mise en évidence pour *RAc*, *AcX*, *An*, *AcC*, *RTh* et *Ra*. Les groupes attribuables à *RaA*, *RaC'*, *Po*, *ThC'* se sont montrés simples. On trouve dans les planches IX et X la reproduction de quelques spectres ; certaines raies sont trop faibles pour y être visibles :

ThC (6 raies), pl. IX, fig. 4 et 6.

ThC' (1 raie), pl. IX, fig. 6.

AcC (2 raies), *AcC'* (1 raie), pl. IX, fig. 5.

RTh (2 raies), *ThX* (1 raie), *Tn* (1 raie), *ThA* (1 raie), pl. X, fig. 1.

RAc (11 raies), *AcX* (3 raies dont une se superpose à une raie voisine de *RAc*), *An* (3 raies), *AcA* (1 raie), pl. X, fig. 2.

Ra (2 raies), *Rn* (1 raie), *RaA* (1 raie), *RaC'* (1 raie), pl. X, fig. 3.

Dans la figure 4, on trouve à la fois les raies de *ThC* + *ThC'*, *RaC'*, *AcC* + *AcC'* et *Po*, la source ayant été constituée par l'ensemble de ces substances.

Les vitesses qui correspondent aux raies de structure fine sont données dans le tableau 7 *b*, Appendice.

A l'aide de pièces polaires annulaires, adaptées à un électroaimant de puissance modérée, on peut aussi faire décrire aux rayons α un demi-cercle dans un champ magnétique à peu près uniforme. Ce dispositif a été utilisé avec un compteur de rayons remplaçant la plaque photographique.

On peut étudier la structure fine des groupes de rayons α , non seulement par la mesure de la déviation magnétique, mais aussi par celle du parcours. Ainsi, dans le cas de *RAc*, la méthode des trajectoires de brouillard (§ 67, *b*) permet de découvrir deux groupes de rayons α dont chacun correspond à plusieurs raies du spectre magnétique (Irène Curie). L'emploi de la méthode différentielle (§ 67, *g*) a permis d'établir la complexité des rayons α pour plusieurs substances dont *RaC* (Rutherford et ses collaborateurs).

L'émission de plusieurs groupes de rayons α de vitesses voisines par une même substance est en relation avec l'émission de rayons γ nucléaires dans la même transformation radioactive (Ch. XVI).

Déviations électriques. — La mesure de la déviation électrique permet de déterminer la quantité Mv^2/E (voir § 14). Cette mesure est faite à l'aide du dispositif suivant :

Les rayons émis par une source linéaire S perpendiculaire au plan de la figure 100 passent entre les plateaux d'un condensateur où ils subissent la déviation, traversent la fente F et viennent impressionner la plaque P . Le trajet des rayons dans la région du champ électrique h , établi entre les plateaux sur la longueur l , est un arc de parabole limité à la source et à la fente et ayant son sommet au milieu du trajet. Au delà de la fente, la trajectoire hors du champ est rectiligne et forme un angle φ avec la direction du faisceau non dévié.

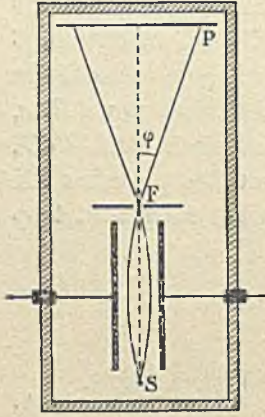


FIG. 100.

La déviation électrique est $y = l' \operatorname{tg} \varphi$ où l' est la distance de la fente à la plaque. On a, d'autre part, d'après les propriétés de la parabole $\operatorname{tg} \varphi = 4 \delta / l$ où δ est la hauteur du segment de parabole et représente la déviation subie par une particule de masse M et de charge E qui parcourt avec la vitesse v un trajet $l/2$, en étant soumise à une force eh perpendiculaire à la direction de sa vitesse. Par conséquent :

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{Eh}{M} \frac{l^2}{4v^2} \qquad y = \frac{1}{2} \frac{Eh}{Mv^2} l'$$

L'expérience doit être faite dans un bon vide. Jointe à la mesure de la déviation magnétique elle permet de déterminer le rapport $\frac{E}{M}$ et la vitesse v .

Rapport E/M et vitesse des rayons. — Les déterminations particulièrement précises faites sur les rayons α de RaC' (Rutherford et Robinson) conduisent à une valeur moyenne $E/M = 4.820 U. E. M.$, très voisine de la valeur théorique de E/M pour l'ion d'hélium bivalent, laquelle est $\frac{9.649 \times 2}{4,001} = 4.823$ (charge de l'ion gramme monovalent 9.649 $U. E. M.$; masse atomique de He : 4,002, celle de He^{++} : 4,001).

Pour les rayons α de RaA et de Rn , on a trouvé un rapport E/M très voisin. Pour d'autres groupes, des mesures moins précises ont montré qu'il ne pouvait y avoir de différence notable. Enfin, il a été prouvé que la valeur du rapport E/M n'est pas modifiée quand les rayons α traversent un écran solide mince. Ainsi, il est établi que la particule α est, lors de son émission, un atome d'hélium privé de ses deux électrons, autrement dit, un *noyau d'hélium*, de symbole He^{++} .

Pour déterminer la vitesse d'émission, il suffit, d'après cela, de mesurer la déviation magnétique. Adoptant pour les rayons α de RaC' la valeur mesurée avec précision (méthode de focalisation, Rosenblum et Dupouy), $Mv/E = 3,993 \times 10^5$ et tenant compte de la variation de la masse avec la vitesse, $M = M_0/\sqrt{1-\beta^2}$, on trouve, pour ces rayons, $v = 1,922 \times 10^9$ cm/sec ; $E/M = 4.813$.

Pour plusieurs groupes de rayons α les vitesses ont été mesurées directement. Quand ces mesures font défaut, on déduit la vitesse de la valeur du parcours (§ 70). On trouvera l'indication de toutes les vitesses dans le tableau 7 b, Appendice ; leurs valeurs sont comprises entre $1,4 \times 10^9$ cm./sec. et $2,25 \times 10^9$ cm./sec.

On peut vérifier par une expérience directe que les rayons α qui ont perdu leur vitesse forment le gaz hélium (Rutherford). Cette expérience a été faite avec du radon contenu dans une ampoule de verre à parois très minces, laissant passer les rayons α . L'ampoule était placée dans un récipient de verre dans lequel on faisait un bon vide. Les rayons α issus de l'ampoule étaient absorbés par les parois du récipient. Les atomes d'hélium formés se dégageaient à nouveau par diffusion, celle-ci étant facilitée par une chauffe modérée. Après quelques jours, le gaz accumulé était refoulé à l'aide de mercure dans un tube capillaire placé à la partie supérieure du récipient et contenant deux électrodes. On pouvait ainsi mesurer le volume du gaz et observer son spectre qui était celui de l'hélium.

Masse et énergie d'une particule. — Connaissant la valeur du rapport E/M pour les rayons α et admettant que $E = 2e$, où e est la charge élémentaire, on peut calculer la masse de la particule.

Prenant $\frac{E}{M_0} = 4.823$ U. E. $M. = 1,447 \times 10^{14}$ U. E. S. ; $e = 4,77 \times 10^{-10}$, on trouve :

$$M_0 = 6,598 \times 10^{-24} \text{ g.}$$

La correction qui résulte de la variation de la masse avec la vitesse n'atteint que 0,25 % pour les rayons α de RaC' .

L'énergie cinétique W d'une particule α est à l'instant de l'émission, égale à $\frac{Mv^2}{2}$, si v est la vitesse initiale ; cette formule étant applicable aux vitesses pour lesquelles $\beta = v/c$ est inférieur à 0,08 (c vitesse de la lumière), avec une erreur inférieure à 0,5 %. A cette approximation, on trouve $W = 3,30 \times 10^{-24} v^2$ ergs. Plus exactement, $W = M_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right] = 5,930 \times 10^{-3} (\eta - 1)$ ergs, où $\eta = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

Le *potentiel d'émission* est la différence de potentiel φ qui serait nécessaire pour communiquer à la particule sa vitesse et son énergie. Ce potentiel est déterminé par la relation $W = 2e\varphi$, d'où :

$$\varphi = \frac{M_0 c^2}{2e} (\eta - 1) = 6,216 \times 10^6 (\eta - 1) U.E.S. = 1,864 \times 10^9 (\eta - 1) \text{ volts}$$

$$\text{ou, approximativement, } \varphi = \frac{Mv^2}{4e} = 1,036 \times 10^{12} v^2 \text{ volts.}$$

Il est usuel de mesurer l'énergie W par le potentiel $V = W/e = 2\varphi$, soit en électron-volts.

Pour la particule α de RaC' pour laquelle $v = 1,922 \times 10^9$ cm./sec., on trouve, d'après les formules ci-dessus, $W = 1,22 \times 10^{-5}$ ergs $= 7,683 \times 10^6$ électron-volts; $\varphi = 3,84 \times 10^6$ volts. On voit que l'énergie d'une particule α est considérable par comparaison avec les vitesses moléculaires.

A l'aide de différences de potentiel d'environ 10^6 volts, on a pu communiquer aux ions positifs d'hélium une énergie à laquelle correspond un parcours d'environ 1 cm. (Crane, Lauritsen, Soltan).

L'expulsion d'une particule α est un phénomène qui se produit à l'intérieur du noyau d'un atome radioactif. Si le noyau était une sphère de rayon a , et si la particule α , située à la périphérie, et portant la charge $2e$, était repoussée par la charge Ne du noyau placé au centre, l'énergie acquise par la particule sous l'action de la force répulsive serait $W = \frac{2e^2 N}{a}$. Prenant $a = 10^{-11}$ cm., ce qui paraît être l'ordre de grandeur des dimensions des noyaux lourds (§ 79), on trouve pour W environ 4×10^{-6} ergs, c'est-à-dire une quantité de l'ordre de grandeur de l'énergie d'un rayon α . Ainsi on peut envisager au voisinage immédiat du noyau, et sans doute à l'intérieur de celui-ci, l'existence de champs électriques d'une prodigieuse intensité correspondant à des différences de potentiel de plusieurs millions de volts sur des distances beaucoup plus petites que les dimensions des atomes (voir ch. XXI).

Dans le Tableau 7 *a*, Appendice, on trouvera les valeurs de l'énergie W pour des rayons α de vitesse donnée, en tenant compte de la correction de relativité.

Perte de charge. — On a vu qu'au moment de son émission, la particule α est un noyau d'hélium. D'autre part, en accumulant ces particules après perte de leur vitesse on obtient le gaz hélium à l'état d'atomes neutres. La particule α doit donc perdre sa charge au cours de son trajet, en récupérant les deux électrons manquants, et il est à présumer que ce phénomène se produit vers la fin du trajet. En effet, les considérations de la théorie cinétique ne permettent pas de prévoir un parcours appréciable dans un gaz pour une molécule neutre ayant la vitesse initiale d'un rayon α ; si, par exemple, on se place

dans l'hypothèse simple de chocs élastiques entre molécules, il est facile de voir qu'en un petit nombre de chocs, la vitesse de la particule serait réduite à la vitesse moyenne d'agitation thermique et que, dès les premiers chocs contre les atomes de l'air, la particule se trouverait rejetée en arrière ou de côté.

Les conditions dans lesquelles a lieu la capture des électrons ont été précisées par les travaux de Henderson et de Rutherford, qui ont étudié, par la méthode de déviation magnétique, la composition d'un faisceau α canalisé se propageant dans un très bon vide après avoir traversé un écran solide. Le spectre magnétique se compose alors de deux raies dont l'une correspond aux rayons à charge double He^{++} , tandis que l'autre, moins déviée, correspond aux rayons à charge simple He^+ . L'intensité relative des raies montre que la proportion des rayons à charge simple croît avec l'épaisseur de l'écran traversé. Quand le parcours restant est très faible, le faisceau contient aussi en proportion appréciable, des rayons non chargés. Il résulte de ces expériences, qu'une particule doit alternativement gagner et reperdre un ou deux électrons, plusieurs centaines de fois sur son parcours. On peut définir pour chacun des ions He^{++} et He^+ le *chemin moyen* qu'il peut parcourir dans l'air sans changer d'état (chemin moyen pour capture d'électron, λ_1 , et chemin moyen pour perte d'électron, λ_2). La proportion des ions He^+ et He^{++} dans le faisceau est égale au rapport des chemins moyens λ_2 et λ_1 , dont le premier diminue avec la vitesse v des rayons beaucoup moins rapidement que le second, de sorte que le rapport du nombre de rayons à charge simple au nombre de ceux à charge double augmente rapidement quand v décroît. Voici quelques valeurs des chemins moyens λ_2 et λ_1 dans l'air à température et pression normale (rayons α de *RaC'*):

Vitesse	λ_1 (capture)	λ_2 (perte)	λ_2/λ_1
$1,80 \times 10^9$ cm./sec.	2.200 microns	11 microns	0,005
$1,46 \times 10^9$ —	520 —	7,8 —	0,015
$0,90 \times 10^9$ —	37 —	5,0 —	0,13
$0,56 \times 10^9$ —	3 —	3,0 —	1

Le chemin moyen d'un atome neutre d'hélium jusqu'à perte d'un électron a été évalué à 1 μ pour $v = 0,9 \times 10^9$ cm./sec.

Dans la région de vitesses où les échanges sont très fréquents, les particules se comportent dans un champ magnétique comme si elles portaient une charge intermédiaire entre e et $2e$.

On estime qu'en moyenne, une particule α de *RaC'* est doublement

chargée sur le parcours de 6,4 cm. et simplement chargée sur le parcours de 0,5 cm.

Au point de vue théorique on peut supposer que la probabilité de perte d'un électron est d'autant plus grande que le potentiel d'ionisation de la molécule est plus élevé, et que la probabilité de capture est d'autant plus grande que la vitesse de l'électron sur son orbite est plus voisine de celle du rayon α en grandeur et en direction. Des calculs approchés basés sur ces présomptions paraissent susceptibles de rendre compte des expériences.

§ 70. Relation entre la vitesse d'émission et le parcours.

Relation entre la vitesse d'émission et la constante radioactive.

On a vu que le parcours dans l'air des rayons α augmente avec leur vitesse d'émission. Pour préciser cette relation, on réduit graduellement la vitesse et le parcours par des écrans interposés sur le trajet du faisceau. La mesure du parcours restant r après le passage d'un écran se fait par l'examen de la courbe d'ionisation. Pour mesurer la vitesse restante à l'issue du même écran, on peut, dans le dispositif de déviation magnétique (fig. 97), recouvrir la moitié de la source linéaire par l'écran considéré, de manière à obtenir sur la plaque deux raies dont l'une correspond à la vitesse initiale et l'autre à la vitesse réduite. Tant que la réduction de vitesse n'est pas trop grande la deuxième de ces lignes n'est guère élargie et reste suffisamment nette pour une bonne mesure. Une expérience de ce genre est représentée dans la planche IX, figure 3.

A l'aide d'un dispositif convenable, on peut aussi mesurer la vitesse restante après la traversée d'une quantité connue de gaz.

Geiger a mis en évidence la relation très simple suivante : $r = kv^3$, parcours proportionnel au cube de la vitesse. Cette relation connue sous le nom de *loi de Geiger* ne semble pas avoir de signification théorique simple et ne s'applique plus dans les deux derniers centimètres du parcours (vitesse inférieure à 10^9 cm./sec. ; elle s'applique, au contraire, assez exactement aux vitesses d'émission et aux parcours dans l'air des divers groupes de rayons α , en prenant $k = 9,25 \times 10^{-28}$; $1/k = 1,08 \times 10^{27}$ (v en cm./sec., r parcours dans l'air dans les conditions normales de température et de pression. Pour obtenir une précision meilleure sur le calcul de la vitesse d'après le parcours, on utilise la courbe expérimentale $v = f(r)$.

La relation entre la vitesse et le parcours restant est représentée,

pour les vitesses inférieures à celle des rayons α de *RaC'*, par la courbe de la figure 101 dont la plus grande partie correspond à des mesures directes de r et de v ; pour les derniers millimètres on a déduit v de la courbe d'ionisation en admettant que le pouvoir ionisant est proportionnel à l'énergie perdue sur une portion du trajet (§ 66); dans cette région la relation entre v et r se rapproche de la proportionnalité.

Le changement de vitesse des rayons α au passage d'écrans solides a été étudié pour plusieurs métaux qu'on peut préparer en feuilles

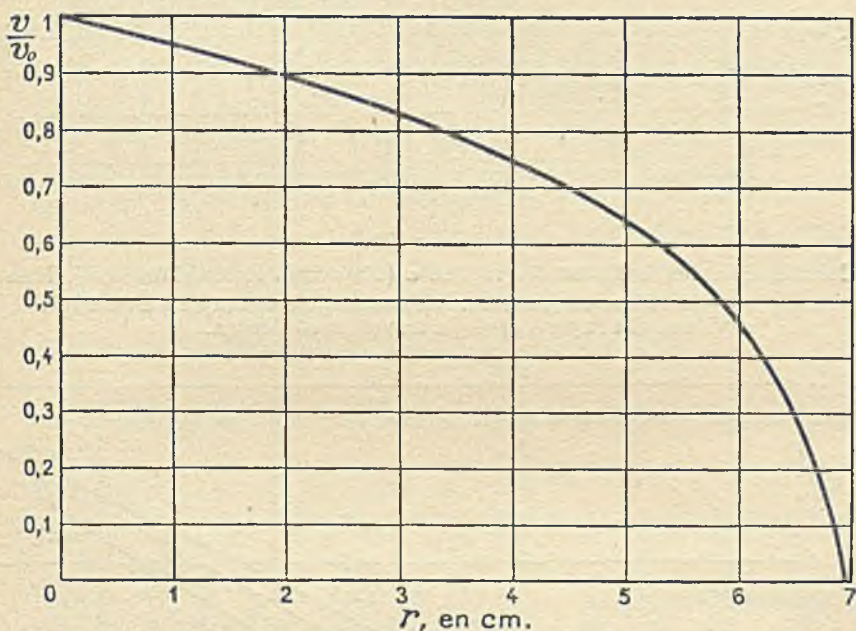


FIG. 101. — Relation entre la vitesse et le parcours (Briggs, Irène Curie).
 r , parcours restant dans l'air à 15° et à la pression normale.
 v , vitesse correspondante.
 $v_0 = 1,922 \times 10^9$ cm./sec., vitesse initiale des rayons α de *RaC'*.

minces, jusqu'à une vitesse d'environ 4×10^8 cm./sec. et un parcours restant d'environ 3 mm.; la raie obtenue par déviation magnétique est alors élargie, ce qui prouve que pendant la traversée de l'écran il s'est produit entre les rayons des différences de vitesse.

Les courbes de la figure 102 montrent que pour une même masse superficielle de l'écran la réduction de vitesse est d'autant plus grande que le nombre atomique est moins élevé.

Geiger et Nuttall ont signalé une relation particulièrement importante entre le parcours r des rayons α émis par une matière radioactive et la constante radioactive λ . Pour les éléments appartenant

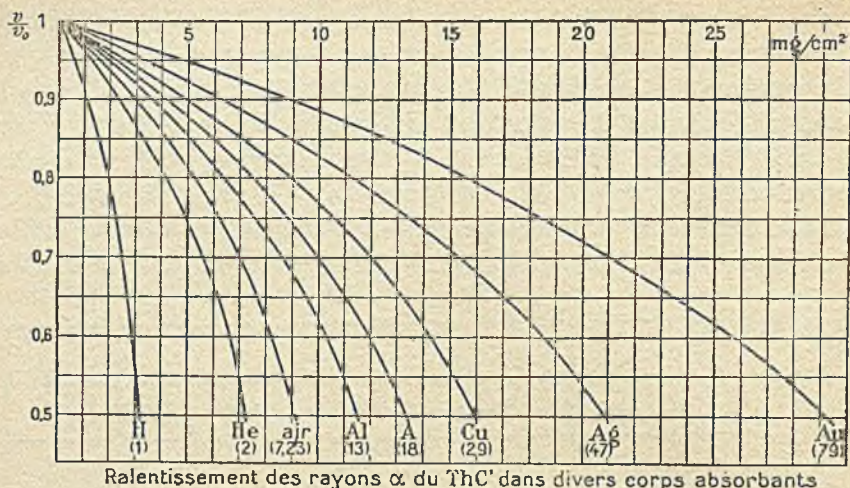


FIG. 102.

Courbes de ralentissement des rayons α (d'après S. Rosenblum et G. Mano).
 $v_0 = 2,054 \times 10^9$ cm./sec., vitesse initiale des rayons α de ThC' .
 v vitesse des rayons après la traversée de l'écran.

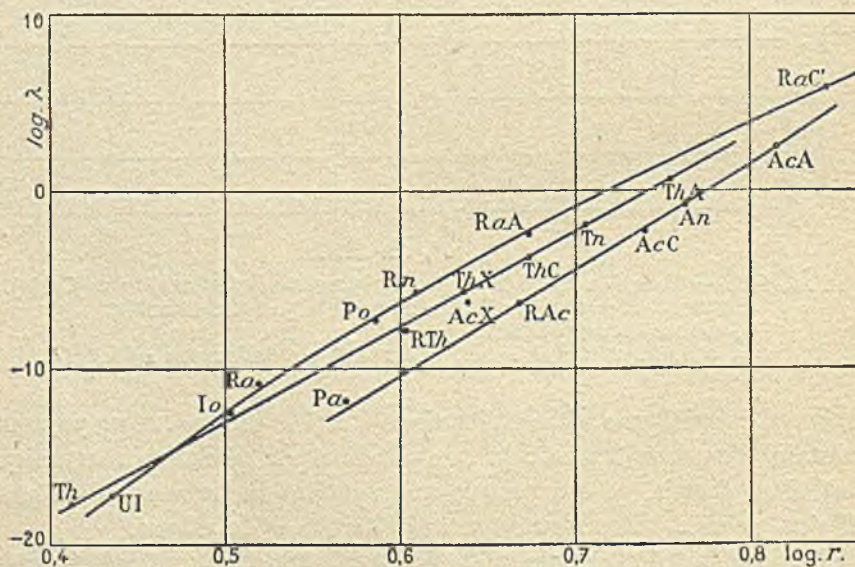


FIG. 103.

par filiation à une même famille le parcours des rayons α est d'autant plus long que la destruction est plus rapide. De plus, $\log \lambda$ est approximativement une fonction linéaire de $\log r$. Portant $\log r$ en abscisses

et $\log \lambda$ en ordonnées, on obtient trois lignes parallèles dont la première comprend l'uranium, l'ionium, le radium et ses dérivés, — la deuxième le thorium et ses dérivés, — la troisième les corps de la série de l'actinium avec le protactinium comme tête de série. Un examen plus attentif montre que la concordance est meilleure en renonçant à la forme linéaire et en traçant une courbe régulière qui passe par tous les points d'une manière plus satisfaisante. Sous cette forme le graphique est donné dans la figure 103. Les parcours employés sont ceux qui figurent dans le tableau 7 b, Appendice. On voit que tous les corps de la famille *U-Ra* se placent sur une ligne régulière ; il en est de même pour la famille du thorium. La famille de l'actinium ne présente pas autant de régularité, l'écart principal portant sur *AcX* dont la période est inférieure à celle de *RaAc*, alors que le parcours des rayons α est notablement plus petit.

La loi de Geiger-Nuttall est une relation entre la probabilité d'une transformation et l'énergie du rayon α émis. Cette relation a certainement une signification fondamentale en ce qui concerne la structure nucléaire. Elle paraît susceptible d'être interprétée du point de vue de la mécanique ondulatoire (chap. XXI § 114).

§ 71. Charge des rayons α . Mesure de la vie moyenne du radium.

Pour mesurer la charge transportée par les rayons α , il est nécessaire de les recevoir sur une électrode placée dans un vide aussi parfait que possible. En effet, l'ionisation produite par ces rayons dans les gaz est si intense (§ 72) que le courant de charge est négligeable devant le courant d'ionisation, sauf aux très basses pressions. D'autres difficultés résultent de la présence d'électrons, soit que la source donne lieu aussi à une émission de rayons β , soit par suite d'une émission d'électrons lents par toute surface que rencontrent les rayons α (voir rayons δ , § 75).

Le dispositif employé pour la mesure est le suivant (Rutherford et Geiger) (fig. 104). Le faisceau de rayons α est issu d'une source de petites dimensions portée par le plateau *S* et constituée par une matière radioactive en couche infiniment mince ; il est limité par le diaphragme *D* dont l'orifice est fermé par une feuille d'alumi-

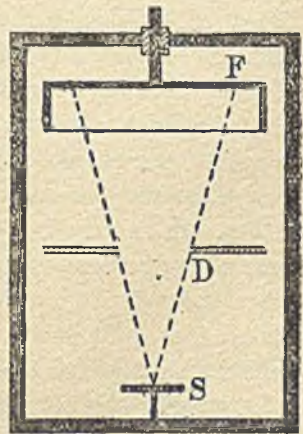


FIG. 104.

nium très mince (environ 3μ). Au delà du diaphragme les rayons α pénètrent dans le cylindre de Faraday F dont la face d'entrée est constituée par une feuille d'aluminium semblable à celle que porte le diaphragme. L'électrode F est réunie à l'électromètre. Entre F et D on peut établir un champ électrique h qui n'altère pas sensiblement la vitesse des rayons α mais permet d'apprécier le courant d'ionisation résiduel. L'appareil est placé dans un champ magnétique intense perpendiculaire au plan du tableau, afin de dévier les rayons β issus de la source; en même temps les électrons de faible vitesse issus des électrodes D et F sont déviés de manière à être ramenés à la surface d'émission. La déviation des rayons α par le champ magnétique est insuffisante pour intervenir dans les mesures. Soit i le courant de charge des rayons α et i' le courant d'ionisation. Selon le sens du champ h , l'électrode F recevra les courants

$$i_1 = i + i', \quad i_2 = i - i'; \quad \text{d'où } i = \frac{i_1 + i_2}{2}$$

Si le vide est très parfait, i' est négligeable et l'on doit avoir, $i = i_1 = i_2$, à condition que l'élimination de la charge parasite, attribuable aux électrons issus des surfaces solides, ait été complète.

On applique cette méthode à la mesure de la charge des rayons α émis en un temps donné par le RaC' contenu dans une préparation de RaC dont on mesure, par ailleurs, le rayonnement γ très pénétrant, par comparaison avec celui d'une quantité connue de radium en équilibre avec le radon et le dépôt actif (§ 97). Puisque dans ce dernier cas, les rayons γ de grand pouvoir pénétrant proviennent uniquement de RaC , la mesure nous apprend avec quelle quantité de radium la préparation de RaC utilisée serait en équilibre, c'est-à-dire, quelle est sa mesure en curies. Nous savons, d'autre part, que dans l'état d'équilibre radioactif, le nombre d'atomes transformés par unité de temps est le même pour la substance mère et pour ses dérivés, et qu'un seul rayon α est émis par atome transformé de Ra ou de RaC . La charge des rayons α émis par la préparation $RaC + RaC'$ est donc la même, par curie de RaC , que celle des rayons α émis dans le même temps par un gramme de Ra qui serait en équilibre avec cette préparation. On a ainsi la possibilité de mesurer la charge q des rayons α émis par seconde par un gramme de radium, alors que la mesure directe qui utiliserait comme source de rayons un sel de radium serait imparfaite parce qu'il serait difficile de constituer une couche de matière suffisamment mince et complètement exempte des dérivés du radium.

La quantité q est une constante fondamentale de grande importance, car on en déduit la vitesse de transformation du radium. En effet, si e est la charge élémentaire, le nombre n de rayons α transportant la charge q est $q/2e$; c'est aussi le nombre d'atomes transformés. Or, un gramme de radium contient $\mathcal{N}/226$ atomes (\mathcal{N} nombre

d'Avogadro), et la constante radioactive λ du radium est égale au rapport du nombre d'atomes transformés par unité de temps au nombre d'atomes présent. On a donc, posant $\mathcal{N}e = F = 9.650 U. E. M.$

$$\lambda = \frac{226 n}{\mathcal{N}} = \frac{226 q}{2F}$$

Connaissant λ , on calcule la vie moyenne θ et la période T . Les mesures les plus récentes ont donné $q = 35,1 U. E. S.$ (Braddick et Cave); d'où, pour n , $3,68 \times 10^{10}$, et pour la période du radium 1.600 ans.

La mesure directe de n donne une confirmation de ces résultats (§ 72).

La mesure de la charge q permet de calculer les volumes de radon et d'hélium produits par seconde par un gramme de radium. En effet, le nombre de rayons émis, $n = q/2e$, est égal au nombre d'atomes d'hélium et au nombre d'atomes de radon produits dans le même temps. Il se forme donc par seconde n/\mathcal{N} molécules grammes d'hélium et autant de molécules grammes de radon, soit $q/2F$, où F est la valeur du Faraday; le volume correspondant est $qU/2F$, si U est le volume de la molécule gramme.

Le gaz hélium pouvant s'accumuler indéfiniment, son volume croît proportionnellement au temps pour des durées t qui restent petites par rapport à la vie moyenne du radium. Le volume u d'hélium formé par gramme de radium en équilibre avec le radon et les corps RaA , RaB , RaC émettant au total 4 groupes de rayons α en nombres égaux, est donc :

$$u = \frac{4nUt}{\mathcal{N}} = \frac{2qUt}{F}$$

En raison de sa destruction spontanée, le radon ne peut s'accumuler que jusqu'à une limite; le volume limite u' est donné par la formule :

$$u' = \frac{nU}{\lambda\mathcal{N}} = \frac{qU}{2F\lambda}$$

où λ est la constante du radon. Le volume ainsi calculé est celui du *curie*, quantité de radon en équilibre avec un gramme de radium.

Les valeurs prévues pour u et u' sont conformes à l'expérience. Prenant $n = 3,7 \times 10^{10}$, $q = 35,3 U. E. S.$ (voir § 79), $U = 22,4 \times 10^3 \text{ cm}^3$, $F = 9650 U. E. M.$, $\lambda = 2,1 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$, on trouve à 0° $u = 173 \text{ mm}^3$ par an, $u' = 0,66 \text{ mm}^3$ (voir § 80 et § 58).

Des mesures du courant de charge ont aussi été faites pour les rayons α d'autres radioéléments, Po , $ThC + ThC'$, mais leur rapport avec une quantité déterminée de matière est moins bien connu. La mesure du courant de charge jointe à celle du courant d'ionisation permet de déterminer le nombre d'ions produit par un rayon α (§ 72). Jointe à une expérience de numération directe, elle permet de mesurer la charge d'un rayon α . Rutherford a établi, par cette méthode,

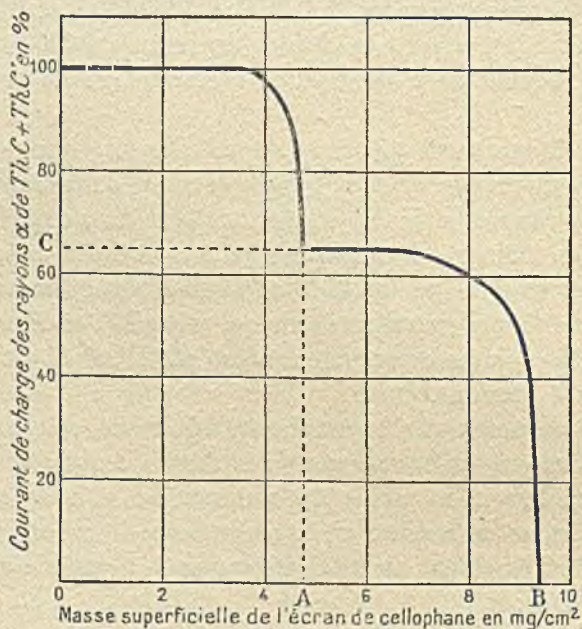


FIG. 105.

	Rayons α de ThC	Rayons α de ThC'
Parcours dans la cellophane.	$OA = 4,75 \text{ mg./cm}^2$	$OB = 9,35 \text{ mg./cm}^2$
Proportion	$100 - OC = 65 \%$	$OC = 35 \%$

que la charge d'une particule α est le double de la charge élémentaire. Le nombre trouvé était $9,3 \times 10^{-10} U. E. S.$

Quand un faisceau canalisé de rayons α traverse un écran mince homogène, le nombre de rayons dans le faisceau transmis reste sensiblement constant sur la plus grande partie du parcours, et il en est de même du courant de charge mesuré au delà de l'écran ; la proportion de rayons éliminés par dispersion et de rayons à charge simple (ou nulle) est relativement faible. Cette proportion augmente rapidement vers la fin du parcours et détermine une chute du courant

de charge à allure finale très brusque. La figure 105 représente la variation de ce courant en fonction de l'épaisseur de cellophane traversée, pour les rayons α du dépôt actif du thorium (d'après R. Grégoire) ; la première chute du courant correspond à l'élimination des rayons α de ThC , et la deuxième porte sur les rayons α de ThC' . L'expérience permet donc de distinguer ces deux groupes, d'évaluer la proportion de rayons dans chacun d'eux et de mesurer les parcours.

§ 72. Numération des particules α .

Nombre d'ions produit par un rayon α sur son parcours.

Les principes de divers procédés d'observations de rayons individuels ont été décrits au § 65 (voir aussi § 67). Tous ces principes ont été appliqués à la numération. On décrira ici les dispositifs les plus utilisés jusqu'ici et les résultats obtenus.

Dispositif de numération par scintillations (fig. 106). — Les rayons α sont émis par une source de petites dimensions S placée dans un récipient où on fait le vide. Le faisceau, limité par un diaphragme D , rencontre un écran E constitué par une lamelle de verre, portant une couche mince de sulfure de zinc. L'écran étant transparent à la lumière, les scintillations produites sont observées à l'aide d'un microscope M placé au delà de l'écran.

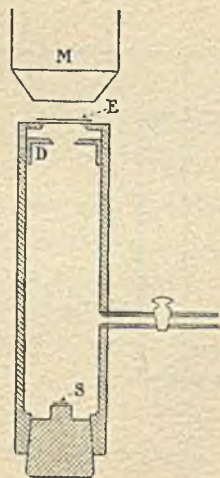


FIG. 106.

Numération par l'effet ionisant, compteur à fil, méthode Rutherford Geiger (fig. 107). — Les rayons α émis par la source de petites dimensions S dans un angle solide limité par le diaphragme D fermé par une feuille mince d'aluminium ou de mica, pénètrent dans une chambre d'ionisation cylindrique dont l'électrode A est reliée à un électromètre et l'électrode B à l'un des pôles d'une batterie dont l'autre pôle est au sol. De S à D le trajet des rayons a lieu dans le vide ; la pression dans la chambre (quelques millimètres de mercure) et la tension de la batterie (environ 1.200 volts) sont choisies de telle manière que l'ionisation par choc vienne amplifier l'effet ionisant direct des rayons. Au passage de chaque rayon, l'électromètre dévie ; il est ramené au zéro par l'intermédiaire d'une grande résistance reliée au sol, telle qu'une résistance à gaz ionisé. Les déviations sont enregistrées par un dispositif photographique.

Dans le dispositif de Geiger qui a reçu le nom de *compteur à pointe* (fig. 108), les rayons issus d'une source de petites dimensions S pénètrent dans une chambre B , dont l'électrode centrale est une pointe, au travers du diaphragme D fermé par une feuille mince d'aluminium ou de mica. La chambre B est portée à un potentiel élevé (1.200 volts environ). La pointe est reliée à la grille d'un amplificateur G . L'entrée d'un rayon dans

la chambre détermine la production d'une aigrette qui se termine par un choc audible au téléphone ; on peut remplacer l'audition par un enregistrement photographique ⁽¹⁾.

La planche XI n° 1 donne la reproduction d'un graphique d'enregistrement de rayons α . On y aperçoit le début brusque de chaque

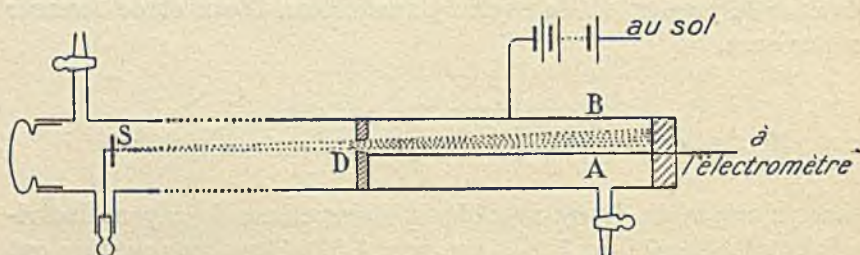


FIG. 107.

déviations qui caractérise l'entrée d'une particule α dans un appareil électrométrique du type figure 107, et le retour progressif au zéro.

On remarque aussi que les intervalles d'émission ne sont pas égaux, mais que la distribution est irrégulière.

Les dispositifs décrits ci-dessus qui utilisent l'ionisation par choc, ne donnent pas, en général, de déviations proportionnelles aux quantités d'électricité directement libérées par les rayons dans la chambre ; ils ne permettent donc pas une distinction aisée entre les rayons α et d'autres rayons qu'on peut avoir à compter également : rayons H , rayons β et γ . Les perfectionnements récents des amplificateurs ont permis d'établir des compteurs proportionnels dans lesquels l'ionisation primaire est directement utilisée par l'amplificateur ; dans les graphiques obtenus, la déviation est

proportionnelle à la quantité d'électricité reçue. On voit l'exemple d'un tel graphique dans la planche XI, figure 2.

⁽¹⁾ Au lieu de la pointe, on emploie fréquemment une tige terminée par une sphère de petit rayon.

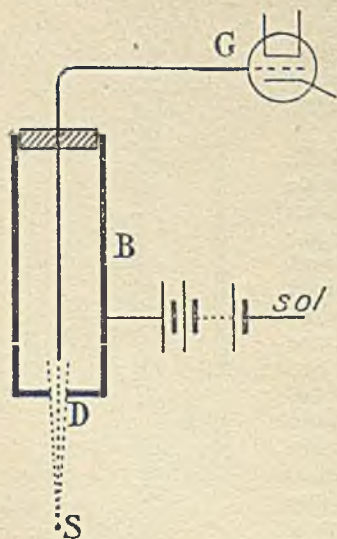


FIG. 108.

Les expériences de numération ont été faites sur les rayons α de divers radioéléments. Prenant comme source le dépôt actif du radium dont on mesure le rayonnement γ par comparaison avec celui d'un étalon de radium (voir § 71) on peut déterminer le nombre n de rayons α émis par seconde, par curie de RaC' ou par gramme de radium. On en déduit la constante radioactive λ du radium et la charge q , par les relations $q = 2ne$; $\lambda = 226 n/\mathcal{N}$.

(\mathcal{N} nombre d'Avogadro, e charge élémentaire).

Le nombre de molécules grammes d'hélium ou de radon formé par seconde est alors n/\mathcal{N} . Rutherford et Geiger ont trouvé $n = 3,57 \times 10^{10}$. Des expériences ultérieures ont donné des valeurs comprises entre $3,40 \times 10^{10}$ et $3,72 \times 10^{10}$. Il subsiste donc encore une incertitude de quelques pour cent sur cette importante constante et, par là, sur la vie du radium. Le nombre admis dans les tables de constantes est $n = 3,7 \times 10^{10}$, d'où $T = 1590$ ans (1).

La numération des rayons α de l'uranium et du thorium a été effectuée pour déterminer les périodes de ces radioéléments (§§ 122 et 135).

La numération des rayons α du polonium a été faite en relation avec la mesure du volume de l'hélium formé, en vue de déterminer le nombre d'Avogadro (§ 73) ; elle a aussi permis une étude détaillée des intervalles d'émission en relation avec la théorie de probabilité (§ 58).

Nombre d'ions produit par un rayon α . — Les expériences de numération permettent d'atteindre le nombre d'ions produit par un rayon α . Pour obtenir ce nombre ν il faut mesurer le courant d'ionisation I produit dans l'air par absorption complète d'un faisceau de rayons (voir § 74) et déterminer, d'autre part, le nombre n de rayons contenus dans le faisceau. On aura alors ν par la relation $I = n\nu e$ (e charge élémentaire).

Si, au lieu de faire la numération, on mesure le courant de charge i transporté par les rayons, on aura :

$$i = 2ne \quad \nu = 2 I/i$$

Les mesures ont été faites principalement pour les rayons α de RaC' et du polonium. Dans le premier cas, la source est une préparation

(1) La même valeur de n a été adoptée dans le § 71 pour le calcul du volume du curie et de la production d'hélium.

de $RaB + RaC$ ou de RaC , et son intensité est déterminée par la mesure du rayonnement γ . On peut rapporter le courant d'ionisation totale mesuré à la valeur I qu'il aurait si la source était en équilibre avec un gramme de radium, c'est-à-dire si elle contenait un curie de RaC' (§ 97). D'après les expériences faites dans l'air $I = 3,9 \times 10^6$ U. E. S. Admettant que $n = 3,7 \times 10^{10}$ et $e = 4,77 \times 10^{-10}$ U. E. S., on en déduit $\nu = 2,20 \times 10^5$ pour un rayon α de RaC' (parcours à 15° , 6,96 cm.).

Ainsi le pouvoir ionisant d'un rayon α est considérable, et les ions produits sont extrêmement serrés le long de la trajectoire; le maximum de densité linéaire qui se produit quelques millimètres avant la fin de parcours correspond à environ 6500 ions par millimètre. De là l'aspect continu des trajectoires de brouillard (voir pl. VII et VIII), sur lesquelles il est impossible de distinguer les gouttelettes juxtaposées; cette distinction n'a pu être réalisée qu'en produisant les trajectoires dans l'hydrogène sous pression réduite ou dans l'air à basse pression.

L'ionisation par les rayons α est loin d'être uniforme; les ions sont disposés en colonnes compactes, dans lesquelles les ions de signe contraire sont très rapprochés. Il en résulte que ces ions peuvent se recombiner avant d'avoir été séparés par le champ et qu'il est difficile d'atteindre le courant de saturation. La théorie de cette *ionisation en colonne* a été donnée par P. Langevin; elle prévoit que la saturation est atteinte pour un champ moins intense, si celui-ci est perpendiculaire aux rayons que s'il leur est parallèle. L'abaissement de pression est également favorable à la saturation. Dans l'argon très pur, on obtient le courant de saturation pour un champ beaucoup moins intense que dans l'air (§ 9).

Si l'on admet que dans l'air l'ionisation totale produite par les rayons α est proportionnelle à $R^{2/3}$ (§ 68), on peut calculer les nombres d'ions k produits dans l'air par les rayons α de divers radioéléments, prenant comme base le nombre obtenu pour RaC' , d'après la formule $k = 6,3 \times 10^4 \times R_0^{2/3}$, R_0 étant le parcours à 0° . Les nombres calculés avec plus de précision d'après les valeurs de l'énergie se trouvent dans le tableau 7 a (Appendice).

Le nombre le plus récent déterminé directement pour les rayons α du polonium, $1,53 \times 10^5$ (Grégoire), diffère peu du nombre prévu d'après le parcours: $1,52 \times 10^5$.

Puisque le nombre n de rayons α émis par seconde a la même valeur pour Ra et pour ses dérivés Rn , RaA , RaC' , RaF (ou Po), en équilibre avec lui, la formule $I = nve$ donne pour Ra en grammes, et pour chaque dérivé en curies, le courant d'ionisation totale, prenant

$n = 3,7 \times 10^{10}$ avec la valeur de v calculée d'après le parcours. On trouve ainsi les valeurs suivantes en *U. E. S.* :

	<u>Ra</u>	<u>Rn</u>	<u>RaA</u>	<u>RaC</u>	<u>Po</u>
$v \times 10^{-5}$	1,37	1,56	1,72	2,20	1,52 (1,53)
$I \times 10^{-6}$	2,43	2,76	3,05	3,90	2,69 (2,71)

Pour *Po*, le nombre entre parenthèse correspond à la mesure directe de v .

Connaissant le nombre d'ions produit par une particule α , on peut se rendre compte dans quelle mesure son énergie est dépensée en travail d'ionisation. En divisant l'énergie d'un rayon α de *RaC* exprimée en électron-volts, par le nombre d'ions produits dans l'air, on trouve pour l'énergie dépensée en moyenne par paire d'ions $7,65 \times 10^6 / 2,2 \times 10^5$, soit 35 électrons-volts.

Le potentiel d'ionisation des gaz qui composent l'air n'a que la moitié de cette valeur : on l'estime à 17 volts pour l'azote et à 15,5 volts pour l'oxygène. La proportion d'énergie qui correspond, au minimum, à l'ionisation, est donc inférieure à 50 %. L'ionisation des atomes dans leurs niveaux plus profonds ne peut être un phénomène assez fréquent pour rendre compte de la divergence. Celle-ci s'interprète principalement par un important effet d'excitation. Il est à remarquer, d'autre part, que l'ionisation est due non seulement au rayon α (ionisation primaire), mais aux électrons libérés par lui (ionisation secondaire). L'utilisation de l'énergie transmise aux électrons, pour l'ionisation secondaire, est nécessairement imparfaite, puisque beaucoup d'entre eux ont une énergie, soit inférieure à celle d'ionisation, soit peu supérieure ; les résidus d'énergie insuffisants pour produire une paire d'ions apparaissent donc fréquemment. Il est remarquable que, dans ces conditions, la production d'ions dans l'air soit néanmoins proportionnelle à l'énergie dépensée dans toute l'étendue de la courbe d'ionisation (§ 66). Cette proportionnalité n'est probablement pas parfaite, mais les écarts ne sont pas importants. Dans l'hélium, le rendement en ionisation est plus élevé que dans l'air, le potentiel d'ionisation moyen, calculé comme précédemment (près de 30 volts) étant ici plus voisin du potentiel d'ionisation vrai (24,6 volts). Il en est de même pour le néon. Ce fait est vraisemblablement en relation avec la structure des molécules monoatomiques de *He* et de *Ne*, plus simple que celle des molécules diatomiques d'azote ou d'oxygène. La théorie de l'ionisation par les rayons α sera résumée dans le § 77.

§ 73. Production d'hélium par les radioéléments.

La présence constante d'hélium dans les minéraux radioactifs a fait naître la supposition que l'hélium pouvait être un des produits de transformation des radioéléments. En 1903, Ramsay et Soddy ont annoncé que le radon donne lieu à une production d'hélium, identifié par son spectre ; cette importante découverte a été aussitôt confirmée par d'autres observateurs, et le même fait a été observé

avec le radium et d'autres radioéléments émettant des rayons α (P. Curie et J. Dewar, E. Rutherford, A. Debierne, etc.). La production d'hélium par ces radioéléments s'explique complètement en admettant qu'un rayon α est un noyau d'hélium, et constitue un argument de grande valeur en faveur de la théorie de transformation atomique des radioéléments, plus particulièrement du point de vue de la chimie.

La mesure de la production d'hélium a été faite pour le radium en équilibre avec le radon et le dépôt actif. A cet effet, on a conservé dans le vide un sel sec de radium, après élimination des gaz occlus par chauffage du sel ; les rayons α émis sont principalement absorbés dans le sel même qui retient l'hélium produit. Après quelques mois d'accumulation, le sel est à nouveau chauffé, ce qui permet de recueillir l'hélium et d'en mesurer le volume. Les nombres obtenus, 164 mm³ (Dewar), 156 mm³ (Rutherford et Boltwood), par an et par gramme de radium, sont voisins des prévisions théoriques.

La production d'hélium a aussi été mesurée pour le polonium et a été trouvée conforme au nombre d'atomes détruits pendant le temps considéré (M. Curie et A. Debierne). L'accumulation a eu lieu dans un récipient qui contenait une solution acide de polonium émettant au début de l'expérience, par seconde, le même nombre de rayons α que 90 mgr. de radium privé de ses dérivés.

L'hélium produit en 236 jours occupait dans un tube capillaire de diamètre 0,34 mm., sous la pression atmosphérique, une longueur de 13,5 mm. (volume ramené à 0° : 1,3 mm³).

La production d'hélium par l'actinium accompagné de ses dérivés a été trouvée parfaitement régulière en fonction du temps pendant 6 mois (A. Debierne).

On a pu vérifier que des corps faiblement radioactifs comme l'uranium et le thorium donnent lieu à une production d'hélium de l'ordre de grandeur correspondant. Celle-ci a été également observée sur des minéraux radioactifs.

§ 74. Dosage des matières radioactives solides par la mesure du rayonnement α .

L'emploi des rayons α fournit le moyen le plus sensible pour le dosage de certains radioéléments, en raison du grand nombre d'ions produits par atome transformé. La méthode la plus courante pour évaluer la radioactivité des minéraux ou des sels de radium consiste à introduire ces substances dans une chambre d'ionisation et à me-

surer le courant de saturation attribuable presque intégralement à l'effet ionisant des rayons α . De telles mesures ont une grande utilité pratique, mais ne conduisent pas en général à un dosage précis, en raison des difficultés qui résultent de l'absorption partielle des rayons α par la matière soumise à l'examen ; le courant d'ionisation qu'on peut obtenir avec une certaine quantité de matière prend des valeurs très différentes, suivant que celle-ci est distribuée en grains plus ou moins fins sur une surface plus ou moins grande. Si les conditions d'absorption sont rendues comparables, la mesure du rayonnement α conduit à un dosage approximatif.

On emploie pour cela des masses égales de matière, pulvérisées à une même finesse de grain et occupant la même surface, en couche uniforme mince, sur la partie centrale de plateaux supports semblables qu'on introduit dans la chambre d'ionisation. Il y a avantage à employer une chambre dont les dimensions sont telles que les rayons α émis par la couche active terminent leur parcours dans l'air sans atteindre l'électrode ou les parois ; la mesure est alors indépendante de la densité de l'air. Cette condition est facile à réaliser pour des rayons dont le parcours ne dépasse pas 3 à 4 cm., la saturation du courant pouvant alors être obtenue pour des différences de potentiel de quelques centaines de volts, si l'intensité ne dépasse pas quelque *U. E. S.* Si le parcours atteint 7 à 8 cm., et que l'on donne aux électrodes un écartement correspondant, il devient difficile d'obtenir la saturation à l'aide des batteries de charge couramment utilisées.

En observant les précautions ci-dessus indiquées on peut mesurer, en valeur relative, les proportions d'une même matière radioactive, contenue dans la même matière absorbante. La mesure est d'autant plus précise, que la préparation des couches actives a été plus parfaite ; il est usuel de délayer la poudre fine dans du chloroforme et de la laisser déposer lentement sur son support. La méthode s'applique, par exemple, aux cas suivants : richesse en radium de sels de baryum radifères secs, proportion d'ionium dans l'oxyde de thorium, proportion de protactinium dans l'oxyde de tantale qui a servi pour l'entraîner, etc. Quand il y a incertitude sur l'homogénéité des couches actives, sur le dégagement des émanations et sur l'absorption relative du rayonnement dans les matières à comparer, les mesures effectuées de cette manière ne peuvent être utilisées qu'à titre de renseignement, préliminaire au dosage.

Dans ces mesures, il est habituel de se servir d'*étalons* de comparaison constitués généralement par de l'oxyde d'urane finement pulvérisé, déposé de sa suspension dans un liquide, en couche uniforme et compacte de forme circulaire, sur un disque métallique ou dans une cuvette plate très peu profonde.

Pour obtenir une grande précision et des résultats d'interprétation aisée, il est indispensable d'éliminer l'absorption par tout milieu autre que le gaz dont on mesure l'ionisation. A cet effet, les matières radioactives solides doivent donc être utilisées en couche suffisamment mince pour que l'absorption des rayons dans la couche même soit négligeable. Les épaisseurs qu'il faut réaliser pour satisfaire à cette condition sont inférieures à un dixième de micron. Certains radioéléments sont très facilement obtenus en couche si mince qu'elle est invisible, tels les constituants des dépôts actifs ou le polonium. Pour les composés de radium ou d'urane, on a tenté de procéder

par évaporation d'une solution, ou par dépôt d'une suspension très fine dans un liquide ; le dépôt se compose soit de petits cristaux, soit de grains de petites dimensions.

Quand un radioélément est déposé en couche infiniment mince sur une surface plane et que les rayons α sont entièrement absorbés dans l'air, le courant de saturation i obtenu, exprimé généralement en unités *E. S.*, a une signification bien définie : il représente pour la quantité de matière donnée q la moitié du courant d'ionisation I résultant de l'utilisation totale des rayons α ; l'autre moitié des rayons est absorbée dans le support.

Pour les composés d'uranium, on a déduit, par extrapolation de mesures faites sur des couches aussi minces que possible $I = 1,4$ *U. E. S.* par gramme de *U*. Une mesure semblable faite pour le radium a donné $I = 2,4 \times 10^6$ *U. E. S.* par gramme de radium au minimum d'activité, nombre conforme aux prévisions théoriques (§ 72). En se basant sur ces chiffres, on peut doser l'uranium et le radium, par la mesure de l'activité totale de couches aussi minces que possible.

Pour les radioéléments qui ne sont pas accessibles à la pesée directe, on peut déduire du courant I la quantité q en grammes, à condition de connaître la constante radioactive λ ainsi que le nombre d'ions ν produit par un rayon α . Le nombre d'atomes contenu dans q grammes étant $q \mathcal{N}/A$, le nombre d'atomes transformés par unité de temps, soit $\lambda q \mathcal{N}/A$, est égal au nombre de rayons α émis ; on a donc la relation :

$$I = \lambda q \mathcal{N} \nu e / A$$

(A poids atomique, \mathcal{N} nombre d'Avogadro, e charge élémentaire). Ainsi pour le polonium dont le poids atomique théoriquement prévu est 210 (§ 120), on trouve qu'au courant $I = 1$ *U. E. S.* correspond $q = 0,83 \times 10^{-10}$ gr. Le courant $I/2 = I'$, mesuré dans la chambre d'ionisation, est fréquemment utilisé pour indiquer en valeur relative la quantité de polonium. A $I' = 1$ *U. E. S.* correspond $q = 1,66 \times 10^{-10}$ g., soit $0,74 \times 10^{-6}$ curies de *Po*.

Pour *RaC* en équilibre avec *RaC'*, les nombres de rayons émis par unité de temps sont les mêmes. La mesure de I' pour les rayons de *RaC'*, permet donc de déterminer la quantité de *RaC* et de *RaC'*, soit en millicuries, soit en grammes.

Plus l'ionisation est intense, plus il est difficile d'obtenir le courant de saturation avec le voltage disponible. On peut avoir recours en ce cas, à des tables ou courbes de correction à base expérimentale, valables dans

certaines limites. Un procédé d'application plus générale consiste à mesurer i , soit pour une fraction connue de la matière à doser, soit pour une fraction connue du rayonnement total, d'où deux méthodes de dosage ci-dessous indiquées ⁽¹⁾ permettant d'employer le même appareil électrométrique pour des quantités de matière de différents ordres de grandeur.

1° La première méthode est celle de *dosage par gouttes*. La matière à doser est en solution diluée de poids connu. Sur cette solution, à l'aide d'une pipette fine, on prélève une goutte qu'on pose sur une lamelle de verre mince, placée sur le plateau d'une balance apériodique de grande précision, à lecture directe de 0 mg. 1. La goutte pesée (environ 20 mg.) est évaporée sur la lamelle, et le résidu d'évaporation doit être à peine visible. La lamelle est

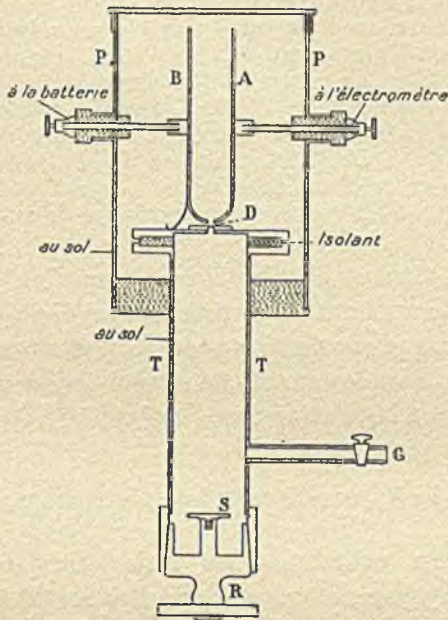


FIG. 109. — La source S est posée sur un plateau porté par le bouchon R qui forme le tube T ; le vide est fait par le tube G ; la chambre d'ionisation AB est protégée par la boîte P reliée au sol.

ensuite portée dans l'appareil de mesures. Pour éviter de trop diluer la solution, on peut en prendre d'abord une partie aliquote, avec laquelle on prépare une solution secondaire, et c'est sur celle-ci qu'on prélève les gouttes. Bien conduite, cette méthode permet d'atteindre la précision de 1%. Si une précision de 2 à 3% suffit, on peut se dispenser de peser les gouttes et compter sur la constance de poids de celles que laisse tomber une pipette tenue verticalement, préalablement étalonnée.

2° La deuxième méthode s'applique à une matière active déposée sur un

⁽¹⁾ Ces méthodes sont couramment utilisées à l'Institut du Radium de Paris, principalement pour le dosage du polonium.

support plan, en couche infiniment mince, de dimensions limitées. Un cône de rayons d'angle solide ω , issu de cette source S placée dans le vide, et limité par un diaphragme D , traverse une feuille d'aluminium, d'épaisseur environ 3μ , qui ferme le diaphragme ; il pénètre ensuite entre les plateaux A et B d'une chambre d'ionisation et termine son trajet dans l'air entre ces plateaux, sans les rencontrer. Dans le champ transversal par rapport aux rayons, la saturation est obtenue très facilement. Après avoir mesuré le courant i , on le multiplie par un coefficient constant $k = 2\pi C/\omega$, où C est le facteur qui tient compte de la perte d'ionisation due au ralentissement des rayons dans l'aluminium ; cette perte, de l'ordre de 10 %, fait l'objet d'un étalonnage préalable. La mesure s'est montrée applicable à des valeurs de i de 100.000 $U. E. S.$ et davantage. Le dispositif expérimental est représenté dans la figure 109.

Indiquons à titre d'exemple, que pour le polonium, placé dans une chambre d'ionisation à plateaux distants de 4 cm. (rayons émis dans l'angle solide 2π), la saturation du courant est obtenue à 0,5 % près pour une tension de 1.000 volts quand $i = 1 U. E. S.$ Pour la même tension, le défaut de saturation passe à 5 % pour $i = 100 U. E. S.$, à 12 % pour $i = 300 U. E. S.$ et à 30 % pour $i = 1.000 U. E. S.$ Quand i est de l'ordre de 20.000 $U. E. S.$ ou davantage, l'application d'une tension élevée peut provoquer le passage d'effluves, avant qu'on ait pu observer un régime de saturation.

La mesure du courant d'ionisation en vue d'un dosage peut être remplacée par une numération directe des rayons α ou par la mesure du courant de charge, ce dernier procédé n'étant applicable qu'aux sources intenses. Entre le courant de charge i mesuré dans l'angle 2π et la quantité q on a la relation : $i = \lambda qF/A$.

§ 75. Rayons δ . Rayons X secondaires excités par les rayons α .

Rayons δ . — En examinant les trajectoires de brouillard des rayons α dans l'hydrogène, on voit qu'elles sont hérissées sur toute leur longueur de courtes trajectoires secondaires formant avec la trajectoire principale un angle d'autant plus aigu qu'elles sont plus longues (pl. XI, fig. 4). Ces trajectoires sont attribuables à des électrons libérés de molécules que les rayons α ionisent sur leur passage. La plupart des ions négatifs ainsi obtenus ont des vitesses très faibles et ne peuvent franchir ni dans l'air, ni même dans l'hydrogène un parcours observable ; mais quelques-uns ont des vitesses plus élevées, et leur parcours est rendu visible par les ions qu'ils produisent. On les désigne fréquemment comme *rayons δ* . De la longueur des trajectoires secondaires, on peut déduire la vitesse des électrons (§ 16). On peut, d'autre part, prévoir théoriquement la probabilité d'émission d'un électron de vitesse donnée ainsi que la valeur correspondante de l'angle de la trajectoire secondaire avec celle du rayon α , en se basant sur la conception classique d'une attraction électrostatique entre

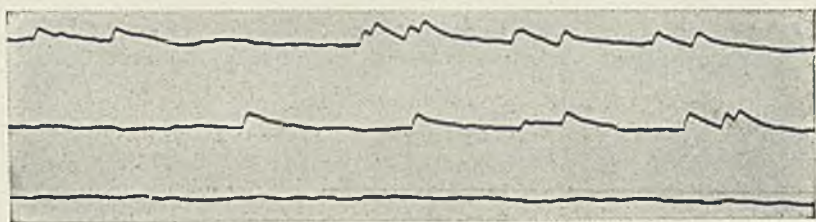


FIG. 1. — Enregistrement des rayons α du polonium, méthode d'ionisation par choc (Marie Curie).

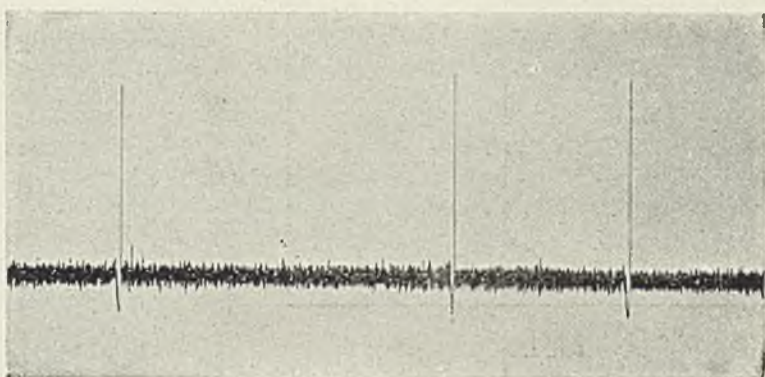


FIG. 2. — Enregistrement des rayons α du polonium. Emploi de l'amplificateur à lampes proportionnel (Leprince Ringuet).



FIG. 3. — Rayon α lent (fin de parcours) grossi 3,5 fois. Pas de rayons β visibles (Pierre Auger).

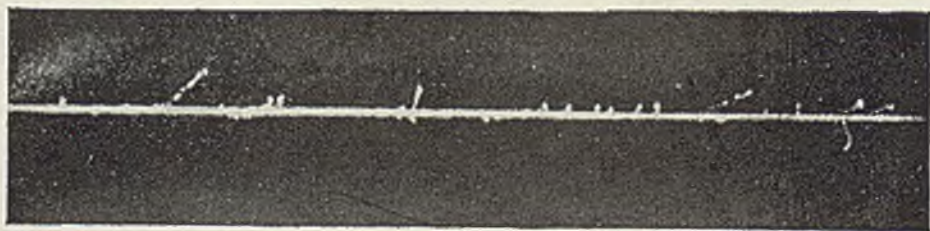


FIG. 4. — Rayons α du thorium C (vitesse : 2,10 cm s.). Grossi 3,5 fois. Rayons β atteignant 2,9 mm.



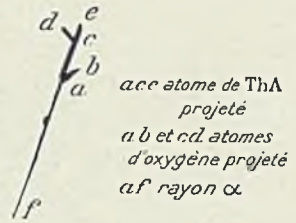


FIG. 1.

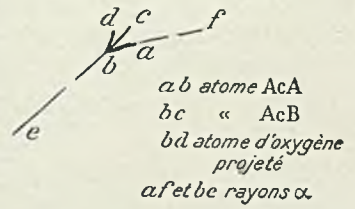


FIG. 2.

l'électron et la particule α , selon la loi de Coulomb (§ 77). La vitesse maximum que peut acquérir l'électron est, en ce cas, $2v$ (v vitesse de la particule α); à cette vitesse limite correspond un parcours limite r qui croît comme v^4 .

Les résultats expérimentaux sont conformes à la théorie classique, en ce qui concerne la relation entre r et v ainsi que le nombre d'électrons projetés avec une vitesse suffisante pour que la trajectoire secondaire puisse être observée. En ce qui concerne la distribution angulaire, la vitesse de projection est, en général, comme le demande la théorie, d'autant plus grande que la direction de projection fait un angle plus petit avec celle de la particule α , mais on constate aussi des écarts qui peuvent provenir d'un changement de direction subi par l'électron dès le début de sa trajectoire.

Le parcours limite des rayons δ , mesuré dans l'hydrogène sous une pression d'environ 50 cm., est 1 mm. pour ceux produits par les rayons α de *Po*, et 2,9 mm. pour ceux produits par les rayons α de *ThC'* (P. Auger). Pour les rayons α de *RaC'*, les rayons δ atteignent 2 mm. dans l'hydrogène et 0,5 mm. dans l'air, dans les conditions normales de température et de pression.

L'émission d'électrons lents par les molécules ou atomes rencontrés par les rayons α est un phénomène général qui se produit, non seulement dans les gaz mais aussi dans toute matière, en particulier dans les métaux. Ainsi, quand les rayons α traversent une feuille métallique, la surface de celle-ci est le siège d'une émission d'électrons dont le nombre atteint 10 à 20 par rayon α , et dont les vitesses dépassent rarement une valeur qui correspond à quelques volts.

Rayons X secondaires. — Les électrons expulsés des atomes par les rayons α proviennent, en général, des niveaux atomiques extérieurs, à faible énergie. Cependant, il peut arriver aussi qu'un électron soit extrait d'un niveau plus profond. En ce cas, le retour de l'atome à l'état normal donne lieu à une émission de rayonnement électromagnétique caractéristique de l'atome excité. Ce phénomène a été effectivement observé, mais son intensité est toujours faible parce que la proportion d'atomes excités dans leurs niveaux plus profonds est très petite. La théorie classique appliquée à un électron libre prévoit, comme on vient de l'indiquer, l'énergie maximum w qu'une particule α de vitesse donnée peut céder à cet électron. Une supposition simple consiste à admettre qu'un électron pourra être extrait d'un niveau, si l'énergie de niveau est inférieure à w . On en déduit une limite supérieure pour les énergies de radiation secondaire

excitée par les rayons α dans les atomes rencontrés ; la limite est, par exemple, environ 3.000 volts, (longueur d'onde 4 \AA) pour les rayons α du polonium, substance particulièrement favorable pour la recherche de ces rayons secondaires, car son rayonnement γ nucléaire est extrêmement faible. L'observation des rayons X secondaires a été faite, soit en utilisant l'ionisation qu'ils produisent, soit en les recevant dans un compteur à pointe. La longueur d'onde de la radiation a été déterminée par le coefficient d'absorption massique μ/ρ dans Al . Les rayons X étaient excités soit dans la matière qui sert de support au polonium, soit dans un radiateur qui recevait les rayons α . Pour supprimer l'effet des rayons H de transmutation produits dans l'azote de l'air (§ 108), on peut placer la source de rayons dans le gaz carbonique.

On a observé la production de rayons X par les rayons α de Po dans divers éléments, de nombre atomique 12 à 83, dans le domaine de longueurs d'onde entre 10 \AA . et 1 \AA . (énergies quantiques entre 1.200 et 13.000 électron-volts). Ces radiations appartiennent à la série K pour les éléments légers, aux séries L et M pour les éléments plus lourds. Le rendement, en nombre de quanta de radiation par rayon α , diminue rapidement avec la longueur d'onde λ de la radiation excitée. Exemple : radiation K de Zn , $\lambda = 1,4 \text{ \AA}$., $(\mu/\rho)_{Al} = 40$, rendement 24 quanta par 10^4 rayons α ; radiation L de l'argent, $\lambda = 4,1 \text{ \AA}$., $(\mu/\rho)_{Al} = 730$, rendement 450 quanta par 10^4 rayons α (Bothe et Fräntz, I. Curie et F. Joliot).

On constate que l'énergie en électron-volts d'un quantum de rayons X secondaires peut dépasser notablement celle qu'un rayon α de Po peut céder à un électron libre selon la théorie classique, et il en est, à plus forte raison, ainsi, pour l'énergie d'extraction d'un électron du niveau correspondant. On a tenté d'expliquer cette divergence en faisant intervenir les vitesses des électrons sur leurs orbites, ou en ayant recours aux méthodes de la mécanique ondulatoire.

Les rayons α sont susceptibles d'exciter dans les corps légers, en proportion extrêmement faible, des rayons très pénétrants (rayons γ et neutrons), en relation avec les phénomènes de transmutation (§ 109).

§ 76. Rayons de recul.

L'émission d'une particule α de masse M et de vitesse v par un atome supposé immobile est accompagnée du recul de l'atome résiduel dont la masse est M' et la vitesse initiale v' , conformément à la

relation $Mv = M'v'$ qui exprime qu'il y a conservation de la quantité de mouvement. L'atome projeté par recul suit un chemin rectiligne dans le vide et peut même franchir une certaine distance dans l'air sous pression réduite ; il se comporte donc comme un rayon corpusculaire d'où le nom de *rayon de recul*. Nous avons vu (§ 56) comment ce phénomène intervient pour expliquer le comportement des constituants du dépôt actif, lors de leur production dans un mélange d'air et d'émanation. Les rayons de recul qui accompagnent l'émission de rayons α , ont aussi été nommés rayon a .

Masse, énergie. — La masse M' d'un rayon α est égale à celle de l'atome d'origine diminué de la masse M de la particule α . Pour les différents atomes radioactifs qui se transforment avec émission de rayons α , le rapport M'/M est compris entre 50 et 60 ; par conséquent, il en est de même pour le rapport inverse des vitesses v/v' et pour celui des énergies $Mv^2/M'v'^2$.

Prenant comme exemple la projection de RaB ($M' = 214$) par RaA (vitesse du rayon α : $v = 1,69 \times 10^9$ cm./sec.), on trouve $v' = 3,16 \times 10^7$ cm./sec. L'énergie de l'atome projeté est $W' = M'v'^2/2 = 1,76 \times 10^{-7}$ ergs, soit 111.000 el.-volts. D'après cela, les rayons α sont comparables aux rayons positifs de grande masse et à charge simple, émis sous une différence de potentiel de l'ordre de 100.000 volts.

L'énergie W' d'un rayon a n'est qu'une petite fraction de l'énergie W du rayon α émis simultanément. Cependant, il y a lieu d'en tenir compte, dans certains cas, pour calculer l'énergie totale de la transformation radioactive, soit $E = W + W'$. C'est cette quantité E qui intervient dans les relations énergétiques entre les rayons α et les rayons γ nucléaires (Ch. XVI). Les vitesses et les énergies des rayons a sont données dans le tableau 7 b, Appendice.

Méthodes d'observation. Rendement. — On a indiqué dans le § 56 le mode d'observation qui consiste à recueillir les atomes de recul sur un plateau, soit à l'état non ralenti dans le vide, soit à l'état d'ions dans un gaz de densité normale, avec le secours d'un champ électrique. La mesure du rayonnement émis par le plateau permet ensuite de déterminer la quantité de matière radioactive, qu'il a reçue par projection. La même expérience faite dans l'air ou un autre gaz sous faible pression, permet d'étudier l'absorption des rayons α dans ces gaz, ainsi que leur pouvoir ionisant.

Une autre méthode d'observation consiste à appliquer la méthode de détente de Wilson, à l'air ou l'hydrogène sous pression réduite con-

tenant une émanation radioactive, par exemple du radon ; on peut ainsi obtenir les trajectoires de brouillard des rayons a , en même temps que celles des rayons α . Quand la pression dans la chambre lors de la détente n'est plus qu'environ 1 cm. de mercure, la longueur des trajectoires de rayons a atteint 7 mm. (F. Joliot). On constate, en même temps, que le phénomène de recul se réduit rarement à la forme la plus simple ; très fréquemment le rayon de recul est dévié de sa direction normale, opposée à celle du rayon α correspondant, et de son point d'origine on voit partir une trajectoire supplémentaire, attribuable à un atome projeté. Le long de la trajectoire du rayon de recul, on aperçoit aussi des trajectoires pouvant appartenir à des atomes de gaz ou à des électrons projetés, tels qu'on les observe dans le cas de rayons α (§ 75). Dans la planche XII, on trouve quelques exemples du phénomène de recul relatif à la transformation de l'actinon en AcA et de AcA en AcB . La vie de AcA étant très brève, on obtient parfois sur le même cliché l'image des deux transformations consécutives.

Quand une préparation radioactive est déposée sur un support solide, à chaque rayon α émis vers l'intérieur du support correspond un rayon a émis vers l'extérieur et susceptible d'être recueilli. Le rendement, c'est-à-dire le rapport du nombre d'atomes de recul à celui des atomes d'origine transformés est donc, au plus, égal à 50 % ; il est inférieur à cette valeur si la couche de matière radioactive offre une certaine épaisseur ou des aspérités suffisantes pour absorber les rayons de recul. Avec des sources polies portant un dépôt invisible de matière radioactive, on atteint le rendement théorique.

Absorption. Pouvoir ionisant. — L'absorption des rayons a par les gaz, quoique beaucoup plus considérable que celle des rayons α , présente avec celle-ci quelque analogie. Ainsi, les rayons a ont dans les gaz un *parcours* assez bien défini, inversement proportionnel à la densité du gaz ; la fluctuation de parcours est cependant relativement plus importante que pour les rayons α (§ 78). Le parcours des rayons a émis dans la transformation de RaA et formés par RaB , ramené à la densité normale, est 0,14 mm. dans l'air et 0,82 mm. dans l'hydrogène (Wertenstein). Le parcours croît avec la vitesse initiale des rayons a , c'est-à-dire avec celle des rayons α qui leur ont donné naissance.

On peut observer la pénétration des rayons non seulement dans les gaz, mais aussi dans les matières solides. Les atomes projetés par recul vers le support sur lequel se trouve la matière radioactive qui émet les rayons α , pénètrent dans ce support sur une faible épais-

seur qui paraît être 10 à 20 $\mu\mu$ pour l'argent, le cuivre ou le nickel.

Les rayons α produisent l'ionisation des gaz sur leur parcours (Wertenstein). La densité linéaire de cette ionisation dépasse même, au début du parcours, celle qui est due aux rayons α correspondants ; mais le nombre total d'ions produits est beaucoup plus petit que pour ces derniers et paraît même très inférieur à la proportion d'environ 2 % qui correspondrait au rapport des énergies. Cet effet ionisant permet d'observer des rayons α formés par des atomes inactifs, tels que les atomes de plomb qui résultent de la transformation du polonium et qui recueillis sur un plateau ne révéleraient leur présence par aucun rayonnement.

Charge des rayons de recul. — Étudiés dans le vide, à l'état de rayons α , les atomes de recul de RaC' (atomes projetés RaD) manifestent une charge positive, ce qui permet de mesurer leur déviation magnétique et électrique. On a établi ainsi que le rapport e/m correspond à des particules à charge positive simple, dont la masse et la vitesse sont d'accord avec la théorie. Cependant, d'après les expériences faites dans le vide le plus parfait (Wertenstein), ces rayons de recul seraient primitivement émis à l'état neutre, et la charge positive serait acquise par perte d'un électron lors d'un choc contre les molécules de gaz résiduels.

La transformation radioactive d'un atome neutre avec émission d'un rayon α correspond pour le résidu à une double charge négative. Mais ce résultat est susceptible d'être modifié par l'arrachement simultané d'électrons périphériques. Il est donc difficile de prévoir la charge initiale de l'atome de recul ; on peut cependant penser qu'elle est en relation avec son électroaffinité et ses propriétés chimiques. Les résultats expérimentaux concernant ce point sont encore très incomplets.

Sous une pression résiduelle de 0,1 barye, les rayons de recul de Po (atomes projetés ^{206}Pb), ne sont pas chargés, tandis que ceux de ThC (atomes projetés ThC' , du type thallium), sont chargés positivement (R. Grégoire).

Pour ce qui concerne le RaA , il a été fait une étude d'activation des plateaux d'un condensateur dans un mélange de radon et d'air sous très faible pression, un champ électrique étant établi entre les plateaux. Ce champ avait pour effet de produire une déviation des trajectoires des atomes de RaA projetés et non ralentis. De la différence d'activation observée sur les deux plateaux, on a déduit qu'un atome de RaA porte, en moyenne, une double charge positive ; d'après cela

le départ du rayon α du radon entraînerait en moyenne celui de 4 électrons périphériques (W. Mund).

Volatilisation apparente. — Le phénomène de recul peut, dans certains cas, produire une apparence de volatilité d'une substance radioactive ; ainsi, dans l'expérience de projection de RaB par RaA déposé sur un plateau, le RaB est en partie libre de diffuser dans l'air au contact du plateau, comme s'il était volatil à la température ordinaire. Dans certains cas, les atomes de matières radioactives paraissent disposés en groupements sur le support où ils se trouvent (§§ 102, 118), et il semble qu'un groupement puisse être projeté en totalité ou en partie, soit par un effet de recul, soit par l'impulsion d'un rayon α . Ces phénomènes peuvent troubler les mesures ayant en vue la détermination de constantes radioactives ; on les observe facilement avec des préparations de polonium.

§ 77. Théorie du passage des rayons α par la matière.

Entre une particule α qui traverse un atome et les constituants de celui-ci, noyau et électrons, il s'exerce des forces de répulsion ou d'attraction électrique supposées soumises à la loi de Coulomb. L'action de chaque centre électrisé se fait sentir surtout dans le voisinage immédiat ; l'effet final sur la particule résulte de la superposition des effets individuels. Il y a donc lieu d'examiner l'action mutuelle d'une particule α de masse M , de charge E et de vitesse v et d'une particule de masse M' et de charge E' supposée primitivement au repos. Cette action est répulsive si les charges sont de même signe, attractive dans le cas contraire. Les vitesses avant et après le choc sont telles que les masses peuvent être considérées comme constantes. On trouve la solution de ce problème en appliquant les lois fondamentales de la mécanique classique. Nous distinguerons successivement quelques cas particuliers.

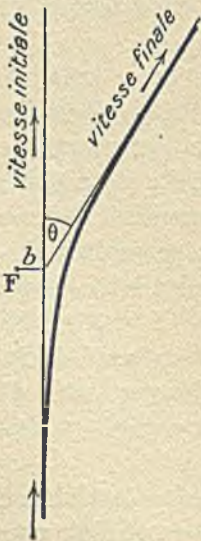


FIG. 110.

a) *Action d'un noyau de grande masse sur un rayon α .* — Un noyau de masse suffisamment grande n'est pas mis en mouvement par le passage du rayon α . Soit b la distance de ce centre fixe F à la direction de la vitesse initiale v_0 du rayon (fig. 110). La trajectoire de celui-ci sous la seule influence

de la répulsion exercée par le noyau est un arc d'hyperbole dont le noyau occupe un foyer F et dont les asymptotes sont les directions de la vitesse initiale et de la vitesse finale après le choc. Puisqu'il n'y a pas eu cession d'énergie, la vitesse finale est numériquement égale à la vitesse initiale v_0 ; l'effet du choc consiste seulement en une *dévi*ation du rayon α ; celle-ci est mesurée par l'angle θ qui est tel que :

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{EE'}{bv_0^2 M} \quad (E \text{ et } E' \text{ en U. E. S.}) \quad (1).$$

La distance minimum D entre le noyau et la particule α correspond au passage de celle-ci au sommet de l'hyperbole et a pour valeur :

$$D = b \frac{1 + \sin \theta/2}{\cos \theta/2}$$

Pour $\theta = 0$, D est égal à b . Pour $\theta = \pi$, D tend vers une valeur limite égale à $\frac{2EE'}{v_0^2 M}$.

Ainsi, pour une même valeur de b , la déviation θ est d'autant plus grande que la vitesse de la particule est plus petite et que la charge $E = Ne$ du noyau répulsif est plus grande (N nombre atomique, e charge élémentaire). On voit d'autre part que $\frac{\theta}{2}$ varie de 0 à $\frac{\pi}{2}$ et θ de 0 à π , quand la distance b décroît depuis une valeur relativement élevée jusqu'à 0. Dans le premier cas la particule passe assez loin du

(1) Cette formule s'obtient ainsi qu'il suit, quand on admet, conformément à un calcul qu'on trouve dans les traités de mécanique, que la trajectoire est une branche d'hyperbole dont le noyau occupe le foyer extérieur. Soit P le sommet de l'hyperbole et v la vitesse du rayon α en ce point. Le théorème des moments et celui de la variation d'énergie donnent les équations :

$$v_0 b = v D; \quad M(v_0^2 - v^2) = \frac{2 EE'}{D} \quad \text{où } D = \overline{FP}$$

d'où la relation $Mv_0^2 D^2 - 2 EE'D - Mv_0^2 b^2 = 0$

D'après les propriétés géométriques de l'hyperbole, son demi-axe imaginaire est b . Si $\overline{OP} = a$ est le demi-axe focal, et si $\overline{OF} = c$, on a :

$$a = b \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}; \quad c = \frac{b}{\cos \theta/2}; \quad D = a + c = b \frac{1 + \sin \theta/2}{\cos \theta/2}$$

Remplaçant D par cette valeur dans l'équation ci-dessus, on trouve après réduction :

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{EE'}{Mv_0^2 b}; \quad a = \frac{EE'}{Mv_0^2}$$

noyau pour que sa déviation soit négligeable, mais en réalité la valeur de b exigée pour cela est très petite. Ainsi pour un rayon α du RaC' qui passe au voisinage d'un noyau d'or ($N = 72$) la déviation est de l'ordre du centième d'un degré seulement quand $b = 2 \times 10^{-8}$ cm., ce qui est l'ordre des dimensions de l'atome. Pour obtenir une déviation d'un degré, il est nécessaire que la particule α passe à une distance du noyau cent fois plus petite, c'est-à-dire dans la partie centrale de l'édifice atomique. Si le choc est central, $b = 0$, $2\theta = \pi$, la particule revient en arrière; la probabilité d'un tel choc est très faible. L'étude expérimentale des chocs entre les rayons α et les noyaux de grande masse est faite dans le § 79.

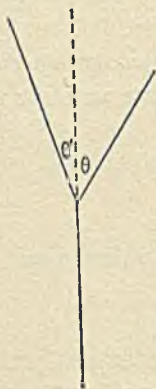


FIG. 111.

b) *Action mutuelle entre un rayon α et un noyau léger.* — Si le choc se produit contre un noyau de faible masse, celui-ci entre en mouvement. On a avantage en ce cas à considérer le mouvement relatif des deux particules autour de leur centre de gravité commun G qui se transporte dans la direction de la vitesse initiale de la particule α avec une vitesse

$$U = \frac{v_0 M}{M + M'}$$

Dans ce mouvement relatif, la particule α et le noyau décrivent chacun un arc d'hyperbole ayant son foyer extérieur en G . La déviation relative φ de la particule α à partir de sa direction primitive, calculée par application de la loi de Coulomb, est donnée par la formule :

$$(1) \quad \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{EE'}{b v_0^2} \frac{M + M'}{MM'}$$

Soient respectivement θ et θ' les angles que font avec v_0 les directions absolues finales des vitesses après le choc, pour la particule α et pour l'atome projeté. Les deux directions formant une *fourche* ayant son sommet au point O où s'est produit le choc (fig. 111), l'ouverture de la fourche est $\psi = \theta + \theta'$. Soient v et v' les vitesses finales respectives. On peut établir entre φ , θ , θ' , v , v' , M et M' des relations qui se déduisent uniquement des principes de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, sans qu'il soit nécessaire de préciser la loi de force. Ces principes s'expriment par les équations :

$$(2) \quad \begin{cases} Mv_0 = Mv \cos \theta + M'v' \cos \theta' \\ 0 = Mv \sin \theta - M'v' \sin \theta' \\ Mv_0^2 = Mv^2 + M'v'^2 \end{cases}$$

De ce système, on déduit les relations suivantes entre les diverses variables :

$$(3) \left\{ \begin{array}{l} \cos 2\theta' + \cot \theta \sin 2\theta' = \frac{M}{M'} \\ \operatorname{tg} \theta' = \frac{M' \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}}{(M + M') \sin \theta} \\ \frac{\operatorname{tg}(\theta + \theta')}{\operatorname{tg} \theta'} = \frac{M + M'}{M - M'} \end{array} \right. \quad (4) \left\{ \begin{array}{l} \frac{v}{v_0} = \frac{M \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}}{M + M'} \\ \frac{v'}{v_0} = \frac{3M \cos \theta'}{M + M'} \\ \frac{W'}{W_0} = \frac{M' v'^2}{M v^2} = \frac{4MM'}{(M + M')^2} \cos^2 \theta' \end{array} \right.$$

Si $M' > M$, le signe + convient seul devant le radical ; si $M' < M$, les deux signes conviennent (ce cas n'a lieu que pour l'hydrogène).

Dans le mouvement relatif autour du centre de gravité G , les angles respectifs de déviation, φ et φ' , à partir de la direction de vitesse U du point G , sont tels que :

$$(5) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{v \sin \theta}{v \cos \theta - U}; \quad \operatorname{tg} \varphi' = \frac{v' \sin \theta'}{v' \cos \theta' - U}$$

A l'aide des relations $(M + M') U = M v_0$ et $M v \sin \theta = M' v' \sin \theta'$, on démontre que $\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' = 0$, c'est-à-dire que, dans le mouvement relatif, les directions de vitesse finale pour les deux particules sont opposées. De plus, utilisant les équations (2), ou celles qui en dérivent, on démontre que $\operatorname{tg} \varphi = -\operatorname{tg} 2\theta'$, d'où $\varphi + 2\theta' = \pi$. Les déviations absolues θ et θ' et l'énergie W' cédée au noyau s'expriment alors, en fonction de la déviation relative φ , par les formules :

$$(6) \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{M' \sin \varphi}{M + M' \cos \varphi}; \quad \theta' = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}; \quad \frac{W'}{W_0} = \frac{4MM'}{(M + M')^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

Quand la distance b varie depuis des valeurs relativement élevées jusqu'à 0, l'angle $\varphi/2$ passe de 0 à $\pi/2$, l'angle φ de 0 à π , et l'angle θ' de $\pi/2$ à 0. Par conséquent, dans un choc qui altère à peine la vitesse du rayon α , le noyau rencontré est projeté à angle droit de la direction de celle-ci, et dans un choc central, il est projeté dans cette direction même. Dans tous les cas la direction de vitesse limite du noyau forme un angle aigu avec la direction de vitesse initiale du rayon α .

Les limites de variation de la déviation θ dépendent, au contraire, des masses M et M' . Si $M' < M$, ce qui a lieu seulement quand W' est la masse du noyau d'hydrogène, la déviation θ , nulle pour les valeurs de b relativement grandes ($\varphi = 0$), passe par un maximum quand b diminue et redevient nulle pour le choc central où $b = 0$. Le maximum de θ correspond pour φ à la relation $m \cos \varphi + m' = 0$. Prenant $\frac{m}{m'} = \frac{4,0}{1,008}$, on trouve $\theta_{\max} = 14^{\circ},5$.

C'est donc la plus grande déviation que puisse subir un rayon α par choc

sur un noyau d'hydrogène. Puisque $tg \theta' > 0$ et $M > M'$, on a aussi $tg \psi > 0$, c'est-à-dire que l'angle d'ouverture de la fourche est aigu ou, au plus, droit.

Si $M = M'$ ce qui est le cas de rayons α rencontrant des noyaux d'hélium, on trouve $tg \theta = \frac{tg \varphi}{2} = \frac{2E^2}{b\varphi_0 M}$. La déviation θ est alors comprise entre 0 et $\pi/2$, et l'angle d'ouverture de la fourche est toujours droit.

Si $M < M'$, ce qui est le cas de tous les noyaux sauf ceux d'hydrogène et d'hélium, l'angle θ augmente d'une manière continue de 0 à π quand b diminue, de sorte que pour le choc central $b = 0$, la particule α revient en arrière. L'angle d'ouverture de la fourche est toujours obtus.

La fraction d'énergie W/W_0 finalement transmise au noyau en vertu du choc augmente avec $\varphi/2$, c'est-à-dire à mesure que b décroît ; elle

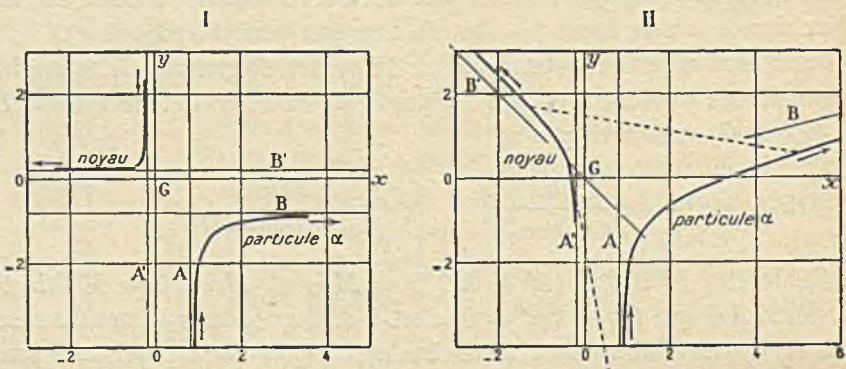


FIG. 112.

Les distances sont exprimées en multiples du paramètre b . Les flèches indiquent le sens du mouvement.

I : Trajectoires dans le mouvement relatif autour du centre de gravité G ; A et A' asymptotes initiales ; B et B' asymptotes finales.

II : Trajectoires absolues ; A et A' asymptotes initiales ; B et B' directions asymptotiques finales ; les lignes en pointillé indiquent les positions simultanées des deux particules.

est maximum pour le choc central. D'autre part, à valeur égale de φ , W' passe par un maximum pour $M' = M$, et diminue ensuite régulièrement quand M augmente. Voici les fractions d'énergie transmises par choc central d'un rayon α contre divers noyaux :

Noyau	H	He	C	O	A	Fe	Au
W'/W_0	0,64	1	0,75	0,64	0,33	0,25	0,085

Parmi les formules indiquées, la formule (1) seule fait intervenir la loi de force ; les formules (2) à (6) impliquent seulement les lois du choc élastique.

La figure 112 représente les trajectoires prévues, avec application de la loi de Coulomb, dans un cas particulier de choc entre un rayon α et un noyau

d'oxygène, $\varphi/2 = 45^\circ$, ce qui correspond à $b = 1,9 \times 10^{-13}$ cm. pour $v_0 = 1,92 \times 10^9$ cm./sec. (rayons α de RaC').

L'étude expérimentale des chocs entre les rayons α et les noyaux légers est faite dans le § 80.

c) *Action d'un rayon α sur un électron.* — Examinons maintenant le cas d'une rencontre entre une particule α et un électron libre, de masse M' et de charge E' . L'action mutuelle est alors attractive, mais les formules obtenues sont tout à fait semblables à celles qui conviennent au cas de la répulsion, sauf qu'il y a changement de sens pour les angles φ , φ' , θ , θ' . La particule α ayant relativement à l'électron une très grande masse, la direction et la grandeur de sa vitesse ne sont modifiées par le choc que d'une manière insensible. L'électron, mis en mouvement, est projeté avec une certaine vitesse finale, sa trajectoire relative par rapport à des axes liés à la particule α étant un arc d'hyperbole dont la particule α occupe le foyer, vers lequel la courbe tourne sa concavité. Pour ce qui concerne le mouvement absolu, l'électron se rapproche d'abord de la particule α et passe derrière elle dans son voisinage immédiat ; la direction asymptotique de sa trajectoire finale fait avec celle du rayon α un angle aigu $\theta' = \pi/2 - \varphi/2$, $\operatorname{tg} \varphi/2$ étant donné par la formule (1). Les électrons relativement éloignés de la particule α sont projetés à angle droit de sa trajectoire ; ceux qui en sont rapprochés sont projetés vers l'avant ; on a vu plus haut comment on peut observer leur trajectoire (rayons δ , § 75). L'énergie que l'électron emprunte à la particule se calcule par la même formule que dans le cas du choc entre un rayon α et un noyau d'atome. La vitesse de projection de l'électron est $v' = 2v_0 \cos \theta'$ (négligeant M' par rapport à M) ; elle atteint donc au plus le double de la vitesse initiale du rayon α . Si $v_0 = 1,9 \times 10^9$ cm./sec. (rayons α de RaC'), la valeur maximum de v' est $3,8 \times 10^9$ cm./sec. ce qui correspond à une énergie maximum $W' = 2M'v_0^2$, égale à 4.200 électron-volts (choc central).

La figure 113 représente les trajectoires relative et absolue d'un électron pour lequel $\varphi/2 = 45^\circ$ ce qui correspond à $b = 1,3 \times 10^{-10}$ cm., si $v_0 = 1,9 \times 10^9$ cm./sec.

d) *Ralentissement des rayons α par la matière.* — Quand on aborde le problème du ralentissement des rayons α dans la matière et de l'ionisation qu'ils produisent, on doit envisager une succession de rencontres d'un rayon α avec les noyaux et les électrons contenus dans

celle-ci. Les circonstances sont alors très complexes et obligent à faire intervenir les liaisons qui existent dans l'atome.

Si les atomes de la matière traversée sont tous d'une même espèce, en nombre n par unité de volume, le nombre probable de noyaux et d'électrons dont la distance initiale à la trajectoire du rayon α est comprise entre b et $b + db$, est $2\pi b n db$ pour les noyaux et $2\pi b n N db$ pour les électrons (N , nombre atomique), par unité de longueur de la

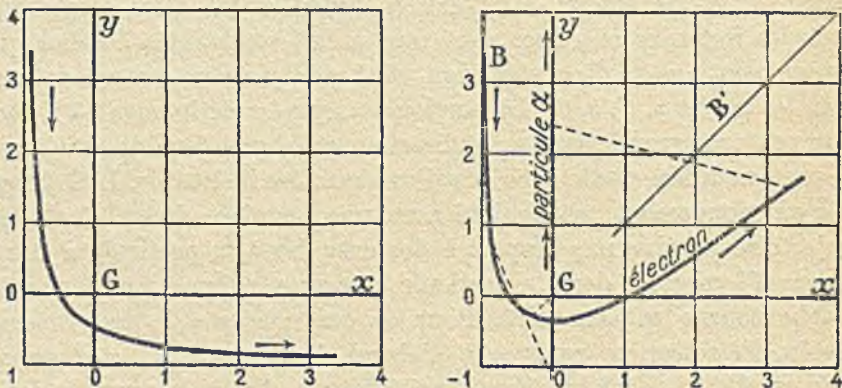


FIG. 113. — Les distances sont exprimées en multiples du paramètre b .
Les flèches indiquent le sens du mouvement.

I : Trajectoire de l'électron dans le mouvement relatif autour du centre de gravité où se trouve approximativement la particule α . Asymptote initiale $x = -b$; asymptote finale $y = -b$.

II : Trajectoires absolues : la particule α se déplace suivant l'axe y . Pour l'électron, asymptote initiale B , direction asymptotique finale B' . Les lignes en pointillé indiquent les positions simultanées des deux particules.

trajectoire. Autrement dit, $2\pi b db$ est la *section efficace*, autour d'un rayon α , pour un transfert d'énergie compris entre ceux qui correspondent à b et à $b + db$. La variation de l'énergie W de la particule, sur un élément dx de la trajectoire, par rencontre avec les électrons considérés comme libres, est donnée par la formule :

$$\frac{dW}{dx} = - \int_0^{\infty} W \frac{4 MM'}{(M + M')^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \times 2\pi b n N db ;$$

en remplaçant $\sin \frac{\varphi}{2}$ par sa valeur, déduite de la formule (1), on trouve :

$$q = \frac{Mv^2}{2} \times \frac{4 MM'}{(M + M')^2} \times \sin^2 \frac{\varphi}{2} = \frac{2 E^2 E'^2}{M' v^2} \frac{1}{a^2 + b^2}$$

$$\text{où} \quad \alpha = \frac{EE'}{\nu^2} \frac{M + M'}{MM'}$$

Posons $E = ze$ ($z = 2$ pour la particule α), $E' = e$, $M' = m$, il vient :

$$\frac{dW}{dx} = - \frac{4\pi z^2 e^4 Nn}{m\nu^2} \int_0^\infty \frac{bdb}{b^2 + a^2} = - \frac{2\pi z^2 e^4 Nn}{m\nu^2} \int_0^{\frac{2m\nu^2}{q}} \frac{dq}{q}$$

L'intégrale ayant une valeur infinie, on en conclut qu'il est nécessaire de prendre en considération les forces interatomiques, qui interviennent pour limiter le transfert d'énergie de la particule α aux électrons. Pour ce qui concerne les noyaux, on peut démontrer que l'énergie qu'ils empruntent à la particule α est négligeable par rapport à celle qui est cédée aux électrons, d'une part parce qu'ils sont moins nombreux ⁽¹⁾, d'autre part parce que le gain d'énergie est appréciable seulement pour des chocs très rares qui correspondent à de très petites valeurs de la distance b .

Dans la théorie de Bohr antérieure aux théories de quanta, la liaison qui maintient un électron dans l'atome sur son orbite normale est assimilée à une force quasi élastique à laquelle correspond une fréquence propre ν . Plus celle-ci est élevée, plus le transfert d'énergie à l'électron est réduit. Sous certaines conditions, le calcul conduit à remplacer la limite d'intégration $b = \infty$ par une limite finie $b = K\nu/2\pi\nu$ où $K = 1,123$. S'il existe dans l'atome des électrons de diverses fréquences ν_i , dW/dx prend la forme :

$$\frac{dW}{dx} = - \frac{4\pi z^2 e^4 Nn}{m\nu^2} \log_e \frac{Km\nu^3}{2\pi\bar{\nu}ze^2}$$

où $\bar{\nu}$ est la moyenne géométrique des fréquences ν_i pour tous les électrons de l'atome. En raison des restrictions utilisées dans le calcul, l'accord de la théorie avec l'expérience est prévu d'autant meilleur que la vitesse des rayons α est plus grande et les atomes absorbants plus légers ; on trouve, en effet, un accord approché pour les gaz hydrogène et hélium, en utilisant les fréquences qui, selon la théorie classique, rendent compte de la dispersion de la lumière dans ces gaz, et qui diffèrent peu des fréquences de niveaux prévues d'après les potentiels d'ionisation. La théorie s'applique moins bien à l'aluminium et encore moins bien aux éléments suivants. Elle explique cepen-

⁽¹⁾ Sauf dans le cas de l'hydrogène.

tant qualitativement que $d\nu/dx$ augmente en valeur absolue quand ν diminue et que la perte de vitesse à masse superficielle égale de l'écran absorbant diminue quand le nombre atomique N croît ; en effet, le nombre d'électrons absorbants est alors sensiblement le même, mais plus N est grand, plus l'atome absorbant contient d'électrons fortement liés, pour lesquels le gain d'énergie au passage d'un rayon α de vitesse donnée est inférieur à la valeur prévue pour l'électron libre.

Quand la valeur de ν est suffisamment grande pour qu'on puisse négliger la variation du terme logarithmique de la formule de Bohr, l'intégration de celle-ci donne :

$$\nu_0^4 - \nu^4 = Ax,$$

où A est une constante approximativement proportionnelle à la densité de la matière absorbante. Cette formule qui est valable, dans certaines limites, pour le ralentissement des rayons cathodiques (§ 16), est donc prévue par la théorie classique de Bohr, qui peut s'appliquer aux rayons β aussi bien qu'aux rayons α , à condition que la masse soit considérée comme constante. Quand il n'en est plus ainsi, il est nécessaire de modifier la théorie (§ 85).

La première théorie faisant appel aux notions de quanta, a été proposée par Henderson et modifiée par Fowler. On admet que la cession d'énergie d'un rayon α ou β à un électron ne peut se produire que si sa valeur, calculée comme pour un électron libre, atteint le seuil exigible pour l'ionisation ou la résonance. Les conditions admises pour évaluer la probabilité de ces transferts ont conduit, pour la perte d'énergie des rayons α dans l'hydrogène, à des résultats inférieurs aux valeurs expérimentales.

Les méthodes de la mécanique ondulatoire entraînent des modifications essentielles dans le calcul des probabilités de transferts d'énergie donnés et des sections efficaces correspondantes. L'évaluation du transfert moyen d'énergie conduit à la formule de Bethe, qui s'écrit, pour une masse constante :

$$\frac{dW}{dx} = - \frac{4\pi z^2 e^4 N n}{m \nu^2} \log_e \frac{2 m \nu^2}{\bar{W}}$$

et, pour une masse variable,

$$\frac{dW}{dx} = - \frac{4\pi z^2 e^4 N n}{m \nu^2} \left[\log_e \frac{2 m \nu^2}{\bar{W}} - \frac{1}{2} \log_e (1 - \beta^2) - \frac{\beta^2}{2} \right]$$

où \bar{W} est la moyenne géométrique des énergies d'excitation et d'ioni-

sation de l'atome ⁽¹⁾. Pour l'absorption des rayons α dans l'hydrogène, on trouve un bon accord, posant $\overline{W} = 15$ électron-volts. Pour N croissant, on peut rendre compte des expériences, en adoptant des valeurs convenablement choisies de \overline{W} , le choix étant jusqu'ici empirique (G. Mano).

e) *Parcours. Fluctuation de parcours et de direction.* — Le parcours des rayons α dans la matière ne peut se déduire strictement des formules de ralentissement, celles-ci ne s'appliquant pas à la fin du parcours ; il ne peut être prévu qu'approximativement d'après la forme de la courbe qui donne la vitesse en fonction de l'épaisseur de matière traversée. On peut, par contre, soumettre au calcul la *fluctuation de parcours* pour des rayons α de même vitesse initiale. Appliquant à ce problème les mêmes principes qu'à celui du ralentissement, Bohr a établi que la fluctuation de parcours est due uniquement aux chocs contre les électrons ; elle s'exprime par une formule qui sera donnée plus loin et qui a été vérifiée par l'expérience (§ 85) ⁽²⁾.

A côté de la fluctuation de parcours résultant de la succession de pertes d'énergie pour chaque rayon, au hasard des chocs électroniques, il existe aussi une fluctuation de direction. En dehors de rares déviations dues uniquement au choc contre des noyaux et parfois très importantes (§ 79), on observe pour un faisceau primitivement limité, un épanouissement progressif attribuable à une superposition de petites déviations subies par chaque rayon sous l'action combinée du noyau et des électrons formant un atome. Ce phénomène connu sous le nom de *dispersion multiple* est régi par une loi de probabilité semblable à la loi des erreurs, applicable tant que l'épaisseur x de l'écran traversé est suffisamment petite pour que l'élargissement reste faible. La proportion y de rayons dont la direction finale fait avec la direction initiale un angle compris entre θ et $\theta + d\theta$ est alors donnée par la formule (Bothe)

$$dy = \frac{d\Omega}{2\pi\lambda^2} e^{-\frac{\theta^2}{2\lambda^2}}$$

⁽¹⁾ Selon F. Bloch, il convient d'ajouter dans la parenthèse des termes correctifs qui disparaissent pour une valeur suffisamment élevée de ν .

⁽²⁾ Flamm a montré qu'on peut traiter le problème des fluctuations de parcours sans faire intervenir les forces interatomiques. En effet, les électrons éloignés de la trajectoire du rayon sont trop nombreux pour produire une fluctuation sensible, bien que leur gain d'énergie ne soit pas négligeable. Seuls interviennent les électrons rapprochés de la trajectoire qui se comportent comme s'ils étaient libres.

où $d\Omega$ est l'angle solide compris entre θ et $\theta + d\theta$ et λ est l'angle de déviation le plus probable, qu'on prévoit proportionnel à $N\sqrt{nx}$ (n nombre d'atomes de l'écran par unité de volume, N leur nombre atomique). Ces prévisions ont été vérifiées en comptant les scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc à diverses distances de l'axe du faisceau primitif (H. Geiger). Pour les rayons α de *RaC'* traversant une feuille d'or de 4μ on trouve $\lambda = 2^{\circ},9$; pour une feuille d'aluminium de $10,5 \mu$ on trouve $\lambda = 0^{\circ},9$, les deux feuilles correspondent au même parcours équivalent dans l'air, soit $1,5$ cm. Ainsi, à pouvoir absorbant égal, le pouvoir dispersif d'une matière croît avec le nombre atomique. Quand la vitesse des rayons diminue, l'angle λ augmente en raison inverse de v^2 .

f) *Pouvoir ionisant*. — On peut prévoir l'ionisation primaire produite par les rayons α (ou les rayons β), en admettant que le nombre q de paires d'ions produit par unité de longueur de la trajectoire est égal au nombre de collisions dans lesquelles l'énergie cédée à un électron dépasse la valeur minimum W nécessaire pour extraire cet électron de l'atome auquel il appartient (J. J. Thomson, Bohr), et mesurée par le potentiel d'ionisation.

Il est nécessaire pour cela que la distance b soit inférieure à une valeur b_i telle que :

$$a^2 + b_i^2 = \frac{2E^2E'^2}{M'v^2W_i} \quad \text{où} \quad a = \frac{EE'}{v^2} \frac{M+M'}{MM'}$$

le nombre d'électrons de cette espèce libérés par unité de longueur de la trajectoire est donc $q_i = \pi b^2 n n_i$, où n est le nombre d'atomes par unité de volume, et n_i le nombre d'électrons par atome pour lesquels le travail d'extraction est W_i . Pour les collisions d'un rayon α avec des électrons, on peut négliger M' par rapport à M , d'où $a = EE'/M'v^2$. Posant $E = 2E' = 2e$; $M' = m$, on trouve pour le pouvoir ionisant primaire :

$$q = \frac{8\pi ne^4}{m v^2} \sum n_i \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{2m v^2} \right)$$

la sommation étant étendue à tous les électrons de l'atome.

Dans la valeur de q n'est pas compris l'effet ionisant des électrons des électrons libérés (rayons δ , voir § 75). Il est donc nécessaire de tenir compte de cette *ionisation secondaire* pour obtenir l'*ionisation*.

VIX 28000 Collisions élastiques de particules α et de noyaux



Fig. 1. — Choc d'un rayon α contre un atome d'hydrogène. Projection d'un proton (trajectoire plus fine) (Blackett et Lees).



Fig. 2. — Choc contre un noyau d'azote. Le rayon α réfléchi fait un angle de $1,42^\circ$ avec la direction initiale (Blackett et Lees).



Fig. 3. — Choc contre un noyau d'argon dont on voit la courte trajectoire (Blackett et Lees).



Fig. 4. — Choc contre un noyau d'oxygène. Photographie dans deux plans (Blackett).



Fig. 5. — Rayons // naturels produits par le passage de rayons α dans la cellophane (S. Gorodetzky).



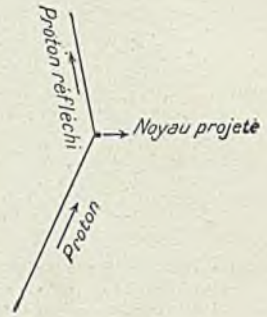
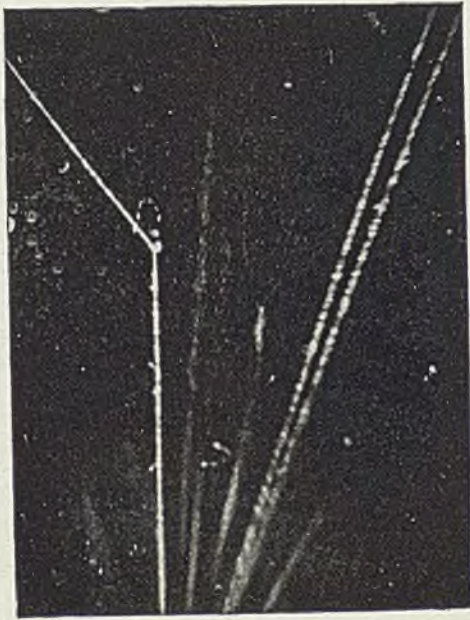


FIG. 1.

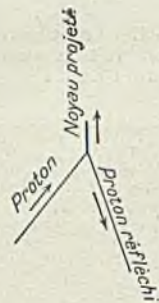


FIG. 2.

totale Q (Bohr, Fowler) (1). On trouve que le rapport Q/q aurait une valeur de 2 à 4 pour l'hydrogène, l'hélium et l'air traversés par les rayons α de RaC' au début de leur parcours. Les nombres calculés pour Q sont de l'ordre de grandeur indiqué par l'expérience, tout en présentant avec celle-ci des divergences notables.

L'application de la mécanique ondulatoire modifie les résultats de la théorie classique, et conduit, pour le pouvoir ionisant, à une formule un peu différente qui fait intervenir, comme celle du ralentissement, des coefficients dont l'évaluation numérique est encore peu sûre.

§ 78. Fluctuation de parcours.

Le parcours des rayons α d'un même groupe est bien défini (§ 66). Il existe cependant entre les rayons d'un faisceau de petites différences de longueur dont l'amplitude extrême est de 2 à 3 mm. dans l'air ordinaire (voir planches VII et VIII). Ce phénomène est désigné sous le nom de fluctuation de parcours (« straggling », en anglais).

La disparition progressive des rayons d'un faisceau a été tout d'abord étudiée en comptant les scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc perpendiculaire à la direction d'un faisceau canalisé issu d'une matière active en couche infiniment mince. En faisant varier la distance de l'écran à la source on trouve que le nombre de rayons reste constant pendant la plus grande partie du trajet, mais qu'il décroît sur le dernier centimètre du parcours, d'abord lentement, puis très rapidement. Il résulte toutefois de travaux faits par la méthode des trajectoires de brouillard de Wilson (Irène Curie), que ces résultats sont attribuables au mode d'observation employé et que les rayons α de faible parcours restant ne sont pas tous décelés par l'écran au sulfure de zinc. Sur les planches VII et VIII on peut mesurer les longueurs de rayons issus d'une source de petites dimensions et canalisés dans un plan ; en portant en abscisses les distances x à la source et en ordonnée le nombre N de rayons de longueur supérieure à x , on obtient une courbe qui montre que les différences de longueur entre les rayons de RaC' ne dépassent guère 3 mm. (fig. 114, II).

La proportion vdx de rayons dont la longueur est comprise entre x et $x + dx$ passe par un maximum pour une certaine valeur de x , soit l , qui est le *parcours le plus probable* ; soit $\varepsilon = \frac{x - l}{l}$ l'écart

(1) Une valeur approchée de Q est $Q = \frac{8\pi n e^4}{m v^2} \sum \frac{n_i}{W_i} \log_e \frac{2m v^2}{W_i}$ d'après Bohr, et $3/4$ de cette valeur d'après Fowler. En appliquant les formules à une seule valeur de l , on voit qu'aussi bien Q que q augmente d'abord avec v , passe par un maximum et décroît ensuite régulièrement quand v continue à augmenter, en accord qualitatif avec l'expérience.

relatif à partir de ce parcours pour la longueur d'un rayon déterminé ; la probabilité $Pd\varepsilon$ d'un écart relatif compris entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$ est donnée par la formule :

$$Pd\varepsilon = \frac{1}{\rho\sqrt{\pi}} e^{-\frac{\varepsilon^2}{\rho^2}} d\varepsilon ;$$

ρ est un paramètre relatif à un groupe homogène de rayons α se propageant dans un gaz déterminé quelle que soit sa densité, alors que l varie en raison inverse de cette densité. La valeur de l est légèrement inférieure à celle du parcours extrapolé déduit de la courbe d'ioni-

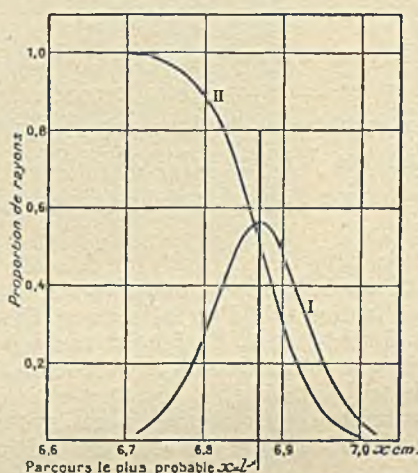


FIG. 114. — Distribution des longueurs des rayons α de RaC' , dans l'air sous pression normale et à la température de 15° (Irène Curie et A. Mercier).

I. Proportion de rayons de longueur comprise entre x et $x + dx$, portée en ordonnée en fonction de l'abscisse x . L'échelle des ordonnées est telle que l'ordonnée maximum est égale à $1/\sqrt{\pi}$; Le parcours le plus probable l est égal à 6,87 cm.

II. Proportion de rayons de longueur supérieure à x . Les différences de longueurs entre les rayons individuels sont inférieures à 3 mm.

sation. D'après la formule l'écart relatif moyen $\bar{\varepsilon}$ est nul ; l'écart relatif quadratique moyen $\sqrt{\overline{\varepsilon^2}}$ est égal à $\rho/\sqrt{2}$ de sorte que la distribution des longueurs est d'autant plus resserrée que ρ est plus petit.

Une loi de distribution de cette forme a été mise en évidence d'abord pour les rayons α du polonium (pl. VIII, fig. 1), ensuite pour plusieurs autres groupes ; les meilleurs résultats paraissent être ceux qui ont été obtenus pour les rayons du RaA et du RaC' avec des couches

actives d'épaisseur et d'absorption négligeables (pl. VIII, fig. 2). On a, en ce cas, $\rho_{RaC'} = 1,1 \times 10^{-2}$, $\rho_{RaA} = 1,25 \times 10^{-2}$, valeurs en bon accord avec les prévisions théoriques (voir § 77). Indiquons à titre d'exemple que parmi les rayons α du *RaC*, 90 % ont des parcours différant de moins de 1,8 mm. dans l'air à 15° sous pression normale ; le nombre correspondant pour les rayons α de *RaA* est 1,4 mm. La distribution des longueurs des rayons α de *RaC'* est représentée dans la figure 114, I.

La fluctuation de parcours étant relativement peu importante, la variation de pouvoir ionisant sur la trajectoire individuelle d'un rayon α dans un gaz est représentée avec une assez grande exactitude par la courbe d'ionisation relative à un faisceau canalisé.

§ 79. Dispersion des rayons α . Chocs exceptionnels. Mesure de la charge des noyaux atomiques.

Un faisceau étroit de rayons α issu d'une source *S* traverse un écran mince *L* sans changement de direction appréciable (fig. 115) ; il est reçu sur l'écran au sulfure de zinc *E* au point *P*. Cependant on aperçoit aussi sur l'écran des scintillations produites par des rayons tels que *OM* déviés de leur direction primitive *SO* d'un angle θ . La proportion de rayons ainsi dispersés est d'autant plus faible que l'angle θ est plus grand ; en employant des feuilles *L* de métaux lourds, on peut néanmoins observer des angles de dispersion qui atteignent 90° et peuvent même dépasser cette valeur. Dans ce dernier cas, les rayons α sont rejetés vers l'arrière de *L* et observés sur un écran au *ZnS* placé en *E'*.

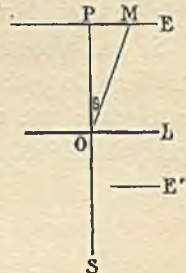


FIG. 115.

Ces grandes déviations, signalées pour la première fois par Geiger et Marsden, ont été l'objet d'une interprétation théorique de E. Rutherford qui a admis que chacune d'elle est due à un choc unique d'un rayon α contre un atome et qu'on peut en rendre compte en attribuant à celui-ci une structure déterminée. L'atome se compose d'un noyau à charge globale positive, et d'électrons distribués autour du noyau. La somme des charges portées par les électrons est égale en valeur absolue, pour l'atome normal, à la charge du noyau. Les dimensions du noyau sont très petites par rapport à celui du volume occupé par les électrons, et la masse de l'atome est presque entièrement concentrée dans son noyau, puisque la masse d'un électron est très

faible par rapport à celle d'un atome. Ainsi la structure de l'atome est lacunaire, comme celle d'un système planétaire ; la majeure partie de l'espace intéressé est vide, la masse et la charge électrique se distribuant sur des éléments de dimensions minimales par rapport à celle de l'ensemble. On a vu le développement donné par Bohr à cette conception de l'atome (§ 34).

Un rayon α peut subir une grande déviation si, traversant un atome, il vient à passer très près du noyau ; l'action de celui-ci intervient alors seule, et on pourra la calculer par la loi de répulsion électrostatique (§ 77). La probabilité d'un tel phénomène n'étant pas grande, les chocs qui donnent lieu aux grandes déviations sont souvent désignés comme *chocs exceptionnels*. Nous avons vu que si le mouvement du noyau est négligeable, l'angle θ que fait avec la direction initiale du rayon α sa direction finale est donné par la formule :

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{EE'}{b\varrho^2 M} = \frac{2Ne^2}{b\varrho^2 M}$$

où E est la charge du rayon α , M sa masse, ϱ sa vitesse initiale et b la distance de sa direction initiale au noyau ; E' est la charge du noyau, e la charge élémentaire, N le nombre atomique.

Si un faisceau étroit de rayons α parallèles traverse une feuille de matière de petite épaisseur perpendiculaire à sa direction et contenant n atomes par unité de volume, la probabilité p pour qu'un rayon subisse une déviation supérieure à θ est égale à $\pi b^2 n l$, soit

$$p = \frac{4\pi n l N^2 e^4}{M^2 \varrho^4 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}}$$

De cette formule on peut déduire la probabilité $f(\theta)d\theta$ pour que la déviation soit comprise entre θ et $\theta + d\theta$, c'est-à-dire la proportion de rayons dispersés entre ces angles.

Pour comparer l'expérience à la théorie, on a compté les scintillations produites par les rayons dispersés sur un écran au sulfure de zinc placé à distance variable de l'axe d'un faisceau étroit de rayons α . La vérification est satisfaisante pour tous les noyaux dont la projection est négligeable, pour des valeurs de θ comprises entre 5° et 150° .

Indiquons, à titre d'exemple, que pour les rayons α du *RaC'* traversant une épaisseur d'or égale à un micron, la proportion de rayons déviés d'un angle plus grand que 90° est environ 3×10^{-5} .

La concordance de la théorie avec l'expérience pour les noyaux dont la projection peut être négligée prouve que la loi de Coulomb rend compte des forces qui s'exercent entre la particule α et le noyau, jusqu'à une distance d'approche extrêmement petite qui a été estimée à 7×10^{-12} cm.

La mesure précise de la proportion de rayons dispersés dans des conditions bien définies par des feuilles de métal minces a été utilisée pour la détermination expérimentale de la charge nucléaire Ne (J. Chadwick). Les nombres trouvés ont été 29 e pour le cuivre, 47 e pour l'argent et 78 e pour le platine, conformément à la prévision d'après laquelle la charge nucléaire est égale au produit de la charge élémentaire e par le nombre atomique N , qui est le numéro d'ordre de l'élément dans la classification périodique.

Quant à la dispersion des rayons α par choc unique sur un noyau léger, les formules applicables au problème sont différentes du fait qu'il faut tenir compte du mouvement du noyau. Dans ce domaine aussi, on a pu obtenir des confirmations importantes de la théorie des chocs exceptionnels (§ 80).

§ 80. Rayons d'hydrogène et d'autres atomes légers.

Quand un rayon α passe très près du noyau d'un atome léger, il se produit, comme dans le cas d'une rencontre avec un noyau lourd, un choc dit *exceptionnel*, où interviennent seulement les forces qui s'exercent entre la particule α et le noyau, mais le mouvement communiqué à ce dernier n'est pas négligeable. Les directions des deux trajectoires après le choc forment une fourche ; leurs angles θ et θ' avec la direction initiale du rayon α peuvent être calculés en fonction du paramètre b (§ 77), si la théorie est faite dans l'hypothèse d'une force répulsive conforme à la loi de Coulomb. Mais quelle que soit la loi de force, il existe entre les angles, les masses et les vitesses des relations déduites en admettant seulement que le choc est élastique, c'est-à-dire qu'il a lieu avec conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie (voir § 77, groupes de formules (3) et (4)).

A l'aide de l'une des formules (3), p. ex.
$$\frac{\operatorname{tg}(\theta + \theta')}{\operatorname{tg} \theta'} = \frac{1 + M'/M}{1 - M'/M}$$
 on peut calculer le rapport M'/M si l'on a pu mesurer les angles θ et θ' . Rappelons que si $M' < M$ (choc contre un noyau d'hydrogène), l'angle $(\theta + \theta')$ compris entre les bras de la fourche est aigu, θ restant inférieur à une valeur maximum $14^{\circ}5$; ce même angle doit être droit si $M' = M$ (choc contre un noyau d'hélium) et obtus si $M' > M$,

c'est-à-dire pour tous noyaux autres que ceux d'hydrogène ou d'hélium.

L'emploi de la méthode de détente de Wilson a permis d'observer la production de fourches dans les gaz ; les photographies obtenues montrent qu'après le choc les trajectoires des deux particules ont un parcours limité, approximativement rectiligne. Il est nécessaire de prendre des photographies de la fourche en projection sur deux plans différents convenablement choisis, pour pouvoir déduire des deux épreuves obtenues, les angles θ et θ' ainsi que l'angle de la fourche. Les noyaux dont la projection a été mise en évidence, sont ceux d'hydrogène, d'hélium, d'azote, d'oxygène et d'argon. Les résultats obtenus sont conformes aux lois du choc élastique (Blackett, F. Perrin et Auger).

Le parcours de la particule α après le choc est d'autant plus réduit par rapport à celui qu'elle aurait accompli en absence de choc, que la perte de vitesse a été plus grande ; le parcours du noyau projeté est d'autant plus grand que sa vitesse initiale est plus grande. Pour des vitesses élevées, le parcours dans l'air paraît proportionnel au cube de la vitesse, mais pour les vitesses faibles il n'est pas éloigné de lui être proportionnel. D'après les formules (4), les vitesses v et v' après le choc sont telles que :

$$\frac{v'}{v_0} = 2 \frac{M}{M+M'} \cos \theta' \qquad \frac{v}{v_0} = \frac{M \cos \theta \pm \sqrt{M'^2 - M^2 \sin^2 \theta}}{M + M'}$$

On voit que pour un même noyau le parcours est de la forme $R' = R_0 f(\cos \theta')$ où R_0 est le parcours maximum qui correspond au choc central avec un rayon de vitesse donnée et $f(\cos \theta')$ est une fonction qui croît avec $\cos \theta'$. Pour $\theta' = \frac{\pi}{2}$ on a $v' = 0$; $R' = 0$; si donc l'angle sous lequel le noyau est projeté est voisin d'un angle droit, on n'observera pas de fourche, mais seulement un coude dans le trajet du rayon α , dont la longueur totale n'est pas sensiblement altérée.

Dans la planche XIII on voit des reproductions de fourches obtenues par choc de rayons α contre des noyaux d'hydrogène (fig. 1), d'azote (fig. 2), d'argon (fig. 3), et d'oxygène (fig. 4). Pour cette dernière, on voit la photographie dans deux plans ; on a, pour ce choc $\theta = 76^\circ 6'$; $\theta' = 45^\circ 12'$; $\theta + \theta' = 121^\circ 18'$; $v'/v_0 = 0,28$ et $v/v_0 = 0,82$ (1).

Les fourches se produisant le plus fréquemment vers la fin de parcours du rayon α , les valeurs de R et de R' sont généralement

(1) Cette fourche correspond à peu près aux conditions admises pour construire le graphique de la fig. 112.

petites ⁽¹⁾. Le plus souvent $R' < R$, parce que la vitesse communiquée au noyau est le plus souvent très inférieure à celle que conserve le rayon α ; c'est seulement dans le cas de noyaux d'hydrogène qu'elle peut lui être supérieure. La théorie du passage des particules chargées au travers de la matière étant encore imparfaite, la prévision théorique du parcours est très incertaine, et cela d'autant plus que les noyaux projetés d'oxygène ou d'argon sont probablement accompagnés de la plupart de leurs électrons extérieurs. Dans le cas de l'hydrogène, il paraît établi que la particule projetée est un proton.

Pour comparer la théorie à l'expérience, en ce qui concerne l'application de la loi de Coulomb, il est nécessaire de déterminer la proportion des chocs qui ont pour effet la projection d'un noyau léger entre des valeurs déterminées de θ' , et une déviation du rayon α entre des valeurs déterminées de θ . En effet, cette proportion s'exprime en fonction de b (voir § 77), et les valeurs de θ et θ' qui correspondent à b dépendent de la loi de force admise. Des renseignements sur ce point ont été obtenus par l'étude des rayons d'hydrogène.

Rayons H. — Parmi les rayons corpusculaires produits par le choc des rayons α contre des atomes légers, les rayons d'hydrogène ont été les plus étudiés, parce qu'ils ont le plus grand pouvoir pénétrant. Ce sont des atomes d'hydrogène privés de leur électron, c'est-à-dire des protons ; on les désigne par le symbole H . La vitesse maximum prévue pour un rayon H est, d'après la formule donnée plus haut (p. 270) $v' = 1,6 v_0$. Dans le cas, relativement simple, du proton, on peut estimer théoriquement, qu'à vitesse initiale égale, dans le même gaz, le parcours doit être à peu près le même que celui d'un rayon α . Si le parcours est proportionnel à v^3 , les rayons H les plus rapides, pour lesquels $\theta' = 0$, auront un parcours R'_0 environ 4 fois plus grand que celui des rayons α qui leur ont donné naissance, tandis que le parcours est $R' = R'_0 \cos^3 \theta'$ pour un rayon H faisant l'angle θ' avec le rayon α générateur ⁽²⁾. Tant que θ' ne dépasse pas une certaine limite (environ 50°), le parcours du rayon H est supérieur à celui du rayon α dont il provient.

Pour observer les rayons H on a d'abord utilisé la propriété que ces

⁽¹⁾ Pour faciliter l'observation des atomes projetés O , N et A , on remplit la chambre à détente d'un mélange d'un de ces gaz avec l'hydrogène, ce qui a pour effet d'augmenter les parcours.

⁽²⁾ En réalité, la relation de R' avec v' , et par conséquent avec θ' , est moins simple. Un tableau donnant la vitesse en fonction du parcours, déduit de la théorie de ralentissement de Bethe, se trouve dans l'Appendice.

rayons possèdent en commun avec les rayons α , de produire des scintillations sur un écran au sulfure de zinc phosphorescent. Un des dispositifs employés est représenté dans la fig. 116.

La source S constituée par une forte préparation de RaC , ThC ou Po déposé sur un disque de petites dimensions, peut se déplacer dans un tube T qui contient de l'hydrogène sous une pression convenable. La base du tube porte une ouverture fermée par une feuille métallique mince F qui arrête les rayons α mais laisse passer les rayons H de long parcours produits dans l'hydrogène par les rayons α issus de la source. Le microscope M sert pour observer les scintillations sur l'écran au sulfure de zinc E . Pour étudier le pouvoir pénétrant des rayons H , on introduit des écrans supplémentaires entre la fenêtre F et l'écran E . Si la source émet des rayons β et γ , on éli-

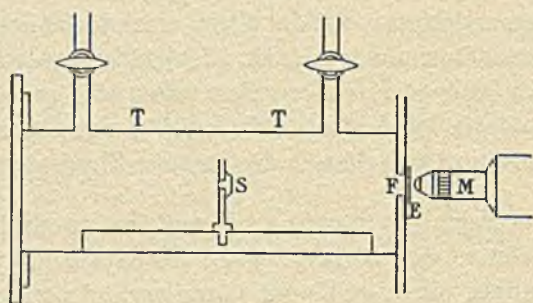


FIG. 116.

mine les rayons β en plaçant l'appareil dans un champ magnétique intense, afin de réduire l'illumination générale de l'écran. Les rayons γ ne pouvant être déviés, on a souvent avantage à employer Po comme source de rayons ; les rayons α sont alors moins rapides que ceux de RaC' ou de ThC' , mais le rayonnement β et γ est négligeable.

Au lieu d'employer l'hydrogène comme source de rayons H , on peut avoir recours à une matière riche en hydrogène comme la paraffine, sous forme de pellicule très mince appliquée généralement sur la source. En ce cas, on peut faire le vide dans le tube T ou bien y introduire différents gaz absorbants, et les conditions géométriques de l'émission se trouvent simplifiées.

Malgré les difficultés résultant de l'hétérogénéité des vitesses, on a pu établir que l'absorption des rayons H suit des lois très analogues à celles qui s'appliquent aux rayons α . En particulier, les écrans qui sont équivalents au point de vue de leur absorption pour les rayons α le sont aussi pour les rayons H . Conformément aux prévisions théoriques, le rapport du parcours des rayons H les plus rapides à celui des rayons α générateurs est voisin de 4 dans l'hydrogène et dans l'air.

Ainsi aux rayons α de RaC' qui ont un parcours de 7 cm. dans l'air, correspondent des rayons H dont le parcours maximum dans l'air est voisin de 30 cm. ; leur parcours dans l'hydrogène serait environ 120 cm., celui des rayons α de RaC' étant de 32 cm. De même, aux rayons α de Po , correspondent des rayons H dont le parcours maximum dans l'air est voisin de 16 cm.

Les scintillations produites par les rayons H sont plus faibles que celles que donnent les rayons α , car, même pour les rayons H les plus rapides, la fraction d'énergie empruntée à la particule α est au plus égale à 0,64.

Une autre méthode d'observation des rayons H , est celle des trajectoires de brouillard, dont on a déjà indiqué plus haut l'usage pour l'étude des fourches. Cette même méthode permet d'examiner la distribution des longueurs des rayons H pour ceux d'entre eux qui émergent au delà du faisceau générateur des rayons α .

La planche XIII, figure 5 représente la photographie d'un faisceau de rayons H extrait d'une couche mince de cellophane par les rayons α du polonium issus d'une source de petites dimensions ; les rayons α sont absorbés dans la cellophane, tandis que les rayons H produits traversent cet écran et pénètrent dans la chambre à détente.

Enfin, on a aussi utilisé le pouvoir ionisant des rayons H pour les mettre en évidence à l'aide du compteur à pointe (voir § 72), et pour en faire l'enregistrement comme pour les rayons α .

On estime qu'à vitesse égale, le pouvoir ionisant des rayons H est 4 fois plus petit que celui des rayons α (Blau et Rona).

Les rayons H sont déviés dans un champ magnétique et dans un champ électrique, suivant les mêmes lois que les rayons α (§ 69). Quand les déviations z et y sont faibles, on peut admettre que z est proportionnel à $E'/M'v'$ et y à $E'/M'v'^2$. Le rapport E'/M' pour le proton est environ double du rapport E/M pour un rayon α ; par conséquent, à vitesse égale, les valeurs de z et de y sont doubles. La valeur maximum de v'/v_0 étant 1,6, les valeurs de z et de y pour les rayons H ayant cette vitesse maximum sont respectivement dans le rapport 1,25 et 0,78 à celles relatives aux rayons α générateurs. Ces prévisions ont fait l'objet de vérifications expérimentales approchées par la méthode des scintillations ; les faisceaux de rayons H étaient limités, et on observait le déplacement de la bande de scintillations sous l'influence du champ. On a déduit de ces expériences une valeur de E'/M' voisine de $10^4 U.E.M.$ et une valeur maximum de v' voisine de 1,6 v . (Rutherford). L'identification des rayons H a été confirmée

par l'emploi d'une méthode semblable à celle du spectrographe de masses (Stetter).

Les rayons H peuvent subir des chocs exceptionnels par rencontre avec des noyaux d'atome. Dans la planche XIV, on voit des trajectoires de rayons H reproduites par la méthode de la détente. Une de ces trajectoires forme un coude, et une autre se termine en fourche ; dans les deux cas, on a estimé que le choc a eu lieu contre un noyau d'azote ou d'oxygène.

§ 81. Dispersion anormale des rayons α .

Des résultats particulièrement importants ont été obtenus par l'étude de la distribution des rayons H selon les valeurs de θ' . La probabilité pour que la trajectoire initiale du rayon α passe à une distance plus petite que b d'un noyau, dans une couche très mince de matière contenant n de ces noyaux par unité de volume, est égale à $\pi b^2 n l$, si l est l'épaisseur de la couche. A chaque choc qui remplit cette condition correspond un rayon H pour lequel θ' est plus petit que la valeur de cet angle liée à b par la relation conforme à la loi de Coulomb (voir § 77).

$$\cot \theta' = \frac{EE'}{b\varphi^2} \frac{M + M'}{MM'}$$

Tous ces rayons H ont un parcours plus grand que R' , si $R' = R_0 f(\theta')$, où R_0 est le parcours maximum.

On en déduit que le nombre q de rayons H de parcours supérieur à R' , produits par Q rayons α générateurs de vitesse φ traversant 1 cm. d'hydrogène dans des conditions normales de pression et de température, est donné par la formule :

$$\frac{q}{Q} = K \operatorname{tg}^2 \theta' \quad \text{où } K = \frac{4\pi n e^4}{\varphi^4} \times \frac{(M + M')^2}{M^2 M'^2};$$

Prenant $n = 2 \times 2,70 \times 10^{19}$; $e = 4,77 \times 10^{-10}$ U. E. S.; $\varphi = 1,92 \times 10^9$ cm./sec. (rayons α de RaC'); $M = 6,60 \times 10^{-24}$ g.; $M' = 1,66 \times 10^{-24}$ g.; On trouve $K = 1,46 \times 10^{-6}$.

Au point de vue expérimental, on observe le nombre de rayons H émis dans une direction θ' , sous l'angle solide $d\omega$, avec un parcours correspondant à θ' . Le calcul donne, en ce cas :

$$\frac{q}{Q} = \frac{4\pi n e^4}{\varphi^4} \frac{(M + M')^2}{M^2 M'^2} \frac{d\omega}{\cos^3 \theta'}$$

L'expérience, sur ce point, n'est pas en accord avec les prévisions théoriques (Rutherford, Chadwick et Bieler). En effectuant par la méthode des scintillations, la numération des rayons H émis par un film mince de paraffine et formant avec les rayons α générateurs un angle compris entre 20° et 30° , on trouve que le rapport q/Q relatif à un angle θ' , est à peu près normal quand la vitesse des rayons α correspond à 2 cm. de parcours seulement, mais qu'il dépasse d'autant plus le nombre prévu que la vitesse des rayons α est plus grande. Quand le parcours R de ces rayons est 2,9 cm., le nombre de rayons H observés dans la direction $\theta' = 30^\circ$ est 4 fois plus grand que le nombre prévu ; quand $R = 6,6$ cm., le nombre observé pour $\theta' = 30^\circ$ est environ 30 fois plus grand que le nombre prévu. Quand $R = 8,2$ cm. on observe dans la direction $\theta' = 30^\circ$, 100 fois plus de rayons H que le nombre prévu.

Puisque, à valeur égale de b , la particule α s'approche du noyau d'hydrogène d'autant plus que sa vitesse initiale est plus grande, Rutherford a admis que la loi de Coulomb cesse d'être applicable quand la distance des deux particules devient suffisamment petite. Si la distribution des rayons H rapides en fonction de l'angle θ' n'est pas conforme à la théorie, il en est de même des rayons α dispersés par le choc, en fonction de θ . Cette dispersion qu'on ne peut calculer à l'aide de la loi de Coulomb est désignée comme *dispersion anormale*.

La dispersion anormale des rayons α a été observée non seulement dans l'hydrogène, mais aussi dans l'hélium. On a pu également la mettre en évidence, en étudiant le passage d'un faisceau de rayons α au travers d'une couche mince d'aluminium ou de magnésium. Entre certaines limites d'angle de dispersion et de vitesse, le nombre de particules dispersées est supérieur au nombre prévu, tandis qu'entre d'autres limites il lui est inférieur. Dans le cas de Al , le rapport du nombre de rayons α dispersés dans la direction $\theta = 135^\circ$, au nombre prévu est égal à 1 pour des rayons α de faible vitesse, devient inférieur à 1 quand la vitesse augmente, puis, après avoir passé par un minimum, il croît à nouveau. Dans tous les cas, la dispersion devient normale pour une valeur suffisamment grande de la distance d'approche présumée, environ 13×10^{-13} cm. pour Al .

Pour expliquer ces phénomènes, il a paru nécessaire de faire intervenir la structure du noyau. Quand deux noyaux se trouvent à très petite distance, leur action mutuelle ne peut plus être assimilée à celle de charges ponctuelles agissant suivant la loi de Coulomb.

Pour préciser l'écart de la loi de Coulomb, on peut ajouter au terme de répulsion qui en découle, un terme attractif qui apparaît aux petites

distances r et qui varie inversement à r^n où $n > 2$. On obtient une formule semblable en admettant que le noyau est susceptible de subir une polarisation dans le champ électrique produit par la particule α suivant la loi de Coulomb (Debye et Hardmeier).

Par l'emploi des méthodes de la mécanique ondulatoire, on retrouve la loi de dispersion normale, tant qu'on conserve la loi de Coulomb (Mott). Il est donc indispensable d'avoir recours à une distribution de champ qui s'écarte de cette loi, en adoptant, par exemple, le modèle proposé par Gamow, pour la fonction potentielle au voisinage du noyau (§§ 114 et 115). Dans ces conditions, l'explication théorique de la dispersion anormale est possible.

Ainsi, dans le cas des atomes légers, la particule α peut approcher suffisamment du noyau pour que les dimensions et la structure des deux particules interviennent; les distances à considérer sont de l'ordre de 4×10^{-13} cm. Au contraire, dans le cas de noyaux de cuivre, argent ou or, la dispersion des rayons α reste normale quand les distances d'approche sont respectivement $1,2 \times 10^{-12}$ cm.; 2×10^{-12} cm.; $3,1 \times 10^{-12}$ cm.; les dimensions de ces noyaux doivent donc être inférieures à ces limites.

CHAPITRE XIV

LES RAYONS β .

§ 82. Etude des rayons β par la méthode d'absorption. Coefficient d'absorption. Groupes.

Les rayons β des corps radioactifs sont de même nature que les rayons cathodiques et subissent les mêmes influences que ces derniers en traversant la matière. Leur absorption est donc un phénomène très complexe. C'est cependant la mesure de l'absorption globale, définie comme pour les rayons cathodiques, qui a été d'abord employée pour caractériser le rayonnement β de diverses matières radioactives et qui est encore couramment utilisée pour reconnaître ces matières.

La méthode la plus simple et la plus sensible pour étudier l'absorption des rayons β consiste à mesurer le courant d'ionisation qu'ils produisent dans une chambre, avec ou sans interposition d'écrans absorbants. Cette mesure a généralement lieu dans l'air à la pression atmosphérique, à l'aide d'une chambre d'ionisation P , dite « à rayons pénétrants », qui reçoit, au travers d'une face d'entrée constituée par une feuille d'aluminium L , les rayons issus d'une source S formée par une couche plane de matière radioactive (fig. 117). Les écrans E sont introduits entre la source et la chambre. On peut remplacer celle-ci par un électroscope muni d'une face d'entrée L peu absorbante. Si la source émet des rayons α , la lame L doit avoir une épaisseur suffisante pour les absorber complètement.

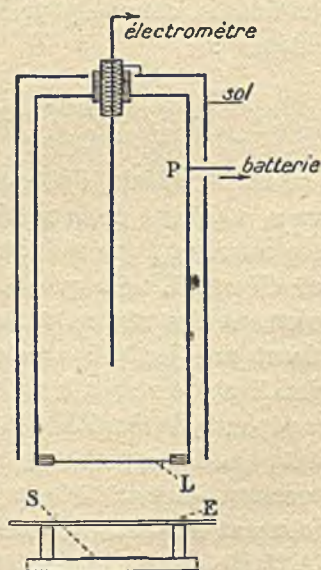


FIG. 117.

Au point de vue de l'intensité du rayonnement, il y a avantage à rapprocher la source de la chambre autant que le permet la nécessité de réserver un intervalle pour l'introduction des écrans. Le rayonnement reçu dans la chambre n'est donc pas, en général, canalisé ; c'est un faisceau de rayons dont les directions varient dans des limites étendues. Des dispositifs de ce type, mais non nécessairement de mêmes dimensions, donnent des courbes d'absorption peu différentes, effet généralement attribué à la diffusion que les rayons β éprouvent dans les écrans et qui est semblable à celle des rayons cathodiques (voir § 16). Un faisceau primitivement canalisé est rapidement dispersé en traversant la matière et se transforme en un rayonnement diffus composé de rayons ayant toutes les directions, vers l'avant comme vers l'arrière du faisceau primitif. Les conditions de mesures décrites ci-dessus correspondant approximativement à un état de diffusion complète.

Le coefficient d'absorption globale μ et le coefficient massique μ/ρ sont définis, comme pour les rayons cathodiques (voir § 16), par les relations :

$$I = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}}$$

I_0 intensité initiale, I intensité mesurée au travers d'un écran d'épaisseur x , ρ densité de la matière absorbante, m/s masse superficielle de cette matière. Pour réduire l'intensité I de moitié il faut une épaisseur d'écran L telle que $\mu L = \text{Log}_e 2 = 0,693$. Si la source émet non seulement des rayons β mais aussi des rayons γ , ces derniers produisent une ionisation relativement faible ; quand le rayonnement primitif a été réduit à une faible fraction de sa valeur, la présence des rayons γ se manifeste par un résidu de rayons beaucoup plus pénétrants que les rayons β (fig. 118). Il y a lieu, en ce cas, de faire une correction, en retranchant du courant d'ionisation dû aux rayons β , le courant d'ionisation extrapolé dû aux rayons γ .

A l'aide de dispositifs tels que celui de la fig. 117, on trouve que le rayonnement β de plusieurs matières radioactives est absorbé suivant une loi exponentielle simple, dans des limites étendues d'intensité, par exemple jusqu'à réduction à 1 %. Tel est le cas de l'absorption globale des rayons β du *RaE* dans l'aluminium, avec $\mu = 45 \text{ cm}^{-1}$; $\mu/\rho = 16,9 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Pour les rayons β de l'uranium X, la loi d'absorption dans l'aluminium a été représentée par la superposition de deux lois exponentielles de coefficients très différents $\mu_1 = 18 \text{ cm}^{-1}$ et $\mu_2 = 460 \text{ cm}^{-1}$; de plus, on a pu prouver que le rayonnement est

effectivement composé de deux groupes d'origine différente, dont le moins pénétrant ($\mu_1 = 460$) est émis par UX_1 et le plus pénétrant ($\mu_2 = 18$) par le dérivé à courte vie UX_2 qui accompagne UX_1 . Ainsi dans les cas cités, une substance radioactive simple émet un groupe

de rayons β caractérisé par un coefficient d'absorption unique. Pour d'autres substances (RaB , RaC) il est nécessaire de faire intervenir deux ou trois groupes de rayons, en attribuant à chaque groupe un coefficient d'absorption déterminé. Les groupes de rayons β absorbés suivant la loi exponentielle caractérisent les substances radioactives qui leur donnent naissance, et il y a là une analogie avec la possibilité de caractériser une substance par le parcours du groupe de rayons α émis. Cependant l'analogie est loin d'être complète. En effet, les rayons α d'un groupe ont très exactement la

même vitesse d'émission et leur spectre magnétique est formé d'une ou plusieurs lignes. Au contraire, les rayons β d'un groupe défini par l'absorption exponentielle ne sont pas homogènes en ce qui concerne leur vitesse ; leur analyse par la déviation magnétique a montré qu'à chaque groupe correspond non une ligne, mais une *bande* d'une certaine étendue (§ 83) avec une vitesse moyenne d'autant plus grande, que le coefficient d'absorption est plus petit.

L'état actuel de la théorie ne permet pas d'attacher une signification simple à la loi exponentielle d'absorption pour un groupe naturel de rayons β . Ce mode d'absorption paraît résulter de la superposition de causes multiples dont les principales sont la distribution initiale des vitesses et le régime de diffusion.

Les coefficients d'absorption dans l'aluminium pour des groupes naturels de rayons β de corps radioactifs ont été réunis dans le tableau suivant ⁽¹⁾ :

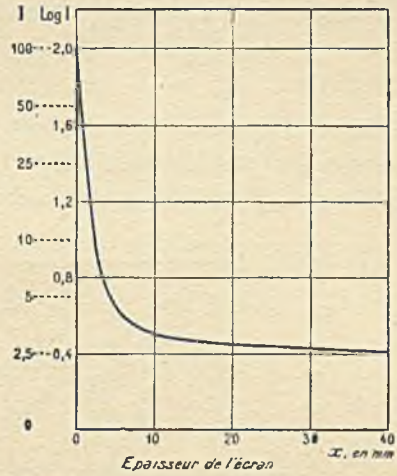


FIG. 118. — Absorption des rayons β et γ d'une ampoule à paroi mince contenant du radon. Ecrans de cuivre.

⁽¹⁾ Nombres conformes à la Table des constantes radioactives de 1930.

μ , en cm^{-1}	μ , en cm^{-1}	μ , en cm^{-1}	μ , en cm^{-1}
UX_1 460	Ra 312	Pa 126	$MTh1$?
UX_2 18	RaB 890; 80; 13	Ac ?	$MTh2$ 40 à 20
UY env. 300	$Ra(C+C')$ 50; 13	RAc 175	$RaTh$ 420
	RaD 5500	AcB 1000	ThB 153
	RaE 45,5	$Ac(C+C'')$ 29	$Th(C+C'')$ 21,6; 14,4

On voit que le rayonnement des corps radioactifs comprend des groupes de pouvoirs pénétrants très variés. Pour les plus absorbables, l'intensité est pratiquement réduite à zéro par un écran d'aluminium

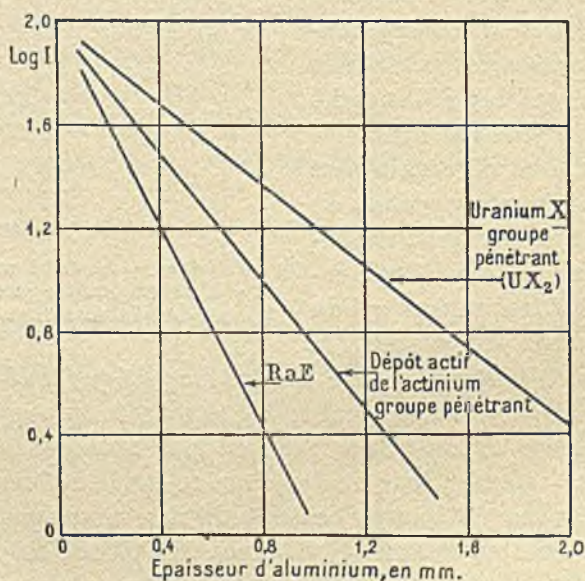


FIG. 119.

de 0,1 mm. d'épaisseur, tandis que pour les plus pénétrants le même résultat n'est atteint que pour une épaisseur de quelques millimètres. L'actinium et le mésothorium 1 se transforment par émission d'un électron nucléaire, cependant le rayonnement β correspondant n'a pas encore été mis en évidence, il est probablement très absorbable.

Dans la figure 119, on a représenté l'absorption de quelques groupes de rayons β par l'aluminium.

Lénard a montré que pour les rayons cathodiques, μ/ρ varie peu avec la densité ρ de la matière absorbante. Il en est de même pour les rayons β . Cependant, un examen plus précis montre que μ/ρ est

une fonction croissante du nombre atomique N qui paraît être de la forme $\mu/\rho = a + bN$ (G. Fournier), le terme bN restant inférieur à a , même pour les valeurs de N élevées.

Pour les matières complexes, le coefficient d'absorption par molécule est, en première approximation, la somme des coefficients d'absorption relatifs à chacun des atomes composants, suivant la formule $\mu M/\rho = \Sigma \mu_i A_i/\rho_i$ (M poids moléculaire, A poids atomique, ρ densité) ; on a cependant signalé des écarts de cette loi d'additivité (Fournier et Guillot).

Dans la figure 120, on a représenté l'absorption des rayons β du RaE dans l'aluminium et quelques autres substances. La masse superficielle de matière traversée étant portée en abscisses et $\text{Log } I$ en ordonnées (I intensité du rayonnement mesuré par l'ionisation), les graphiques sont des droites sauf un excès de pente initial attribuable à l'établissement du régime de diffusion. La pente des droites permet de calculer la valeur de μ .

Dans les expériences faites sur des faisceaux étroits de rayons β , de même vitesse initiale, on obtient des courbes d'absorption qui ne sont pas

exponentielles et sur lesquelles on peut observer une augmentation du coefficient d'absorption avec l'épaisseur traversée ; on ne saurait donc considérer l'absorption exponentielle comme un caractère des rayons β homogènes (W. Wilson).

Certains auteurs ont étudié l'absorption des rayons β en mesurant le courant de charge transporté par ces rayons au lieu du courant d'ionisation. Les résultats obtenus dans les deux méthodes sont analogues quand la disposition des écrans par rapport à la source et au récepteur est semblable.

Dans les transformations par rayons β , on observe une indication générale d'après laquelle le pouvoir pénétrant des rayons β nucléaires croît avec la constante radioactive de l'élément qui les émet. Ainsi les rayons β de UX_1 dont la période est environ 24 jours, forment un groupe beaucoup moins pénétrant dans son ensemble que celui qui est émis par le dérivé UX_2 dont la période est environ une minute ;

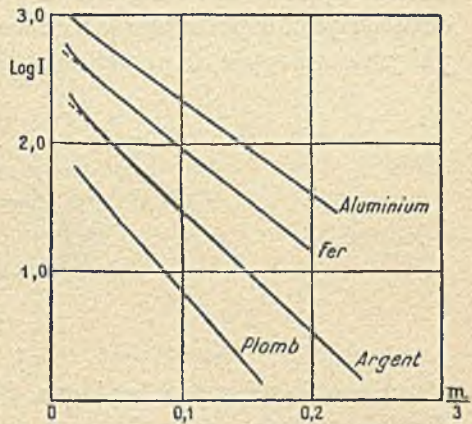


FIG. 120.

cependant il n'a pas été possible d'établir ici une loi aussi précise que dans le cas de l'émission de rayons α (loi Geiger Nuttall § 70).

§ 83. Déviation magnétique et électrique. Rapport e/m et v .
Spectres magnétiques.

Les rayons β sont déviés par des champs magnétiques ou électriques d'intensité modérée ; les premières observations à ce sujet ont été faites par Giesel, Meyer et v. Schweidler, Becquerel et Dorn. Becquerel a montré que le rapport e/m de la charge à la masse est du même ordre que pour les rayons cathodiques. Voici la description de l'une de ses expériences : un grain de sel de radium était placé dans une cuve en plomb posée sur la couche sensible d'une plaque photographique enveloppée de papier noir (fig. 121). Les rayons étaient canali-

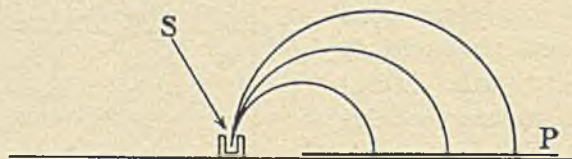


FIG. 121.

sés suivant la normale à la plaque. Dans un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure, les rayons déviés venaient rencontrer la plaque après avoir décrit des trajectoires approximativement demi-circulaires. L'impression obtenue sur la plaque était une large bande diffuse, montrant que le faisceau issu de la source se composait de rayons inégalement déviables. Si l'on recouvre la gélatine de la plaque de divers écrans absorbants (papier, verre, métaux), l'impression sur la plaque commence, pour chaque écran, à une certaine distance de la source et cette distance est d'autant plus grande que l'écran est plus absorbant. Ainsi, les rayons sont d'autant moins absorbés qu'ils sont moins déviables, c'est-à-dire que leur vitesse est plus grande. On voit dans la planche XV, figure 1, la reproduction de clichés ainsi obtenus. Dans la planche XV, figure 2, on voit la séparation des rayons du radium dans un champ magnétique perpendiculaire à la direction initiale du faisceau à laquelle la plaque photographique est parallèle ; le faisceau dévié diffus comprend les rayons β , le faisceau non dévié les rayons α et γ , la déviation des rayons α étant négligeable dans le champ employé.

Les premières expériences ayant pour but de rechercher la variation du rapport e/m avec la vitesse v ont été faites par Kaufmann qui a employé la méthode des déviations magnétique et électrique croisées (§ 14, fig. 34). La source de rayons était un petit grain de sel de radium ; à chaque vitesse de rayons β émis correspond une valeur de e/m et un point de l'impression photographique produite sur une plaque recevant les rayons déviés dans le vide. L'ensemble des points donne une courbe continue dont les coordonnées dans le plan de la plaque sont les déviations magnétique et électrique z et y . La relation entre z et y , déduite de la courbe expérimentale, prouve que le rapport e/m décroît quand la vitesse augmente.

Ces résultats ont apporté la première confirmation de la théorie qui attribue à l'électron une masse m d'origine électromagnétique (§ 33). Plusieurs travaux de précision ont fait admettre que la relation entre m et β s'exprime par la formule Lorentz-Einstein $m = m_0/\sqrt{1 - \beta^2}$ où m_0 est la masse de repos ⁽¹⁾. L'emploi de cette formule permet de déterminer e/m et v par la mesure de la déviation magnétique seule (ou de la déviation électrique). Soit R le rayon de la trajectoire circulaire décrite par un rayon dans un champ uniforme d'intensité H perpendiculaire à sa direction. On a :

$$\frac{mv}{e} = RH = \frac{m_0 c \beta}{e \sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{où} \quad \frac{e}{m_0} = 1,76 \times 10^7 \text{ U. E. M.}$$

Pour mesurer R on emploie les méthodes déjà décrites pour les rayons α (§ 69), mais avec un champ magnétique beaucoup moins intense. Ainsi, dans la méthode de déviation directe (fig. 97 et 98, p. 224), on obtiendra, dans le même appareil, la même déviation, utilisant environ 10.000 gauss pour les rayons α du polonium et environ 100 gauss pour des rayons β pour lesquels $\beta = 0,9$.

Le dispositif à foyer qui consiste à faire décrire aux rayons β dans le champ magnétique une trajectoire demi-circulaire, permet d'obtenir une déviation plus grande et un meilleur pouvoir séparateur, mais exige un champ plus intense. Le principe a été exposé page 226, schéma figure 99 ; le dispositif expérimental est représenté dans la figure 122. Exemple : $\beta = 0,9$, $RH = 3502$, soit $H = 700$ gauss environ pour $R = 5$ cm.

Les expériences doivent être faites dans un bon vide pour éviter

⁽¹⁾ Pour les valeurs numériques de $\sqrt{1 - \beta^2}$, voir Tableau 10, Appendice.

le ralentissement des rayons et leur dispersion. L'image obtenue sur la plaque est un *spectre magnétique* des rayons β , pouvant se composer d'un spectre continu et de raies isolées.

Un rayon β de vitesse $v = \beta c$ possède une énergie cinétique telle que :

$$W = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right] = eV$$

où V est le potentiel équivalent qui correspond au potentiel d'émission des rayons cathodiques (§ 15). On trouvera dans le tableau 79,

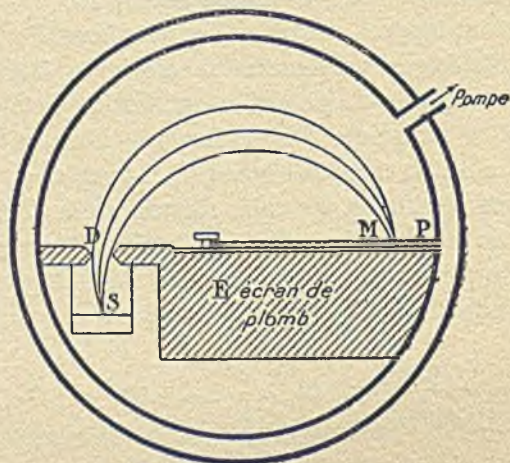


FIG. 122. — S , source ; D , diaphragme ; P , plaque photographique ; E , écran de plomb épais protégeant la plaque contre les rayons γ de la source.

Appendice, les valeurs de RH et de V qui correspondent à des valeurs croissantes de β .

Les spectres magnétiques obtenus avec diverses matières radioactives sont très différents, en ce qui concerne l'importance relative du spectre continu et des raies. Ainsi, dans le spectre de RaE on observe une bande continue ; les spectres des corps B et C des dépôts actifs sont formés de bandes auxquelles se superposent des raies nombreuses et intenses ; le spectre du radium se compose de trois raies seulement. Quelques reproductions de spectres magnétiques sont données dans la planche XV.

Voici, d'après de nombreux auteurs ⁽¹⁾, la description approxima-

⁽¹⁾ Danysz, Ellis, O. Hahn, L. Meitner, Black, d'Espine, Yovanovitch, T. Graf, etc.

tive des spectres [énergie en ekV , produit RH en gauss \times cm. ; raies les plus intenses marquées * ; on a désigné par W_m l'énergie la plus grande pour les raies actuellement connues (1)].

UX_1	Bande s'étendant autour de 100 ekV .								
	3 raies :	RH	927	1028	1057				
		W	71	86,2	90,7				
UX_2	Bandes vers 400 ekV et 1300 ekV .								
	3 raies :	RH	1037*	1508	1555				
		W	87,6	172	186				
Ra	3 raies :	RH	1037	1508	1575				
		W	87,6	172	186				
RaB	Bande s'étendant de la région des faibles énergies jusqu'à 650 ekV .								
	Plus de 30 raies : $W_m = 387,5$.								
	Raies intenses	RH	658	763	1400*	1666*	1762	1926*	2002 2242
		W	36,7	48,8	150	204	224	260	277 333
RaC	Bande s'étendant au delà de 3000 ekV . Région de très faibles bandes et raies de grande vitesse.								
	Plus de 60 raies : $W_m = 2513 ekV$.								
	Raies intenses	RH	2962*	3252	4840	5253	5873*	6128	7063 8554
		W	514	590	1027	1145	1323	1396	1667 2104
RaD	Bande s'étendant à 40 ekV . 5 raies dont 3 indiquées :								
		RH	600	714	738				
		W	30,9	43,3	46,1				
RaE	Bande s'étendant de 100 à 1300 ekV .								
Pa	12 raies ; $W_m = 318 ekV$.								
	Raies intenses	RH	956	1595*	1736	1985			
		W	75,3	190	220	275			
RAc	Environ 50 raies ; $W_m = 280 ekV$.								
	Raies intenses	RH	534	707,5*	732*	822	1291*	1396	1546 1634
		W	24,6	42,5	45,4	56,7	130,5	150	180 198
AcX	Environ 20 raies ; $W_m = 251 ekV$.								
	Raies intenses	RH	733	816,5*	1265	1321	1502*	1880	
		W	45,5	55,9	126	136	171	251	
$Ac(B+C+C'')$	Bande s'étendant à 1500 ekV ; 14 raies ; $W_m = 737 ekV$.								
	Raies intenses	RH	762	1942*	2153	2242	2245	3796	
		W	48,7	264	312	333	334	737	
$MTh2$	Bande s'étendant à 2050 ekV . Région de très faibles bandes de grande vitesse.								
	Plus de 30 raies ; $W_m = 1537 ekV$.								
	Raies intenses	RH	688*	700*	796	953	1170	1692	2317 4035
		W	38,1	41,6	53,2	74,9	109	210	352 804

(1) Le nombre de raies observé est susceptible d'augmenter avec l'intensité des sources et le perfectionnement des dispositifs expérimentaux. Les énergies données, d'après différents auteurs, présentent des différences qui peuvent atteindre 1%. Le choix des raies données dans le tableau a un certain degré d'arbitraire, l'évaluation des intensités étant encore imparfaite. On a indiqué, en particulier, les raies qui correspondent aux photoélectrons extraits, par conversion interne, du niveau K , par les groupes principaux de rayons γ (voir § 93).

<i>RTh</i> 6 raies	<i>RH</i>	806	827	891	911	988	1010
	<i>W</i>	54,7	56,7	65,6	68,8	80,1	83,4
<i>ThB</i> Bande s'étendant à 360 <i>ekV</i> ; 20 raies ; $W_m = 296$ <i>ekV</i> .							
Raies intenses	<i>RH</i>	1107	1386*	1691	1751*	1808	
	<i>W</i>	98,3	147,7	209	222	234	
<i>Th</i> (<i>C</i> + <i>C''</i>) Bande s'étendant à 2300 <i>ekV</i> . Région de très faibles bandes de grande vitesse.							
Plus de 50 raies. $W_m = 2620$ <i>ekV</i> .							
Raies intenses	<i>RH</i>	537 *	653*	1594	1657	2603	2887
	<i>W</i>	24,7	36,2	189	202	422	494
							10000
							2531

Dans ce qui précède, on a indiqué, en dehors du spectre continu (bandes) et du spectre de raies ordinaire, des régions de très faibles raies ou bandes, qui ont été mises en évidence dans les spectres de *RaC*, de *Th* (*C* + *C''*) et des *MTh2*, et qui correspondent à des énergies plus élevées que celles du spectre normal (Yovanovitch et d'Espine). Le nombre de rayons β émis de cette manière par atome transformé paraît très petit par rapport à celui des rayons β émis dans le spectre normal. Le rôle de ces rayons, dans les transformations radioactives, rappelle, dans une certaine mesure, celui des rayons α de long parcours.

Dans le tableau qui suit, on a indiqué les valeurs de *RH* et de *W* pour les rayons β d'énergies exceptionnelles.

	<u>RaC</u>	<u>Th (C + C'')</u>	<u>MTh2</u>
<i>RH</i>	15000 à 27000	18000 ; 40000?	10000 ; 16700 ; 21000 ; 28000
<i>W</i> , en <i>ekV</i> ..	4000 à 7600	4900 ; 11000?	2600 ; 4200 ; 5900 ; 8000

Remarquons que l'énergie des rayons β , émis par les radioéléments qui se transforment par émission de rayons α , est modérée ; elle dépasse à peine 300 *ekV*. Les rayons β de grande énergie, jusqu'à 3.000 *ekV* pour les rayons normaux (et plus encore pour les rayons exceptionnels), appartiennent aux radioéléments qui se transforment par émission d'électrons nucléaires.

La complication du spectre magnétique des rayons β ne permet pas d'en donner une interprétation simple ; une substance radioactive qui se transforme par émission de rayons β ne peut être caractérisée par un groupe de rayons homogènes de vitesse donnée. Les raies des spectres sont attribuées en général aux rayons β secondaires excités dans les atomes radioactifs par les rayons γ émis lors de la transformation (§ 93) ; ces rayons β ne proviennent pas du noyau mais des couches électroniques qui entourent celui-ci. Quant aux rayons β primaires, ou électrons nucléaires, dont l'émission à partir du noyau détermine la transformation radioactive, il y a lieu de

penser que ce sont eux qui forment le spectre continu, c'est-à-dire qu'ils possèdent à la sortie de l'atome des vitesses pouvant varier dans de larges limites.

§ 84. Mesure de charge et numération.

Le transport de charge négative par les rayons β du radium a été mis en évidence à l'aide du dispositif suivant (Pierre et Marie Curie) : Les rayons issus d'une source constituée par un sel de radium sont reçus sur une électrode de métal isolée par une mince couche de paraffine et protégée par une enveloppe métallique reliée au sol. L'épaisseur de la paraffine et de l'enveloppe protectrice du côté de l'arrivée de rayons est rendue assez petite pour permettre à la majeure partie des rayons β reçus de pénétrer jusqu'à l'électrode centrale tandis que les rayons α sont arrêtés par l'enveloppe. Un électromètre réuni à l'électrode accuse l'arrivée d'un courant de charge négative. Si, au contraire, le sel de radium est contenu dans une boîte métallique reliée à l'électromètre et protégée par une couche de paraffine ainsi que par une enveloppe métallique reliée au sol, l'émission de rayons β vers l'extérieur a pour effet de faire acquérir à l'électromètre une charge positive.

Le dispositif suivant permet de faire la démonstration du transport continu de charge négative par émission de rayons β (Strutt). Une ampoule de verre mince scellée contenant du radium (fig. 123, *a*) se trouve fixée sur un support isolant à l'intérieur d'un ballon de verre où on fait un bon vide. Cette ampoule se charge positivement par perte de rayons β . Si elle a été entourée par un tube métallique mince auquel est fixée une feuille d'électroscope, la charge accumulée fait dévier cette feuille qui se décharge en venant toucher un bouton relié au sol fixé à la paroi du ballon. Après être retombée, la feuille se charge à nouveau et exécute ainsi un mouvement de va et vient continu. On peut réaliser une expérience semblable en plaçant l'ampoule *B*, non à l'intérieur du ballon *B*, mais dans une cavité tubulaire de celui-ci (fig. 123, *b*). Les rayons β issus de l'ampoule, traversant les parois de cette cavité, viennent charger une électrode cylindrique *A* portant une feuille d'électroscope, et placée à l'intérieur du ballon vide d'air sur un support isolant. La charge qui fait dévier la feuille est alors négative.

La mesure du courant de charge transporté par un faisceau de rayons β permet de compter le nombre de rayons dans le faisceau par unité de temps, en admettant que la charge d'un rayon est égale à la charge élémentaire. Des mesures de ce genre ont été faites en plaçant la source de rayons *S*, dans un tube à parois minces utilisé comme électrode centrale, à l'intérieur d'une chambre *A* formant électrode extérieure et reliée à l'électromètre *E* (fig. 124). Un bon

vide étant fait dans la chambre, on mesure le courant reçu par l'électromètre, quand l'électrode intérieure est portée à un potentiel V positif ou négatif, de grandeur variable. L'ionisation que peuvent

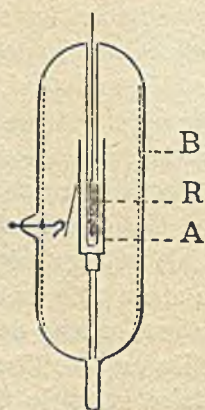


FIG. 123 a.

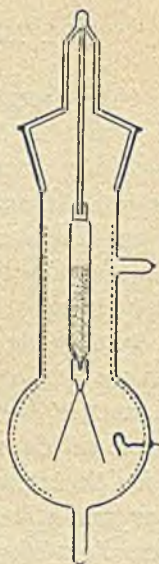


FIG. 123 b.

produire les rayons β est éliminée presque totalement si le vide est élevé ; les rayons α peuvent être arrêtés par la gaine qui entoure la source. Il subsiste néanmoins des difficultés qui limitent la précision

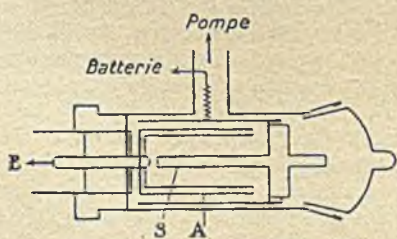


FIG. 124.

des mesures, bien plus que dans le cas des rayons α (§ 71) : 1° distinction entre les rayons β émis par la matière radioactive et les rayons β secondaires provenant des surfaces métalliques rencontrées par les rayons β primaires ou par les rayons γ qui les accompagnent ; 2° l'absorption et diffusion partielle des rayons β par la gaine entourant la source, et par la matière radioactive elle-même quand son épaisseur n'est pas négligeable.

Dans certaines mesures du courant de charge, on a utilisé l'action du champ magnétique pour déterminer la proportion de rayons β de vitesse différente dans le spectre magnétique. Le dispositif est

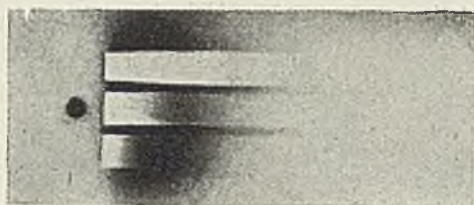


FIG. 1. — Déviation magnétique des rayons β en relation avec leur pouvoir pénétrant (H. Becquerel).



FIG. 2. — Déviation magnétique des rayons β du radium. Rayons non déviés α et γ .

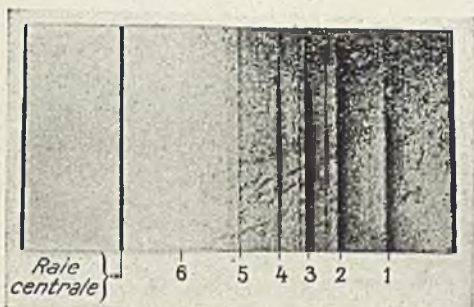


FIG. 3. — Spectre magnétique des rayons β de $RaB + RaC$. Méthode directe (J. d'Espine).

	RH	W ekv		RK	W ekv		
<i>RaB</i>	1	1410	153	<i>RaB</i>	4	2256	338
"	2	1677	207	<i>RaC</i>	5	2980	520
"	3	1938	264	"	6	5904	1334,0

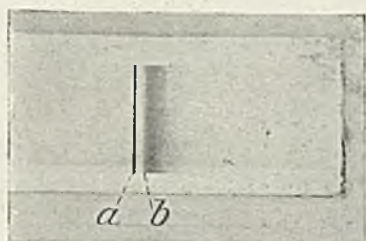


FIG. 4. — Spectre magnétique des rayons β de RaE , méthode directe (J. d'Espine).

a, raie centrale — *b*, début d'une bande continue, vers $HR = 5800$; $W = 1,3 \times 10^6$ ev.



FIG. 5. — Spectre magnétique des rayons β de $ThB + ThC$. Méthode de focalisation (T. Graf).

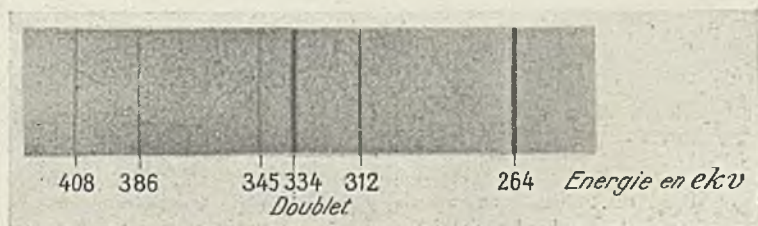


FIG. 6. — Spectre magnétique des rayons β de $AcB + AcC$. Méthode de focalisation (T. Graf).



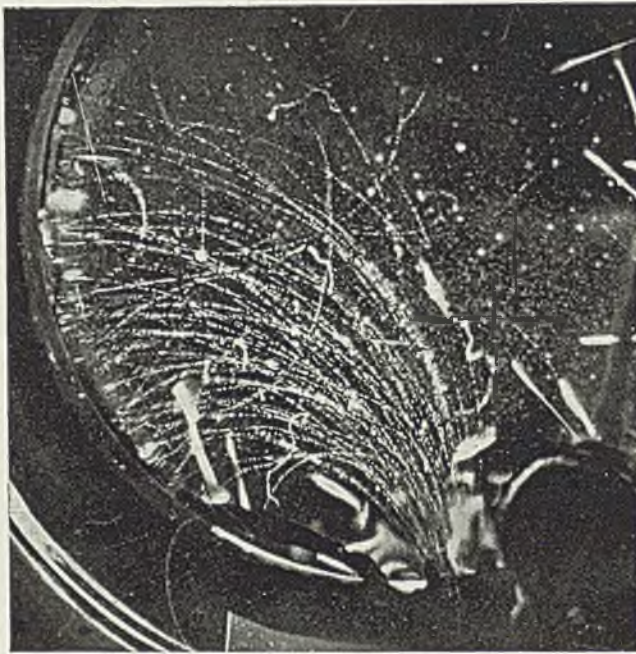


FIG. 1. — Faisceau de rayons β de *RaE*. primitivement canalisé, dévié et dispersé dans un champ magnétique (M. Lecoïn). Énergies comprises entre $0,16 \times 10^6$ *ev* et $0,95 \times 10^6$ *ev*.

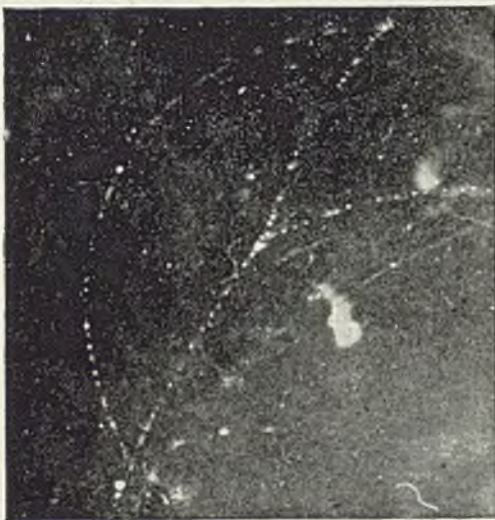


FIG. 2. — Choc d'un électron de grande vitesse contre un électron (F. Joliot). Fourche vue dans son plan. Angle de fourche, 60° . Champ magnétique perpendiculaire aux trajectoires. Vitesse initiale $\beta = 0,97$.



FIG. 3. — Choc d'un électron lent contre un électron (Champion). Angle de fourche droit.

semblable à celui de la figure 122, mais les rayons qui arrivent au point M sont reçus, non sur une plaque photographique, mais dans un récepteur de Faraday ayant une certaine ouverture (fig. 125);

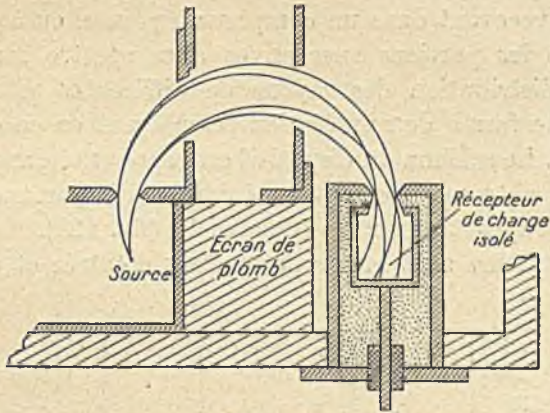


FIG. 125.

la charge reçue par le récepteur correspond à tous les rayons pour lesquels le produit $RH = m\phi e$ est compris entre les limites déter-

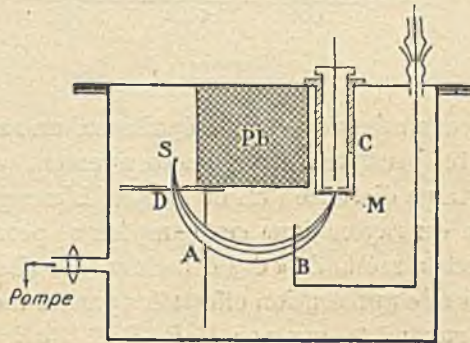


FIG. 126. — S , source de rayons; D et A , diaphragmes; C , compteur; M , lame de mica mince pour la fermeture du compteur; Pb , bloc de plomb protégeant le compteur contre le rayonnement parasite; B , écran mobile pouvant intercepter les rayons.

minées par les dimensions de l'ouverture. En faisant varier H , on fait entrer dans le récepteur les portions successives du spectre magnétique. Il est difficile de tenir compte exactement des rayons d'origine secondaire qui pénètrent dans le récepteur.

Les rayons β , comme les rayons α , peuvent faire l'objet d'une numé-

ration par la mesure de l'effet ionisant amplifié. La mesure est plus difficile que dans le cas des rayons α , parce que les rayons β ont un pouvoir ionisant plus petit que ces derniers et un pouvoir pénétrant, en général, plus grand, les causes d'erreurs sont donc plus nombreuses. En recevant dans un compteur à pointe, ou à fil, les rayons qui forment les portions successives d'un spectre magnétique, on obtient la distribution des rayons de différentes vitesses dans ce spectre, cette forme de numération remplaçant en ce cas la mesure de la charge. Le schéma du dispositif est représenté dans la figure 126. Les courbes obtenues mettent en évidence l'importance du spectre continu par rapport aux raies (Chadwick) (fig. 127).

Si les compteurs sont munis de fenêtres d'entrée et de sortie, fer-

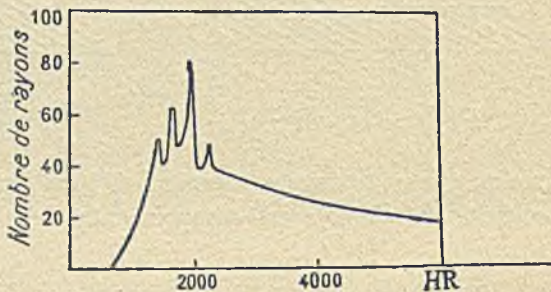


FIG. 127.

mées par des écrans minces de faible épaisseur, un rayon β de vitesse initiale suffisante peut traverser successivement deux compteurs placés à une certaine distance l'un de l'autre. L'enregistrement simultané du passage du rayon dans ces compteurs permet de contrôler sa direction. C'est la méthode « des coïncidences » (Bothe).

Les expériences de numération effectuées par les méthodes ci-dessus décrites sur les rayons β émis par *RaB*, *RaC*, *RaE*, *ThB*, *ThC*, conduisent à admettre que le nombre de rayons β émis par chacune de ces substances est peu différent du nombre d'atomes détruits.

Au point de vue théorique, on peut s'attendre à l'émission d'un électron nucléaire par atome transformé. Cependant, il a aussi été démontré que les rayons γ provenant du noyau aussitôt après une transformation radioactive consistant dans l'émission d'un rayon β , peuvent donner lieu à l'émission de photoélectrons provenant des couches électroniques qui entourent le même noyau (*conversion interne*) : Ainsi, un faisceau de rayons β issu d'une substance radioactive et supposé exempt de tout rayonnement β secondaire produit

par l'intervention d'atomes étrangers, peut pourtant contenir plus d'un rayon β par atome détruit, et la proportion des rayons β en excès attribuable à la conversion interne de rayons γ primaires, est indépendante du dispositif expérimental employé. Cette proportion serait environ 30 % pour $RaB + RaC$.

Méthode des trajectoires de brouillard. — Les trajectoires des rayons β photographiées dans une chambre à détente, peuvent être

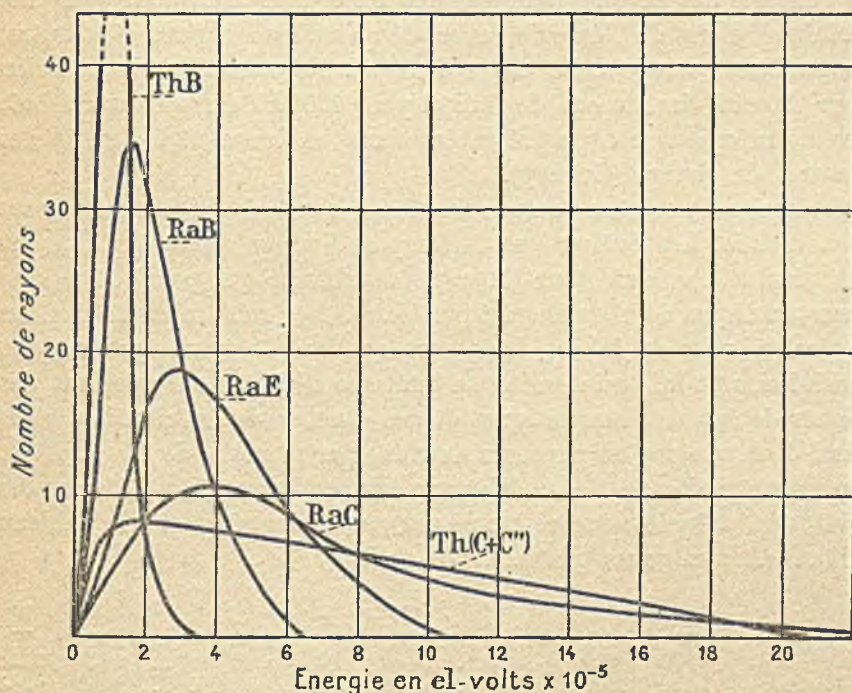


FIG. 123. — Spectres continus de rayons β .

utilisées pour la numération et pour l'étude de la distribution des vitesses. On peut déduire la vitesse des rayons de la mesure du parcours quand celui-ci ne dépasse pas quelques centimètres. Pour les rayons rapides, on a recours à un champ magnétique établi suivant l'axe de la chambre, et on mesure les rayons de courbure des trajectoires sur une photographie stéréoscopique ou sur des épreuves prises dans deux plans différents. A l'aide d'un nombre suffisant de trajectoires, on établit une statistique des rayons, selon leurs vitesses ou leurs énergies, et on construit des courbes de distribution semblables à celles que l'on obtient par les méthodes précédemment décrites.

Dans la planche XVI, figure 1, on voit un faisceau de rayons β de *RaE*, canalisé à l'entrée de la chambre et dispersé dans celle-ci en un spectre magnétique. Les énergies des rayons photographiés sont comprises entre 950 *ekV* (rayons les moins déviés) et 166 *ekV* (rayons les plus déviés).

Structure du spectre continu. — La distribution des rayons β dans les spectres continus donnés par diverses matières, en fonction de l'énergie des rayons, indique l'existence d'un maximum pour une certaine valeur de l'énergie, avec décroissance de part et d'autre, comme dans une courbe de probabilité. Le maximum aurait lieu pour 170 *ekV* dans le cas de *RaB* et pour 400 *ekV* dans le cas de *RaC*. Les distributions sont représentées dans la figure 128 d'après des mesures de charge (Gurney).

La limite du spectre continu du côté des grandes vitesses est assez bien définie. Les évaluations faites par diverses méthodes donnent des résultats voisins pour l'énergie maximum qui paraît être une caractéristique de l'émission β nucléaire. Les raies n'étant pas, en général, situées en dehors du spectre continu, et ayant, par rapport à celui-ci, une faible intensité, la limite se déduit non seulement des clichés de spectres magnétiques et des courbes de distribution, mais aussi de la mesure du parcours extrême par la méthode d'ionisation. La valeur limite de *RH* et l'énergie limite *W* jusqu'ici déterminées (avec une précision encore sommaire), sont données dans le tableau suivant (*RH* en gauss \times cm., *W* en *ekV*) ⁽¹⁾

	<u>RH</u>	<u>W</u>		<u>RH</u>	<u>W</u>		<u>RH</u>	<u>W</u>
<i>UX₁</i> *	1300	130	<i>AcB</i> * .	3000	500	<i>MTh2</i> ..	8350	2050
<i>UX₂</i>	9250	2300	<i>AcC</i> * .	6500	1500	<i>ThB</i>	2350	360
<i>RaB</i>	3500	650				<i>ThC</i>	9000	2250
<i>RaC</i>	12000	3150				<i>ThC'</i> . . .	7500	1800
<i>RaD</i> *	700	40						
<i>RaE</i>	5800	1300						

La partie initiale des spectres continus est affectée d'une grande incertitude, en raison de multiples causes d'erreur provenant d'effets secondaires.

La détermination exacte de la structure du spectre continu est d'une grande importance, en vue de son interprétation théorique incertaine jusqu'à présent (voir § 114).

(1) Nombres de Chalmers, Sargent, Lecoïn, etc. Les nombres précédés d'un astérisque sont moins bien connus que les autres.

§ 85. Perte de vitesse au passage de la matière.
Parcours. Pouvoir ionisant.

Pour étudier le changement de vitesse des rayons β après passage d'une couche de matière, on produit le spectre magnétique des rayons après avoir recouvert la source de l'écran considéré. Tant que l'écran ne dépasse pas une certaine épaisseur, les rayons formant une raie du spectre primitif, mais ralentis en traversant l'écran, continuent à former une raie nette plus déviée que celle obtenue sans écran. Le ralentissement peut alors être mesuré avec une certaine précision. Pour des écrans plus épais, les raies qui correspondent aux rayons ralentis sont de plus en plus élargies, indiquant une dispersion croissante des vitesses ; on ne peut donc continuer l'expérience jusqu'à épuisement de la vitesse. On doit cependant prévoir l'existence d'un « parcours » des rayons β dans la matière, analogue au parcours des rayons α , quoique moins bien défini.

Pour déterminer un parcours expérimental, certains auteurs ont utilisé des groupes de rayons homogènes isolés d'un spectre magnétique et ont poursuivi la mesure de l'effet ionisant jusqu'à épuisement de celui-ci par interposition d'écrans d'épaisseur croissante. Quand le parcours ne dépasse pas quelques centimètres, on peut le mesurer par la méthode des trajectoires de brouillard.

Pour déterminer le pouvoir ionisant d'un faisceau homogène de rayons, on effectue la numération des rayons compris dans ce faisceau et on mesure le courant de saturation produit par leur absorption partielle dans une chambre d'ionisation, sur une partie de leur trajet. On peut aussi employer la numération des centres de condensation sur une trajectoire de brouillard.

A tous les points de vue considérés, l'étude des rayons β est une extension au domaine des grandes vitesses de travaux semblables faits sur les rayons cathodiques. Comme pour ces derniers, le ralentissement paraît principalement déterminé par la masse superficielle de l'écran traversé, quelle que soit la nature de celui-ci, et le parcours s'exprime aussi avec une approximation suffisante par la valeur limite de cette masse superficielle. La relation entre le parcours R et la vitesse v ou le potentiel équivalent W , qui est de la forme $R \sim v^4$ et $R \sim W^2$ pour les vitesses modérées, se modifie pour les grandes valeurs de W et se rapproche de la proportionnalité entre R et W pour W compris entre 1.000 et 3.000 kilovolts, $\beta = 0,95$ à $0,99$. Le parcours observé dans l'aluminium pour les rayons β de $W = 3.000 \text{ eKV.}$, atteint

$1,6 \times \text{g./cm}^2$; l'épaisseur d'aluminium correspondante est environ 5,5 mm. En admettant l'équivalence de masses superficielles égales, on en déduit pour le parcours de ces rayons dans l'air à la pression normale et à la température de 15° , une valeur de 13 mètres. Ce nombre est conforme aux observations directes qui ont révélé dans le rayonnement du radium la présence de rayons déviables par le champ magnétique à plusieurs mètres de la source.

Dans le tableau suivant, on a indiqué, d'après divers auteurs, le parcours G de rayons β , exprimé en masse superficielle (g./cm^2), pour différentes valeurs de la vitesse $\beta = v/c$. Pour chaque valeur de β on a donné aussi l'énergie en électron-kilovolts W et le parcours R en cm. dans l'air de densité normale. En raison de l'incertitude de la définition du parcours, les valeurs de G et de R n'ont que la valeur d'une approximation assez sommaire.

β	W	$G \text{ g./cm}^2$	$R \text{ cm.}$	β	W	$G \text{ g./cm}^2$	$R \text{ cm.}$
0,10	2,55	0,00005	0,04	0,70	204,7	0,045	37,5
0,20	10,5	0,00027	0,23	0,80	341	0,10	83
0,30	24,7	0,0012	1,0	0,90	662	0,26	217
0,40	46,6	0,0041	3,4	0,95	1127	0,525	437
0,50	79,1	0,0087	7,3	0,98	2058	1,03	860
0,60	127,8	0,0215	17,9	0,99	3114	1,57	1300

Ainsi que pour les rayons cathodiques, le pouvoir ionisant des rayons β diminue quand la vitesse augmente; il ne tend pas à s'anuler cependant, mais paraît plutôt prendre une valeur à peu près constante. Dans le tableau suivant on a réuni quelques valeurs du nombre ν d'ions produits par cm. d'air par un rayon de vitesse β et d'énergie W en ekV . Le nombre ν comprend l'ionisation primaire et l'ionisation secondaire (voir § 16).

W	0,15	2,6	10,5	24,7	46,6	79,1	127,8	204,7	341	662	1127	3114
β	0,024	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99
ν	7700	2100	1000	400	250	180	130	95	70	50	45	41

La valeur $\nu = 7.700$ correspond au maximum de pouvoir ionisant qui a lieu pour un potentiel équivalent d'environ 150 e -volts.

L'énergie dépensée par paire d'ions est voisine de 35 e -volts comme pour les rayons α .

§ 86. Théorie du passage des rayons β par la matière.

La théorie du passage des rayons β par la matière se heurte à des difficultés plus grandes encore que pour les rayons α , parce que, en ce cas, la diffusion joue un rôle beaucoup plus important. Si, en effet, un rayon α est progressivement ralenti par ses rencontres avec les électrons contenus dans la matière, sa direction se conserve, le plus souvent, presque jusqu'à la fin du trajet. Un rayon β , par contre, est non seulement ralenti, mais aussi dévié par de tels chocs. L'impression produite par un faisceau de rayons β canalisé sur une plaque photographique perpendiculaire à sa direction, est nettement limitée et conforme à la section du faisceau quand celui-ci ne traverse aucun écran. Mais si l'on interpose sur le trajet du faisceau, à une certaine distance de la plaque, des écrans d'épaisseur croissante, l'impression s'étale de plus en plus, en même temps que son contour s'efface ; de telles épreuves montrent clairement l'importance de l'effet de diffusion.

Le même effet est visible sur les photographies obtenues par la méthode des trajectoires de brouillard qui ont déjà été décrites dans le chapitre relatif aux rayons cathodiques (§ 16). On y observe une incurvation progressive des trajectoires, résultant de la succession de petites déviations, ainsi que des coudes brusques résultant de l'action individuelle d'un électron ou d'un noyau dans une rencontre très proche. Pour des électrons de grande vitesse, les trajectoires de brouillard sont rectilignes, en absence de champ, dans les limites du trajet accompli dans la chambre à détente, et régulièrement circulaires dans un champ normal (pl. XVI, fig. 1).

L'effet produit sur un rayon β par la matière consiste dans l'action des électrons et des noyaux qui y sont contenus, sur les électrons du faisceau. Quand on traite le problème de l'interaction de deux particules électrisées, sur la base des lois de la mécanique classique, et de la loi de Coulomb, on obtient les formules données dans le § 77, applicables aux électrons quand on néglige la variation de leur masse avec la vitesse. Le rôle des noyaux se limite à produire la dispersion du faisceau. L'énergie cédée aux noyaux est négligeable par rapport à celle qui est cédée aux électrons ; ces derniers sont donc responsables du ralentissement du faisceau primitif, en même temps qu'ils contribuent à sa dispersion. Après un choc entre un rayon β et un électron supposé en repos, celui-ci est mis en mouvement, et les deux trajectoires après choc forment une fourche. Dans le choc d'un rayon β

contre un noyau, la trajectoire de l'électron forme un coude. Les chocs dans lesquels la déviation d'un rayon β est produite par un seul électron ou par un noyau seulement, sont des chocs exceptionnels comme dans le cas des rayons α (dispersion simple). L'incurvation progressive de la trajectoire est due à la superposition des effets simultanés produits par des particules électrisées environnantes (dispersion multiple). La perte d'énergie sur une partie du trajet se compose des pertes partielles correspondant aux électrons rencontrés.

Quand on tient compte de la variation de la masse avec la vitesse, les formules du choc de deux particules exposées dans le § 77, ne sont plus applicables.

Dans le choc d'un rayon β contre le noyau supposé fixe et agissant suivant la loi de Coulomb, le rayon β subit une déviation plus grande que si sa masse était constante. L'orbite qu'il décrit est déformée et peut entourer plusieurs fois le noyau avant de s'en écarter (1).

Dans le choc d'un rayon β contre un électron, l'angle de la fourche n'est plus nécessairement droit. Soit β la vitesse du rayon avant le choc ; soient β' et β'' les vitesses des deux électrons après le choc, θ' et θ'' les angles des trajectoires finales avec la direction de vitesse initiale. Ecrivant qu'il y a conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, et posant $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, on trouve, après suppression des facteurs communs, les équations :

$$\begin{cases} \beta\gamma = \beta' \gamma' \cos \theta' + \beta'' \gamma'' \cos \theta'' \\ 0 = \beta' \gamma' \sin \theta' - \beta'' \gamma'' \sin \theta'' \\ \gamma = \gamma' + \gamma'' - 1 \end{cases}$$

qui permettent de déterminer les inconnues β' , β'' , θ' , θ'' , en fonction de l'une d'elles et de β . Le calcul montre que l'angle de fourche $\psi = \theta' + \theta''$, reste droit si, après le choc, un des électrons a une vitesse faible, mais qu'il est aigu quand les vitesses après le choc sont comparables. Entre les angles θ' et θ'' existe la relation $\operatorname{tg} \theta' \operatorname{tg} \theta'' = 2/\gamma + 1$.

La valeur minimum de ψ est obtenue pour le choc symétrique, pour lequel $\theta' = \theta'' = \psi/2$. On a, en ce cas,

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\psi}{2} = \frac{2}{\gamma + 1} = \frac{2 \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \sqrt{1 - \beta^2}},$$

valeur qui se réduit à 1 quand β tend vers 0, ($\psi = 90^\circ$), et à 0 quand β tend vers 1, ($\psi = 0$).

(1) Voir *Radiations from radioactive substances*, Rutherford, Chadwick, Ellis, p. 224.



Fig. 1. — Paire d'électrons, positif et négatif, créés dans le gaz par un photon de ThC'' (Irène Curie et F. Joliot).



Fig. 2. — Electron positif et électron négatif issus d'une lame de Pb irradiée par les photons provenant du glucinium soumis à l'action des rayons α de Po (Irène Curie et F. Joliot).



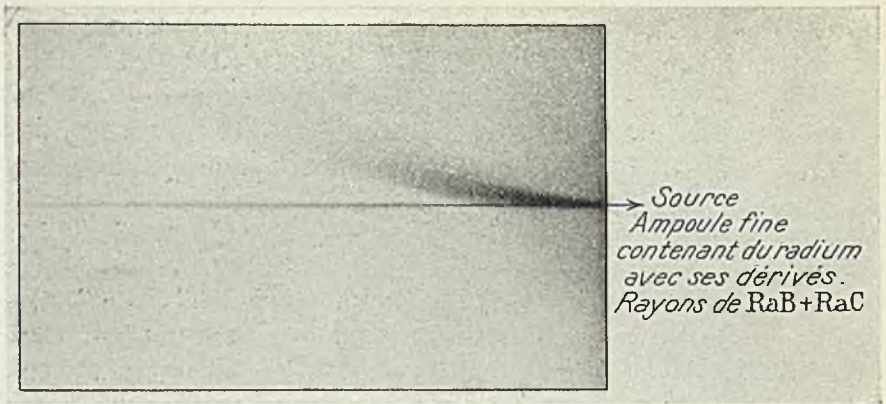


FIG. 1. — Trace photographique d'un faisceau de rayons γ α β dans un champ magnétique.

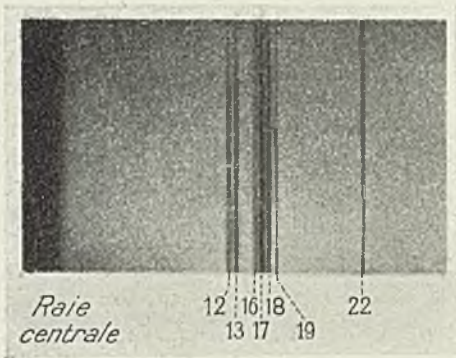


FIG. 2. — Radon et dérivés. Région des raies de fluorescence entre 140 et 232 U. X. (Frliley).

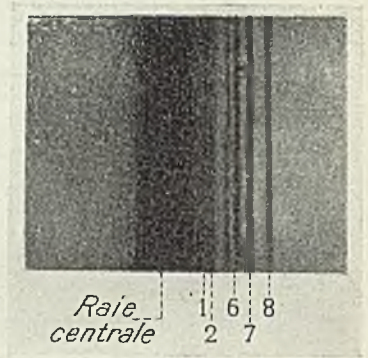


FIG. 3. — Radon et dérivés. Région de haute fréquence entre 16 et 52 U. X. (Frliley).

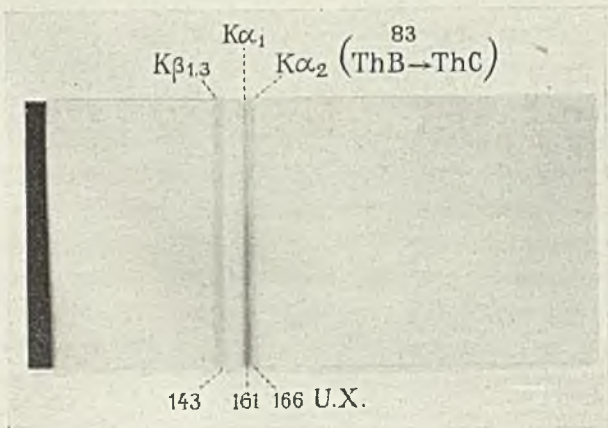


FIG. 4. — Mésothorium et dérivés. Raies de fluorescence (M. Valadarès).

La méthode des trajectoires de brouillard confirme ces prévisions. Dans la planche XVI, la figure 2 représente un choc d'électrons peu éloigné d'être symétrique, avec $\beta = 0,968$; $\beta' = 0,93$; $\beta'' = 0,91$; $\psi = 60^\circ$ (F. Joliot). L'évaluation des vitesses a été faite par l'incurvation des trajectoires dans un champ magnétique. La figure 3 représente un choc d'électrons relativement lents, avec $\psi = 90^\circ$.

Il n'existe aucun moyen de distinguer, après le choc, l'électron qui était primitivement en mouvement de celui qui était en repos.

Les quantités de mouvement et les énergies, avant et après le choc, sont respectivement :

$$p = mc \beta \gamma \qquad p' = mc \beta' \gamma' \qquad p'' = mc \beta'' \gamma'' \\ W = mc^2 (\gamma - 1) \qquad W' = mc^2 (\gamma' - 1) \qquad W'' = mc^2 (\gamma'' - 1).$$

Entre ces quantités, on trouve les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{p'}{p} = \frac{2 \cos \theta'}{1 + \cos^2 \theta' + \gamma \sin^2 \theta'} \\ \frac{p''}{p} = \frac{2 \cos \theta''}{1 + \cos^2 \theta'' + \gamma \sin^2 \theta''} \end{array} \right. \qquad \left\{ \begin{array}{l} \frac{W'}{W} = \frac{2 \cos^2 \theta'}{1 + \cos^2 \theta' + \gamma \sin^2 \theta'} \\ \frac{W''}{W} = \frac{2 \cos^2 \theta''}{1 + \cos^2 \theta'' + \gamma \sin^2 \theta''} \end{array} \right.$$

qui, pour $\gamma = 1$ se réduisent aux formules relatives à une masse constante. Pour le même angle de projection, le transfert d'énergie est plus petit quand on tient compte de la correction de relativité.

On peut exprimer l'angle ψ en fonction des quantités de mouvement seules, ou des énergies cinétiques seules, par les équations :

$$p^2 = p'^2 + p''^2 + 2 p' p'' \cos \psi \\ \cos \psi = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{2mc^2}{W'}\right)\left(1 + \frac{2mc^2}{W}\right)}}$$

La théorie de ralentissement des rayons β , dont les bases ont été posées par Bohr, est semblable à celle établie pour les rayons α , sauf qu'il est nécessaire de tenir compte de la correction de relativité dont l'importance numérique n'est cependant pas considérable. Une autre différence s'introduit du fait qu'on évalue ici, non la valeur moyenne du transfert d'énergie, mais sa valeur la plus probable qui en diffère, en raison de la possibilité de grandes pertes d'énergie, dues à des chocs qui correspondent à de petites valeurs du paramètre b . Comme dans le cas des rayons β , le problème, abordé par les méthodes

classiques, a été approfondi à l'aide de la mécanique ondulatoire (Bethe, Moller). La confrontation avec l'expérience est plus sommaire que dans le cas des rayons α .

D'après les théories de ralentissement, on doit avoir, entre la vitesse β et le produit RH la relation approchée

$$\beta^3 \frac{\Delta (RH)}{\delta} = \text{const.}$$

$\Delta (RH)$ étant la diminution subie par le produit RH quand les rayons traversent une couche de matière de masse superficielle δ . Plus exactement, le produit ci-dessus doit augmenter lentement avec β , ce qui paraît conforme aux résultats expérimentaux.

La formule indiquée par Bohr pour le parcours G des rayons β , évalué par la masse superficielle limite, est de la forme :

$$G = S \left[(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} + (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 2 \right]$$

où S est un facteur qui diminue lentement quand β augmente. Les parcours déterminés par la limite d'ionisation varient avec β conformément aux prévisions théoriques ci-dessus, tout en restant inférieurs, en valeur absolue, aux nombres prévus d'après les expériences de ralentissement.

Le nombre d'électrons extérieurs au noyau par unité de masse d'une matière quelconque étant à peu près constant, et leur liaison intervenant d'autant moins que la vitesse des rayons est plus grande, l'équivalence de couches absorbantes de même masse superficielle, au point de vue de la réduction de vitesse et du parcours, se trouve réalisée approximativement pour les rayons β (ou rayons cathodiques) de vitesse suffisante, par exemple $\beta > 0,3$. Les rayons α ont une vitesse qui n'atteint pas $c/10$ et leur parcours exprimé en masse superficielle croît avec le poids atomique de la matière absorbante (voir § 68), parce que les électrons fortement liés participent moins à l'absorption que ceux à liaison faible. Certains auteurs ont signalé un accroissement semblable, mais beaucoup moins important, dans le cas des rayons β .

Le pouvoir ionisant des rayons β fait intervenir les mêmes considérations théoriques que celui des rayons α . La formule classique applicable à l'ionisation primaire s'écrit ici en négligeant la variation de la masse avec la vitesse, et désignant par m la masse de l'électron,

$$q = \frac{2\pi ne^4}{m\nu^2} \sum n_i \left(\frac{1}{W_i} - \frac{2}{m\nu^2} \right) \text{ (voir § 77).}$$

Cette formule prévoit pour le pouvoir ionisant primaire un maximum, puis une variation en raison inverse de v^2 dès que l'énergie d'ionisation est une petite fraction de celle du rayon β , c'est-à-dire pour des rayons de quelques milliers de volts et davantage. Le même résultat théorique subsiste si l'on complète la formule de manière à tenir compte de l'ionisation secondaire. D'après Bohr, la correction résultant de la variation de la masse avec la vitesse est peu importante. L'expérience confirme la constance approchée du produit $\beta^2 \times Q$ (Q pouvoir ionisant total) (voir § 77), ainsi que l'ordre de grandeur des valeurs de Q prévues par la théorie, mais celle-ci n'est pas encore en état de rendre compte des valeurs absolues de Q .

§ 87. Les rayons de recul.

La projection d'atomes par recul accompagnant une émission de rayons β est beaucoup plus difficile à mettre en évidence que le phénomène correspondant pour les rayons α (§ 76), et cela parce que la quantité de mouvement et l'énergie d'un rayon β sont, en général, très inférieures à celles d'un rayons α . Nous avons vu, en effet, qu'un atome projeté de *RaB* possède une vitesse initiale de l'ordre de 3×10^7 cm./sec. Par contre, dans la transformation de *RaB* en *RaC*, les rayons β émis donnent un spectre magnétique étendu dont la limite supérieure est environ $\beta = 0,9$. Même pour ces rayons les plus rapides, la vitesse v des atomes de *RaC* projetés est à peine supérieure à 10^5 cm./sec., ainsi qu'il résulte de l'application de l'égalité des quantités de mouvement :

$$Mv = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

où m est la masse de repos de l'électron, c la vitesse de la lumière et M la masse de l'atome projeté, égale à 214 unités de masse atomique. On voit donc que les atomes projetés ont pour la plupart une vitesse initiale du même ordre que celle d'agitation thermique ou peu supérieure à celle-ci. Dans ces conditions, leur parcours est en général minime, sauf dans les gaz sous basse pression.

Des expériences effectuées avec soin dans le vide ont permis de mettre en évidence la projection de *RaC* par *RaB* et celle de *ThC* par *ThB* (Wertenstein, Muszkat, Donat et Philipp, etc.). On ne réussit pas à recueillir tous les atomes qui devraient être projetés vers l'avant de la source, mais seulement une partie. Le rendement (quelques pour

cent) dépend des conditions de l'expérience ; on l'améliore en utilisant comme source une couche radioactive d'épaisseur négligeable sur un support inaltéré, et en recevant les atomes projetés sur un récepteur maintenu à basse température.

Un intérêt particulier s'attache aux expériences de projection de RaC' par RaC faites par Jacobsen en vue de déterminer la constante radioactive λ de RaC' . Un faisceau canalisé d'atomes RaC' étant projeté suivant la direction Sx , par la source S , le nombre de ces atomes qui se détruisent dans une tranche dx du faisceau, située à la distance x de la source, est proportionnel à l'exponentielle $e^{-\frac{\lambda x}{v}}$ où v est la vitesse de recul. On compte les scintillations produites par les rayons α de RaC' émis dans une direction perpendiculaire au faisceau, par les tranches successives de celui-ci, et on détermine λ , en adoptant pour v la valeur la plus probable de la vitesse de recul (Jacobson, Barton, Joliot). Cette méthode donne pour RaC' une période de l'ordre de 3×10^{-6} sec., tandis que la vie de ThC' est trop courte pour pouvoir être ainsi observée. Cependant, la méthode soulève des objections, du fait que la vitesse des atomes projetés est de l'ordre de celle d'agitation thermique.

§ 88. Dosage des matières radioactives par le rayonnement β .

Les rayons β ne pouvant, en général, être totalement absorbés dans l'air de la chambre d'ionisation, la mesure du courant dépend des dimensions de celle-ci et de la position de la source par rapport à la chambre, à l'intérieur ou à l'extérieur de celle-ci. Dans ce dernier cas, le plus généralement employé, le dispositif expérimental est celui de la figure 117, la source étant placée à une distance plus ou moins grande de la chambre. En ce qui concerne l'absorption des rayons β dans la matière qui leur donne naissance, il y a lieu d'appliquer les réserves exposées au sujet de dosages par rayons α (§ 74), sauf que les erreurs provenant de l'absorption sont d'autant plus atténuées que les rayons sont plus pénétrants, et qu'on peut en tenir compte par des corrections appropriées. Quand la couche de matière a une épaisseur très faible, la réflexion des rayons β sur le support peut intervenir, suivant la nature de celui-ci. Nous donnons ici quelques exemples de dosages par rayons β .

Uranium X. — On peut comparer les concentrations d'un composé d'urane en uranium X, en mesurant le courant d'ionisation produit dans une chambre d'ionisation (fig. 117) par une préparation placée à une distance donnée de la chambre. La préparation est un composé d'urane déterminé, déposé, en même quantité, sur la surface d'un support de même nature. L'écran d'aluminium qui ferme l'entrée de la chambre a toujours la même épaisseur. Pour une préparation contenant U et $U X$ en équilibre, on peut

calculer la quantité de $U X$ en atomes et en grammes, d'après la quantité de U . Une mesure comparée donnera donc la quantité de $U X$ dans une préparation où sa concentration n'est plus celle d'équilibre, à condition que les composants de $U X$ soient en proportion normale.

Radium D et Radium E. — Les proportions de RaE dans les composés de radioplomb peuvent être comparées par la mesure du rayonnement β , sous les mêmes conditions que dans le cas précédent. Quand RaE est en équilibre avec RaD dans ces composés, on obtient ainsi une mesure relative de RaD . Si l'équilibre avec Po est ainsi réalisé, l'extraction de celui-ci permet d'en mesurer la quantité en millicuries ou en grammes (§ 74) ; à la mesure du rayonnement β on pourra donc faire correspondre la quantité de RaE et RaD , en millicuries ou grammes également.

Actinium. — Pour les préparations de $La + Ac$, placées dans une cuvette à couvercle étanche de mica ou d'aluminium très mince, pour éviter le dégagement d'actinon, on peut mesurer le rayonnement β le plus pénétrant attribuable au dépôt actif. Quand celui-ci est en équilibre avec l'actinium, la mesure donne en valeur relative, les quantités de Ac et des dérivés intermédiaires. Pour rapporter la mesure au nombre d'atomes transformés, on fait un étalonnage qui consiste à mesurer, pour le dépôt actif de Ac , le courant d'ionisation totale $I\alpha$ produit par les rayons α , et le courant d'ionisation $I\beta$ produit par le rayonnement β dans la chambre choisie pour le dosage. Connaissant le nombre d'atomes transformés, on peut exprimer les quantités de Ac et de ses dérivés en grammes, à condition de connaître la constante de l'actinium, ou bien les nombres relatifs d'atomes de Ra et de Ac transformés dans le même temps dans un minerai d'urane en équilibre (rapport de bifurcation, voir § 131).

Dans la détermination du rapport $I\beta/I\alpha$, on doit tenir compte de ce que le rapport des quantités de AcC^m et AcC n'est pas le même quand ces corps sont en équilibre de régime avec AcB qu'à l'état d'équilibre avec l'actinium (§ 133).

CHAPITRE XV

LES RAYONS γ .

§ 89. Etude des rayons γ par l'absorption dans la matière. Groupes. Coefficient d'absorption et coefficient de diffusion.

Les rayons γ ont été, pour la première fois, observés par Villard qui recevait un faisceau de rayons du radium sur une pile de plaques photographiques, sous incidence oblique. Le faisceau de rayons γ traversait toutes les plaques en restant défini, et marquait sa trace sur chacune d'elles.

Les rayons γ sont de même nature que les rayons X, et leur longueur d'onde λ a été mesurée par les mêmes méthodes que pour ceux-ci (§ 25 et 29).

Quand on étudie l'absorption des rayons du radium pour de grandes épaisseurs de matière absorbante, les écrans étant interposés entre la source de rayons et un électroscope (fig. 117, p. 277), les rayons β sont absorbés les premiers (fig. 118, p. 279). A mesure qu'ils sont éliminés, le coefficient d'absorption diminue rapidement ; pour des épaisseurs suffisantes de matière absorbante, par exemple à partir de 1 millimètre de plomb, ce coefficient se rapporte aux rayons γ qui, s'ils sont hétérogènes, deviennent de plus en plus pénétrants par filtration. Avec des sources intenses et des appareils récepteurs sensibles, on peut observer l'effet ionisant des rayons γ du radium au travers de 20 cm. de plomb et davantage. L'action de ces rayons sur un écran au platinocyanure de baryum se voit facilement au travers du corps humain. Le coefficient d'absorption global μ des rayons γ défini comme pour les rayons X (§ 24) est approximativement proportionnel à la densité ρ de la matière absorbante ;

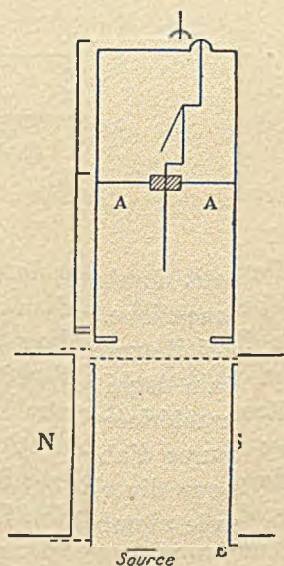


FIG. 129. — N, S, pôles de l'électroaimant. E ou E' positions des écrans. A, chambre d'ionisation.

plus exactement, le coefficient massique μ/ρ quoique peu variable, est cependant une fonction du poids atomique.

En dehors de rayons γ très pénétrants, les matières radioactives en émettent aussi de plus absorbables. Pour les déceler, il est nécessaire de dévier les rayons β par un champ magnétique, les rayons α étant absorbés par un écran mince (fig. 129). Une courbe d'absorption ainsi obtenue pour les rayons γ hétérogènes de l'actinium en équilibre avec ses dérivés est donnée dans la figure 130.

Le rayonnement γ de diverses matières radioactives, étudié par l'absorption, peut généralement être représenté par la superposition

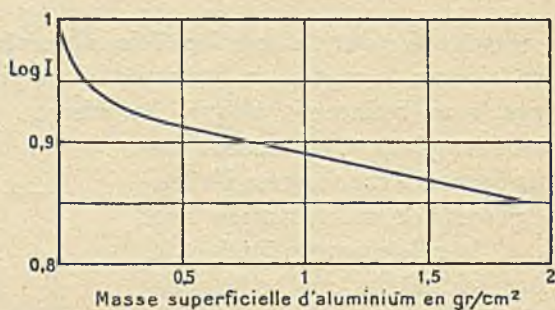


FIG. 130.

d'un petit nombre de groupes, dont chacun est absorbé suivant une loi exponentielle. Bien que les coefficients obtenus varient un peu avec le dispositif expérimental employé, et que la décomposition comporte un certain degré d'arbitraire, une matière radioactive peut cependant être caractérisée par les groupes de rayons γ mis en évidence par les mesures d'absorption. Le tableau ci-après contient les valeurs de μ pour diverses substances, pour l'absorption dans l'aluminium et dans le plomb (1). Les coefficients sont divisés en 4 séries suivant leur ordre de grandeur pour l'aluminium. Pour le plomb on a donné le coefficient du groupe de rayons le plus pénétrant.

(1) Les valeurs de μ_{Al} sont celles de la Table des constantes radioactives de 1930 avec quelques modifications.

	$\mu \text{ cm}^{-1}$ dans Al				$\mu \text{ cm}^{-1}$ dans Pb
	I	II	III	IV	
<i>UX</i> ₁		24	0,7		2,3
<i>UX</i> ₂				0,14	0,72
<i>Io</i>	1088	22,7	0,41		
<i>Ra</i>	354	16,3		0,27	
<i>RaB</i>	230	40	0,57		1,5
<i>RaC</i> + <i>RaC'</i>				0,23 ; 0,12	0,53
<i>RaD</i>		45	1,17		
<i>RaE</i>				0,24	
<i>Po</i>	2700	46		très faible	0,96
<i>RAc</i>		25		0,29	
<i>AcB</i>	120	31	0,45		
<i>AcC</i> + <i>AcC'</i>				0,20	0,86
<i>MTh2</i>		26		0,12	0,62
<i>ThB</i>	160	32	0,36		
<i>ThC</i> + <i>ThC'</i>				0,096	0,46

En comparant les coefficients relatifs à *Al* à ceux qu'on observe pour les rayons X de longueur d'onde connue, on remarque que les groupes des trois premières colonnes pourraient être assimilés respectivement aux séries *M*, *L* et *K* des éléments émetteurs, tandis que les groupes de la colonne IV correspondent à des fréquences plus élevées et ne peuvent qu'être d'origine nucléaire. On verra, cependant, qu'il y a lieu d'attribuer une origine nucléaire à certains groupes de rayons γ de fréquence peu élevée.

Les groupes les plus pénétrants de rayons γ appartiennent à *Ra* (*C* + *C'*), à *MTh2* et à *Th*(*C* + *C'*). Pour un coefficient γ égal à 0,5 dans le plomb, l'épaisseur de réduction de moitié est $L = 0,693/0,5 = 1,4$ cm. Le rayonnement γ le plus absorbable de l'ionium est absorbé de moitié par une épaisseur d'aluminium de 6,4 microns seulement.

Dans une analyse plus précise de l'absorption des rayons γ on doit distinguer, comme pour les rayons X, l'absorption vraie et la diffusion (voir § 24 et 30), en posant :

$$\mu = \tau + \sigma$$

où τ est le coefficient d'absorption photoélectrique et σ le coefficient de diffusion. L'expérience permet de déterminer approximativement la part de ces deux coefficients dans l'affaiblissement du rayonnement reçu par l'appareil de mesures, et de comparer l'absorption à celle des rayons X (Kohlrausch, Ahmad et Stoner, etc.).

Schéma d'un dispositif de mesures (fig. 131). — Un faisceau issu de la source S , limité par les canaliseurs en plomb C et C' entre lesquels se trouve le filtre en plomb F , pénètre dans une chambre d'ionisation B au travers du diaphragme en plomb D . L'écran absorbant est placé en E ou E' . La proportion que reçoit la chambre du rayonnement diffusé par l'écran est plus grande pour la position E' que pour la position E , tandis que la part d'absorption photo-électrique est la même; avec l'écran en E , on a une mesure approchée de μ , avec l'écran en E' une mesure approchée de τ .

L'absorption massique vraie des rayons X , étudiée pour $\lambda > 100 U. X$ ⁽¹⁾ obéit à la loi de Bragg et Peirce $\frac{\tau A}{\rho} = a N^4 \lambda^3$, où N est le nombre atomique, A le poids atomique, λ la longueur d'onde, a un coefficient constant qui subit une variation brusque quand λ passe par la valeur qui correspond à un niveau de l'atome absorbant ⁽²⁾. Quand il s'agit de rayons γ de fréquence supérieure au niveau K

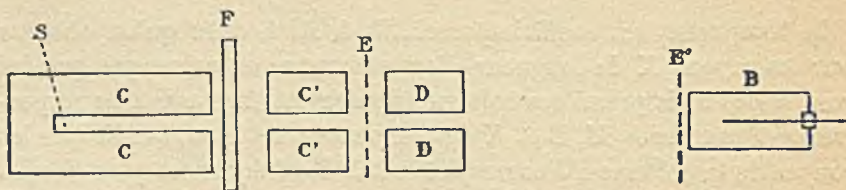


FIG. 131.

(1,56 eKV pour Al ; 87,8 eKV pour Pb), le phénomène d'absorption vraie ne présente plus de discontinuité. On a alors, d'après les recherches sur les rayons X , $a = 1,36 \times 10^{-2}$ d'où, $\tau/\rho = 14,4 \lambda^3$ pour l'aluminium et $\tau/\rho = 3000 \lambda^3$ pour le plomb (λ en unités A^0).

L'expérience montre qu'en ce qui concerne N , l'absorption photo-électrique des rayons γ varie de la même manière que celle des rayons X , sauf que λ reste supérieur à une valeur qui est environ 10 $U. X$. Mais il n'en est plus de même en ce qui concerne la variation de τ avec λ entre 100 $U. X$ et 10 $U. X$. Une détermination approchée du coefficient τ dans le plomb, résulte de la comparaison des absorptions totales, $\tau + \sigma$, dans Pb et dans Al , quand λ est assez petit pour admettre que τ est négligeable pour Al et que σ est proportionnel au nombre d'électrons extranucléaires par unité de volume. La longueur d'onde de la radiation utilisée se déduit de la valeur de σ pour Al

⁽¹⁾ L'unité $U. X$ vaut 10^{-11} cm.

⁽²⁾ Selon certains auteurs, l'exposant de λ est plus voisin de 2,92 et la loi de Bragg et Peirce n'est pas strictement applicable.

ainsi qu'il est expliqué plus loin. On peut ainsi obtenir une formule empirique donnant τ en fonction de λ . Telle est la formule de Gray pour $\lambda > 100 U. X$.

$$\log_{10} \tau_{pb} = 3,65 + \log_{10} \lambda + 0,48 (\log_{10} \lambda)^2, \quad \lambda \text{ en } U. X$$

Vers $\lambda = 10 U. X$, un terme supplémentaire vient s'ajouter. On admet que la formule ci-dessus reste valable pour le calcul de τ dans la région $\lambda < 10 U. X$.

Conformément à la théorie de Compton (voir § 30), le coefficient σ s'écarte, pour les rayons γ de haute fréquence, de la loi de J. J. Thomson d'après laquelle σ/ρ a une valeur indépendante de la longueur d'onde et égale à environ 0,2. Ce coefficient diminue avec la longueur d'onde, mais beaucoup moins rapidement que le coefficient d'absorption vraie. Il est la somme de deux termes dont l'un représente l'énergie diffusée sous forme de radiation et l'autre celle cédée aux électrons de choc, $\sigma = \sigma_r + \sigma_e$. Selon Compton, on aurait, en désignant par σ_0 le coefficient de J. J. Thomson, $\sigma = \sigma_0/(1 + 2\alpha)$, où $\alpha = h\nu/mc^2 = h/mc\lambda$ (h constante de Planck, ν fréquence de la radiation, m masse de repos de l'électron, c vitesse de la lumière, λ longueur d'onde). La formule plus récente de Klein-Nishina, déduite à l'aide de la mécanique ondulatoire, indique une décroissance moins rapide de σ avec λ ; on a, pour σ et pour σ_e :

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_0 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \log_0(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \log_0(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\}$$

$$\sigma_e = \frac{3}{8} \sigma_0 \left[\frac{1}{\alpha^3} \log_0(1+2\alpha) + \frac{2(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \frac{8\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} \right]$$

Puisque σ est de la forme $\sigma_0 f(\alpha)$, et que σ_0 est proportionnel au nombre d'électrons n par unité de volume de la matière diffusante, il est usuel de définir pour chaque matière le *coefficient de diffusion par électron* $\sigma_e = \sigma/n$. Quand des rayons γ de fréquence élevée sont diffusés par des atomes légers qui ne contiennent que des électrons faiblement liés, tous ces électrons sont équivalents, au point de vue de la diffusion. La valeur classique σ_0/n est $6,57 \times 10^{-25}$ et $\sigma_0/\rho = 0,40 N/A$ (§ 30).

Dans la figure 132, le rapport σ/σ_0 a été représenté en fonction de α d'après la formule Klein-Nishina. A l'unité de α correspond une énergie de $5,11 \times 10^5 eV$.

La distribution de la radiation diffusée s'éloigne de celle prévue par la théorie classique, le rayonnement de haute fréquence étant diffusé surtout vers l'avant par rapport au faisceau incident, tandis que l'intensité diffusée vers l'arrière ou à angle droit est sensiblement nulle pour ces rayons de grand pouvoir pénétrant. La distribution angulaire des électrons de choc se modifie aussi avec la fréquence des rayons γ ; elle présente un maximum dans une direction qui se

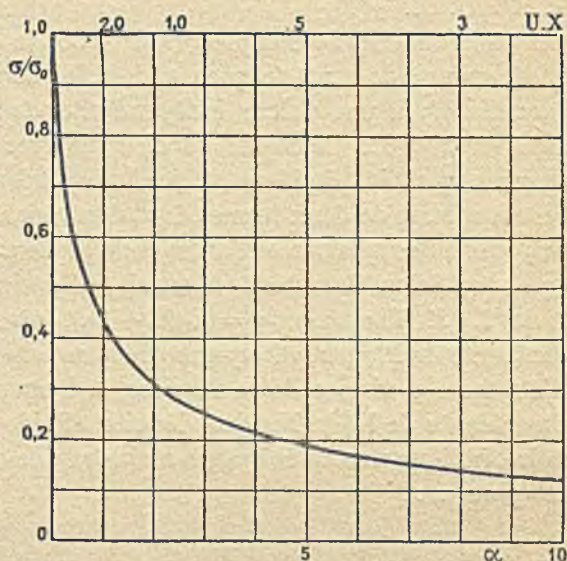


FIG. 132.

rapproche de celle du faisceau γ primaire quand la fréquence de celui-ci augmente (voir § 30, fig. 55).

L'altération de la longueur d'onde par diffusion est très importante pour les rayons γ . Rappelons que $\lambda = \lambda_0 + 0,0242 (1 - \cos \theta) U.A.$, θ étant l'angle du faisceau diffusé avec le faisceau canalisé primitif (§ 30). Pour les rayons γ de *RaC* de longueur d'onde comprise entre 5 et 20 *U. X*, la valeur de λ est plus que doublée par diffusion dans la direction $\theta = 90^\circ$. À côté des radiations modifiées, doit subsister une certaine proportion de rayons non modifiés plus particulièrement pour les petites valeurs de θ .

A mesure que croît la fréquence, l'importance de l'absorption vraie diminue par rapport à la diffusion, et cela d'autant plus que le nombre atomique N de la matière absorbante est plus petit. Ainsi pour $\lambda = 20 U. X$, τ est négligeable par rapport à σ pour les corps légers, mais

dans le cas du plomb τ est du même ordre que σ pour la même valeur de λ . On peut donc dire que l'absorption des rayons γ très pénétrants dans les corps légers a lieu uniquement par diffusion, tandis que dans les corps de nombre atomique élevé l'absorption de fluorescence intervient également.

Il résulte de ce qui précède, qu'on peut mesurer, avec une bonne approximation, le coefficient de diffusion de rayons γ pénétrants dans les corps légers, en plaçant une chambre d'ionisation étroite à une distance relativement grande d'une source S de petites dimensions et en plaçant des écrans absorbants E entre la chambre et la source (fig. 133). L'affaiblissement du faisceau reçu par la chambre résulte alors presque uniquement de la diffusion. On trouve, par exemple, environ 0,05 pour σ/ρ dans l'eau ou dans l'aluminium pour des rayons

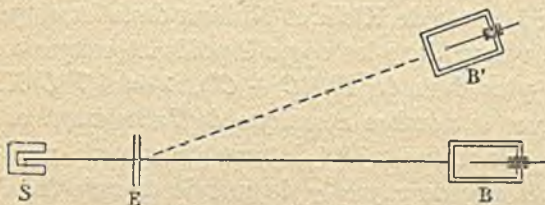


FIG. 133.

d'un tube de Ra filtrés par 4 cm. de plomb (Bruzau) ⁽¹⁾.

On peut mesurer le rayonnement diffusé dans une direction donnée, en plaçant la chambre dans la position B' .

Quand on peut négliger τ , la mesure de σ permet de déterminer λ pour un faisceau homogène en appliquant la formule théorique. Pour les longueurs d'onde du domaine des rayons X mous, c'est σ qui est négligeable devant τ , et on peut également déduire λ de la mesure de μ qui se confond avec τ . Quand les effets d'absorption et de diffusion se superposent, la relation de μ avec la longueur d'onde est plus compliquée, et la détermination de λ d'après μ comporte de nombreuses causes d'erreurs. Les rayons γ émis par les corps radioactifs étant hétérogènes, on a tenté de définir une « longueur d'onde effective » comme dans le cas des rayons X (§ 31), par l'équivalence de l'absorption d'un faisceau hétérogène et d'un faisceau homogène

⁽¹⁾ Dans ces expériences, il est nécessaire de canaliser le faisceau et de protéger la source, pour éviter que les rayons diffusés sur les objets voisins de la source puissent atteindre la chambre.

dans des conditions arbitrairement choisies. Cette notion n'a pas un caractère précis, en égard à la complexité du phénomène. Pour les rayons de *RaC* filtrés par 4 cm. de *Pb*, la longueur d'onde effective pour l'absorption dans les corps légers est voisine de 7 *U.X.* Quand les rayons γ traversent de grandes épaisseurs de matière, il se forme dans chaque élément de volume traversé des rayons de longueur d'onde modifiée par effet Compton.

§ 90. L'absorption nucléaire et la production d'électrons positifs.

Les mesures du coefficient de diffusion poursuivies sur les rayons γ les plus durs que l'on puisse obtenir avec les radioéléments, ont permis de comparer la diffusion par électron pour des éléments divers. Pour les rayons γ fortement filtrés de *RaC* ($\lambda = 7 \text{ U. X.}$), σ_e a une valeur conforme à la formule de Klein et Nishina dans les corps légers, mais dépasse cette valeur dans les corps à poids atomique élevé. Pour les rayons γ les plus durs de *Th* (*C + C''*), $\lambda = 4,7 \text{ U. X.}$, l'accroissement de σ_e avec le nombre atomique de l'absorbant est encore plus marqué. Ce phénomène a été interprété comme une *diffusion* ou *absorption nucléaire* de rayon γ de grande énergie (L. Meitner, Tarrant, Chao, Gentner, etc.). Pour $\lambda = 4,7 \text{ U. X.}$, la valeur normale de σ_e est $1,23 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$, et l'augmentation observée pour le plomb atteint 30 %, compte tenu de l'effet photoélectrique résiduel.

L'étude de cette absorption supplémentaire est rendue difficile du fait que les intensités mesurées sont généralement très faibles. On remplace fréquemment la chambre d'ionisation par un compteur (voir § 91).

Il semble établi qu'à la radiation diffusée par effet Compton, se superpose une radiation qui, par un mécanisme différent, emprunte son énergie au rayonnement primaire. Selon certains auteurs, il y aurait une émission de rayons monochromatiques de longueur d'onde supérieure à celle des rayons primaires.

D'autre part, on a découvert récemment un phénomène important qui explique en majeure partie l'absorption nucléaire. Quand des rayons γ très pénétrants sont reçus par une lame de plomb, celle-ci donne lieu à une émission de particules chargées dont les trajectoires observées dans une chambre à détente, sont semblables par leur aspect à celles d'électrons rapides, sauf que la courbure dans un champ magnétique correspond à une charge positive. Ces particules sont désignées comme *électrons positifs*. Elles ont été tout d'abord signalées dans les recherches sur les rayons cosmiques (Anderson, Blac-

kett et Occhialini, § 151). Il a été ensuite montré que le plomb irradié par le rayonnement complexe du glucinium bombardé par les rayons α de *Po*, émettait des électrons positifs. On a reconnu que cette émission était due aux rayons γ (I. Curie et F. Joliot). Un quantum de rayon γ subissant un choc contre un noyau de plomb, peut disparaître en donnant naissance à deux électrons dont l'un positif, l'autre négatif. Attribuant à ces électrons la même masse de repos m , leur *matérialisation* demande une énergie minimum $2mc^2$ dont la valeur est 1.020 ekV . Le phénomène ne peut donc se produire que pour des rayons γ d'énergie supérieure à cette limite ; de plus, l'énergie totale d'une paire d'électrons de matérialisation ne peut dépasser celle du quantum primaire. Ces prévisions sont confirmées par l'expérience. D'autres matières que le plomb, en absorbant les rayons γ , donnent lieu également à la production d'électrons positifs, mais la proportion de ceux-ci par rapport aux électrons négatifs, croît avec le nombre atomique du radiateur. Elle croît aussi rapidement avec l'énergie des rayons γ utilisés. Dans le cas du plomb, elle passe de 8 % pour les rayons γ de *ThC''* d'énergie 2.650 ekV à 30 % pour les rayons γ d'énergie 5.000 ekV , émis par le glucinium sous le bombardement de rayons α (§ 109). Dans le premier cas, les énergies cinétiques des électrons atteignent 800 ekV , dans le second cas 2.000 ekV .

La conversion d'un quantum en deux électrons constitue pour les rayons γ un nouveau mode d'absorption γ qui peut devenir prépondérant pour les fréquences très élevées, et qui est probablement responsable de l'absorption dite nucléaire, les deux phénomènes débutant pour la même énergie minimum de rayons γ , voisine de 1.000 ekV . Les électrons positifs ont reçu le nom de *positrons*.

Dans la planche XVII, on voit 2 couples d'électrons, dont l'un (fig. 1) est produit dans l'air par les rayons γ de *ThC''* et constitue une paire issue du même point ; le second (fig. 2) est extrait du plomb par des rayons γ de 5.000 ekV , mais les deux électrons ne proviennent probablement pas du même point.

L'existence d'électrons positifs a été prévue par Dirac sur des bases théoriques dont il résulte également que l'électron positif doit posséder une vie très brève, de l'ordre d'une petite fraction de seconde. Sa disparition aurait lieu par une rencontre avec un électron négatif suivie d'une *dématérialisation* des deux électrons, avec émission de deux photons ayant chacun une énergie d'environ 500 ekV . L'émission d'un rayon γ de cette énergie accompagne, en effet, l'absorption de rayons γ dont l'énergie est suffisante pour donner lieu à une production

de positrons (Tarrant et Gray). D'autre part, l'absorption de positrons produits par transmutation d'atomes (§ 112) est également accompagnée de l'émission de ces rayons γ de dématérialisation (Joliot. Thibaud).

§ 91. Rayons secondaires. Numération des rayons γ .

Les rayons γ comme les rayons X produisent en traversant la matière des rayons secondaires, la production étant essentiellement liée au phénomène de diffusion et à l'effet photoélectrique. Ce rayonnement secondaire se compose, pour la part électromagnétique, de rayons diffusés et de rayons caractéristiques de fluorescence, pour la part corpusculaire, d'électrons de choc, de photoélectrons et d'électrons de matérialisation (positifs et négatifs).

L'énergie individuelle des électrons secondaires croît avec le quantum des rayons γ primaires. Pour les rayons de très haute fréquence, $\lambda < 20 U. X$, traversant des corps légers, l'absorption photoélectrique est négligeable par rapport à la diffusion, et les rayons β secondaires sont uniquement des électrons de choc, — alors que, par exemple, pour $\lambda = 1 A^\circ$, l'émission de photoélectrons est le phénomène dominant, même dans l'aluminium.

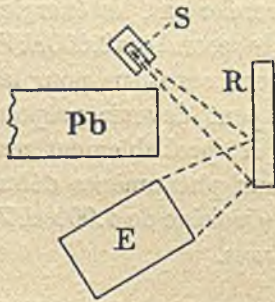


FIG. 134.

Dans la figure 134, on a représenté une des expériences primitives qui ont permis de constater l'émission de rayons secondaires par un radiateur : les rayons γ primaires émis par la source S et reçus par le radiateur R produisent sur celui-ci des rayons secondaires qui sont reçus dans l'électroscope E , protégé par un écran de plomb. En plaçant

l'appareil dans un champ magnétique perpendiculaire au plan du tableau, on constate que les rayons secondaires sont en partie des rayons β .

Quand une source de rayons γ est employée pour une expérience sans être entourée par une enveloppe de plomb ne laissant passer qu'un faisceau strictement limité par un diaphragme, les rayons γ émis par la source atteignent les parois et les objets environnants et produisent sur ceux-ci des rayons secondaires dont l'effet peut troubler les observations.

Puisque les rayons cathodiques excitent des rayons X en frappant un radiateur, on doit s'attendre à observer une excitation de rayons γ par les rayons β . Ce phénomène est difficile à observer dans le cas des rayons β des corps radioactifs dont l'intensité est en général insuffisante, étant donnée la faible valeur du rendement. Cependant cer-

tains observateurs ont signalé une faible émission de rayons γ par un radiateur recevant les rayons β du *RaE* (Gray). Le même résultat a été obtenu pour les rayons β de *RaC* (J. Chadwick).

Quand on reçoit les rayons γ dans un compteur à pointe ou à fil, celui-ci réagit de même manière que pour des rayons β . Cet effet est dû aux rayons β secondaires extraits des parois du compteur, ou du gaz, par les rayons γ qui y sont absorbés. En attribuant chaque rayon β enregistré à un quantum de rayons γ absorbé, on a un moyen indirect de numération de rayons γ . L'interprétation est cependant rendue difficile par l'incertitude sur la proportion des quanta absorbés, certains d'entre eux pouvant traverser le compteur sans donner lieu à l'émission d'un rayon β .

Ce mode de numération a été utilisé pour déterminer le nombre de rayons γ émis par une quantité de *RaB* et *RaC* qui serait en équilibre avec un gramme de radium (Kovarik). Dans ces expériences, on recevait le faisceau de rayons γ sur une lame de métal placée devant l'entrée d'un compteur à pointe. En tenant compte de l'absorption exercée par cette lame sur les rayons γ primaires et sur les rayons β secondaires produits, on a trouvé qu'à un gramme de radium correspond par l'intermédiaire de *RaB* et *RaC*, l'émission de $7,3 \times 10^{10}$ quanta de rayons γ par seconde, c'est-à-dire environ un quantum par atome transformé de *RaB* et de *RaC*.

Ce nombre est probablement sous-estimé.

La numération de rayons γ met en évidence d'une manière frappante le caractère corpusculaire attribué à ces rayons par la théorie des quanta.

§ 92. Diffraction des rayons γ . Mesure de la longueur d'onde.

La nature des rayons γ a été longuement discutée et reconnue semblable à celle des rayons X. Les expériences de déviation magnétique exécutées sur un faisceau de rayons canalisé de *RaB* + *RaC* font ressortir une discontinuité franche entre le faisceau non dévié de rayons γ et les rayons β de diverses vitesses plus ou moins déviés, (pl. XVIII, fig. 1). On admet que les rayons γ ne transportent pas de charge électrique. Si, cependant, on les reçoit dans un cylindre de Faraday, les rayons les plus pénétrants peuvent émerger de celui-ci en traversant la paroi ; ils donnent lieu, en ce cas, à une extraction d'électrons qui s'échappent à l'extérieur, et le récepteur gagne par là une charge positive qui n'est pas attribuable aux rayons γ , mais à un effet secondaire.

La similitude de nature entre les rayons γ et les rayons X a été définitivement établie par les expériences de diffraction exécutées principalement par la méthode du cristal tournant (§ 25). Les premières expériences ont permis de déceler dans le spectre de diffraction des rayons γ de $RaB + RaC$ les lignes correspondant aux radiations de longueur d'onde modérée, entre 1 et 0,1 unités A° . Ces rayons ont été interprétés comme pouvant représenter les séries K et L des radioéléments émetteurs, excités dans leurs atomes par les rayons β ou γ d'énergie supérieure et d'origine nucléaire (Rutherford et Andrade). Ainsi, dans le spectre produit par diffraction sur le sel gemme, les lignes intenses 1,139 A° et 0,952 A° (angles de diffraction environ 12° et 10°), appartiennent à la série L de l'élément RaC ($N = 83$), qui résulte de la transformation de RaB ($N = 82$), par émission d'un électron nucléaire (§ 94) ; elles font partie du rayonnement de fluorescence excité dans l'atome transformé. L'angle $1^\circ,40$, notablement plus petit, caractérise de même une radiation d'environ 0,160 A° , interprétée comme faisant partie de la série K de fluorescence de l'atome 83. Dans le domaine compris entre 0,13 A° et 0,17 A° , on trouve 8 raies appartenant aux séries K des éléments 82, 83 et 84 ; quelques-unes doivent être doubles (Valadarès).

Les observations ont été étendues à des longueurs d'onde plus petites, et à des radiations qui ne peuvent qu'être d'origine nucléaire ; dans le spectre du radiothorium et de ses dérivés jusqu'à $\lambda = 0,052 A^\circ$, énergie 236 ekV (J. Thibaud) ; dans le spectre de RaC jusqu'à $\lambda = 0,016 A^\circ$, énergie 770 ekV (M. Frilley). Dans ce dernier cas, l'angle de diffraction est seulement 9,8 minutes ; pour obtenir une séparation suffisante du faisceau direct et du faisceau diffracté, il a fallu se placer à une assez grande distance de la source, soit 160 cm. et employer des sources intenses, constituées par des ampoules de verre très fines, contenant jusqu'à 900 millicuries de radon accompagné de ses dérivés RaB et RaC ; les raies des radiations très pénétrantes, et par là peu efficaces pour impressionner la plaque photographique, sont alors obtenues en 15 heures de pose environ.

Dans la désignation des longueurs d'onde des rayons γ , on remplace fréquemment l'unité A° qui est égale à 10^{-8} cm. par l'unité X égale à 10^{-11} cm. La plus petite valeur de λ mise en évidence par la diffraction est égale à 16 $U.X$.

Voici l'énoncé des raies principales observées dans le spectre de diffraction des rayons γ de RaB et RaC sur le sel gemme. La longueur d'onde λ est donnée en $U.X$ et l'énergie W en électron-kilovolts.

Rayons γ de $RaB + RaC$.

Raies de fluorescence				Raies d'origine nucléaire			
λ	W			λ	W	λ	W
1139	10,8	Série L 83		Transformation		Transformation	
952	13,0	Série L 83		$RaB \rightarrow RaC$		$RaC \rightarrow RaD$	
166	74,4	Série K 82,83		232	53,3	29,5	420
161	76,7	— 83,84		51,5	240	24	515
143	86,3	— 82,83		42	294	20	617
139	88,8	— 83,84		35	353	16	770

La distinction entre les raies de RaB et de RaC résulte de travaux faits par la méthode des spectres corpusculaires (§ 94), et portant sur RaC séparé de RaB . Les raies données dans le tableau sont toutes du 1^{er} ordre mais on a observé aussi dans le spectre des raies du 2^e ordre, par exemple celles qui correspondent aux raies fortes 20 $U. X.$, 35 $U. X.$, ou 161 $U. X.$, 166 $U. X.$

Dans le spectre de diffraction des rayons γ du dépôt actif du thorium, on retrouve les raies de fluorescence des éléments 82, 83 et 84, comme dans le spectre des rayons γ de $RaB + RaC$ (Valadarès).

Les expériences de diffraction de rayons γ prouvent que les lois de diffraction sont valables au moins jusqu'à $\lambda = 16 U. X.$

Le spectre de diffraction jusqu'ici étudié est un spectre de lignes et on n'a aucune certitude relativement à l'existence d'un spectre continu. Quelques spectres de diffraction de rayons γ ont été reproduits dans la planche XVIII.

§ 93. Mesure de la longueur d'onde des rayons γ
à l'aide du spectre de rayons β secondaires.

La diffraction sur le sel gemme, cristal à petit intervalle réticulaire (distance des plans parallèles à la face du cube 2,814 Å), a permis d'étendre la mesure des longueurs d'onde jusqu'à 16 $U. X.$ De nouveaux progrès dans cette voie dépendent de la possibilité d'utiliser des cristaux à pouvoir réflecteur et pouvoir séparateur plus élevé. On a pu, cependant, mesurer des longueurs d'onde encore bien plus petites, en ayant recours à l'emploi de rayons β secondaires : les photoélectrons ou les électrons de choc.

a) *Les photoélectrons.* — L'émission d'un photoélectron par un atome qui absorbe un quantum de rayonnement a lieu suivant la loi d'équivalence d'Einstein (§ 29) $h\nu = W_i + W$, où $h\nu$ est l'énergie du

quantum absorbé, W ; l'énergie du niveau dont est extrait l'électron et W l'énergie cinétique acquise par celui-ci. Produisant la déviation des photoélectrons dans un champ magnétique, on peut mesurer leur vitesse et déterminer W par la relation :

$$W = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]$$

La loi d'équivalence a été vérifiée pour les rayons X ; l'expérience a prouvé qu'elle s'applique également aux rayons γ .

La démonstration en a été donnée de la manière suivante (Ellis) : La source de rayons γ était une ampoule fine contenant du radon placée en S comme dans la figure 122, dans un appareil à foyer pour la mesure de la déviation magnétique des rayons β . Cette ampoule était entourée successivement de minces enveloppes de métaux formant radiateur. Les substances qu'on ne peut avoir en feuilles minces étaient employées sous forme de pellicules recouvrant l'ampoule. Parmi les rayons γ issus de l'ampoule, ceux qui ont une fréquence suffisante extraient des électrons du niveau K des atomes rencontrés, lequel augmente régulièrement avec le nombre atomique. Si le rayonnement γ primaire comprend un groupe monochromatique de fréquence ν supérieure à celle des niveaux K considérés, le spectre magnétique des rayons β secondaires devra contenir une raie qui se déplace régulièrement vers la région des vitesses décroissantes quand le nombre atomique des atomes absorbants augmente.

Voici un exemple numérique, d'après Ellis ; on a désigné par W_k l'énergie du niveau K mesurée en électron-kilovolts, par W l'énergie cinétique des photoélectrons extraits du niveau K . Pour chaque élément, la somme $W_k + W$ est la même, on peut donc conclure à l'existence du groupe γ primaire $h\nu = W + W_k$, énergie 290 *ekV*.

	Ba	Tu	Pt	Pb	U
W <i>eKV</i>	253	220	212	203	174
W_k	37	69	78	89	118
$W + W_k$	290	289	290	292	292

Les raies du spectre secondaire se superposent au spectre des rayons β primaires, mais ceux-ci sont en partie absorbés par le radiateur. Parmi les rayons secondaires, ceux qui ne proviennent pas de la surface du radiateur mais d'une petite profondeur, sont ralentis ; les raies sont donc diffuses, mais leur déplacement avec le poids atomique du radiateur est très régulier.

Au lieu d'entourer la source d'une matière qui doit servir de radiateur, on peut envoyer un faisceau de rayons γ sur une plaque de cette matière ;

le point S où le faisceau rencontre le radiateur est une source d'émission de photoélectrons que l'on peut soumettre à la déviation magnétique. Cette méthode qui a l'avantage d'éviter le trouble apporté par les rayons β primaires et l'absorption partielle des rayons secondaires, exige l'emploi de sources de rayons beaucoup plus intenses que la méthode précédemment décrite.

Les groupes de rayons γ mis en évidence par ces expériences sont en partie les mêmes que ceux trouvés par diffraction ; mais, de plus, on en trouve d'autres de fréquence plus élevée. Voici, à titre d'exemple, la liste de ces groupes, d'après J. Thibaud, pour les rayons γ de RaB et RaC .

Energie en e. Kilovolts.

RaB	241	294	352	466					
RaC	426	507	610	770	938	1129	1244	1778	2220

L'extraction de photoélectrons d'un écran qui reçoit les rayons γ peut être désignée comme *effet photoélectrique externe*, par opposition avec l'effet photoélectrique interne dont il sera question plus loin.

b) *Les électrons de choc.* — L'utilisation des électrons de choc pour l'étude des rayons γ qui les produisent a été faite par la méthode des trajectoires de brouillard, photographiées à l'aide d'un dispositif stéréoscopique, dans un champ magnétique (Skobelzyn).

Un faisceau canalisé de rayons γ est envoyé dans une chambre à détente au travers d'une fenêtre pratiquée dans celle-ci et fermée par un écran approprié. Sur leur chemin, les rayons γ sont diffusés par l'air contenu dans la chambre ; la diffusion a lieu suivant le processus de Compton, avec émission d'électrons de choc. L'appareil à détente est placé dans un champ magnétique vertical.

L'électron issu d'un point du trajet du faisceau, dans le plan horizontal qui contient celui-ci, décrit dans le champ magnétique une trajectoire circulaire (ou une hélice à spires très resserrées, si l'angle de la vitesse initiale avec le champ diffère peu d'un angle droit).

Pour chaque trajectoire d'électron comprise dans un cliché, on détermine la vitesse β de l'électron et l'angle φ de sa vitesse initiale avec le faisceau primaire. L'énergie W de l'électron de choc est liée à celle du quantum exciteur $h\nu$ et à l'angle φ par la relation de Compton.

$$W = \frac{2\alpha h\nu}{1 + 2\alpha + (1 + \alpha)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi} \quad \text{où } \alpha = \frac{h\nu}{mc^2}$$

(m masse de repos de l'électron, c vitesse de la lumière).

La planche XIX donne une reproduction des trajectoires de brouillard des électrons de choc produits par les rayons γ de $Th(C + C'')$.

Cette méthode a confirmé l'existence de groupes monochromatiques de rayons γ dans le rayonnement des corps radioactifs et a permis de compter les électrons de choc produits par chaque groupe ; on en déduit le nombre de quanta primaires pour diverses valeurs

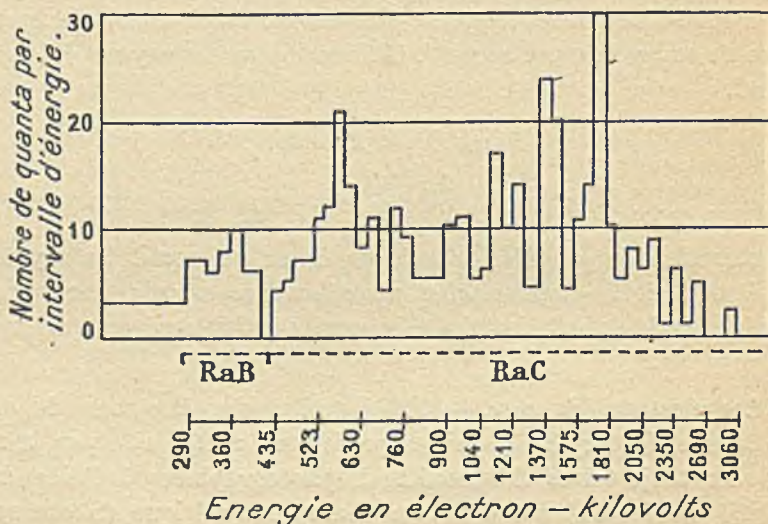


FIG. 135 a.

de ν , et on obtient la distribution des intensités dans le spectre des rayons γ .

Le nombre d'électrons de choc émis entre les limites d'angles φ et $\varphi + d\varphi$, sur le trajet d'un faisceau γ de fréquence ν , peut être comparé au nombre prévu par la théorie de diffusion ; on trouve que la théorie de Klein et Nishina convient pour interpréter les expériences.

Donnons, à titre d'exemple, quelques valeurs numériques relatives aux électrons de choc produits par le groupe de rayons γ de RaC d'énergie $W = 610 \text{ ekV}$. L'électron de choc émis dans la direction du quantum initial $\varphi = 0$, correspond à 430 ekV , $\beta = 0,84$; son parcours dans l'air serait environ 120 cm. L'électron émis sous un angle $\varphi = 20^\circ$ correspond à 360 ekV , $\beta = 0,81$, parcours environ 85 cm.

Le nombre de rayons γ d'énergie comprise dans un intervalle déterminé, est représenté par un graphique tel que celui de la figure 135 a, (rayons γ de RaB et RaC filtrés par 3,5 mm. de Pb), sur lequel des maxima, plus ou moins aigus, se détachent d'un fond continu, attri-

buable en tout ou en partie à l'insuffisance de pouvoir séparateur. Pour les maxima nettement séparés, la valeur de l'énergie est en bon accord avec celle de groupes de rayons γ mis en évidence par l'effet photoélectrique externe ou interne (§ 94), tels les groupes importants 612, 1778, 2219 ekV . Le graphique révèle des groupes d'énergie plus grande encore, entre 2000 et 3000 ekV .

Dans le cas de rayons γ de $ThC + ThC''$, on constate l'existence

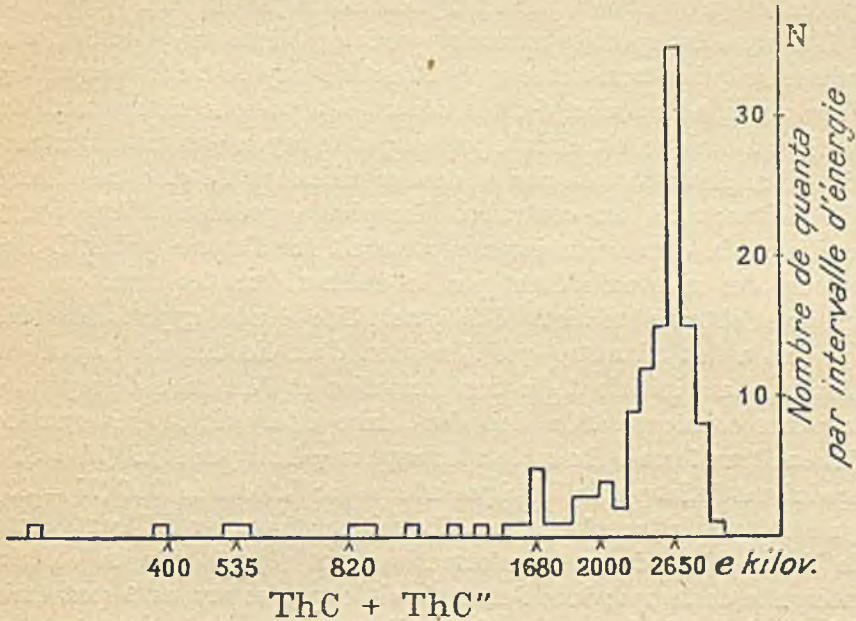


FIG. 135 b.

d'un groupe très important d'énergie 2650 ekV , en accord avec les résultats obtenus par l'effet photoélectrique interne (fig. 135 b).

§ 94. Interprétation du spectre naturel des rayons β .

Les résultats obtenus à l'aide de l'effet photoélectrique externe ont suggéré l'explication suivante pour la multiplicité des raies du spectre naturel des rayons β (voir § 83). Puisque la présence de ces raies se manifeste pour les substances qui émettent aussi des rayons γ , on peut admettre qu'un quantum de rayons γ issu du noyau d'un atome en transformation est susceptible d'être absorbé dans ce même atome en extrayant un électron d'un de ses niveaux. C'est là l'*effet photoélectrique interne* ou l'effet de *conversion interne* du rayonnement γ en rayonnement β . La probabilité de conversion interne

peut, *a priori*, être envisagée comme grande, par rapport à la probabilité d'une conversion externe ou de l'effet photoélectrique externe, parce que le quantum envisagé comme un corpuscule quitte l'atome où il a été produit en passant entre les électrons de celui-ci.

Les spectres naturels de rayons β sont généralement obtenus dans des conditions où l'absorption des rayons est autant que possible éliminée, les raies de ces spectres sont beaucoup plus fines et nettes que celles qu'on obtient par effet photoélectrique externe.

L'analyse des spectres naturels pose le problème suivant : Soit une substance qui se transforme en émettant des rayons β et des rayons γ . Si le rayon β nucléaire, dont le départ détermine le changement du nombre atomique, est émis le premier, et le rayon γ ensuite, l'extraction d'un photoélectron par ce dernier a lieu sur l'atome transformé (L. Meitner). Si, au contraire, l'émission γ précède l'émission β nucléaire, la conversion interne porterait sur l'atome primitif. Les valeurs des niveaux n'étant pas les mêmes dans les deux cas, les spectres obtenus seraient différents. Une étude approfondie des spectres a fait admettre que l'émission d'un électron du noyau est bien la phase initiale de la transformation et l'émission de rayons γ la phase consécutive. On doit donc faire intervenir les niveaux de l'atome transformé. Exemple : les rayons γ émis par *RaB* ($N = 82$), produisent l'effet photoélectrique interne sur l'atome de *RaC* ($N = 83$) qui résulte de la transformation. On voit par là que les différents états de l'atome lors de sa transformation sont séparés par un certain intervalle de temps ; dans l'exemple ci-dessus, les rayons β sont émis *à la fin* de la vie des atomes *B*, tandis que les rayons γ sont émis *au début* de celle des atomes *C*. On évite toute confusion en disant que les rayons β et les rayons γ consécutifs sont émis dans la transformation $RaB \rightarrow RaC$.

Il résulte de nombreux travaux (Hahn, Meitner, Danysz, Ellis, Black, Yovanovitch et d'Espine, etc.) que les raies des spectres naturels de rayons β peuvent, pour la plupart, être expliquées par l'effet photoélectrique interne produit par des groupes monochromatiques de rayons γ . Ainsi les raies des spectres naturels offrent un moyen pour déterminer les groupes de rayons γ qui leur donnent naissance. Les résultats sont en accord avec ceux obtenus par les méthodes précédemment exposées (§§ 92 et 93) et constituent la source principale de renseignements sur les spectres rayons γ .

On trouvera dans le Tableau 10, Appendice, l'indication des groupes nucléaires monochromatiques de rayons γ mis en évidence par l'étude des spectres naturels de diverses substances radioactives,

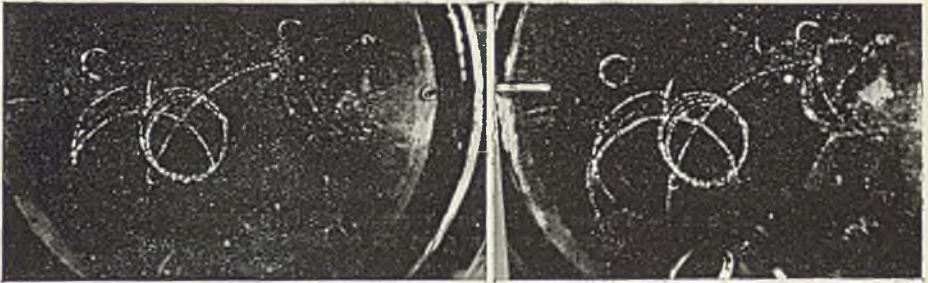


FIG. 1.

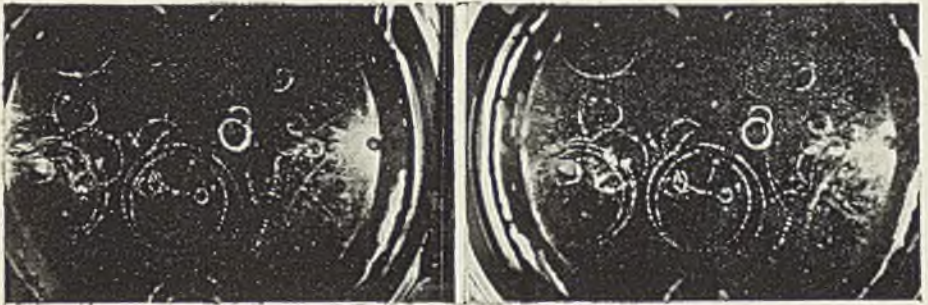


FIG. 2.



FIG. 3.

Photographies stéréoscopiques des trajectoires de brouillard des électrons de choc produits par les rayons γ de $RaTh +$ dérivés, filtrés et canalisés (Skobeltzyn). La direction du faisceau est celle de la flèche visible dans la figure 1. Un grand nombre de trajectoires proviennent du groupe de rayons γ de 2.650 *ekv*. Le champ employé est voisin de 1.800 gauss. Les épreuves sont assemblées de manière à permettre leur examen au stéréoscope.





FIG. 1. — Photographie d'une capsule, par la luminosité du sel de radium qui y est contenu.

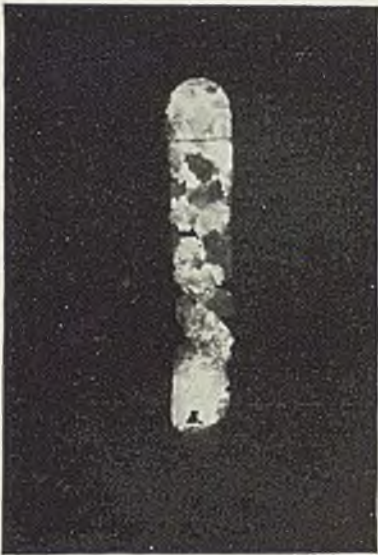


FIG. 2. — Sel de radium contenu dans une ampoule, photographié par sa propre luminosité.

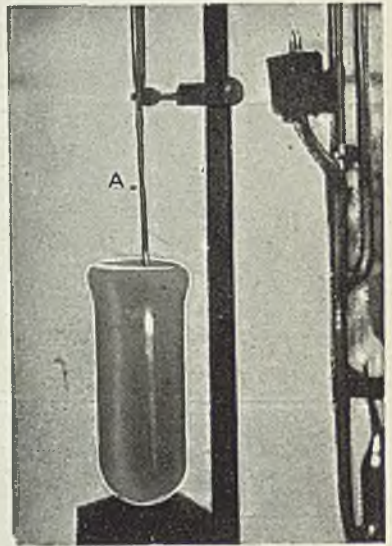


FIG. 3. — Tube de verre contenant du radon, radon condensé à basse température, photographié par la lumière de fluorescence excitée dans le verre.

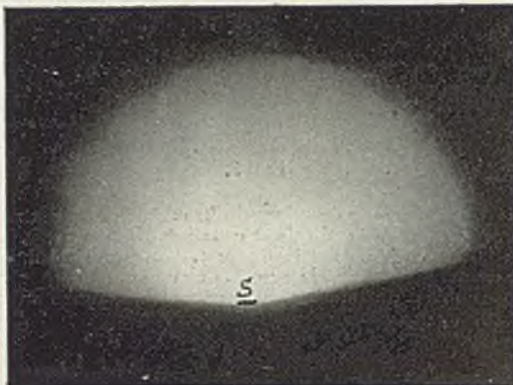


FIG. 4. — Zone de lumière excitée dans l'air par les rayons α du polonium issus d'une source intense, de petites dimensions placée en S (F. Joliot).

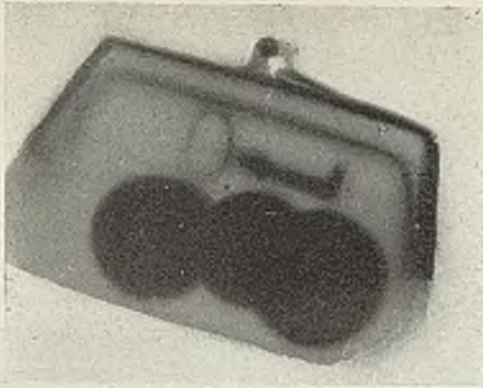


FIG. 1. — Radiographie d'un porte-monnaie par les rayons γ du radium.



FIG. 2. — Radiographie d'une plaque d'acier par les rayons γ du radium. Plaque de 96 mm. d'épaisseur, portant 3 sillons *a*, *b* et *c*, de profondeurs respectives 2, 4 et 6 mm. Le sillon *d*, plus étroit, a 30 mm. de profondeur (A. Régnier) Quantité de radium employée, 600 mg. ; Distance source-film, 58 cm. ; Temps de pose, 5 heures.

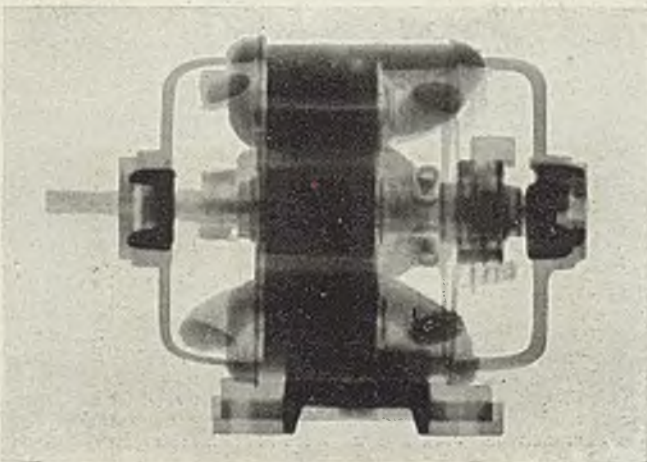


FIG. 3. — Radiographie d'un petit moteur par les rayons γ du radium (A. Régnier). Quantité de radium employée, 600 mg. ; Distance source-film, 105 cm. ; Temps de pose, 5 heures.



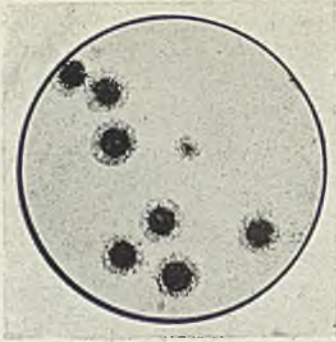


FIG. 1.

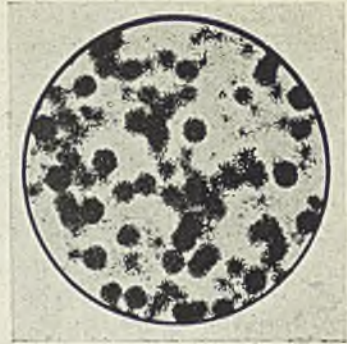


FIG. 2.

Groupements d'atomes radioactifs (C. Chamie).



FIG. 3.

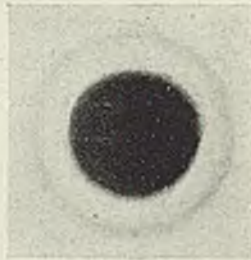


FIG. 4.

Halos pléochroïques.

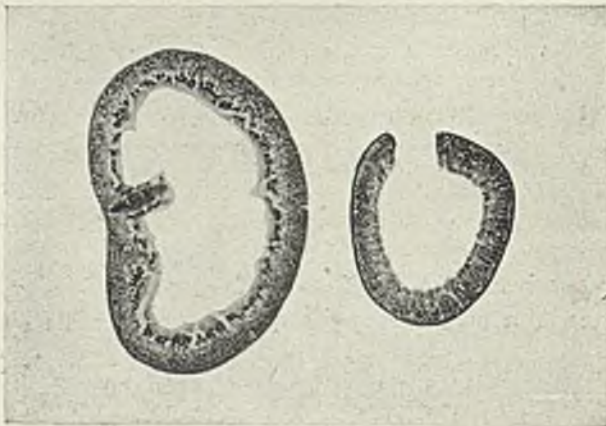


FIG. 5. — Coupe autoradiographique d'un rein de lapin auquel on a injecté une solution de polonium (Lacassagne et Lattès).

avec le concours des autres méthodes, soit à titre de contrôle, soit à titre d'application à des cas où elles ont un avantage certain.

L'examen des groupes de rayons γ nucléaires fait ressortir des régularités qui suggèrent l'existence dans le noyau d'un système de niveaux. Les fréquences des raies des rayons γ d'une substance seraient les différences des fréquences de niveaux nucléaires, comme celles d'un spectre de rayons X sont les différences de fréquences de niveaux extranucléaires. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement (Ch. XVI).

§ 95. Intensité des rayons γ .

Un problème particulièrement important est la distribution d'énergie dans le spectre des rayons γ . C'est, comme nous avons vu, un spectre de raies, l'existence d'un fond continu n'étant pas certaine. On peut se proposer de déterminer, pour chaque raie, le nombre relatif de quanta émis avec la fréquence considérée. L'une des méthodes employées pour cela consiste à évaluer, par des mesures microphotométriques, l'intensité des raies dans le spectre de diffraction ou dans le spectre photoélectrique primaire ou secondaire. L'interprétation de ces mesures est difficile, car elles font intervenir l'absorption des rayons primaires et secondaires dans la plaque, ainsi que la probabilité de la conversion externe ou interne. Appliquant des corrections appropriées, on arrive à la conclusion que les radiations de haute fréquence représentent dans le spectre de rayons γ une fraction d'énergie bien plus importante qu'on ne pourrait le croire d'après l'opacité relative des raies enregistrées sur la plaque. Cette opinion est confirmée par la numération des quanta en fonction de leur énergie à l'aide des électrons de choc produits dans une chambre à détente (Skobelzyn, § 93). Indiquons à titre d'exemple, d'après Ellis et Aston, pour les raies principales de *RaB* et de *RaC*, le nombre I de quanta émis par atome transformé, pour une énergie W en ekV .

RaB		RaC			
W	I	W	I	W	I
241	0,12	607	0,66	1238	0,065
294	0,26	766	0,065	1379	0,065
350	0,45	933	0,065	1761	0,26
		1120	0,21	2198	0,074

Ces nombres résultent d'un ensemble de considérations qui permettent aussi d'évaluer la probabilité de conversion interne dans un niveau donné. Par exemple, pour le groupe $W = 350$ kilovolts, la probabilité de conversion serait 0,10 dans le niveau K de l'atome 83 et 0,02 dans le niveau L . Pour les groupes de haute fréquence de RaC , 607 à 2200 ekV , le coefficient de conversion interne est beaucoup plus petit, 0,006 à 0,001 dans le niveau K . Il y a lieu de considérer à part le groupe 1414 ekV , lequel quoique représenté par une forte émission d'électrons dans le spectre naturel, n'a pu être observé par la méthode des spectres photoélectriques excités (J. Thibaud). Il n'est donc pas certain que ce groupe de rayons γ soit émis à l'extérieur de l'atome qui subit la transformation. On doit supposer que la probabilité de conversion interne est, en ce cas, égale à 1 (ou voisine de 1), ou bien que l'énergie disponible dans le noyau d'atome pour l'émission de ce groupe est directement communiquée à un électron extranucléaire, ce qui suppose entre celui-ci et le noyau, une possibilité d'interaction (Smekal).

L'énergie moyenne d'un quantum dans le rayonnement γ de $RaB + RaC$ a une valeur voisine de 800 ekV d'après l'évaluation ci-dessus pour l'ensemble du rayonnement, tandis que pour RaB et RaC séparément, elle serait respectivement environ 320 et 1.050 ekV . Des valeurs un peu différentes sont données par la méthode des électrons de choc.

Pour divers radioéléments, l'énergie émise sous forme de rayons γ , par atome transformé, varie dans de larges limites, ainsi qu'il résulte de mesures comparatives de l'ionisation produite dans la même chambre par le rayonnement γ de ces substances. D'après les nombres ci-dessus, cette énergie pour $RaB + RaC$ est 1860 ekV . Dans le tableau suivant, on donne l'énergie correspondante pour d'autres sources, en valeur relative et en valeur absolue par atome transformé.

$RaB + RaC$	1	1860 ekV
RaB	0,1	200 —
RaC	0,9	1660 —
MTh_2	0,42	780 —
$ThC + ThC''$	2,3	4300 —

L'énergie émise par $ThC + ThC''$ est particulièrement élevée. L'énergie émise par $Ac (C + C'')$ paraît être seulement 0,1 de celle émise par RaC .

§ 96. Ionisation par les rayons γ .

Le pouvoir ionisant des rayons γ est déterminé par l'émission de rayons β secondaires. Le courant d'ionisation obtenu dans une chambre d'ionisation donnée dépend de la manière dont sont utilisés pour la production d'ions les photoélectrons et les électrons de choc produits par les rayons primaires, aussi bien dans les parois de la chambre que dans le gaz qui remplit celle-ci. Il y a donc lieu de considérer dans l'ionisation un *effet gaz* et un *effet paroi*. La superposition de ces deux effets est, en général, très complexe, faisant intervenir, non seulement la fréquence des rayons γ mais aussi les dimensions de la chambre ainsi que la nature et l'épaisseur des parois.

Si la chambre contient de l'air ou un autre gaz à atomes légers, l'absorption des rayons γ dans le gaz se réduit généralement à l'effet de diffusion avec production d'électrons de choc. L'effet paroi consiste en émission d'électrons de choc pour les substances formées d'atomes légers ; quand il n'en est pas ainsi, les parois émettent aussi des photoélectrons. Tous ces électrons, quelle que soit leur provenance, franchissent dans le gaz un certain chemin avant de rencontrer les parois qui les absorbent ; c'est donc seulement une partie du trajet de chaque électron qui est, en général, utilisée pour produire des ions dans le volume gazeux.

Quand on augmente la pression p de l'air dans la chambre, laissant constant le rayonnement γ qui y pénètre, la fraction des rayons γ absorbée dans l'air croît proportionnellement à p . Cependant le courant d'ionisation i croît d'abord moins vite que p , et c'est seulement à partir d'une certaine valeur de p que l'accroissement de i devient linéaire. En effet, l'effet paroi tend à devenir constant quand celle-ci est suffisante pour que les électrons issus de la paroi soient complètement absorbés dans le volume gazeux. Si la pression continue à croître, on n'observe plus que la variation de l'effet gaz qui est proportionnelle à l'accroissement de pression. Ces considérations permettent de déterminer la part de l'effet gaz et de l'effet paroi, à l'aide de la courbe $i = f(p)$ qui représente le courant d'ionisation en fonction de la pression.

L'effet paroi joue un rôle important dans les mesures de l'intensité des rayons X et des rayons γ par la méthode d'ionisation, les mesures n'étant pas comparables quand les conditions expérimentales sont différentes. Pour dégager, autant que possible, les mesures de cette difficulté, on cherche une base d'étalonnage dans l'élimina-

tion de l'effet paroi. Ce point de vue a fait adopter comme unité de rayons X le *roëntgen* ou l'intensité d'un faisceau canalisé qui permet d'obtenir un courant égal à une unité *E. S.* par cm^3 d'air, par effet gaz uniquement, et sous la condition que les électrons issus de l'air y soient entièrement absorbés (§ 31).

Adoptant un point de vue analogue, on peut évaluer l'énergie absorbée dans l'air, par effet gaz uniquement, pour les rayons γ de *RaB* + *RaC* correspondant à un gramme de radium. Pour cela on peut réduire l'effet paroi en choisissant celles-ci très minces et en matière composée d'atomes légers. Eve a admis que le nombre d'ions q produit en une seconde dans un cm^3 d'air à une distance r de la source contenant un gramme de radium en équilibre est de la forme $q = Ke^{-\mu r}/r^2$, où μ est le coefficient d'absorption des rayons dans l'air. On en déduit pour le nombre total d'ions produits par absorption complète de la radiation :

$$Q = \int_0^{\infty} 4\pi K e^{-\mu r} dr = \frac{4\pi K}{\mu}.$$

Opérant avec des rayons pénétrants de *RaC*, on a trouvé pour Q environ 1×10^{15} , soit pour le courant J correspondant environ 5×10^5 *U. E. S.*, valeur probablement trop faible.

Une autre tentative pour éliminer l'effet paroi a été faite de la manière suivante :

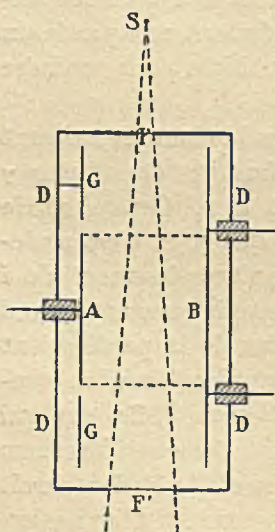


FIG. 136.

Un faisceau de rayons issu d'une source S de petites dimensions et canalisé pénètre dans une chambre d'ionisation étanche au travers d'une fenêtre d'aluminium F (fig. 136), et passe entre deux électrodes semi-cylindriques A et B dont la première est reliée à l'électromètre, et la deuxième à une batterie de tension ; les demi-cylindres G reliés à la boîte D servent d'électrodes de garde. La fenêtre de sortie du faisceau est F' . L'électromètre mesure le courant dû aux ions produits dans la région marquée en pointillé, et provenant de rayons β secondaires formés sur le trajet du faisceau. En étudiant la valeur du courant i en fonction de la pression de l'air dans la chambre, jusqu'à 10 atmosphères, on s'assure que les électrons secondaires émis

latéralement sont absorbés dans le gaz, i proportionnel à p . Quant aux électrons émis dans la direction du faisceau, on peut admettre une compensation entre ceux qui entrent dans la région pointillée et ceux qui en sortent. Le nombre d'ions produits dans la région pointillée se calcule alors par l'absorption du rayonnement primaire dans la même région.

L'influence de la fenêtre d'entrée ne paraît pas apporter de trouble appréciable dans les mesures. Soit E_s l'énergie qui traverse par seconde le plan d'entrée de la région efficace, sur la section s placée à la distance r de la source ; l'absorption photoélectrique étant négligeable, l'énergie absorbée entre le plan d'entrée et le plan de sortie placés à la distance l , est $\sigma_a l E_s$, où σ_a est le coefficient de diffusion, pour sa partie relative à l'énergie cédée aux électrons de choc (§§ 30 et 89). Cette énergie étant convertie en ionisation, le nombre n de paires d'ions produits est $\sigma_a l E_s / eV$, où eV est l'énergie moyenne de production d'une paire d'ions.

Le courant recueilli à l'électromètre est $i = ne$, soit $i = \sigma_a l E_s / V$, d'où $E = iV / \sigma_a l s$. Le courant I qu'on obtiendrait si l'énergie E était complètement absorbée dans l'air serait $I = E / V = i / \sigma_a l s$. Connaissant les valeurs de l, s et de σ_a , on peut calculer I ainsi que la valeur $4\pi r^2 I / s$ du courant d'ionisation total résultant de l'absorption dans l'air des rayons γ émis dans l'espace par la source S . Pour calculer l'énergie correspondante, il faut connaître de plus la valeur de V .

On peut employer comme source un sel de radium ou un tube de radon de petites dimensions dont la teneur a été contrôlée par rapport à un étalon de radium. Par des mesures ainsi conduites, on a obtenu pour l'énergie émise par gramme de radium sous forme de rayons γ la valeur $W = 1,08 \times 10^5$ ergs/sec. (Bruzau) le courant d'absorption total de ces rayons dans l'air étant $I = 9,3 \times 10^5 U. E. S.$, nombres calculés en admettant $\sigma_a = 0,000025$ et $V = 35$ volts. La valeur ci-dessus de W correspond à 9,3 cal./heure, en accord avec la détermination expérimentale (Ellis et Wooster § 104).

§ 97. Dosage de radium par le rayonnement γ . Etalons.

Le dosage du radium se fait ordinairement par son rayonnement γ . L'avantage principal consiste dans la possibilité de doser par ce moyen une matière enfermée dans un tube scellé, dont les parois sont aisément traversées par ces rayons. Mais comme l'énergie utilisée dans une chambre d'ionisation sous forme de rayons γ n'est en général qu'une faible fraction de celle que peuvent fournir dans une chambre de dimensions analogues les rayons α simultanément émis, les quantités de matière nécessaires pour le dosage sont beaucoup plus grandes dans le premier cas.

Si la substance, en petite quantité, est enfermée dans une ampoule de verre de petites dimensions, par exemple 2 cm. de longueur et 3 mm. de diamètre, avec une épaisseur de parois ne dépassant pas 0,3 mm. et si les rayons pénètrent dans la chambre d'ionisation au travers d'un écran de plomb de 1 cm. d'épaisseur, produisant une forte filtration, on peut estimer que l'absorption des rayons utilisés par la paroi de l'ampoule et par la substance elle-même est néglig-

geable. Pour deux ampoules semblables et semblablement placées par rapport à la chambre, contenant chacune un sel de radium en équilibre avec le radon et son dépôt actif, le rapport des teneurs en radium est alors égal à celui des courants d'ionisation mesurés quand la saturation est atteinte.

On donne au dispositif une forme telle que de petites différences dans les dimensions des ampoules et dans la quantité de sel puissent être négligées. Ce résultat est atteint si la source *S* est placée assez loin (à 50 cm. au moins), d'un électroscope entouré de l'écran protecteur en plomb. On peut aussi employer une chambre d'ionisation à plateaux de grand diamètre (20 à 30 cm.); le plateau supérieur porte l'écran de plomb, et la source est placée soit sur cet écran, soit

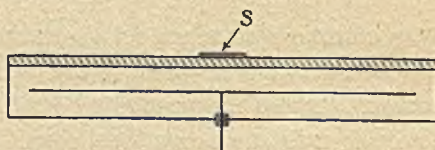


FIG. 137.

au-dessus, à une hauteur qu'on peut rendre variable. Cet appareil est représenté dans la figure 137.

Pour unifier les mesures il avait été créé, lors du Congrès de Radioactivité tenu à Bruxelles en 1910, une Commission des Etalons qui a décidé d'établir un *Etalon international* constitué par une ampoule type contenant une quantité connue de radium. Cet étalon a été préparé à Paris en août 1911, par Marie Curie, sous forme d'une ampoule de verre à parois minces contenant 21,99 mg. de chlorure de radium anhydre très pur, provenant du sel qui avait servi pour la détermination du poids atomique. Un autre étalon contenant 31,17 mgr. de $RaCl_2$ a été préparé à l'Institut du Radium de Vienne et admis comme Etalon auxiliaire. La comparaison des deux étalons exécutée en 1912 par la Commission, a fait ressortir un excellent accord, et il a décidé de préparer des étalons dits « secondaires », réservés aux Services de mesures principaux de divers pays, et comparés à l'Etalon international et à l'Etalon auxiliaire à la précision de 0,2 %. Les dimensions admises pour les ampoules sont 30 mm. environ de longueur, 3,2 mm. de diamètre intérieur et 0,27 mm. d'épaisseur de paroi.

L'Etalon international est conservé au Bureau international des Poids et Mesures à Sèvres d'où il est retiré pour les besoins des mesures d'étalons

secondaires faites à l'Institut du Radium de Paris. Il contenait, en août 1911, 16 mgr. 74 de radium élément, admettant $Ra = 226,0$, $Ci = 35,457$, mais par suite de la destruction spontanée du radium, d'environ 0,046 % par an, la quantité primitive a été réduite de 1 % en 1934. On a tenu compte de cette diminution dans les étalonnages.

Un Service de Mesures central possède, en général, plusieurs étalons de divers teneurs, soigneusement comparés les uns aux autres. La précision à obtenir sur le rapport est d'autant meilleure que les dimensions et les teneurs en sel sont plus semblables. Dans les mesures courantes faites pour les besoins de l'industrie et de la médecine, on peut compter, le plus souvent, sur une précision de 0,5 % à 1 %. Grâce à l'organisation dans divers laboratoires de services de mesures, tels que celui qui fonctionne à l'Institut du Radium de Paris, les quantités de radium sont couramment déterminées par des mesures électrométriques et non par des pesées.

Les rayons γ fortement filtrés utilisés pour ces mesures ne proviennent pas du radium lui-même, mais de son dérivé RaC . Quand celui-ci n'est pas en équilibre avec Ra , les mesures ne peuvent servir pour doser celui-ci. Dans le sel de radium nouvellement préparé, RaC s'accroît proportionnellement au radon, et il est possible, en cas de nécessité, de prévoir la valeur limite d'après les mesures faites avant que l'équilibre ne soit établi, ce qui demande environ 1 mois.

A une précision inférieure, on peut comparer par le rayonnement γ les teneurs en radium de substances dont l'absorption ne peut être négligée ; on a obtenu, dans cette voie, quelques résultats pour l'examen de minéraux.

La mesure par les rayons γ a un sens précis non seulement pour le radium, mais aussi pour le radon et pour RaC , qu'il est devenu habituel d'évaluer en curies et en millicuries. Le radium C étant la source des rayons γ utilisés pour les mesures, est directement dosé en millicuries par la comparaison à l'étalon, soit qu'il accompagne le radium ou le radon dans une ampoule, soit qu'on l'ait extrait avec le dépôt actif. La mesure de fines ampoules de radon est fréquemment nécessaire pour l'utilisation médicale.

Quand RaC n'est pas en équilibre avec le radium, sa quantité varie et il faut en tenir compte dans les mesures en les rapportant à un instant donné. Il en est de même pour la mesure d'ampoules de radon, par l'intermédiaire de RaC qui y est contenu. De plus, en ce cas, le rapport des quantités de RaC et de radon en équilibre de régime diffère un peu de celui qui existe entre ces quantités quand Rn et RaC sont en présence de Ra et en équilibre avec lui. La théorie montre que la quantité de radon q' présente dans l'ampoule se déduit de la quantité q mesurée par comparaison avec un étalon de radium à l'aide de rayons γ par la relation :

$$q' = q \left[1 - \lambda \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} \right) \right]$$

où λ est la constante du radon et a, b, c sont respectivement les constantes de RaA, RaB et RaC . Effectuant le calcul, on trouve $q' = q (1 - 0,0088)$.

C'est également par le rayonnement γ que l'on effectue le dosage des tubes contenant du mésothorium ou du radiothorium, mais il n'a pas été possible de constituer en ce cas des étalons de même nature, puisque ces corps n'ont jamais pu être obtenus à l'état de sel pur en quantité pondérable. On a donc dû avoir recours à l'emploi d'étalons de radium, et on exprime les quantités de mésothorium et de radiothorium en « milligrammes de radium équivalent ». Le rayonnement γ dans le cas de RTh provient de $ThC + ThC''$. Dans le cas du MTh ce même groupe de rayons γ intervient, le RTh avec ses dérivés étant généralement présent ; mais il y a de plus à considérer un autre groupe émis par $MTh2$, dérivé intermédiaire entre $MTh1$ et RTh . Les coefficients d'absorption de ces deux groupes de rayons γ sont différents de celui du RaC (§ 89). Les mesures par comparaison avec un étalon de radium ne peuvent donc avoir une signification simple, mais dépendent du dispositif de mesures, et surtout de l'épaisseur de plomb employée comme écran.

La distinction entre le mésothorium, le radiothorium et le radium contenu en tube scellé est d'une grande importance pour le commerce des corps radioactifs, puisque MTh et RTh se détruisent beaucoup plus vite que le radium. Pour obtenir un renseignement rapide sans ouvrir les tubes, on peut utiliser les différences des coefficients d'absorption en faisant des mesures avec diverses épaisseurs de plomb (Bothe). L'interprétation des résultats, délicate en elle-même, l'est encore plus du fait de la présence constante d'une certaine proportion de radium dans les préparations de MTh (voir § 139) qui proviennent toujours de minerais contenant à la fois de l'uranium et du thorium. Un autre mode de contrôle consiste à déterminer, pour le tube à examiner et le tube étalon contenant Ra , le rapport R des rayonnements Δ et le rapport Δ des débits de chaleur. Si le tube à examiner contient du radium, $R = \Delta$; s'il contient MTh et ses dérivés, le rapport Δ/R diffère de 1, et varie avec l'âge de la préparation (Marie Curie).

CHAPITRE XVI

RELATIONS ÉNERGÉTIQUES ENTRE LES RAYONS γ NUCLÉAIRES ET LES RAYONS α .

§ 98. Les rayons γ et les niveaux nucléaires.

Parmi les rayons γ des corps radioactifs, il en est qui s'interprètent comme groupes de fluorescence émis dans l'atome à la suite de la perturbation subie par celui-ci lors d'un déplacement d'électrons extranucléaires (§§ 75, 94). La partie la plus importante du rayonnement γ est, toutefois, d'origine nucléaire, et se compose également de groupes monochromatiques à longueur d'onde et énergie définies. Ces groupes sont émis consécutivement à la perturbation produite dans le noyau par le départ d'un électron de désintégration ou d'une particule α . On peut attribuer au noyau une structure qui comporte l'existence de *niveaux d'énergie nucléaires* occupés par les particules constituantes à l'état normal. Si une ou plusieurs particules sont transportées à un niveau plus élevé, le noyau est à l'état *excité* ; il peut revenir à l'état normal par émission de rayons γ monochromatiques.

On ne peut, cependant, poursuivre l'analogie des structures nucléaire et atomique en admettant que l'excitation du noyau correspond au déplacement d'un électron nucléaire. Ces derniers n'étant pas émis dans les transformations radioactives avec des vitesses définies (§ 83), on n'aperçoit aucune possibilité de relations numériques entre leurs énergies et celles des rayons γ nucléaires. Les rayons α étant, au contraire, émis par groupes isocinétiques, on est conduit à penser qu'une particule α constitutive du noyau, est dans un état quantique défini qui correspond à une énergie de niveau. Gamow a admis que le transport intranucléaire d'une particule α du niveau normal à un niveau d'excitation peut se produire, dans une transformation radioactive, lors de l'émission d'un rayon α , et entraîner une émission de rayons γ dont l'énergie est en relation avec celle des rayons α .

Le départ d'un rayon β nucléaire peut aussi laisser le noyau dans l'état excité, par déplacement d'une particule α ou d'un proton.

L'émission de rayons γ qui en résulte est en relation avec celle des rayons α de long parcours s'il s'en produit, mais ses rapports avec les rayons β nucléaires restent obscurs.

§ 99. Correspondance entre les groupes de rayons α et de rayons γ .

Nous examinerons successivement le cas des groupes principaux de rayons α et celui des groupes de long parcours.

a) *Groupes principaux.* — Le spectre magnétique des rayons α normaux émis par un radioélément se compose d'une raie ou de plusieurs raies voisines, dont chacune caractérise un groupe de vitesse et d'énergie déterminée (§ 69). Entre les énergies de ces groupes, on peut former un certain nombre de différences énergétiques Δ , qui sont à comparer avec les énergies U des rayons γ émis dans la même transformation radioactive. Selon Gamow, le groupe de rayons α d'énergie maximum provient du niveau nucléaire normal. Cependant, certains rayons α quittent le noyau A en le laissant à l'état excité, ce qui veut dire qu'ils abandonnent une partie de leur énergie à une autre particule α , en la transportant du niveau normal à un niveau plus élevé ; ces rayons forment un groupe d'énergie définie, inférieure à l'énergie normale. La particule α qui a reçu un excédent d'énergie Δ , abandonne celui-ci en retournant au niveau normal avec une émission de rayons γ , d'énergie U , qui se produit au début de la vie du noyau B résultant de la transformation $A \rightarrow B$. L'énergie U est égale à Δ ; elle peut être émise en un seul quantum ou en une série de quanta successifs.

Une série d'expériences relatives aux rayons α de ThC et aux rayons γ de $Th(C + C' + C'')$ donne une démonstration des concordances énergétiques ci-dessus mentionnées (Rosenblum et Valadarès) ; les énergies sont exprimées en e . kilovolts ⁽¹⁾. Sur 15 différences énergétiques possibles entre 6 groupes de rayons α , presque toutes correspondent à des groupes de rayons γ , dont 8 sont indiqués dans le tableau suivant :

ThC	Δ	40,7	292	294	332	437	458	478	627
$Th(C + C' + C'')$.	U	40,0	287	298	327	432	451	471	617

⁽¹⁾ Pour calculer Δ , on a tenu compte d'une correction qui consiste à ajouter à l'énergie du rayon α , l'énergie de recul de l'atome transformé.

Un autre exemple est donné par les rayons α et les rayons γ de *RAc*.

<i>RAc</i>	Δ	33,6	41	60	100	191	275	295	309
<i>RAc</i>	<i>U</i>	31,5	43,7	61,4	101	195	282	300	300

Une concordance semblable existe dans le cas de *AcC* (groupe γ de 350 *ekV*) et dans le cas de *Ra* (groupe γ de 189 *ekV*).

Les rayons α et les rayons γ de *RAc* sont émis dans la transformation $RAc \xrightarrow{\alpha} AcX$. Les rayons α de *ThC* sont émis dans la transformation $ThC \xrightarrow{\alpha} ThC''$; les rayons γ de $Th(C + C' + C'')$, ont été antérieurement attribués à la transformation $ThC'' \xrightarrow{\beta} ThD$, mais il a été démontré que les groupes qui interviennent dans la structure fine sont émis dans la transformation $ThC \rightarrow ThC''$ comme le demande la théorie.

En interprétant les expériences, selon la théorie de Gamow, on doit envisager pour l'élément issu de la transformation autant de

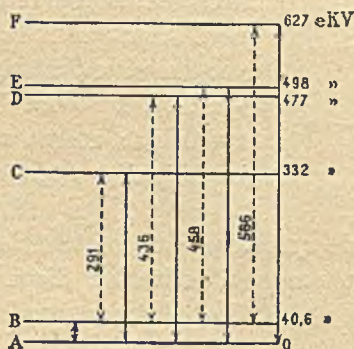


FIG. 138. — Système de niveaux du noyau ThC'' . Niveau fondamental A. Niveaux d'excitation B à F; pour chacun d'eux l'excès d'énergie sur celle des niveaux A ou B est inscrit en eKV. Les flèches représentent les transitions.

niveaux d'énergie nucléaires qu'il y a de groupes de rayons α distincts, les énergies E_n de ces niveaux étant de la forme $E_n = E_0 + \Delta_{\alpha,n}$, où E_0 est l'énergie du niveau normal (ou fondamental), et Δ_{α} est la différence énergétique entre le groupe normal de rayons α et le groupe de moindre énergie d'ordre n . Le schéma applicable à la structure nucléaire de ThC'' , d'après les groupes de rayons α de *ThC*, est représenté dans la figure 138. Il existe probablement des principes de sélection qui excluent certaines transitions entre niveaux, comme cela a lieu dans le cas de rayons X.

b) *Groupes de long parcours.* — En dehors des groupes principaux, certains radioéléments émettent des rayons α dits de « long parcours », (pour abrégé : rayons lp), dont la proportion est très faible par rapport à celle des rayons principaux. Jusqu'ici cette émission a été observée chez Ra ($C + C' + C''$), Th ($C + C' + C''$) et, plus récemment, chez Ac ($B + C + C' + C''$) ; on l'attribue à RaC' , ThC' et AcC' , qui résultent respectivement de la transformation de RaC , ThC et AcC avec émission de rayons β , et qui émettent des rayons α .

D'après Gamow, le départ de l'électron nucléaire dans la transformation $C \xrightarrow{\beta} C'$, produirait le noyau C' à l'état excité, l'une des particules constituantes y occupant un niveau E_n plus élevé que le niveau fondamental E_0 . Le noyau excité C'_e aurait la faculté de revenir à l'état E_0 en émettant un quantum de rayons γ de fréquence ν , et de subir ensuite une transformation $C' \rightarrow D$ avec émission d'un rayon α d'énergie E_0 ; la probabilité θ de cette transition est très grande. Mais

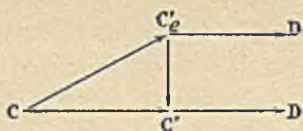


FIG. 139.

il existe aussi une faible probabilité λ pour que C'_e se transforme directement en D , avec émission d'un rayon α lp , d'énergie $E_0 + \Delta$, où $\Delta = h\nu$. Le nombre N de ces rayons par atome transformé serait tel que $N/(p-N) = \lambda/\theta$, où p est la proportion d'atomes C' qui se forment à l'état excité,

et $(p-N)$ le nombre de quanta par atome transformé. On peut étendre ces considérations au cas où l'excitation disparaît par émission de plusieurs quanta successifs. Le schéma simple est représenté dans la figure 139.

On a observé, chez RaC' , 12 groupes de rayons α lp (Rutherford et ses collaborateurs), et on a pu montrer qu'ils sont en relation avec les groupes importants de rayons γ de RaC . Par exemple, à un groupe de rayon lp , pour lequel $\Delta = 607 \text{ ekV}$, correspond un groupe de rayons γ d'énergie Δ . Au groupe lp de $\Delta = 2880 \text{ ekV}$, correspond une émission des quanta successifs $(1761 + 1120) \text{ ekV}$, etc. Le groupe le plus intense, de parcours 9,13 cm. (à 15° sous pression normale), semble correspondre à $h\nu = 1414 \text{ ekV}$, groupe de rayons γ qui se manifeste principalement par l'émission de photoélectrons de conversion interne. Si N et $(p-N)$ sont donnés par l'expérience, la formule simple ci-dessus permet de calculer θ , la valeur de λ étant déduite du parcours (§ 70) ou mieux des théories de mécanique ondulatoire (§ 114). L'ordre de grandeur obtenu pour θ (10^{14} à 10^{16} sec^{-1}) paraît acceptable au point de vue théorique.

Se basant sur la correspondance entre les rayons α de long parcours

et les rayons γ , on peut construire un système de niveaux pour le radioélément le mieux étudié à ce point de vue, *RaC'*.

En absence de tout renseignement fourni par les rayons α , les schémas de niveaux nucléaires peuvent être uniquement basés sur ce fait que les énergies de certains groupes de rayons γ sont les différences d'énergies de deux autres groupes. Le choix des niveaux comporte, en ce cas, une part d'arbitraire qui oblige à faire des réserves sur la validité des schémas ainsi constitués.

Les faits exposés dans ce chapitre jettent une certaine lumière sur l'origine des rayons γ nucléaires en établissant que, tout au moins, dans les cas traités ci-dessus, l'émission de rayons γ monochromatiques est déterminée par les mêmes éléments de structure nucléaire que celle des rayons α . Cependant, les relations énergétiques restent inconnues, en ce qui concerne le cas général de rayons γ consécutifs à une émission de rayons β nucléaires.



TABLE DES MATIÈRES

DU TOME I

INTRODUCTION	1
--------------------	---

PREMIÈRE PARTIE

LES IONS, LES ÉLECTRONS ET LES RAYONS X

CHAPITRE PREMIER.

Ionisation des gaz. Mesure du courant dans les gaz ionisés.

§ 1. Transport du courant par les ions.....	5
Conductibilité des métaux et des électrolytes.....	5
Conductibilité des gaz.....	7
§ 2. Chambres d'ionisation.....	10
§ 3. Dispositifs électrométriques	11
Electromètres à feuilles et à fil.....	11
Electromètres à quadrants.....	13
§ 4. Méthodes de compensation et de déviation constante.....	15
Méthode de déviation constante.....	17

CHAPITRE II.

Propriétés des ions gazeux. Electrons.

§ 5. Relation entre le courant et la différence de potentiel.....	19
Courant de saturation.....	19
§ 6. Entraînement d'ions par un courant gazeux. Loi de recombinaison.	20
§ 7. Déplacement d'ions dans un champ électrique. Mobilité.....	23
Mesure des mobilités.....	27
§ 8. Diffusion des ions. Rapport $\frac{k}{D}$ et charge ionique	30
§ 9. Petits ions. Gros ions. Electrons.....	32
§ 10. Emission d'électrons par les corps éclairés et par les corps incandescents.....	34
§ 11. Condensation de l'eau sur les ions. Charge des ions. Charge élémentaire	38
§ 12. Ionisation par choc des ions et décharge disruptive.....	42

CHAPITRE III.

Les rayons cathodiques.

§ 13. Production. Propagation et propriétés.....	47
Charge des rayons.....	48
§ 14. Action d'un champ magnétique et d'un champ électrique sur les rayons cathodiques	49
I. Déviation magnétique	49
II. Déviation électrique.....	52
§ 15. Rapport $\frac{e}{m}$. Masse et énergie cinétique de l'électron	53
§ 16. Absorption et diffusion des rayons cathodiques. Parcours. Pouvoir ionisant	56
§ 17. La diffraction des électrons.....	61
§ 18. Les électrons positifs.....	62

CHAPITRE IV.

Les rayons positifs.

§ 19. Production de rayons positifs dans un tube à gaz. Rayons anodiques. Energie. Propriétés.....	63
§ 20. Mesure du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons positifs	65
§ 21. Analyse des masses. Isotopes. Energie de cohésion.....	68
§ 22. Poids atomique chimique. Nombre atomique. Séparation des isotopes	72

CHAPITRE V.

Les rayons X.

§ 23. Production des rayons X et propriétés. Applications.....	75
§ 24. Absorption. Diffusion. Production de rayons secondaires.....	76
§ 25. Diffraction des rayons X sur les cristaux.....	81
§ 26. Analyse des spectres et structure des cristaux.....	83
§ 27. Réfraction. Réflexion totale. Polarisation.....	86
§ 28. Spectres d'émission et d'absorption. Noyau d'atome. Niveaux d'énergie	87
§ 29. Loi d'équivalence d'Einstein. Spectres corpusculaires. Liaison entre les rayons X et la lumière. Niveaux.....	93
Région intermédiaire entre les rayons X et la lumière.....	95
Fréquences de raies et niveaux.....	96
§ 30. Théorie de diffusion de Compton.....	98
§ 31. Dosage des rayons X. Unité de quantité. Longueur d'onde effective.	102

CHAPITRE VI.

*Relation entre l'électron et le rayonnement. Théorie électromagnétique.
Théorie des quanta.*

§ 32. L'électron et le rayonnement.....	103
§ 33. Inertie, masse et énergie de l'électron. Théorie électromagnétique du rayonnement	105
§ 34. Application au rayonnement de la théorie des quanta. Théorie de Bohr.....	111
Effet du mouvement du noyau.....	114
§ 35. La mécanique quantique.....	117
Principe d'indétermination	120
Les principes de statistique.....	120

DEUXIÈME PARTIE

LA RADIOACTIVITÉ

CHAPITRE VII.

La découverte de la radioactivité et des radioéléments.

§ 36. Les rayons de l'uranium. Les rayons du thorium.....	125
§ 37. La radioactivité est une propriété atomique. Nouvelle méthode d'analyse chimique basée sur la radioactivité. La découverte du polonium et du radium.....	127
§ 38. Spectre et poids atomique du radium. Radium métallique.....	131
§ 39. Les radioéléments.....	133
Dérivés de l'uranium :	
a) Embranchement du radium.....	133
b) Embranchement de l'actinium.....	137
Dérivés du thorium.....	139

CHAPITRE VIII.

Les minéraux radioactifs et l'extraction des radioéléments.

§ 40. Les minéraux radioactifs.....	141
§ 41. Minéraux d'urane contenant peu de thorium. Traitement de la pechblende	143
§ 42. Minéraux de thorium et d'urane.....	149

CHAPITRE IX.

Les gaz radioactifs

§ 43. Les émanations radioactives.....	151
§ 44. Mesure des constantes radioactives des émanations.....	152
Radon	152

Thoron.....	154
Actinon.....	155
§ 45. Diffusion. Effusion.....	155
§ 46. Absorption par les liquides et les solides. Solubilité. Condensation à basse température.....	159
§ 47. Caractère chimique. Rayonnement.....	162
§ 48. Radon. Production, accumulation. Définition du curie.....	162
§ 49. Dosage du radon. Dosage du radium par la mesure du radon dégagé.....	165
§ 50. Production et dégagement du thoron et de l'actinon.....	169
§ 51. Préparation du radon pur. Spectre. Volume du curie.....	169

CHAPITRE X.

Les dépôts actifs.

§ 52. Radioactivité induite. Caractères généraux. Dépôt actif.....	173
§ 53. Evolution avec le temps du dépôt actif du radon : corps <i>A, B, C</i> . Résidu à évolution lente : corps <i>D, E, F</i>	174
§ 54. Evolution des dépôts actifs du thoron et de l'actinon.....	178
§ 55. Propriétés chimiques et électrochimiques des dépôts actifs. Distillation. Séparation des constituants.....	181
§ 56. Origine du dépôt actif. Phénomène de recul.....	182

CHAPITRE XI.

La théorie des transformations radioactives.

§ 57. Loi exponentielle de transformation d'une substance. Mode de transformation.....	185
§ 58. Applications de la théorie de probabilité. Fluctuations radioactives.....	187
§ 59. Invariabilité des constantes radioactives. Hypothèses sur l'origine de la radioactivité.....	190
§ 60. Problème de deux substances.....	191
§ 61. Problème de trois substances. Problème de <i>n</i> substances.....	194
§ 62. Equilibre de régime. Equilibre radioactif.....	197
§ 63. Application de la théorie à l'analyse des courbes d'évolution.....	199

CHAPITRE XII.

Introduction à l'étude du rayonnement des corps radioactifs.

§ 64. Rayons α , β et γ . Séparation dans un champ magnétique. Pouvoir pénétrant.....	203
§ 65. Procédés d'étude du rayonnement. Méthode de détection de rayons isolés.....	204

CHAPITRE XIII.

Les rayons α .

§ 66. Absorption. Parcours dans l'air. Courbe d'ionisation. Groupes de rayons.....	209
--	-----

§ 67. Enumération des méthodes permettant de mesurer le parcours et de séparer les groupes de rayons α	216
§ 68. Parcours dans les gaz. Ionisation totale. Parcours dans les liquides et les solides. Pouvoir d'arrêt.....	217
§ 69. Déviation magnétique et déviation électrique. Rapport de la charge à la masse. Les rayons α sont des noyaux d'hélium. Masse et énergie d'une particule. Perte de charge.....	224
§ 70. Relation entre la vitesse d'émission et le parcours. Relation entre la vitesse d'émission et la constante radioactive.....	232
§ 71. Charge des rayons α . Mesure de la vie moyenne du radium.....	235
§ 72. Numération des particules α . Nombre d'ions produit par un rayon α sur son parcours.....	239
§ 73. Production d'hélium par les radioéléments.....	243
§ 74. Dosage des matières radioactives solides par la mesure du rayonnement α	244
§ 75. Rayons δ . Rayons X secondaires excités par les rayons α	248
§ 76. Rayons de recul.....	250
§ 77. Théorie du passage des rayons α par la matière.....	254
§ 78. Fluctuation de parcours.....	265
§ 79. Dispersion des rayons α . Chocs exceptionnels. Mesure de la charge des noyaux atomiques.....	267
§ 80. Rayons d'hydrogène et d'autres atomes légers.....	269
§ 81. Dispersion anormale des rayons α	274

CHAPITRE XIV.

Les rayons β .

§ 82. Etude des rayons β par la méthode d'absorption. Coefficient d'absorption. Groupes.....	277
§ 83. Déviation magnétique et électrique. Rapport e/m et v . Spectres magnétiques.....	282
§ 84. Mesure de charge et numération.....	287
§ 85. Perte de vitesse au passage de la matière. Parcours. Pouvoir ionisant.....	293
§ 86. Théorie du passage des rayons β par la matière.....	295
§ 87. Les rayons de recul.....	299
§ 88. Dosage des matières radioactives par le rayonnement β	300

CHAPITRE XV.

Les rayons γ .

§ 89. Etude des rayons γ par l'absorption dans la matière. Groupes. Coefficient d'absorption et coefficient de diffusion.....	303
§ 90. L'absorption nucléaire et la production d'électrons positifs.....	310
§ 91. Rayons secondaires. Numération des rayons γ	312
§ 92. Diffraction des rayons γ . Mesure de la longueur d'onde.....	313
§ 93. Mesure de la longueur d'onde des rayons γ à l'aide du spectre de rayons β secondaires.....	315

§ 94. Interprétation du spectre naturel des rayons β	319
§ 95. Intensité des rayons γ	321
§ 96. Ionisation par les rayons γ	323
§ 97. Dosage de radium par le rayonnement γ . Etalons.....	325

CHAPITRE XVI.

Relations énergétiques entre les rayons γ nucléaires et les rayons α .

§ 98. Les rayons γ et les niveaux nucléaires.....	329
§ 99. Correspondance entre les groupes de rayons α et de rayons γ	330



€85

360,40

Extrait du Catalogue général (suite)

FLEURY (Pierre). — Leçons de Métrologie générale et appliquée.	
I. Généralités sur les mesures	15 fr.
II. Mesures géométriques.....	(Sous presse).
FORTRAT (R.). — Introduction à l'étude de la physique théorique.	
Fascicules I. Mécanique. — II. Les vibrations. — III. Thermodynamique.	
— IV. Electricité et Magnétisme. — V. Les ondes électromagnétiques. —	
VI. Mécanique statistique. — VII. Les principes d'action et de relativité.	
Chaque fascicule broché	10 fr.
— cartonné.....	14 fr.
GAY (L.). — Cours de chimie physique. Préface de M. G. URBAIN.	
Tome I. — Livre I : <i>Thermodynamique générale. Etude des Etats gazeux dilué et cristallin</i>	60 fr.
Tome I. — Livre II : <i>Osmose. Règle des phases. Etude du corps pur</i>	40 fr.
Tome II. — Livre I : <i>Mélanges doubles et triples</i>	70 fr.
Tome II. — Livre II : <i>Equilibres chimiques. Solubilités des solides dans les liquides</i>	75 fr.
Tome II. — Livre III : <i>Alliages. Solutions diluées</i>	35 fr.
HENRI (Victor). — Structure des molécules	30 fr.
— Physique moléculaire. Matière et Energie , in-8 (16 × 25), 436 pages..	110 fr.
HENRY (R. A.). — Egouts et Rivières. L'enchaînement des lois de la physique. De Gay-Lussac aux électrons , in-8 (16 × 25), 140 pages.....	30 fr.
SIR JAMES JEANS. — Le mystérieux univers. Deuxième édition, in-8 (19 × 14), xiii-186 pages portrait.....	20 fr.
— Les étolles dans leurs courses , in-8 (14 × 20), XII, 206 pages, 46 planches, 2 cartes.....	35 fr.
— Les nouvelles bases philosophiques de la science. In-8 ^o (16 × 25), 308 pages avec portrait et une planche.....	40 fr.
— A travers l'espace et le temps	(Sous presse).
LANGEVIN (P.). — La notion de corpuscules et d'atomes	12 fr.
LEPRINCE-RINGUET (L.). — Rayons cosmiques. Aspect des phénomènes et méthodes expérimentales	15 fr.
MAXWELL (J. C.). — The scientific papers. Deux volumes.....	400 fr.
MIE (G.). — Principes de la théorie einsteinienne de la gravitation	10 fr.
PERRIN (Jean). — Grains de matière et de lumière. In-8 (16×25), 162 pages et 4 planches	45 fr.
La recherche scientifique	6 fr.
PLANCK (M.). — Leçons de thermodynamique	45 fr.
RICHARD (P. J.). — La gamme. Introduction à l'étude de la musique	28 fr.
ROCARD (Y.). — Propagation et absorption du son	15 fr.
SWINGS (P.). — La spectroscopie appliquée	15 fr.
— Les spectres des nébuleuses gazeuses	10 fr.
— La fluorescence des molécules diatomiques, phénomènes complexes	10 fr.
THOMPSON (S. P.). — Radiations visibles et invisibles	25 fr.
THOMSON (Sir J. J.). — Les rayons d'électricité positive et leur application aux analyses chimiques	30 fr.
— Au delà de l'électron	7 fr.
THOMSON (G. P.). — Diffraction des rayons cathodiques	12 fr.
WOLFERS (F.). — Eléments de la physique des rayons X	25 fr.
— Transmutation des éléments	7 fr. 50

EXPOSÉS DE RADIOACTIVITÉ et de Physique nucléaire

Publiés sous la direction de

Madame Pierre CURIE

Professeur à la Sorbonne

— 62 —

- I. **Les rayons α , β , γ des corps radioactifs en relation avec la structure nucléaire**, par Madame PIERRE CURIE. In-8 (16×25) (150 grammes)..... 12 fr.

— 182 —

- II. **L'Electron positif**, par IRÈNE CURIE et F. JOLIOT. In-8 (16×25) (110 grammes)..... 10 fr.

— 199 —

- III. **Radioactivité artificielle**, par F. JOLIOT et IRÈNE CURIE. In-8 (16×25) (100 grammes)..... 10 fr.

— 185 —

- IV. **Les Radiocolloïdes**, par M. HAÏSSINSKY. Institut du Radium, Paris. In-8 (16×25) (80 grammes)..... 9 fr.

— 245 —

- V. **Transmutation des Éléments par des particules accélérées artificiellement**, par MANUEL VALADARES, Assistant à l'Université de Lisbonne. In-8° (16 × 25) (90 grammes)..... 10 fr.