

Madame PIERRE CURIE

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

# RADIOACTIVITÉ

(TOME II)

INSTITUTO DE QUIMICA  
BIBLIOTECA  
Universidade Federal do Rio de Janeiro

FAC. N. F. LOCCONIA - BIBLIOTECA



~~F. N. FILOSOFIA  
P  
BIBLIOTÉGA  
905/44~~

~~Inst. Química  
Biblioteca  
Reg. 35 - Ano 68~~

PARIS

HERMANN & C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

6, rue de la Sorbonne

1935

~~LYCÉE FRANÇAIS  
BIBLIOTECA  
RIO DE JANEIRO~~

539.752  
C975R  
T. 2

1.2

UFPA  
Centro de Ciências Matemáticas e  
da Natureza  
Biblioteca Central

008684-3

D. 7A

30/09/79

A Bibl. só possui este.

UFPA

Transf. Bibl. 1R

Inst. Química  
Biblioteca  
Reg 1001 Ano 70

R.K.

## CHAPITRE XVII

### EFFETS PRODUITS PAR LE RAYONNEMENT DES CORPS RADIOACTIFS

---

#### § 100. Ionisation des gaz, des liquides et des solides. Effets de charge.

Les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  ionisent la matière dans ses états gazeux, liquide et solide, sauf l'incertitude qui subsiste au sujet de l'action ionisante des rayons  $\alpha$  sur les solides. Si la possibilité de l'ionisation ne semble pas devoir dépendre pour une molécule de l'état de condensation de la matière dont elle fait partie, il n'en est pas de même pour la recombinaison des ions et pour les conditions de leur mouvement. De là des différences importantes dans le comportement des gaz, des liquides et des solides ainsi que de nombreuses incertitudes sur la signification des phénomènes observés.

a) *Ionisation des gaz.* — Ce phénomène a déjà été étudié à divers points de vue dans les chapitres précédents, et on a vu l'usage constant qui en est fait dans les recherches sur les corps radioactifs et sur les radiations.

Rappelons que pour une substance qui émet des rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ , l'effet ionisant dans une chambre de dimensions courantes est principalement déterminé par les rayons  $\alpha$ , en absence d'un écran recouvrant la matière ; l'effet des rayons  $\beta$  est de l'ordre de 1 % seulement et celui des rayons  $\gamma$  est encore plus faible. Ce fait ne permet cependant pas de juger de l'énergie relative des rayonnements considérés, car leur absorption dans la chambre est très inégale. Les expériences de numération font attribuer à la matière radioactive, par atome transformé de celle-ci, un rayon  $\alpha$  et approximativement aussi un rayon  $\beta$  et un rayon  $\gamma$ . L'ionisation totale, à nombre égal d'atomes transformés, est donc proportionnelle au nombre  $\nu$  d'ions qu'un rayon peut fournir sur son parcours entièrement achevé dans l'air. La valeur de  $\nu$ , assez bien connue pour les rayons  $\alpha$ , est de l'ordre 100.000 à 250.000, selon la vitesse des rayons. Elle est moins bien connue pour les rayons  $\beta$

et surtout pour les rayons  $\gamma$  dont les différences de quantum varient aussi dans des limites considérables. Des estimations moyennes donnent, pour les rayons  $\gamma$  de  $RaB + RaC$ , une valeur moyenne  $\nu = 20.000$  et pour les rayons  $\beta$  une valeur moyenne encore inférieure,  $\nu = 10.000$ . D'après plusieurs auteurs, l'énergie à dépenser par paire d'ions serait la même quelle que soit la nature des radiations utilisées ; mais les nombres donnés pour cette énergie varient de 30 à 45 électron-volts. On peut concevoir aussi que l'énergie exigée dépende de celle des rayons  $\beta$  ou  $\gamma$  utilisés, bien que jusqu'ici les expériences ne semblent pas favorables à cette supposition.

Dans les gaz, on peut atteindre le courant de saturation, à condition que l'ionisation ne soit pas trop intense. Même dans le cas de l'ionisation par rayons  $\alpha$ , où la densité linéaire d'ions est considérable, on peut réaliser la saturation à une approximation suffisante, pour des ionisations modérées.

Dans un gaz fortement ionisé soumis à un champ électrique, les ions entraînés par le champ ont une action mécanique non négligeable sur les molécules d'air environnantes. Comme les ions positifs et négatifs se meuvent en sens inverse, leurs actions se compensent en

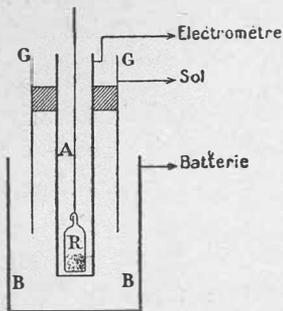


FIG. 140.

b) *L'ionisation des liquides a été observée jusqu'ici seulement sur les liquides isolants, tels que l'éther de pétrole, l'huile de vaseline, l'air liquide, etc. (Pierre Curie).*

L'expérience a été faite de la manière suivante : le liquide se trouve entre deux électrodes tubulaires A et B (fig. 140). A l'intérieur de l'électrode A réunie à l'électromètre se trouve une ampoule R contenant du radium ; l'électrode B est reliée à une batterie de tension. Un tube de garde G relié au sol plonge partiellement dans le liquide et empêche l'arrivée à l'électromètre du courant d'ionisation produit dans l'air par les rayons issus de l'ampoule. Les rayons  $\beta$  et  $\gamma$  de l'ampoule pénètrent dans le liquide au travers de la paroi mince de l'électrode A. Le courant d'ionisation obtenu augmente proportionnellement à la tension, dans des limites de celle-ci bien

plus élevées que si le liquide était remplacé par un gaz ; cependant, on constate pour le liquide une tendance à la saturation. Avec de l'hexane soigneusement purifié on met en évidence l'existence de deux espèces d'ions, les uns plus mobiles, accessibles à la saturation, les autres peu mobiles, pouvant correspondre à des impuretés résiduelles (Jaffé). Les ions normaux mobiles paraissent avoir un coefficient de mobilité de l'ordre de  $6 \times 10^{-4}$  cm./sec./volt/cm.

L'ionisation totale observée pour les rayons  $\beta$  est très inférieure à celle qu'on aurait obtenue dans l'air par absorption complète de ces rayons. Quand on utilise les rayons  $\alpha$  dont le parcours dans le liquide est minime, ce phénomène est encore plus accentué et l'ionisation observée est mille fois plus petite que celle qu'on obtiendrait dans l'air. Ces faits paraissent cependant s'expliquer, non par une production moindre d'ions, mais par l'extrême densité linéaire des ions produits (effet d'ionisation en colonnes, qui s'oppose à l'extraction des ions et favorise leur recombinaison.

c) *L'ionisation des solides* par les rayons pénétrants  $\beta$  et  $\gamma$  (Becquerel) peut être observée avec le dispositif de la figure 140 si dans le récipient *B* on verse de la paraffine fondue. Le courant d'ionisation sous l'influence des rayons se produit dans la paraffine à l'état liquide et aussi après solidification, mais avec une intensité moindre. Le courant dans la paraffine solide dépend non seulement de son état actuel mais aussi de l'état antérieur ; la conductibilité augmente, en effet, avec le temps d'exposition aux rayons. Si après avoir fait passer le courant pendant quelque temps, on supprime le champ appliqué, en mettant au sol l'électrode *B*, on constate la production d'un courant inverse qui, intense au début, s'éteint rapidement. Ces phénomènes s'expliquent par une accumulation d'ions dans le diélectrique, de même nature que la polarisation de celui-ci en absence de rayons sous l'action du champ électrique. On est donc amené à interpréter cette polarisation par la présence d'ions dans les diélectriques à l'état normal.

Quand on fait agir les rayons  $\alpha$  sur un diélectrique en couche très mince soumis à l'action d'un champ électrique, on observe la production d'un courant qui diminue rapidement. Un effet résiduel très faible serait attribuable à l'ionisation.

d) *Applications de l'effet ionisant.* — Les rayons ionisants facilitent entre deux électrodes le passage de la décharge électrique. On observe ce phénomène sur un éclateur à étincelle placé dans le circuit induit d'une bobine et réglé de manière à ce que la décharge soit sur le point de passer ; l'approche d'une source de rayons détermine le passage de l'étincelle.

En rendant conducteur, par l'action des substances radioactives, l'air

entre deux électrodes métalliques, dont l'un est relié au sol et l'autre à un électromètre, on voit celui-ci prendre une déviation permanente qui permet de mesurer la *force électromotrice de contact* des deux métaux séparés par l'air. Ces forces électromotrices sont de l'ordre d'une fraction de volt.

Une sonde métallique portant un dépôt de matière radioactive peut servir de *prise de potentiel* dans les mesures d'électricité atmosphérique. Suivant le sens du champ qui existe entre elle et l'air ambiant ionisé, elle absorbe, en effet, des ions d'un signe jusqu'à ce que son potentiel soit devenu celui de la région d'espace où elle se trouve. Reliée à un électromètre, elle peut donc remplacer les appareils à écoulement d'eau ou à flamme. Les prises de potentiels à base de corps radioactifs sont devenues d'usage courant ; elles ont été employées dans les expériences polaires.

La *condensation de la vapeur d'eau sursaturée* par les rayons a déjà été fréquemment envisagée au cours de cet ouvrage en relation avec la méthode des trajectoires de brouillard de Wilson. On observe aussi la *condensation de la vapeur d'eau saturée et même non saturée en présence de radon* : dans un ballon contenant de l'eau distillée et de l'air chargé de radon existe un brouillard visible ; le même phénomène se produit quand on remplace l'eau par un mélange d'eau et d'acide sulfurique (Marie Curie). Les centres de condensation utilisés pour la formation de ce brouillard paraissent être des groupements de molécules appartenant à des composés chimiques formés par l'action des rayons  $\alpha$  du radon sur les matières en présence. On observe des brouillards semblables avec l'éther de pétrole, le sulfure de carbone, l'éther anhydre, l'iode ou le camphre. Suivant la nature des matières introduites dans le ballon avec le radon, le brouillard est plus ou moins persistant ; il paraît être un indice de réaction chimique.

Les rayons pénétrants issus d'un tube de radium déterminent la *crystallisation de substances à l'état de surfusion*. Ce phénomène a été constaté sur le soufre surfondu formant une couche uniforme de gouttelettes : en irradiant une partie du champ, on obtient dans cette partie une cristallisation plus rapide que dans la partie témoin. Aussi bien le nombre de centres de cristallisation que la vitesse de celle-ci se trouvent augmentés.

e) *Effets de charge*. — Les charges des ions produits dans les gaz en présence de fortes quantités de matières radioactives ainsi que les charges transportées par les rayons  $\alpha$  et  $\beta$  de ces matières produisent en s'accumulant des effets remarquables.

A l'intérieur d'une ampoule de verre contenant du radium, il y a accumulation de charge électrique, les rayons  $\alpha$  ne pouvant s'échapper de l'ampoule, tandis que les rayons  $\beta$  sont émis à l'extérieur. Cette circonstance constitue un danger pour l'ampoule qui, dans certains cas, est percée par décharge disruptive. Cet accident risque surtout de se produire quand, pour ouvrir l'ampoule, on fait un trait au couteau, où le verre se trouve aminci ; pour l'éviter, on soude parfois, dans l'extrémité de l'ampoule, lors de sa préparation, un fil de platine qui pénètre à l'intérieur.

Dans de fines ampoules contenant du radon sous une pression atmosphérique, on peut observer la production d'étincelles dans le gaz suivie de production de fentes dans le tube (A. Debierne). Sous certaines conditions de pression, il se produit dans le gaz des décharges lumineuses spontanées semblables à celles qu'on observe dans les gaz raréfiés.

Quand une petite capsule de quartz contient un fort dépôt de polonium, sa paroi, après quelque temps, est criblée de petits trous et fendillée en un

grand nombre d'endroits ; cet effet résulte probablement de petites étincelles résultant d'accumulation de charges dans la matière isolante (Marie Curie et A. Debierne).

Une parcelle de matière radioactive soutenue dans le vide par un support isolant et protégée contre l'émission de rayons  $\alpha$  mais pouvant librement émettre des rayons  $\beta$ , doit se charger spontanément à un potentiel assez élevé pour que le départ des rayons  $\beta$  se trouve empêché. Pratiquement, le potentiel limite serait déterminé par les imperfections de l'isolement.

#### § 101. Effets lumineux. Thermoluminescence.

Les composés de baryum radifère ou de radium sont *spontanément lumineux* (Pierre et Marie Curie). Le chlorure et le bromure anhydres émettent une lumière particulièrement intense, visible à la lumière du jour pour quelques décigrammes de sel de radium. La lumière émane de toute la masse du produit, et non de la surface comme pour un corps phosphorescent qui a été éclairé. Avec le temps, la luminosité diminue, par suite de l'altération du sel qui en même temps se colore ; par une recristallisation suivie de dessiccation, on obtient à nouveau la luminosité primitive.

Les solutions de sels de baryum radifère ou de radium sont également lumineuses, ce dont on peut s'assurer en les examinant dans une capsule de platine qui n'est pas rendue lumineuse comme le verre par l'action des rayons.

La luminosité des sels de radium est attribuable à l'action de ses rayons qui excitent la fluorescence des molécules du sel alcalino-terreux, comme pourrait le faire une cause extérieure. Les composés d'ionium et d'actinium sont également lumineux.

On voit dans la planche XX, figure 2 la photographie d'une ampoule contenant un sel de radium, obtenue dans l'obscurité par l'action de la lumière propre de cette matière, et planche XX, figure 1, la photographie d'une capsule contenant 4 g. de sel de radium, obtenue dans les mêmes conditions.

L'émission de lumière provoquée par les rayons du radium s'étend à l'air environnant. La luminosité de l'air est due principalement à l'action des rayons  $\alpha$  sur l'azote de l'air dont les bandes apparaissent à l'examen spectroscopique (Huggins, Zeeman), comme par l'effet d'une décharge électrique. Tous les corps qui émettent des rayons  $\alpha$  produisent sur l'air le même effet.

Dans la planche XX, la figure 4 représente une photographie, prise dans l'obscurité, de l'air illuminé par les rayons  $\alpha$  issus d'un dépôt de polonium de petites dimensions ; le rayon de la zone éclairée permet de mesurer le parcours des rayons  $\alpha$  du polonium.

Les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  des corps radioactifs excitent la fluorescence et la phosphorescence de nombreuses substances, qui sont, en règle générale, celles que peut exciter la lumière (P. et M. Curie) ; l'intensité relative de l'excitation n'est pas toujours la même. Les corps excités sont surtout les sels alcalins et alcalinoterreux. On observe la fluorescence du papier, du coton, du verre, mais non celle de métaux. Quand on condense le radon à basse température dans un tube de verre, celui-ci est vivement lumineux dans la région de condensation ; cette luminosité permet de photographier le phénomène (pl. XX, fig. 3).

Le platinocyanure de baryum convient le mieux pour observer les rayons  $\beta$  et les rayons  $\gamma$ . Le sulfure de zinc est généralement employé pour l'observation des rayons  $\alpha$  qui donnent lieu au phénomène de *scintillations* déjà décrit (§ 65).

Les scintillations sont attribuées à l'excitation de *centres phosphorogènes* formés par une impureté telle qu'une trace de cuivre incorporée au sulfure de zinc à l'état de solution solide. Ces centres s'altèrent successivement par le choc des rayons  $\alpha$ , de sorte que le sulfure de zinc irradié perd progressivement son efficacité. Pour observer les scintillations, on emploie aussi la willémitte et le diamant.

Avec de fortes préparations de polonium on voit à la lumière du jour l'éclairement d'un écran au sulfure de zinc placé près de la substance active. On obtient aussi une illumination intense, en introduisant du radon dans un ballon contenant du sulfure de zinc. En envoyant sur un écran au  $ZnS$  un courant d'air chargé d'actinon, gaz radioactif à vie brève, on obtient sur l'écran une belle apparence de fumée lumineuse.

L'altération des substances phosphorescentes sous l'action des rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  est un phénomène général attribuable à une transformation chimique qui se produit progressivement dans la matière irradiée.

Quand on utilise les rayons  $\alpha$  sous incidence rasante, leur parcours dans la matière phosphorescente se traduit par une trajectoire lumineuse observable au microscope. Les scintillations provoquées par les rayons  $H$  sont moins intenses que celles dues aux rayons  $\alpha$ . Les rayons  $\beta$  et  $\gamma$  ne produisent pas de scintillations.

L'action des rayons sur les écrans phosphorescents a parfois été utilisée, en cas d'accidents survenus à la matière active, pour en rechercher les parcelles dispersées sur les objets environnants.

Avec du sulfure de zinc phosphorescent auquel on a incorporé un sel de

radium en proportion très faible (généralement inférieure à 1/4000) on prépare des *peintures* dont la faible luminosité permanente est visible dans l'obscurité, et qu'on utilise pour les chiffres et les divisions tracés sur des cadrans de montres, pour des graduations, des mires, des index lumineux. Au lieu de radium, on emploie aussi pour ces peintures le mésothorium ou le radiothorium.

La *thermoluninescence* est la propriété que possèdent certaines matières telles que la fluorine ou l'apatite, d'émettre de la lumière quand on élève leur température sans atteindre l'incandescence. Pour observer la thermoluminescence de la fluorine, il suffit d'en projeter des fragments sur une plaque de métal chauffée vers 500°. Une quantité déterminée de lumière est émise lors de l'échauffement et le phénomène ne peut pas être répété. Si cependant on soumet à l'action des corps radioactifs la substance qui a épuisé sa provision de lumière, elle acquiert à nouveau progressivement la propriété d'émettre de la lumière par échauffement. Ces phénomènes sont liés à un changement de coloration ; la fluorine se colore pendant qu'elle est irradiée et se décolore en émettant la thermoluminescence.

Le même phénomène a lieu avec le verre et le quartz. Ces matières se colorent sous l'action des rayons en émettant la lumière de fluorescence ; en les chauffant on les décolore avec émission de thermoluminescence. Le chauffage de petits récipients en quartz qui ont contenu des matières radioactives est couramment pratiqué pour leur enlever la coloration qui empêche de voir leur contenu. L'apparition et la disparition de la coloration sont liées à des effets chimiques qui se produisent dans la substance.

Il est probable que la coloration des fluorines naturelles ainsi que leur propriété de thermoluminescence ont été acquises sous l'action prolongée des radiations auxquelles ces substances ont été soumises pendant de longues époques.

#### § 102. Effets photographiques.

C'est à l'aide d'impressions produites sur les plaques sensibles par les rayons pénétrants des composés d'urane que Becquerel a découvert le phénomène de radioactivité (voir § 36). La propriété d'agir sur ces plaques, commune aux rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ , est utilisée, comme nous l'avons vu, dans les expériences de déviations magnétique ou électrique (rayons  $\alpha$  et  $\beta$ ) et dans celles de diffraction (rayons  $\gamma$ ). Dans ce dernier cas, les rayons  $\gamma$  agissent par émission de rayons  $\beta$  secondaires dans la couche sensible.

Avec les rayons pénétrants des dérivés du radium, on obtient des radiographies, comme avec les rayons X. La source radiante est constituée par un sel de radium enfermé en tube scellé et placé à une certaine distance de la plaque sensible, contre laquelle est appliqué l'objet à radiographier. Avec quelques centigrammes de sel et une distance de 20 cm. on peut obtenir en une heure l'image d'un objet tel qu'un porte-monnaie (pl. XXI, fig. 1). En raison de leur rareté et de l'hétérogénéité de leur rayonnement, les corps radioactifs ne conviennent pas pour les applications médicales de la radiographie. Cependant, l'emploi de ces rayons peut rendre service pour la radiographie de pièces métalliques dont l'épaisseur ou la forme ne permettent pas l'emploi de rayons X (pl. XXI, fig. 2 et 3).

On mesure l'intensité d'une impression photographique par une évaluation *photométrique* de l'opacité ou noircissement de la plaque.

Ce mode d'examen s'applique tant aux plages de quelque extension qu'aux raies étroites d'un spectre ; dans ce dernier cas la méthode prend le nom de *microphotométrie*. Un microphotomètre comprend une fente fortement éclairée dont l'image formée par une lentille est projetée sur le spectre à examiner. La lumière qui traverse celui-ci est reçue sur une pile thermoélectrique ou une cellule photo-électrique ; on observe un courant électrique dont l'intensité est d'autant plus faible que la région examinée est plus opaque. En déplaçant la plaque explorée, on enregistre une courbe de variation du courant qui correspond aux variations d'opacité de la plaque. Si  $I$  est l'intensité de la lumière traversant la plaque dans une région impressionnée par les rayons et  $I_0$  celle qui correspond à une région témoin, on définit le noircissement  $S$  par la relation  $S = \log_{10} \frac{I_0}{I}$ . Si la

lumière est absorbée suivant une loi exponentielle telle que  $I = I_0 e^{-\mu x}$ , on a  $S = \mu x \log_{10} e$ , où  $x$  est l'épaisseur de la région impressionnée et  $\mu$  le coefficient d'absorption. La valeur de  $S$  dépend de nombreux facteurs : nature de la plaque et mode de développement d'une part, intensité du rayonnement  $I$ , son utilisation dans la plaque et temps d'exposition  $t$ , d'autre part. D'après Bothe et d'autres auteurs, il paraît légitime d'admettre pour un rayonnement donné, la loi de *réciprocité*  $S = \varphi (I \times t)$ , entre l'intensité du rayonnement et le temps d'exposition. La nature de cette fonction correspond à la captation progressive de l'énergie du rayonnement par les centres susceptibles de développement, contenus dans la couche sensible. L'augmentation de  $S$ , d'abord proportionnelle à  $I \times t$ , se ralentit ensuite et s'arrête ; pour de grandes valeurs de  $I \times t$  on observe même des effets de renversement semblables à ceux de solarisation par la lumière. Pour les besoins de la photométrie on se place de préférence dans les conditions de début, où  $S$  est proportionnel à  $I \times t$  et à la fraction absorbée  $\mu$ .

L'utilisation des rayons  $\alpha$  dans les plaques usuelles est complète. Il n'en est pas de même pour les rayons  $\beta$  dont la couche sensible absorbe une fraction d'autant plus petite que la vitesse  $v$  est plus grande. Dans le cas de rayons  $\gamma$ , des photoélectrons et des électrons de choc prennent naissance dans la couche sensible et l'impression produite dépend de la vitesse de ces rayons secondaires, déterminée elle-même par le quantum  $h\nu$  des rayons primaires. Les relations numé-

riques entre  $S$ ,  $\nu$ , et  $h\nu$  sont peu connues, mais on peut présumer qu'elles sont principalement déterminées par les lois d'absorption des rayons dans la couche sensible.

L'usage de la plaque sensible comme récepteur est particulièrement précieux pour accumuler des effets faibles, grâce à l'action du temps. Tel est le cas de l'exposition au rayonnement très faible de matières radioactives naturelles, ou au rayonnement intense, mais très pénétrant de matières radioactives concentrées.

Il a été fait de nombreux essais pour employer les plaques photographiques comme récepteurs pour la numération des rayons  $\alpha$ . Il est, cependant, difficile d'y parvenir, parce que l'impression produite par des rayons  $\alpha$  normaux à la plaque ou d'obliquité modérée, examinée au microscope, se compose de grains de sel d'argent réduit absolument semblables à ceux dont la présence est inévitable sur une plaque développée sans avoir été irradiée. Une évaluation approximative permet de penser qu'à chaque rayon  $\alpha$  correspond un grain développé, c'est-à-dire un centre actif impressionné. Quand les rayons  $\alpha$  atteignent la couche sensible sous une forte obliquité, ils produisent des files de grains qu'il est possible de reconnaître et de compter.

● On observe ce phénomène de la manière suivante : un grain très petit de matière active est déposé sur la plaque. Les rayons  $\alpha$  qui pénètrent sous incidence rasante dans la gélatine y produisent des files de grains le long de leur parcours. Après développement, on observe au microscope une image en forme d'étoile qui permet de mesurer le parcours des rayons (Mühlestein). Cette méthode a servi pour mettre en évidence le phénomène de *groupement d'atomes radioactifs*, lesquels forment, dans diverses circonstances, des associations moléculaires de très petites dimensions mais d'un grand nombre d'éléments, semblables à des grains colloïdaux (Chamié). La planche XXII donne l'exemple de tels agrégats qui se forment aussi bien dans les gaz que dans les liquides. La nature des atomes qui composent un groupement, est mise en évidence par la mesure du parcours des rayons  $\alpha$  dans la gélatine.

On peut employer la microphotographie pour étudier la distribution de matières radioactives dans l'organisme. Ainsi, le polonium injecté en solution à de petits animaux, se rassemble dans certains organes qu'on peut ensuite préparer en coupe applicable sur une plaque photographique (§ 105, pl. XXII, fig. 5).

### § 103. Effets colorants. Effets chimiques. Halos pléochroïques.

Les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  produisent dans la matière des colorations et des transformations chimiques. Les colorations peuvent fréquemment,

sinon toujours, être considérées comme accompagnant une transformation chimique.

La première observation faite à ce sujet est la coloration du verre et de la porcelaine par les rayons du radium (P. et M. Curie, 1889) ; aussitôt après ont été observées la production d'ozone (Demarçay, P. Curie), la décomposition de l'eau (Giessel), la transformation du phosphore blanc en phosphore rouge (Becquerel), etc. Les travaux ultérieurs ont montré qu'il y a une variété extrême dans les effets produits dont l'étude constitue une véritable science nommée « radiochimie » (1).

Les rayons des corps radioactifs attaquent, plus ou moins rapidement, toute espèce de molécules, alors que les réactions photochimiques produites par la lumière sont sélectives aussi bien en ce qui concerne la longueur d'onde efficace que la nature des molécules influencées. Il semble donc que l'effet chimique de la lumière fait intervenir des conditions de résonance entre la lumière active et la molécule, tandis que les rayons  $\alpha$  et  $\beta$  agissent par l'ionisation qu'ils produisent dans les milieux où ils sont absorbés. Conformément à cette hypothèse, l'action chimique des rayons  $\alpha$  est beaucoup plus grande que celle des rayons  $\beta$  ; les rayons  $\gamma$  agissent par l'intermédiaire des rayons  $\beta$  secondaires auxquels ils donnent naissance.

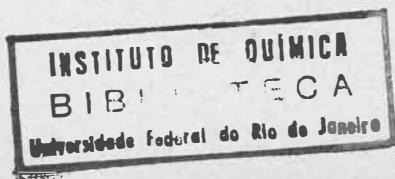
a) *Effets colorants.* — Toutes les espèces de verres, porcelaines, faïences, etc., se colorent en présence de matières radioactives. Les vases employés pour manipuler ces matières se colorent tous progressivement en brun ou en violet ; ils peuvent être décolorés par élévation de température, fréquemment accompagnée de thermoluminescence (§ 101). Il en est de même pour les récipients en pyrex ou en quartz fondu.

L'action colorante des rayons  $\alpha$  se produit seulement sur une faible profondeur correspondant à leur parcours dans la matière solide exposée à ces rayons ; l'action des rayons  $\beta$ , dont le parcours est plus long, est plus profonde, et celle des rayons  $\gamma$  l'est davantage. Rappelons que des fragments de verre exposés à la lumière solaire, prennent avec le temps une coloration prononcée, généralement violette.

L'étude de la coloration en rapport avec la composition chimique n'a pas donné jusqu'ici des résultats très bien définis. La présence de

---

(1) Consulter l'ouvrage *The Chemical effects of  $\alpha$  particles and electrons*, par S. C. Lind (American Chem. Society, Monograph series, 1928).



métaux alcalins, sodium ou potassium, paraît être une des causes déterminantes ; on attribue aussi un rôle actif à d'autres constituants tels que le manganèse ou le plomb. Sous une irradiation prolongée, la coloration tend vers un maximum, permettant de penser que l'effet colorant est limité par l'effet inverse.

Les minéraux naturels et les sels purs se colorent également et ont donné lieu à un nombre considérable de recherches (St. Meyer, K. Przibram, Lind et Bardwell, etc.). Là aussi le phénomène est étroitement lié à la thermoluminescence. De nombreuses études ont porté sur le sel gemme qui se colore en bleu ou en jaune selon les conditions de l'irradiation ; ce fait est à rapprocher de l'existence d'échantillons naturels de sel gemme fortement colorés en bleu, probablement par l'action accumulée de radiations absorbées. Le diamant qui a une belle fluorescence bleue sous l'action des rayons  $\alpha$ , prend en même temps une coloration superficielle verte qui disparaît par échauffement.

Les sels de radium et de baryum radifère subissent des changements de couleur. Les cristaux de chlorure et de bromure anhydres, vus à la lumière diffuse, sont d'un blanc pur et émettent une luminescence bleue. Avec le temps, ces sels s'altèrent et s'effritent ; en même temps leur couleur se ternit et passe à un gris brun, puis au gris noirâtre. Cet aspect correspond à une transformation chimique, avec perte de chlore ou de brome.

Les écrans rendus phosphorescents ou fluorescents par des rayons se colorent sous leur action et leur efficacité se trouve diminuée (voir § 104). Un ballon garni intérieurement de sulfure de zinc phosphorescent et destiné à mettre en évidence la luminosité produite par introduction de radon, doit être soigneusement vidé après l'expérience, pour éviter l'altération du sulfure. Si l'on pose sur une pellicule de platinocyanure de baryum une fine ampoule contenant 10 millicuries de radon, on trouve après une heure que l'ampoule a produit, au-dessous d'elle, sur le fond vert de l'écran, une impression de forme linéaire et de couleur brune.

En employant des sources de grande intensité, on a pu observer sur la biotite non seulement l'épuisement de l'effet colorant, mais encore son renversement (Jedrzejowski). Ce phénomène a été mis en évidence à l'aide d'une fine ampoule de verre, à parois assez minces pour laisser passer les rayons  $\alpha$  sur la majeure partie de leur parcours. Cette ampoule contenant 600 millicuries de radon posée sur une lamelle de biotite, produisit rapidement au-dessous d'elle une impression linéaire brune sur un fond clair. Après quelques jours la lamelle dans son ensemble était colorée, mais la région linéaire au-dessous de l'ampoule avait pâli et se détachait en vert clair sur un fond brun. La mesure photométrique du noircissement révéla de même une augmentation suivie d'un maximum et de décroissance.

b) *Halos pléochroïques*. — On désigne par ce nom des zones colorées, de forme approximativement sphérique, observées dans certains minéraux naturels, principalement les micas : biotite, muscovite, etc. Ces zones se composent souvent de plusieurs anneaux concentriques. On les attribue à des inclusions de cristaux microscopiques de zircon ou d'apatite contenant des matières radioactives et ayant produit un effet colorant sur le minéral, depuis la formation de celui-ci. Les rayons

des zones colorées correspondent aux parcours des rayons  $\alpha$  de la série uranium-radium dans la matière où les halos sont formés (Joly). Cependant certains halos offrent des difficultés d'explication non encore résolues, leurs rayons ne correspondant pas aux parcours actuellement connus.

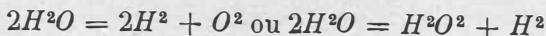
Les halos disparaissent par chauffage des minéraux qui les contiennent.

Voici une série de parcours normaux correspondant aux observations faites sur les halos.

Rayons $\alpha$ de <i>U</i> . . . . .	16 $\mu$	Rayons $\alpha$ de <i>Th</i> . . . . .	15 $\mu$
— $\alpha$ de <i>Io</i> . . . . .	18 $\mu$	— $\alpha$ de <i>RTh</i> . . . . .	21 $\mu$
— $\alpha$ de <i>Rn</i> . . . . .	23 $\mu$	— $\alpha$ de <i>ThX</i> . . . . .	30 $\mu$
— $\alpha$ de <i>RaA</i> . . . . .	27 $\mu$	— $\alpha$ de <i>ThC</i> . . . . .	48 $\mu$
— $\alpha$ de <i>RaC'</i> . . . . .	39 $\mu$		

La possibilité de renversement de l'effet colorant produit sur le minéral, démontrée pour la biotite, peut jouer un rôle important dans la formation des halos et troubler leur interprétation. Elle constitue aussi une difficulté pour l'évaluation de l'âge des minéraux à l'aide de l'intensité des halos, comparée à celle de colorations artificielles produites par un grain de matière radioactive en quantité connue. On obtient une coloration visible avec un grain de petites dimensions quand celui-ci a émis environ  $10^8$  rayons  $\alpha$  ; on en déduit qu'une quantité de *Ra* de l'ordre de  $10^{-17}$  g. suffit pour produire un halo pendant une époque géologique de l'ordre de 300 millions d'années.

c) *Effets chimiques.* — Parmi ces effets, un des plus importants est la décomposition de l'eau, ayant pour résultat la production de mélange tonnant. Nous avons vu que ce phénomène intervient dans la technique de l'extraction du radon des solutions de sels de radium (§ 51). Il est produit par les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . On l'observe avec des solutions de polonium où les rayons  $\alpha$  seuls sont actifs (Marie Curie et A. Debierne). D'autre part, il a été mis en évidence pour les rayons  $\beta$  et  $\gamma$ , en entourant d'eau une ampoule de verre contenant un sel de radium ; les rayons  $\alpha$  étaient absorbés par la paroi de l'ampoule, alors que les rayons  $\beta$  et  $\gamma$  pénétraient dans l'eau et y produisaient un dégagement de gaz mesurable (A. Debierne). Le gaz recueilli et extrait est, en ce cas, de l'hydrogène, et il se forme une certaine quantité d'eau oxygénée correspondant à l'absorption de l'oxygène. Ainsi, la décomposition de l'eau paraît avoir lieu suivant les deux modes suivants :



On peut penser que l'action des rayons sur l'eau liquide se traduit par une ionisation semblable à celle qu'ils produiraient dans la vapeur d'eau, c'est-à-dire qu'un électron est détaché d'une molécule d'eau et que celle-ci forme un ion positif. Les électrons libérés peuvent alors neutraliser des ions électrolytiques d'hydrogène et déterminer un dégagement de molécules de ce gaz ; les ions positifs  $H^2O$  (+) pourront de même neutraliser les ions électrolytiques négatifs  $OH$  (-), et ces derniers forment les combinaisons moléculaires  $H^2O^2$  (eau oxygénée) ou  $H^2 + O^2$  (gaz hydrogène et oxygène). Ainsi la décomposition de l'eau sous l'action des rayons ionisants est comparable à une électrolyse sans électrodes, et, conformément à ce fait, la mise en liberté d'hydrogène et d'oxygène par un rayonnement donné est du même ordre que celle qui correspond à un courant d'électrolyse égal au courant d'ionisation produit dans l'air par le rayonnement.

L'eau subit également la décomposition par les rayons, quand elle est à l'état de glace ou à l'état de vapeur, mais l'effet est alors beaucoup plus faible. Il a été aussi prouvé que les rayons sont capables de produire la réaction inverse, c'est-à-dire la formation de vapeur d'eau à partir du mélange d'oxygène et d'hydrogène.

Dans les solutions de sels de radium, le gaz qui se dégage est constitué par du mélange tonnant avec excès d'hydrogène, l'oxygène correspondant étant utilisé pour l'oxydation du mercure ou de la graisse des robinets qui servent pour la fermeture de l'appareil. La quantité de gaz produite dans les appareils usuels est de l'ordre de 0,5 à 1 cm<sup>3</sup> par gramme de radium et heure ; ce nombre n'a pas de signification précise puisque la réaction directe et la réaction inverse ont lieu simultanément, et dépendent des conditions dans lesquelles les rayons émis par le radium et ses dérivés sont absorbés dans la solution, dans les gaz surnageants et dans les parois de l'appareil.

La décomposition de l'eau par les rayons est une cause de danger pour les solutions de radium, et il faut prévoir un dispositif de sécurité en ce qui concerne l'augmentation de pression des gaz produits (1). Les ampoules scellées contenant des sels de radium imparfaitement desséchés éclatent parfois spontanément par suite d'une secousse ou d'une élévation de température ; quand on procède à leur ouverture, on risque de déterminer l'explosion avec projection du contenu.

Parmi d'autres réactions, signalons la décomposition de  $HCl$ ,  $HBr$  ou  $HI$  en leurs éléments et les réactions inverses, la production

(1) A l'Institut du Radium de Paris, ce dispositif consiste en un manomètre à l'air libre branché de telle manière que le gaz peut s'échapper au dehors à travers la cuve à mercure quand sa pression est un peu en excès sur la pression atmosphérique. Pourtant, l'expérience a montré que le gaz ne s'échappe pas ; sa pression atteint une valeur limite voisine de la pression atmosphérique, par suite d'un équilibre entre la décomposition de l'eau et la réaction inverse, ou les réactions qui absorbent les gaz produits.

d'ozone dans l'oxygène et la réaction inverse, la décomposition de  $NH^3$  en ses éléments et la réaction inverse, actions analogues sur  $H^2S$ , etc. Avec le méthane ou l'éthane on observe la formation d'hydrogène et d'hydrocarbures saturés d'ordre plus élevé, avec l'acétylène celle des produits de polymérisation.

La paraffine est attaquée avec dégagement de gaz ; le papier jaunit et s'effrite, le caoutchouc s'altère et devient friable, l'ébonite est attaquée, les métaux en présence d'air subissent l'oxydation. Au contact d'une solution de  $RaCl^2$  le platine entre en solution, probablement par dégagement de chlore.

La conservation et la manipulation des matières radioactives concentrées sont rendues difficiles par l'activité chimique qui découle de leur rayonnement.

Sur les plaques photographiques soumises à l'action d'un intense rayonnement  $\alpha$  apparaît une zone creuse résultant d'une altération de la gélatine.

Il résulte de ce qui précède que les réactions chimiques et électrochimiques qui devraient normalement caractériser un radioélément, risquent d'être troublées par les réactions secondaires attribuables à l'énergie du rayonnement quand ce radioélément est à l'état de grande concentration. Ce fait est de nature à rendre illusoire l'application des méthodes chimiques aux radioéléments de grande activité spécifique. Quand il s'agit de sels de radium purs, la difficulté peut encore être surmontée, mais des corps tels que le polonium ou le radiothorium dont la vitesse de destruction est beaucoup plus grande, ne pourraient probablement pas être étudiés par les méthodes chimiques usuelles si on les possédait à l'état de sels purs, l'attaque du support et des réactifs devenant alors prépondérante.

Passons maintenant aux données numériques relatives aux réactions radiochimiques (Expériences de Ramsay et Cameron, Duane, Scheuer, Wourtzell, Lind et Bardwell, Mund et collaborateurs, etc.).

Pour obtenir des nombres ayant une signification simple, il faut connaître l'utilisation du rayonnement qui produit l'effet chimique. Un mode opératoire avantageux consiste à employer le radon enfermé dans une petite sphère à parois minces laissant passer les rayons  $\alpha$  ; connaissant l'énergie initiale et l'épaisseur de la paroi, on peut calculer l'énergie absorbée dans le milieu qui entoure la sphère. Pour observer une réaction déterminée, il faut, de plus, éliminer les produits de cette réaction, afin d'éviter la réaction inverse. Des expériences quantitatives ont aussi été faites avec du radon mélangé dans un récipient sphérique au milieu gazeux soumis à l'action des rayons ; la forme simple du récipient permet, en ce cas, une évaluation approchée de l'utilisation du rayonnement.

Les mesures de l'effet chimique dans des conditions assez précises ont mis en évidence que cet effet est proportionnel à l'intensité du rayonnement. Par exemple, si le radon est employé comme source de rayons, l'effet chimique décroît selon la même loi que le radon. De plus, on a été conduit à envisager une relation numérique entre l'effet chimique et le pouvoir ionisant des radiations. En général, le nombre  $M$  de molécules qui entrent en réaction est du même ordre que le nombre  $N$  de paires d'ions produites dans l'air par le rayonnement qui détermine la réaction. Ceci nous engage à attribuer aux ions un rôle actif tel qu'il a été exposé plus haut pour expliquer la décomposition de l'eau. Les lois ainsi établies sont celles d'*équivalence ionochimique*.

Se basant sur ces lois, on peut calculer l'effet chimique à prévoir pour un rayonnement donné. On compare, autant que possible, l'effet chimique observé, avec l'ionisation que les rayons produiraient dans la matière soumise à la réaction si elle était à l'état gazeux.

Prenons le cas de l'eau contenant du radium et du radon. A un gramme de  $Ra$  correspond l'émission, par unité de temps, de  $q$  rayons  $\alpha$  de  $Ra$  et d'autant de rayons  $\alpha$  du radon, de  $RaA$  et de  $RaC'$ . Soit  $\nu$  la somme des nombres d'ions produits par absorption dans la vapeur d'eau d'un rayon de chaque espèce; admettons que la production totale d'ions dans l'eau liquide, par unité de temps, est  $q\nu$ , et que c'est aussi le nombre de molécules d'eau décomposées en hydrogène et oxygène. Le nombre de molécules de gaz formées est alors  $1,5 q\nu$  et le volume de gaz produit est  $1,5 q\nu/p$ , où  $p$  est le nombre de molécules contenues dans l'unité de volume sous les mêmes conditions de température et de pression. Si le calcul est fait par curie de radon, on aura la même valeur de  $q$ , mais  $\nu$  sera remplacé par  $\nu'$  qui est la somme des nombres d'ions relatifs aux rayons  $\alpha$  du radon, de  $RaA$  et de  $RaC'$ . Prenant  $q = 3,7 \times 10^{10}$  par sec.;  $p = 2,7 \times 10^{19}$  et considérant que les valeurs  $\nu = 6,8 \times 10^5$  et  $\nu' = 5,5 \times 10^5$  relatives à l'ionisation de l'air doivent être multipliées par 0,8 pour convenir à la vapeur d'eau, on trouve pour la production de gaz tonnant à l'heure  $4 \text{ cm}^3$  par gramme de  $Ra$  en solution et  $3 \text{ cm}^3$  par curie de radon en solution. L'utilisation complète d'un curie de radon jusqu'à destruction donnera un volume gazeux  $3,2 \theta$  où  $\theta$  est la vie moyenne de radon, soit environ  $430 \text{ cm}^3$ . Ces chiffres supposent que l'absorption des rayons  $\alpha$  dans l'eau a été complète ou que l'on a fait une correction correspondante. L'absorption des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  dans l'eau ajoute à l'effet chimique prévu un effet supplémentaire pouvant atteindre quelques pour cent. L'effet des rayons  $\alpha$  de recul est également à considérer et a été mis en évidence expérimentalement.

Les résultats vérifient d'assez près les prévisions. Le nombre obtenu pour  $M/N$  dans les meilleures expériences diffère peu de 1 (Duane et Scheuer); le volume de gaz tonnant formé par un curie de radon est voisin de  $400 \text{ cm}^3$ .

Dans quelques autres réactions, on trouve aussi  $M = N$ , ou bien

$M$  peu différent de  $N$ , telle la formation d'ozone à partir de l'oxygène (Mund et ses collaborateurs, Lind) où le nombre de molécules d'ozone formées est égal ou un peu supérieur à celui des paires d'ions formées dans l'oxygène. Dans d'autres cas,  $M/N$  prend des valeurs franchement différentes de 1, soit inférieures, soit supérieures. De nombreuses réactions où  $M/N$  est égal à quelques unités peuvent être interprétées par des agglomérations moléculaires formées autour des ions et participant à la réaction ; telles sont la décomposition de  $N^2O$ ,  $H^2S$  et  $NH^3$ , avec  $M/N$  compris entre 2 et 3 (Wourtzel).

L'action des rayons sur la glace et sur la vapeur d'eau ne produit qu'un effet très faible,  $M/N < 0,05$ . On peut penser que la grande différence observée par rapport à l'eau liquide tient à la présence dans celle-ci d'ions électrolytiques à peu près absents de la vapeur et de la glace.

L'hypothèse d'agglomération apparaît particulièrement propre à expliquer des réactions telles que la polymérisation de  $C^2H^2$  ou la formation d'éthane à partir de méthane, par union de 2 radicaux  $CH^3$  avec élimination de  $H^2$ .

Tout différent est le caractère de certaines réactions déterminées par la lumière, telles que la production de  $HCl$  à partir de  $H^2$  et  $Cl^2$  où le rapport  $M/N$  est considérable, de l'ordre de  $10^5$  par exemple. On admet, en ce cas, que le mécanisme de réaction est à chaînes, c'est-à-dire que chaque centre de réaction produit une chaîne d'effets successifs. Par exemple, l'excitation d'une molécule  $H^2$  pourrait se traduire par sa scission en deux atomes dont chacun serait capable de se combiner avec un des atomes d'une molécule  $Cl^2$  laissant libre deux atomes  $Cl$  qui pourraient de même réagir sur deux molécules  $H^2$ . Le phénomène se poursuivrait jusqu'à la recombinaison entre eux des atomes isolés par la radiation ou jusqu'à leur captation par une impureté telle que l'oxygène agissant comme inhibiteur.

Les données quantitatives sur l'action chimique de rayons  $\beta$  et  $\gamma$  sont encore peu nombreuses ; cependant il paraît probable que là aussi s'applique la loi d'équivalence ionochimique (Kailan). Cette loi, selon Lind, serait d'une application générale aux rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  agissant sur la matière solide, liquide ou gazeuse, sauf les cas particuliers des réactions à chaînes.

Bien que l'énergie des rayons soit la cause de leur effet chimique, l'utilisation pour ce but est très incomplète. A un curie de radon, par exemple, correspond pendant sa durée de vie une émission d'énergie d'environ 15.000 calories (voir § 104), capable de fournir le travail de décomposition de 0,22 mol. gr. d'eau (chaleur de formation par mol. gr. 68.400 cal.), d'où un volume de gaz  $0,22 \times 1,5 \times 22.400 = 7.392 \text{ cm}^3$  dans les conditions normales. Si le volume à espérer d'après

la relation  $M/N = 1$  est 430, la fraction d'énergie utilisée pour la réaction chimique est seulement 6 %. Les observations confirment cet ordre de rendement chimique dans ce cas et dans d'autres. Rappelons, à ce point de vue, que l'utilisation de l'énergie des rayons pour la production d'ions est elle-même très imparfaite (§ 72), et constitue une première cause de déficit du rendement chimique.

#### § 104. Dégagement de chaleur par les radioéléments.

Quand les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  ou  $\gamma$  sont absorbés dans la matière, leur énergie est finalement convertie en chaleur dans le corps absorbant et celui-ci subit une élévation de température qui dépend de sa capacité calo-

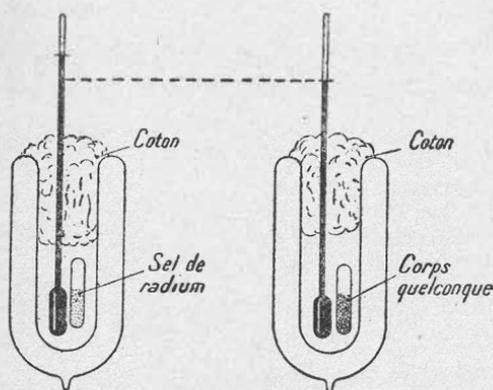


FIG. 141.

rique et de son isolement thermique. Il en est ainsi, en particulier, pour une substance radioactive telle qu'un sel de radium, qui absorbe plus ou moins complètement les rayons émis par elle-même et par ses dérivés.

Le dégagement de chaleur spontané des sels de radium a été découvert par P. Curie et A. Laborde en 1903. Ce fait très important a apporté la preuve qu'une quantité considérable d'énergie est mise en jeu dans les phénomènes de la radioactivité et a fortement contribué à faire admettre que ces phénomènes résultent d'une transformation d'atomes.

Pour observer le dégagement de chaleur, il suffit de placer une ampoule de verre scellée, contenant un sel de radium, à l'intérieur d'un vase Dewar dans lequel on place aussi un thermomètre dont le réservoir est voisin de l'ampoule. Pour éviter la déperdition de chaleur

par l'ouverture du vase, on la garnit de duvet ou de feutre. A mesure que le régime thermique s'établit, le thermomètre atteint peu à peu une température limite supérieure à celle qu'on observe sur un thermomètre semblable placé comme témoin dans un vase Dewar contenant une matière non radioactive (fig. 141). L'élévation de température peut atteindre plusieurs degrés pour une quantité de radium de quelques décigrammes.

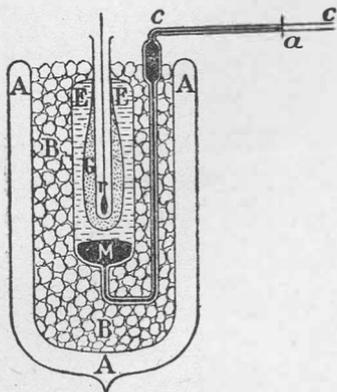


FIG. 142. — Le calorimètre à glace est un vase rempli d'eau en *E* et de mercure en *M*, jusque dans le tube capillaire *C*. En envoyant un jet de chlorure de méthyle au fond du tube central, on détermine la formation du manchon de glace *G*. Le calorimètre est placé dans un vase isolateur à vide *A* contenant de la glace fondante *B*. L'ampoule qui contient le radium est placée en *r*, et protégée par un bouchon isolant (non indiqué sur la figure).

La donnée expérimentale qu'il est important de déterminer est le *débit de chaleur* par gramme de radium et unité de temps. Le débit mesuré dépend de la manière dont les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont absorbés dans le dispositif calorimétrique. On a utilisé pour ces mesures des dispositifs très variés dont quelques-uns sont décrits ci-dessous.

1° *Calorimètre à glace de Bunsen* (fig. 142). — L'ampoule contenant le sel de radium, préalablement refroidie dans un bain de glace fondante, est introduite dans un calorimètre à glace usuel ; elle détermine une fusion progressive du manchon de glace mise en évidence par le retrait du mercure dans le tube capillaire. D'après la quantité de glace fondue on calcule la chaleur fournie dans le même temps.

2° *Calorimètre à gaz liquéfié Curie et Dewar* (fig. 143). — La chaleur fournie par le radium est en ce cas utilisée pour vaporiser un gaz liquéfié tel que l'air ou l'hydrogène liquide, dont on détermine par ailleurs la chaleur de vaporisation sous la pression atmosphérique.

3° *Calorimètre différentiel à enceinte métallique* (fig. 144). — Cet appareil comprend deux blocs de métal sous forme de cylindres creux ; l'un contient l'ampoule à radium, l'autre une spirale de résistance convenable, *r*, dans laquelle on peut faire passer un courant électrique *i*. Dans une petite cavité de chaque bloc se trouve l'une des soudures d'un couple thermoélectrique ; on règle l'intensité du courant *i*, de manière à annuler tout courant dans le circuit comprenant le couple et le galvanomètre *G*. Le débit de chaleur de la matière radioactive est alors égal à celui de la spirale, c'est-à-dire à  $ri$ . L'appareil est protégé des variations de température extérieure.

4° *Calorimètre sensible adiabatique* (fig. 145). — Un récepteur de métal *A* contenant la source de chaleur *S* est suspendu à l'intérieur d'une enceinte métallique *B*, entourée d'un bain d'eau contenu dans le récipient *C*. On suit à l'aide d'un couple la différence de température entre *A* et *B* et on la main-

tient au zéro en échauffant progressivement le bain *C* dont la température est mesurée avec un thermomètre de grande sensibilité. L'élevation de température du bain est égale à celle du récepteur *A* et on en déduit la chaleur dégagée dans celui-ci (Swietoslowski et Dorabialska).

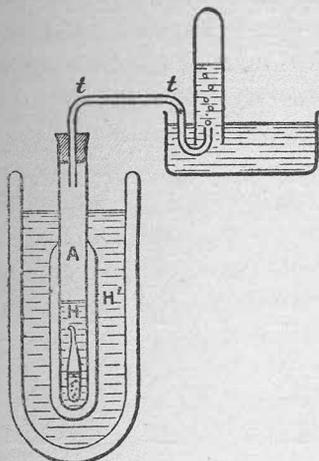


Fig. 143.

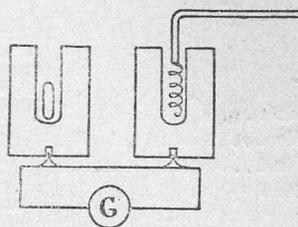


Fig. 144.

Fig. 143. — Le calorimètre est un vase isolateur *A* à double parois contenant de l'hydrogène liquide placé dans un bain d'hydrogène liquide *H'* contenu dans un vase isolateur plus grand. Si une ampoule contenant du radium est introduite dans le bain *H*, l'hydrogène vaporisé se dégage par le tube *t* et on le recueille dans l'éprouvette *E*. Cette expérience n'est pas sans danger pour l'ampoule à radium.

Les dispositifs mentionnés et d'autres encore, ont été employés et ont donné des résultats semblables. Dans chaque cas on a cherché à évaluer le degré d'absorption du rayonnement dans le calorimètre. Les rayons  $\alpha$  sont, en général, complètement utilisés, mais les rayons  $\beta$ , et surtout les rayons  $\gamma$ , le sont incomplètement. L'emploi d'écrans absorbants autour de la source et la connaissance des coefficients d'absorption déduits de mesures d'ionisation permettent de déterminer la part des rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  dans l'effet calorifique. Il faut aussi tenir compte des rayons de recul accompagnant l'émission de rayons  $\alpha$  et plus absorbables que ces derniers.

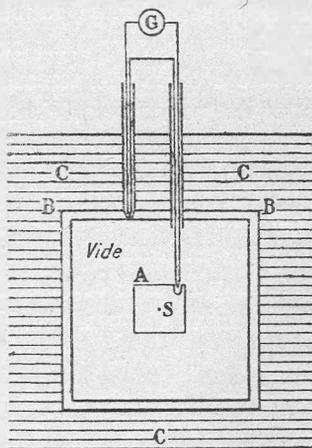


FIG. 145.

Si la matière active est complexe, tel le radium accompagné de ses

dérivés, on sépare les effets individuels dans la mesure du possible. Par exemple, l'effet de *Ra* seul s'obtient en réduisant cette substance au minimum d'activité par la séparation du radon et du dépôt actif. L'accroissement de ces corps jusqu'à l'équilibre donne ensuite leur part d'effet calorifique. On peut aussi distinguer entre les effets du radon et de ses dérivés à l'aide de dispositifs appropriés.

Voici un résumé des résultats obtenus en calories pour le dégagement de chaleur du radium et de ses dérivés en équilibre, par gramme de *Ra* et heure, d'après Rutherford et Robinson, Meyer et Hess, Ellis et Wooster (1).

	Rayons $\alpha$ et rayons $a$	Rayons $\beta$	Rayons $\gamma$	Total
<i>Ra</i> .....	25,2			25,2
<i>Rn</i> .....	29,8			29,8
<i>RaA</i> .....	31,9			31,9
<i>RaB</i> + <i>RaC</i> .....	37,5	6,3	9,4	52,2
Total .....	124,4	6,3	9,4	140,1

Ainsi le débit de chaleur d'un gramme de radium en équilibre avec le radon et le dépôt actif à évolution rapide est voisin de 140 calories par heure, avec les parts respectives : environ 89 % pour les rayons  $\alpha$  et les rayons  $a$ , 4 % pour les rayons  $\beta$ , et 6,5 % pour les rayons  $\gamma$ .

Il est important de comparer ces résultats à l'énergie cinétique représentée par les rayons, telle qu'on peut la calculer pour les rayons  $\alpha$ . Un gramme de radium accompagné de ses dérivés d'évolution rapide émet sous cette forme, par seconde, une énergie  $W = nm\Sigma v^2/2$  où  $n$  est le nombre de rayons émis dans chacun des 4 groupes,  $m$  la masse de la particule  $\alpha$  et  $\Sigma v^2$  la somme des carrés des vitesses d'émission. Si l'on adopte les valeurs expérimentales  $n = 3,7 \times 10^{10}$ ,  $m = 6,60 \times 10^{-24}$  g.  $\Sigma v^2 = 11,44 \times 10^{18}$  on trouve  $W = 1,405 \times 10^6$  ergs/sec., et le débit de chaleur correspondant par heure est  $3.600 W/4,18 \times 10^7 = 121$  calories. Attribuant aux rayons  $a$  environ 2 % de l'énergie des rayons  $\alpha$ , on trouve un supplément de 2,5 calories à ajouter au débit, ce qui porte celui-ci à 123,5 calories, valeur voisine du résultat expérimental. On peut conclure que le débit de chaleur, pour la part due aux rayons  $\alpha$ , est susceptible d'être expliqué par l'absorption de leur énergie cinétique et de celle du mouvement de recul correspondant. Il est vraisemblable alors que le débit de chaleur total est l'équivalent de l'énergie des rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  et de celle de recul, d'autres causes ne pouvant intervenir que dans une faible mesure.

(1) Résumé conforme à celui de *Rad. of rad. subst.*, p. 161.

Prenant ce point de vue, on peut calculer le débit de chaleur pour d'autres matières émettant des rayons  $\alpha$ . Par exemple, pour la série uranium-radium, on trouve par heure 52 cal. pour *UI* + *UII*; 23,6 cal. pour *Io*; 27,2 cal. pour *Po*. Evaluant à près de 30 cal. la part de *UX*, *UY*, *UZ*, *RaD* et *RaE*, on obtient environ 270 cal. pour la série de dérivés d'urane en équilibre avec un gramme de radium. La quantité correspondante d'uranium étant telle que  $Ra/U = 3,4 \times 10^{-7}$ , le débit de chaleur par gramme d'uranium en équilibre avec ses dérivés est  $270 \times 3,4 \times 10^{-7} = 9,2 \times 10^{-5}$  cal./heure. La contribution de la série d'actinium est de l'ordre de 3 % seulement, puisque le nombre d'atomes transformés est 3 pour 100 atomes transformés dans la série précédente. Ainsi le total est voisin de  $10^{-4}$  cal./heure.

Des calculs analogues conduisent à prévoir un débit de  $2,2 \times 10^{-5}$  cal./heure pour 1 gramme de thorium en équilibre avec ses dérivés.

Des mesures d'accroissement de débit calorifique des sels de radium par formation de polonium sont d'accord avec les prévisions (Marie Curie et D. K. Yovanovitch). Il en est de même pour les mesures de dégagement de chaleur effectués sur les composés de thorium et les minéraux d'urane. Les quantités de matières employées en ce cas sont de 100 g. et davantage.

Pour des corps tels que le polonium dont l'ionisation totale due aux rayons  $\alpha$  peut être mesurée avec précision, la mesure du débit calorifique  $q$  jointe à celle du courant d'ionisation  $I$  donne le nombre d'ions  $\nu$  produit par un rayon, en vertu des relations :

$$q = \frac{nmv^2}{2}; \quad J = nve; \quad \frac{q}{J} = \frac{mv^2}{2ve}$$

où  $q$  est exprimé en ergs.

Dans la mesure des débits calorifiques produits par les substances radioactives, il convient de se mettre à l'abri des causes d'erreur, résultant de réactions chimiques qui pourraient être produites par les rayons.

Pour calculer la quantité totale de chaleur qui résulte de la transformation d'une substance radioactive, il faut multiplier le débit par la vie moyenne. On trouve ainsi que la transformation totale d'un gramme de radium correspond au dégagement d'environ  $170 \times 24 \times 365 \times 2300 = 3,4 \times 10^9$  calories, soit, pour un atome gramme,  $7,7 \times 10^{11}$  cal. Pour l'uranium on trouve un dégagement total de  $1,2 \times 10^{12}$  cal. par at. g., — pour le thorium  $1,1 \times 10^{12}$  cal. par at. g. La transformation totale d'un curie de radon dégage  $116 \times 132,5 = 15.400$  calories.

Si l'on compare la chaleur de transformation d'un gramme de radium à la chaleur de combustion d'un gramme d'hydrogène qui est 34.200 calories, on voit que la première est 100.000 fois plus grande, et la comparaison est encore plus frappante en rapportant les quantités de chaleur à l'atome gramme, c'est-à-dire à 226 g. de *Ra* et 1 g. d'hydrogène. On voit par là que les quantités de chaleur ou d'énergie qui interviennent dans les transformations radioactives sont d'un autre ordre de grandeur que celles qui correspondent aux réactions chimiques, ce qui indique qu'il s'agit de transformations atomiques et non moléculaires. Par contre, les énergies de transformation de divers atomes radioactifs sont du même ordre, et si le débit calorifique est beaucoup plus faible pour un gramme d'uranium que pour un gramme de radium, c'est que la vitesse de transformation est beaucoup plus petite dans un cas que dans l'autre.

Le dégagement d'énergie sous forme de chaleur par les radioéléments correspond à une perte de masse  $\Delta m$  qu'on calcule en divisant par  $9 \times 10^{20}$  l'énergie dégagée exprimée en ergs (§ 33). On a  $\Delta m = 0,036$  g. par atome gramme de *Ra* transformé et  $\Delta m = 0,056$  g. par atome gramme de *U* transformé par l'intermédiaire de *Ra*. La perte de masse  $\Delta m$  s'ajoute à celle qui résulte de la perte d'hélium par émission de rayons  $\alpha$ , et qui est 20,01 g. dans le premier cas, 32,04 g. dans le second cas. Pour *Th* la perte d'hélium correspond à 24,012 g. et  $\Delta m$  à 0,05 g. par at. g. Le dégagement d'énergie n'intervient donc que pour une faible part dans le changement de masse des atomes par transformation radioactive.

---

## CHAPITRE XVIII

### EFFETS BIOLOGIQUES DU RAYONNEMENT. APPLICATIONS MÉDICALES <sup>(1)</sup>

---

#### § 105. Effets biologiques.

Les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  exercent sur les cellules vivantes une action semblable à celle des rayons X, se traduisant par une modification dans les tissus qui composent un organisme végétal ou animal. Les premières observations de ce phénomène sont celles de Pierre Curie et de Becquerel qui ont subi des brûlures occasionnées par l'action d'ampoules contenant du radium.

Le mécanisme de l'action biologique des rayons est encore peu connu. La relation intime qui paraît exister entre leurs effets chimiques et leur pouvoir ionisant est cependant un argument important pour chercher un lien entre l'ionisation et les effets biologiques ; les preuves expérimentales à ce sujet manquent jusqu'ici, car on ne dispose pas de procédés d'étude permettant de mettre en évidence les ions formés par les rayons dans les matières solides et liquides dont se composent les tissus. Le domaine d'action biologique des rayons est limité par leur pouvoir pénétrant ; l'action des rayons  $\alpha$  ne peut donc s'exercer que dans le voisinage immédiat des atomes radioactifs qui leur donnent naissance, tandis que celle des rayons  $\beta$  peut s'étendre à une distance qui dans l'eau est de l'ordre du centimètre, et celle des rayons  $\gamma$  dans le même milieu à une distance de l'ordre du mètre.

1° *Action sur les plantes.* — Pour exposer les plantes à l'action du rayonnement on peut en approcher une matière radioactive solide. On peut aussi arroser la plante et le sol dans lequel elle vit, d'une solution radioactive. Enfin, on peut répandre un des gaz radioactifs dans l'air qui entoure la plante.

Les effets observés dépendent essentiellement de l'intensité du

---

(1) Pour ce chapitre, consulter l'ouvrage de Maurice Curie : *Le Radium et les Radioéléments*. Paris, 1925.



rayonnement. Quand celle-ci dépasse certaines limites, l'action est toujours nocive ; les feuilles jaunissent et s'effritent, et la plante dépérit. Des graines soumises à une irradiation relativement intense ne germent point ou produisent des plantes sans vigueur.

Si les doses de rayonnement employées sont suffisantes, mais non exagérées, on observe un effet stimulant : germination plus rapide et plus active, croissance meilleure, production de fleurs et de fruits augmentée.

On a cherché à étendre à l'agriculture les résultats de laboratoire, en préparant des *engrais radioactifs*, composés généralement de résidus de fabrication de minerais radifères, ou de minerais naturels à teneur trop faible pour qu'il soit avantageux d'en extraire le radium. L'activité de ces matières est de 5 à 10 % de celle de l'oxyde d'urane mesurée en quantité égale et sous même surface. En raison de leur composition variable, il est difficile de comparer les résultats obtenus par divers expérimentateurs et par les Ecoles d'Agriculture ; ceux-ci ne sont pas toujours concordants ; cependant dans plusieurs cas, on a observé une augmentation de rendement pour les céréales, ou autres plantes.

Remarquons que les plantes vivent normalement dans un milieu radioactif puisque le sol, les eaux et l'atmosphère sont imprégnés de matières radioactives (voir chap. XXVIII). Il est donc légitime d'admettre que cette radioactivité générale du milieu, très faible, il est vrai, est un des éléments de développement normal. En augmentant l'importance de cet élément, on peut espérer, dans certains cas, des résultats favorables ; mais en allant trop loin dans cette voie, on est assuré de rompre l'équilibre au désavantage des plantes.

2<sup>o</sup> *Action sur les tissus animaux.* — Les matières actives peuvent agir sur l'organisme animal ou humain soit comme *source externe* de rayonnement, soit comme *source interne* incorporée à l'organisme par la voie de l'intestin, par injection de solutions radioactives, ou par inhalation de gaz radioactifs. Les radioéléments répartis dans l'organisme par les procédés indiqués agissent par la totalité de leur rayonnement et les rayons  $\alpha$  sont alors les plus actifs. Pour les radioéléments enfermés dans des tubes de verre ou de platine et agissant de l'extérieur, les rayons  $\alpha$  n'interviennent pas, étant absorbés par la paroi de l'appareil ; les rayons  $\beta$  et les rayons  $\gamma$  sont seuls à considérer.

a) *Action interne.* — L'introduction dans l'organisme de quantités suffisamment grandes d'un radioélément émettant des rayons  $\alpha$ , produit des lésions qui peuvent être assez graves pour entraîner la mort ; dans les expériences faites sur les animaux, la dose mortelle

a été déterminée pour des injections de polonium ou de thorium X. Une dose de polonium de 500 *U. E. S.* (pour cette notation voir § 74), est mortelle pour un lapin. Le polonium n'agit cependant pas comme un poison instantané ; la mort résulte de lésions qui évoluent pendant plusieurs jours, et qui paraissent liées à l'accumulation du polonium dans certains organes ; la moelle osseuse, la rate, le rein. Dans la planche XXII, figure 5 on voit une microphotographie agrandie obtenue en appliquant sur une plaque photographique la face plane d'une préparation de rein de lapin faite quelques jours après l'injection de polonium à l'animal ; le polonium qui s'élimine partiellement avec l'urine est en grande partie fixé dans la région extérieure du rein ; les rayons  $\alpha$  qu'il émet impressionnent la plaque et révèlent les détails de structure. Une telle image se nomme *autoradiologique* (Lacassagne et Lattès).

D'après les doses mortelles déterminées pour des animaux, à l'égard de l'absorption de polonium ou de thorium X, on peut estimer que des doses de quelques milliers de *U. E. S.* seraient pour l'homme mortelles ou très dangereuses.

Il est plus difficile d'évaluer la dose dangereuse, quand il s'agit de substance à longue vie telles que le radium. En effet, si ces matières ne s'éliminent pas, l'action cumulative du rayonnement peut occasionner des lésions qui n'apparaissent qu'après des années, et s'aggravant avec le temps déterminent la mort <sup>(1)</sup>. Il faut donc observer la plus grande prudence dans l'emploi de matières à vie longue comme médicaments, et les essais doivent être faits de préférence sur les matières à vie courte ou modérée dont l'action totale est accessible à l'expérience.

Ainsi l'action de rayons  $\alpha$  à dose suffisante se traduit par des effets nocifs conduisant à la destruction ou *nécrose* des cellules irradiées. A faible dose, cependant, on a signalé un effet stimulant comme dans le cas des plantes, mais dont l'étude n'offre encore aucune précision.

On ne possède guère de renseignements sur l'action interne des

---

(1) On a eu à déplorer plusieurs accidents de ce genre dans l'industrie des peintures lumineuses, les ouvrières chargées d'étendre ces peintures avec un pinceau ayant eu la fâcheuse habitude de mouiller le pinceau avec leurs lèvres. L'ingestion de petites quantités de radium, ainsi fréquemment répétée, a produit chez plusieurs de ces ouvrières des lésions qui apparurent chez quelques-unes à une époque où elles avaient abandonné le travail en question. Ces lésions consistaient dans une nécrose envahissant les mâchoires et l'intérieur de la bouche et dans un trouble profond apporté à la constitution du sang, nommé anémie pernicieuse. L'exploration faite par les méthodes de la radioactivité a prouvé, chez les personnes atteintes, la présence dans le corps de radium révélé par la production de radon et de dépôt actif.

rayonnement. Quand celle-ci dépasse certaines limites, l'action est toujours nocive ; les feuilles jaunissent et s'effritent, et la plante dépérit. Des graines soumises à une irradiation relativement intense ne germent point ou produisent des plantes sans vigueur.

Si les doses de rayonnement employées sont suffisantes, mais non exagérées, on observe un effet stimulant : germination plus rapide et plus active, croissance meilleure, production de fleurs et de fruits augmentée.

On a cherché à étendre à l'agriculture les résultats de laboratoire, en préparant des *engrais radioactifs*, composés généralement de résidus de fabrication de minerais radifères, ou de minerais naturels à teneur trop faible pour qu'il soit avantageux d'en extraire le radium. L'activité de ces matières est de 5 à 10 % de celle de l'oxyde d'urane mesurée en quantité égale et sous même surface. En raison de leur composition variable, il est difficile de comparer les résultats obtenus par divers expérimentateurs et par les Ecoles d'Agriculture ; ceux-ci ne sont pas toujours concordants ; cependant dans plusieurs cas, on a observé une augmentation de rendement pour les céréales, ou autres plantes.

Remarquons que les plantes vivent normalement dans un milieu radioactif puisque le sol, les eaux et l'atmosphère sont imprégnés de matières radioactives (voir chap. XXVIII). Il est donc légitime d'admettre que cette radioactivité générale du milieu, très faible, il est vrai, est un des éléments de développement normal. En augmentant l'importance de cet élément, on peut espérer, dans certains cas, des résultats favorables ; mais en allant trop loin dans cette voie, on est assuré de rompre l'équilibre au désavantage des plantes.

2<sup>o</sup> *Action sur les tissus animaux.* — Les matières actives peuvent agir sur l'organisme animal ou humain soit comme *source externe* de rayonnement, soit comme *source interne* incorporée à l'organisme par la voie de l'intestin, par injection de solutions radioactives, ou par inhalation de gaz radioactifs. Les radioéléments répartis dans l'organisme par les procédés indiqués agissent par la totalité de leur rayonnement et les rayons  $\alpha$  sont alors les plus actifs. Pour les radioéléments enfermés dans des tubes de verre ou de platine et agissant de l'extérieur, les rayons  $\alpha$  n'interviennent pas, étant absorbés par la paroi de l'appareil ; les rayons  $\beta$  et les rayons  $\gamma$  sont seuls à considérer.

a) *Action interne.* — L'introduction dans l'organisme de quantités suffisamment grandes d'un radioélément émettant des rayons  $\alpha$ , produit des lésions qui peuvent être assez graves pour entraîner la mort ; dans les expériences faites sur les animaux, la dose mortelle

a été déterminée pour des injections de polonium ou de thorium X. Une dose de polonium de 500 *U. E. S.* (pour cette notation voir § 74), est mortelle pour un lapin. Le polonium n'agit cependant pas comme un poison instantané ; la mort résulte de lésions qui évoluent pendant plusieurs jours, et qui paraissent liées à l'accumulation du polonium dans certains organes ; la moelle osseuse, la rate, le rein. Dans la planche XXII, figure 5 on voit une microphotographie agrandie obtenue en appliquant sur une plaque photographique la face plane d'une préparation de rein de lapin faite quelques jours après l'injection de polonium à l'animal ; le polonium qui s'élimine partiellement avec l'urine est en grande partie fixé dans la région extérieure du rein ; les rayons  $\alpha$  qu'il émet impressionnent la plaque et révèlent les détails de structure. Une telle image se nomme *autoradiohistologique* (Lacassagne et Lattès).

D'après les doses mortelles déterminées pour des animaux, à l'égard de l'absorption de polonium ou de thorium X, on peut estimer que des doses de quelques milliers de *U. E. S.* seraient pour l'homme mortelles ou très dangereuses.

Il est plus difficile d'évaluer la dose dangereuse, quand il s'agit de substance à longue vie telles que le radium. En effet, si ces matières ne s'éliminent pas, l'action cumulative du rayonnement peut occasionner des lésions qui n'apparaissent qu'après des années, et s'aggravant avec le temps déterminent la mort <sup>(1)</sup>. Il faut donc observer la plus grande prudence dans l'emploi de matières à vie longue comme médicaments, et les essais doivent être faits de préférence sur les matières à vie courte ou modérée dont l'action totale est accessible à l'expérience.

Ainsi l'action de rayons  $\alpha$  à dose suffisante se traduit par des effets nocifs conduisant à la destruction ou *nécrose* des cellules irradiées. A faible dose, cependant, on a signalé un effet stimulant comme dans le cas des plantes, mais dont l'étude n'offre encore aucune précision.

On ne possède guère de renseignements sur l'action interne des

---

<sup>(1)</sup> On a eu à déplorer plusieurs accidents de ce genre dans l'industrie des peintures lumineuses, les ouvrières chargées d'étendre ces peintures avec un pinceau ayant eu la fâcheuse habitude de mouiller le pinceau avec leurs lèvres. L'ingestion de petites quantités de radium, ainsi fréquemment répétée, a produit chez plusieurs de ces ouvrières des lésions qui apparurent chez quelques-unes à une époque où elles avaient abandonné le travail en question. Ces lésions consistaient dans une nécrose envahissant les mâchoires et l'intérieur de la bouche et dans un trouble profond apporté à la constitution du sang, nommé anémie pernicieuse. L'exploration faite par les méthodes de la radioactivité a prouvé, chez les personnes atteintes, la présence dans le corps de radium révélé par la production de radon et de dépôt actif.

substances radioactives émettant seulement des rayons  $\beta$  ou  $\gamma$ . Les corps qui se prêteraient le mieux à ces expériences sont l'uranium X ou le radium E.

b) *Action externe.* — Cette action a été étudiée pour les rayons  $\beta$  et les rayons  $\gamma$ , plus particulièrement pour ces derniers. Quand on introduit à l'intérieur d'un tissu tel que le muscle, une ampoule de verre fine contenant une assez forte quantité de radium, de mésothorium ou de radon, on observe la formation progressive d'une zone de nécrose totale, limitée dans les tissus au parcours des rayons  $\beta$  issus de l'ampoule. Ainsi les rayons  $\beta$  d'une source intense provoquent la destruction des cellules de toute nature. Il en est de même des rayons  $\gamma$  si la dose est suffisante. Cependant on peut mettre en évidence un caractère de sélection, qui se manifeste d'autant plus nettement que les rayons sont plus pénétrants : les cellules possèdent une *radiosensibilité* très variée, selon leur nature et même selon l'état où elles se trouvent. Les cellules les plus sensibles sont celles qui sont douées d'une grande activité et se trouvent en voie d'évolution rapide et de reproduction. Ce fait, de *cytotoxicité élective des rayons  $\gamma$*  (Dominici), encore peu éclairci au point de vue théorique, est d'une importance extrême au point de vue de la thérapie, car il permet d'atteindre les tissus malades, en respectant les tissus sains irradiés simultanément.

Les rayons  $\gamma$  agissant par l'intermédiaire des rayons  $\beta$  secondaires qu'ils produisent dans les tissus, l'électivité doit aussi appartenir aux rayons  $\beta$  de grande vitesse, et on en a une indication dans l'action des rayons  $\beta$  de  $UX_2$  sur les tissus (Lacassagne). La différence de comportement entre les rayons  $\beta$  et les rayons  $\gamma$  doit surtout dépendre des conditions d'absorption de l'énergie dans les tissus qui sont très différentes suivant qu'un rayonnement  $\beta$  intense pénètre dans les tissus par une face d'entrée, où qu'il est produit dans la profondeur du tissu par les rayons  $\gamma$  à mesure de leur absorption.

Les parties les plus sensibles de l'organisme sont la peau, les muqueuses, la moëlle osseuse, les organes de reproduction, tandis que les muscles et les os sont moins sensibles.

L'altération produite par les rayons évolue comme une brûlure ; la réparation des dommages est d'autant plus difficile que l'altération a été plus profonde, c'est-à-dire que le nombre d'éléments atteints a été plus grand. Un effet dit de *latence* s'explique par les différences de radiosensibilité des cellules de la peau. L'irradiation ne produit pas sur l'épiderme une altération instantanée, mais on voit apparaître une lésion après un temps qui peut être de l'ordre de quelques jours. C'est que les cellules pro-

fondes de la peau dans sa couche génératrice sont atteintes quand l'épiderme est encore épargné ; ce dernier subsiste donc jusqu'à son élimination normale, mais son remplacement ne peut avoir lieu.

La destruction des cellules par les rayons paraît être un phénomène qui les atteint individuellement, et il semble y avoir là une certaine analogie avec l'action des rayons sur les microorganismes. Un certain nombre de ces derniers, certains bacilles, levures, spores, etc., sont détruits par les rayons X ou la lumière ultra-violette, et aussi par les rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  des corps radioactifs. Des recherches récentes ont montré que la destruction est soumise à une *loi de probabilité*. Pour être mortellement atteint, un microorganisme doit avoir été soumis individuellement à un effet déterminé, soit qu'il ait été atteint par un rayon  $\alpha$ , soit qu'il ait reçu un ou plusieurs quanta de radiation électromagnétique. Le nombre de quanta exigé pour déterminer la mort se nomme le *seuil*, et il semble que ces quanta considérés comme des projectiles, doivent avoir touché une petite région située à l'intérieur du micro-organisme et nommée la *zone sensible*. Si les quanta issus de la source arrivent avec une distribution de hasard sur la surface de la culture irradiée, la proportion des éléments détruits après un temps d'irradiation connu, est donnée, en fonction de celui-ci, par un groupe de courbes de probabilité correspondant aux valeurs successives du seuil  $s$ . La première de ces courbes,  $s = 1$ , est une exponentielle simple. Cette théorie a été appliquée avec succès, plus particulièrement à l'action des rayons X homogènes très absorbables, de longueur d'onde 4 à 8 unités  $\text{A}^\circ$  (Holweck et Lacassagne).

Si la théorie s'applique à la destruction des cellules, il ne serait, en aucun cas, possible de détruire par une radiation toutes les cellules d'un type déterminé, le temps d'irradiation nécessaire pour cela étant infini.

c) *Action sur l'œil*. — Quand les rayons  $\gamma$  pénètrent dans l'œil, soit de face, soit à travers la tempe, ils produisent une impression d'illumination qui est particulièrement sensible si l'arrivée des rayons a eu lieu brusquement, par un déplacement de la source (ampoule contenant une quantité de radium de l'ordre du décigramme). On peut attribuer cet effet à une excitation de fluorescence dans les milieux de l'œil, et peut-être aussi à une action directe sur la rétine.

#### § 106. Applications médicales.

Les premiers essais en vue de l'utilisation médicale des rayons du radium ont suivi de près la découverte de ce corps et avaient pour objectif les maladies de la peau, telles que le lupus, taches de lie de vin, ulcères superficiels, etc. (Danlos). Depuis, l'importance des applications médicales du radium n'a fait que croître, et ce sont les besoins de la médecine qui entretiennent l'industrie du radium et aussi celle du mésothorium. On désigne par *curiethérapie* la branche de la médecine qui concerne l'utilisation médicale des radioéléments, par analogie avec la *roentgenthérapie* qui utilise les rayons X. La désignation générale de *radiothérapie* comprend l'ensemble de ces deux techniques

faisant intervenir les radiations corpusculaires ou électromagnétiques d'énergie individuelle élevée.

Les radioéléments peuvent être utilisés pour la thérapie par la voie interne, à la manière d'un médicament ; ils agissent alors principalement par le rayonnement  $\alpha$  ; il en est de même quand on les emploie dans un bain. Ils peuvent aussi agir de l'extérieur par leurs rayons  $\gamma$ , et leur emploi offre alors plus d'analogie avec celui des rayons X.

1° *Curiethérapie par voie interne ou par bains.* — Cette thérapie fait appel à l'effet stimulant éventuel du rayonnement  $\alpha$ , soit disséminé dans l'organisme, soit agissant d'une manière plus locale. Les bases scientifiques sont ici encore peu développées, et le caractère empirique prédomine. L'application peut être faite sous des formes très variées :

a) *L'ingestion* a généralement lieu sous forme de boisson pour laquelle on utilise une eau radioactive naturelle ou artificielle. Dans les deux cas le corps actif est le radon, les eaux minérales naturelles contenant rarement des traces de radium (§ 148).

b) *Les injections* sont pratiquées à l'intérieur des veines, des muscles ou des articulations. On utilise pour l'injection du sérum physiologique stérilisé (solution de 7,5 gr. de  $NaCl$  par litre d'eau pure), contenant un radioélément dissous ou en suspension, radium, mésothorium, radiothorium, thorium X, actinium X ; on injecte aussi des solutions de radon ou de son dépôt actif.

c) *L'inhalation* consiste à respirer de l'air contenant du radon. On dispose pour cela de salles ou de cabines d'inhalation ou encore d'appareils individuels combinés avec une solution de radium. Pour les inhalations de thoron on utilise des appareils contenant du thorium X.

d) *Les bains* sont pratiqués à l'aide d'eaux radioactives naturelles ou artificielles contenant surtout du radon et des boues radioactives à base de radium, pouvant aussi contenir du thorium et du radiothorium.

Les activités qui interviennent dans ces traitements sont toujours très faibles. Les doses de radium sont notées en microgrammes, celles de radon en microcuries ou même millimicrocuries. Les radioéléments introduits dans l'organisme sont partiellement éliminés, partiellement fixés pour la durée de leur vie.

Il a été créé des Etablissements qui utilisent pour ces traitements les eaux et les gaz naturels radioactifs de diverses régions.

2° *Curiethérapie externe par rayons  $\gamma$ .* — Cette thérapie dont les bases scientifiques ont été consolidées par des recherches importantes, utilise des quantités relativement grandes de radioéléments répartis

en *foyers* que l'on groupe de manière à obtenir le maximum d'effet utile. La substance principalement utilisée est le radium, sous forme de sel, le plus souvent de sulfate, contenu dans des enveloppes étanches de petit diamètre, en verre ou en métal, ayant la forme de *tubes* fermés aux deux bouts, ou bien ayant une extrémité effilée (*aiguilles*). Une autre forme d'appareils est constituée par les applicateurs à sel collé, où le sulfate de radium est réparti sur une surface plane et fixé à l'aide d'un vernis. Les tubes, aiguilles et appareils à sel collé contiennent des sels de radium et de baryum, avec une proportion de radium pouvant varier de 10 % à 90 %. Les rayons pénétrants des dérivés du radium sont seuls à considérer, et parmi ces derniers l'usage de la filtration élimine les rayons  $\beta$  primaires. La décroissance du radium est assez lente pour que l'on puisse, en pratique, considérer cette substance comme constante (diminution d'environ 0,04 % par an).

On peut remplacer le radium par le mésothorium, *MTh1*, et l'on obtient alors des rayons  $\gamma$  par l'intermédiaire du dérivé de courte vie *MTh2* et d'un dérivé plus éloigné *ThC''*. La décroissance de moitié ayant lieu pour le mésothorium en 6,7 ans, et l'évolution radioactive étant fort complexe (voir § 139), il est nécessaire de contrôler fréquemment le rayonnement actif. Le radiothorium qui décroît de moitié en 2 ans environ, peut également être employé puisqu'il donne naissance au dérivé *ThC''*.

L'emploi du radon dont la période est seulement 3,8 jours, se substitue dans certaines conditions à celui du radium, le dérivé responsable de l'émission de rayons  $\gamma$  étant dans les deux cas le radium C.

A l'aide de méthodes décrites précédemment (§ 51), on peut extraire des solutions de radium le radon accumulé que l'on purifie suffisamment pour le refouler ou le condenser dans un long tube capillaire fermé à un bout, qu'on sépare à la flamme. On procède ensuite au sectionnement du tube, à l'aide d'une microflamme également, en autant de portions qu'on estime utile. Quand le régime du dépôt actif a été établi après 3 heures, les petites ampoules obtenues sont mesurées par le rayonnement  $\gamma$  et mises en service aussitôt que possible ; on tient compte de la décroissance du radon à l'aide de barèmes établis pour cet usage. La préparation de tubes de radon n'est pratiquée que dans les Instituts qui possèdent des quantités relativement importantes de radium et peuvent conserver en solution un gramme ou davantage. Le diamètre des tubes ne dépasse pas quelques dixièmes de millimètre (0,4 mm. à l'Institut du Radium de Paris), pour permettre l'introduction dans des gaines aiguilles métalliques. Les avantages de l'emploi du radon consistent dans la facilité de sa distribution entre les tubes et de la finesse de ceux-ci. De plus, les ampoules de radon ont une valeur beaucoup plus faible que celles de radium, et leur emploi dans les hôpitaux ne comporte pas un risque de perte matérielle considérable.

Quelle que soit la matière radioactive utilisée, une condition essentielle de bonne technique est la connaissance exacte de l'intensité du rayonnement, ce qui exige l'organisation d'un service de mesures.

L'action du rayonnement sur les tissus dépend de sa répartition. Pour atteindre une région profonde, sans endommager la région superficielle traversée, il faut réaliser une irradiation aussi uniforme que possible. Dans ce but, on emploie des rayons  $\gamma$  pénétrants, séparés par filtration du rayonnement global (Dominici).

La filtration est assurée par des gaines métalliques, généralement en platine iridié de 0,5 mm. d'épaisseur. Ces gaines suppriment les rayons  $\beta$  primaires et les rayons  $\gamma$  mous, mais laissent subsister un rayonnement  $\beta$  secondaire excité dans leur couche superficielle par les rayons  $\gamma$  durs ; on diminue l'importance de ces rayons secondaires en superposant à la gaine filtrante une deuxième gaine d'un corps à atomes légers tel que la cire, le liège, le caoutchouc, l'aluminium.

On améliore la répartition du rayonnement filtré dans la zone irradiée, par l'emploi de foyers multiples, avec une distribution géométrique soigneusement étudiée.

Le traitement rationnel exige, en outre, une étude approfondie de la radiosensibilité des tissus et des modifications qui s'y produisent à la suite de l'irradiation. Des recherches systématiques ne peuvent être faites que dans les Instituts disposant d'une organisation convenable de laboratoires et de personnel scientifique.

On traite par la curiethérapie externe diverses affections de la peau, les hémorragies utérines, certaines catégories de névrites, les cicatrices vicieuses.

L'effort principal consiste dans la lutte contre les cancers profonds où jusqu'ici la chirurgie a pu seule être employée. Les cancers sont d'espèces très différentes, doués de radiosensibilité inégale. Pour plusieurs types de cette maladie, le traitement par les radiations donne une forte proportion de guérisons persistantes. D'autres types paraissent plus réfractaires et demandent des recherches nouvelles. Suivant la nature de l'affection et les conditions géométriques, on emploie, soit la curiethérapie, soit la roentgenthérapie, soit encore la superposition de ces deux moyens d'action. Dès à présent, les résultats obtenus sont importants ; on peut espérer de nouveaux progrès, à mesure que se poursuivent les recherches de base, et à mesure que deviendront habituels le diagnostic précoce du cancer et le traitement immédiat.

### § 107. Protection contre le rayonnement.

La manipulation des matières radioactives exige des précautions, afin d'éviter les dangers pouvant provenir du rayonnement : danger d'introduction de matières radioactives dans l'organisme, danger du rayonnement pénétrant agissant de l'extérieur.

1° *Danger de l'absorption interne.* — A ce point de vue, on peut, dans une certaine mesure, et malgré la différence du mécanisme

d'action, assimiler le comportement des matières radioactives à celui de poisons à action relativement lente. L'introduction des radioéléments dans l'organisme est nuisible par excès de dose ou par accumulation des effets, tandis qu'en proportion minime ces éléments peuvent être utiles ou tout au moins inoffensifs. Il y a donc lieu d'observer dans leur maniement les règles de prudence qui s'imposent dans la manipulation des matières chimiquement toxiques.

Ces règles consistent à manipuler les matières solides ou liquides avec des outils appropriés, sans contact direct avec les mains, à éviter la dissémination dans l'air de poussières solides ou de gouttelettes liquides, — à se servir de pipettes qui aspirent un liquide par la décompression d'un tube ou d'un ballon en caoutchouc, — à éviter la présence de gaz radioactifs dans les pièces de travail, en les envoyant à l'extérieur et en aérant largement les locaux. Quand il s'agit de traiter les matières concentrées, on peut avoir recours à des hottes vitrées de construction particulière, protégées de tous côtés par des glaces, et où les mains pénètrent par des orifices ménagés à cet effet ; dans la hotte passe un courant d'air qui entraîne les gaz dégagés. Enfin, il est recommandé de ne point séjourner sans nécessité au voisinage de matières concentrées, pendant leur traitement chimique, mais de s'en éloigner dès que la surveillance de près n'est pas indispensable.

2° *Danger du rayonnement pénétrant.* — Ce danger accompagne non seulement le maniement mais aussi la conservation des matières radioactives. Les moyens de défense sont au nombre de deux : interposer entre l'opérateur et la source de rayons des écrans absorbants faits avec une matière dense telle que le plomb, — s'écarter de la source de rayons autant que le permettent les conditions du travail, puisque le rayonnement d'une source de dimensions modérées varie en raison inverse du carré de distance à celle-ci. Ces précautions sont semblables à celles qu'on applique dans l'usage des rayons X, mais en raison du plus grand pouvoir pénétrant des rayons  $\gamma$  il faut employer des écrans protecteurs plus épais.

A l'Institut du Radium de Paris, on emploie couramment des écrans de plomb pour protéger le personnel, tout comme on en emploie pour protéger les appareils électrométriques contre le rayonnement venant de l'extérieur. Souvent les mêmes enveloppes de plomb protègent aussi bien les appareils que l'opérateur. Dans d'autres cas, on a recours à une protection supplémentaire : écrans pour le service de mesures, rideaux protecteurs pour l'appareil à préparation de radon, tables doublées de plomb pour le maniement de tubes à radium ou à radon, glaces à plomb épaisses interposées entre ces tubes et le visage de l'opérateur, etc.

Pour manipuler les tubes contenant une matière radioactive concentrée, on dispose d'un outillage de pinces qui permet d'éviter toute imprudence. Le transport de tubes a lieu dans une cassette à parois plombées d'épaisseur suffisante. Leur conservation est assurée dans des coffres ou armoires pro-

tégés par des parois de plomb d'un centimètre d'épaisseur ou davantage, ou bien par des parois de briques ordinaires de 20 cm. ou davantage. Pour la facilité de transport, on prépare des briques de plomb à l'aide desquelles on constitue des cloisons mobiles (1).

L'analyse du sang fournit un contrôle précieux de l'état des personnes qui manipulent les matières radioactives. Les troubles de santé attribuables aux rayons sont, en effet, généralement accompagnés, dès leur phase initiale, par une altération de la formule du sang : nombre de globules rouges et de globules blancs, proportion de globules polynucléaires. Il est nécessaire alors d'interrompre le travail ou d'en modifier les conditions.

---

(1) Quelques accidents graves survenus dans des établissements industriels ou commerciaux, sont attribuables à une organisation de travail manifestement défectueuse.

---

## CHAPITRE XIX

### LA TRANSMUTATION D'ATOMES LÉGERS SOUS LE CHOC DE RAYONS $\alpha$ . LES NEUTRONS. CHOC DE PROTONS

---

#### § 108. Transmutation avec émission de protons.

En soumettant l'azote au choc de rayons  $\alpha$ , Rutherford a observé la production en petit nombre de rayons  $H$  rapides attribués à la présence d'hydrogène occlus dans l'appareil ; mais il a constaté, en outre, qu'on obtient aussi sur l'écran au sulfure de zinc détecteur, des scintillations qui correspondent à des rayons d'un parcours beaucoup plus grand que le parcours maximum des rayons  $H$  dans les conditions de l'expérience. Rutherford a supposé qu'il s'agit, en ce cas, de protons arrachés aux noyaux d'azote par suite de chocs particulièrement violents (1919). Les expériences ultérieures ont confirmé cette présomption, et ont permis d'étendre à d'autres atomes légers les conclusions relatives à l'azote. Il a ainsi été établi que *le bombardement de certaines matières par les rayons  $\alpha$  est susceptible de provoquer une transformation atomique* (souvent désignée comme « désintégration artificielle ») <sup>(1)</sup>. C'est là le premier exemple où une telle transformation ait été obtenue par le choix des moyens expérimentaux, et non spontanément, comme dans le cas des transformations radioactives. Le nombre d'atomes modifiés par le bombardement est très petit, car seuls les chocs qui correspondent à une très petite distance d'approche sont susceptibles de produire le phénomène.

Les méthodes d'observation des rayons  $H$  de transmutation, sont semblables à celles employées pour l'étude des rayons  $H$  « naturels », c'est-à-dire de ceux qui proviennent de la projection de protons à partir d'atomes d'hydrogène (§ 80), sauf en ce point que l'émission des protons de transmutation peut avoir lieu aussi bien vers l'arrière

---

<sup>(1)</sup> L'emploi de ce terme présente des inconvénients, du fait qu'il ne s'agit pas nécessairement d'un morcellement du noyau, comme il a été démontré par la suite.

que vers l'avant, par rapport à la direction des rayons  $\alpha$  générateurs. La détection a lieu par la méthode des scintillations, par celle de compteurs électriques, ou encore à l'aide des trajectoires de brouillard dans une chambre à détente. Pour l'étude des protons projetés vers l'avant, à l'aide des deux premières méthodes, on peut utiliser le dispositif représenté dans la figure 146. Les difficultés principales consistent à éliminer les rayons  $H$  naturels provenant de traces d'hydrogène occluses dans la source, les diaphragmes et les parois de l'appareil, ainsi qu'à éviter toute confusion pouvant provenir de rayons  $\alpha$  primaires ou dispersés. Aussi, les observations les plus précises sont celles qui concernent les rayons  $H$  de transmutation dont le parcours

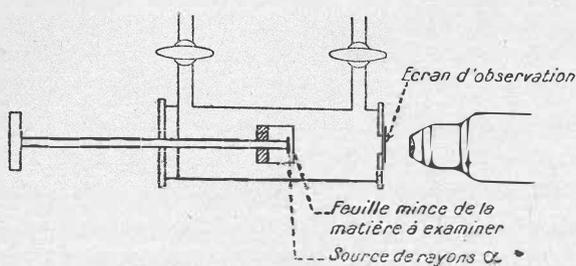


FIG. 146.

est supérieur à celui des rayons  $\alpha$  générateurs. Dans le tableau ci-dessous, on a indiqué le parcours, en cm., dans l'air à  $15^\circ$  et pression normale, de rayons  $H$  de transmutation émis par quelques éléments sous le bombardement des rayons  $\alpha$  de  $RaC'$ .

	<u>B</u>	<u>N</u>	<u>F</u>	<u>Na</u>	<u>Al</u>	<u>P</u>
protons émis vers l'avant	58	40	65	58	90	65
protons émis vers l'arrière	38	18	48	36	67	49

Pour les rayons  $H$  émis vers l'arrière, le parcours est plus petit que pour ceux émis vers l'avant. D'autre part, on trouve, en général, que le parcours maximum des protons aussi bien que leur nombre, augmentent avec la vitesse des rayons  $\alpha$  générateurs, le phénomène pouvant encore être observé, dans le cas de l'aluminium, avec des rayons  $\alpha$  de 2,5 cm. de parcours. La mesure de la déviation magnétique a permis de prouver que les particules émises sont bien des rayons  $H$ , c'est-à-dire des protons en mouvement. On a admis d'abord que leur parcours dans l'air est proportionnel, comme pour les rayons  $\alpha$ , au cube de leur vitesse d'émission. On emploie maintenant une relation un peu différente (§ 80).

Pour étendre les observations à des particules de parcours plus réduit, on a eu recours à la méthode *rétrograde* qui consiste à observer l'émission de rayons de transmutation dans une direction qui fait un angle obtus avec celle des rayons  $\alpha$  générateurs (Kirsch et Pettersson) (fig. 147). Pour faire la distinction entre les rayons  $\alpha$  dispersés et les rayons  $H$ , on peut se baser, dans une certaine mesure, sur la clarté des scintillations ; de plus, les rayons  $\alpha$  qui ont subi une grande déviation sur un atome léger, ont un parcours restant réduit par rapport à leur parcours normal. Quant aux rayons  $H$  naturels, leur émission ne peut avoir lieu vers l'arrière. Grâce à ces circonstances,

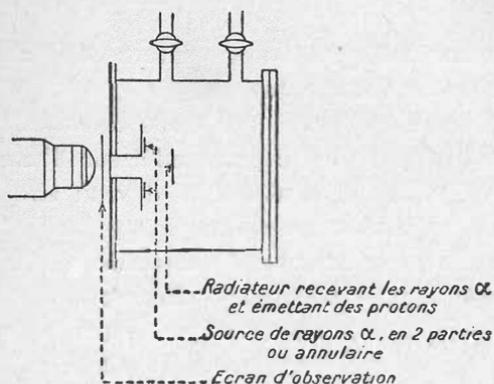


FIG. 147. — Méthode rétrograde.

on a pu observer des protons de transmutation de parcours inférieur à celui des rayons  $\alpha$  excitateurs.

Il subsiste encore des divergences entre les résultats obtenus par divers auteurs. La possibilité de transmutation avec émission de protons paraît certaine pour la plupart des éléments légers jusqu'au potassium ; pour *Li*, *Be*, *C* et *O* l'accord d'opinion n'est pas réalisé, et de même pour quelques éléments au delà du potassium.

Le rendement de la transmutation, c'est-à-dire le nombre de rayons  $H$  (ou d'atomes transformés) par rayon  $\alpha$  utilisé, n'est encore connu qu'imparfaitement. Les nombres indiqués par divers auteurs pour la transmutation de l'aluminium par les rayons  $\alpha$  de *RaC'*, sont de l'ordre de 10 atomes transformés pour  $10^6$  rayons  $\alpha$ . Dans l'azote, on a obtenu, par la méthode de Wilson, 8 rayons  $H$  de transmutation sur 400.000 trajectoires de rayons  $\alpha$ , soit 20 atomes transformés pour  $10^6$  rayons  $\alpha$  de *Th(C + C')* (Blackett).

Ainsi, la production d'hydrogène par transmutation atomique

est, en tout cas, minime ; à la mise en liberté d'une molécule d'hydrogène pour  $10^5$  rayons  $\alpha$  de  $RaC'$ , correspondrait, par an et gramme de radium, un volume d'hydrogène à peine d'environ 0,3 millièmes de millimètre cube.

Certains protons libérés par transmutation ont un parcours considérable. D'après le tableau 9, Appendice, on doit attribuer à un proton de parcours supérieur à 70 cm., une énergie cinétique supérieure à celle du rayon  $\alpha$  générateur, émis par  $RaC'$  (1). Tel est le cas des protons émis dans la transmutation de  $Al$  par les rayons  $\alpha$  de  $RaC'$ , avec le parcours 90 cm. auquel correspond une vitesse  $4 \times 10^9$  cm./sec. et une énergie environ 1,17 fois plus grande que celle du rayon  $\alpha$  générateur.

Il faut donc admettre que l'énergie interne de l'atome intervient dans le phénomène de transmutation.

Lors de l'émission d'un proton par transmutation, le nombre atomique du noyau résiduel devrait être inférieur d'une unité à celui du noyau primitif, et la masse atomique devrait être aussi diminuée d'une unité. Mais on peut aussi concevoir que la particule  $\alpha$  qui est entrée en collision avec le noyau reste attachée à celui-ci. En ce cas, il y aurait, au total, augmentation de 3 unités pour la masse atomique et d'une unité pour le nombre atomique. Dans cette hypothèse la transmutation d'un atome d'azote conduirait à la formation d'un isotope d'oxygène de masse 17 (2-3). Tel paraît être le résultat obtenu par Blackett dans les expériences citées plus haut qui ont consisté à photographier un grand nombre de trajectoires de rayons  $\alpha$  de  $ThC + ThC'$ , obtenues par la méthode Wilson, dans l'azote additionné de 10 % d'oxygène. Sur 270.000 trajectoires de rayons  $\alpha$  de  $ThC'$  et 145.000 trajectoires de rayons  $\alpha$  de  $ThC$ , on a observé un grand nombre de fourches correspondant à des chocs élastiques, et de plus, 8 fourches attribuées à la transmutation de noyaux d'azote et formées chacune de 2 bras, dont l'un est la trajectoire du proton et l'autre celle du résidu atomique comprenant la particule  $\alpha$  incorporée. Une fourche de ce genre est représentée dans la planche XXIII, figure 1. L'explication de ces fourches suppose la conservation de la

(1) Soit  $v$  la vitesse et  $R$  le parcours du rayon  $\alpha$  ; la vitesse d'un proton de même énergie est  $v' = 2v$  ; son parcours est donc  $R' = 8R$ , si l'on admet que  $R/R = v'^3/v^3$ , d'où  $R' = 56R$ . L'emploi des nombres du tableau 9 a pour effet d'augmenter la valeur de  $R$ .

(2) Idée exprimée par J. Perrin.

(3) Les atomes  $^{17}O$  sont présents dans l'air atmosphérique en très faible proportion par rapport aux atomes  $^{16}O$  (§ 21).

quantité de mouvement, mais non celle de l'énergie cinétique; la valeur de celle-ci, au total, après le choc, a été en moyenne égale à la fraction 0,80 de l'énergie initiale du rayon  $\alpha$ . La transformation de l'azote avec capture de la particule  $\alpha$  serait ainsi accompagnée d'une perte d'énergie cinétique. Si l'on suppose un processus analogue pour l'aluminium  $A = 27$ , le calcul montre que l'expulsion d'un proton de 90 cm. de parcours, par une particule  $\alpha$  de  $RaC'$ , dans la direction même de celle-ci, avec formation de l'atome  $^{30}Si$ , correspond à une augmentation de 17 % pour l'énergie cinétique, la vitesse d'émission du proton étant, en ce cas, dans le rapport 2,13 à celle du rayon  $\alpha$ .

En appliquant le principe de conservation des quantités de mouvement à la transmutation d'un noyau de masse  $M_n$  après transmutation avec capture de la particule  $\alpha$ , on obtient les équations :

$$(1) \quad \begin{aligned} M_n v_n \cos \theta_n + M_\pi v_\pi \cos \theta_\pi &= Mv \\ M_n v_n \sin \theta_n - M_\pi v_\pi \sin \theta_\pi &= 0 \end{aligned}$$

où  $Mv$  est la quantité de mouvement de la particule  $\alpha$ ;  $M_n v_n$  et  $M_\pi v_\pi$  sont respectivement les quantités de mouvement du noyau et du proton après le choc;  $\theta_n$  et  $\theta_\pi$  sont respectivement les angles des directions de projection avec celle du rayon  $\alpha$ . De ces équations, on déduit :

$$\frac{M_n v_n}{Mv} = \frac{\sin \theta_\pi}{\sin(\theta_n + \theta_\pi)} \quad \frac{M_\pi v_\pi}{Mv} = \frac{\sin \theta_n}{\sin(\theta_n + \theta_\pi)};$$

Ayant mesuré les angles  $\theta_n$  et  $\theta_\pi$  sur la photographie d'une fourche, on peut calculer  $M_n v_n$  et  $M_\pi v_\pi$  par rapport à  $Mv$ . La vitesse  $v_\pi$  du proton s'en déduit directement. D'après la longueur de la trajectoire du noyau, on peut estimer si la supposition que  $M_n = M' + 3$  ( $M'$ , masse du noyau avant la transmutation) est plausible. On peut aussi évaluer  $v_\pi$  par la mesure du parcours d'un proton émis sous un angle  $\theta_\pi$  et déduire  $v_n$  des équations (1).

Si l'on admet que chaque transmutation d'un même type est accompagnée d'un dégagement d'énergie  $Q$  (positif ou négatif), on peut calculer celui-ci, d'après la relation :

$$W_n + W_\pi = W_\alpha + Q$$

( $W_\alpha$  énergie cinétique du rayon  $\alpha$  avant le choc,  $W_\pi$  et  $W_n$ , respectivement, énergies cinétiques du proton et du noyau après le choc).

Si le principe de conservation de l'énergie s'applique dans l'en-

semble, la variation d'énergie cinétique  $Q$  doit être considérée comme l'équivalent des variations d'énergie internes qui correspondent aux variations de masse par effet de condensation (§ 21). La réaction des masses (mesurées au repos), s'écrit :

$$M_n + M_\pi = M + M' - \Delta$$

où  $\Delta$  est la diminution de masse du système, et on doit avoir  $Q = c^2\Delta$  ( $c$  vitesse de la lumière),  $Q$  étant  $> 0$  s'il y a perte de masse et  $< 0$  en cas contraire. Le contrôle de cette relation énergétique demande la détermination précise de  $Q$  et de toutes les masses qui interviennent. Ces données expérimentales sont encore incomplètes. On considère, cependant, comme probable qu'il y a conservation d'énergie et que par conséquent :

$$W_n + W_\pi = W_\alpha + c^2\Delta$$

S'il y a eu émission de rayons  $\gamma$  dans la transmutation, leur énergie  $W_\gamma$  doit s'ajouter au premier membre de l'équation.

Les termes de celle-ci s'expriment en ergs ou en électron-volts. Un électron-volt équivaut à  $1,591 \times 10^{-12}$  ergs. Une unité de masse atomique (1/16 d'atome  $^{16}_8\text{O}$ ), équivaut, en énergie interne, à  $9,32 \times 10^8$  électron-volts.

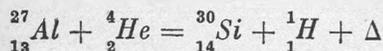
Pour que la transmutation puisse se produire, il est nécessaire que le bilan d'énergie soit favorable, c'est-à-dire que  $W_\alpha + c^2\Delta > 0$ .

Les protons de transmutation paraissent en général composés de groupes de parcours défini (Bothe, Frantz, Pose, Chadwick, etc.). La théorie conduit à supposer que ces groupes, de vitesse initiale définie, correspondent à la capture de la particule  $\alpha$ , tandis que les protons émis par transmutation sans capture, auraient des vitesses d'émission à distribution continue. On a aussi observé un effet de *résonance* qui consiste en une émission de groupes homogènes de protons, pour des vitesses de rayons  $\alpha$  comprises entre des limites d'autant plus étroites que la couche de matière qui absorbe ces rayons est plus mince (Pose).

Les équations de conservation d'énergie et de quantité de mouvement montrent que les protons de parcours maximum doivent être émis dans la direction des rayons  $\alpha$  incidents ; le parcours diminue quand l'angle du proton avec cette direction augmente de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ . Ces prévisions sont vérifiées expérimentalement.

La figure 148 représente, d'après J. Chadwick, l'émission de protons par une mince feuille d'aluminium, recevant un faisceau de

rayons  $\alpha$  d'énergie  $5,3 \times 10^6$  eV. Les protons émis vers l'avant forment deux groupes homogènes dont les parcours sont voisins de 33 cm. et 63 cm., et les énergies de  $5 \times 10^6$  et  $7,3 \times 10^6$  eV. Pour le premier de ces groupes, le dégagement d'énergie cinétique est  $Q' = -0,16 \times 10^6$  eV., pour le second,  $Q = +2,1 \times 10^6$  eV. Pour interpréter ces résultats, on peut admettre que  $Q$  représente intégralement l'énergie  $c^2\Delta$ , libérée dans la réaction nucléaire :



[où les symboles désignent les masses des noyaux correspondants (1)]. Le groupe de protons de plus petit parcours étant émis avec une ab-

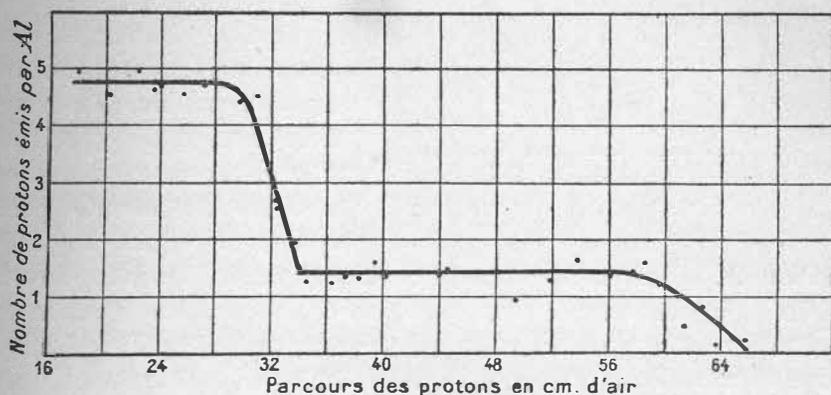


FIG. 148.

sorption d'énergie cinétique  $Q'$ , il y a, en même temps, excitation du noyau résultant, et celui-ci revient à l'état normal par émission d'un quantum de rayon  $\gamma$  d'énergie  $Q - Q'$ .

L'excitation du noyau fait intervenir son système de niveaux. La particule  $\alpha$  est capturée, avec le dégagement d'énergie  $E_\alpha$ , si la capture a lieu sur le niveau fondamental auquel on attribue l'énergie  $-E_\alpha$ . Si la particule est capturée sur un niveau d'excitation  $-E'_\alpha$ , le dégagement d'énergie est  $E'_\alpha$ . Si l'extraction du proton demande,

(1) Ou, indifféremment, celles des atomes, le nombre d'électrons extranucléaires étant le même dans chaque membre.

La notation des nombres de masse et des nombres atomiques est celle qui a été adoptée par le Conseil Solvay de 1933.

dans les deux cas, une absorption d'énergie  $E_\pi$ , les équations d'échange d'énergie s'écrivent :

$$(1) \quad W_n + W_\pi = W_\alpha + E_\alpha - E_\pi = W_\alpha + c^2\Delta$$

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} W'_n + W'_\pi = W_\alpha + E'_\alpha - E_\pi \\ W_\gamma = E_\alpha - E'_\alpha \end{array} \right.$$

La figure 149 représente, d'après Duncanson et Miller, l'effet de niveaux de résonance dans la transmutation de l'aluminium, quand

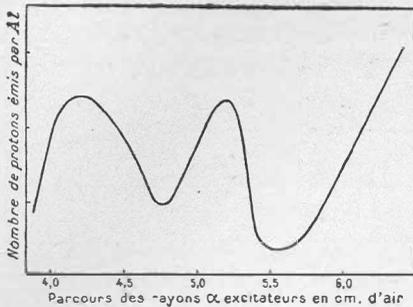


FIG. 149.

on fait varier le parcours des rayons  $\alpha$  excitateurs de 6,5 à un peu moins de 4 cm. Le nombre de protons de transmutation décroît d'abord rapidement avec l'énergie des rayons  $\alpha$ , mais ensuite la courbe présente des minima et des maxima. Ces derniers correspondent aux niveaux de résonance, c'est-à-dire aux énergies pour lesquelles la facilité de péné-

tration de la particule  $\alpha$  dans le noyau est particulièrement élevée.

On a signalé, dans la transmutation de  $Al$ , plusieurs groupes de protons, reliés à plusieurs valeurs de niveaux nucléaires. Pour l'azote, on a trouvé un seul groupe de protons, émis par transmutation avec capture, avec une absorption d'énergie :  $Q = -1,3 \times 10^6 \text{ eV}$ . Le bore, le fluor et le sodium émettent plusieurs groupes homogènes.

#### § 109. Excitation de rayons pénétrants dans les atomes légers sous le choc des rayons $\alpha$ .

En soumettant diverses substances au bombardement par les rayons  $\alpha$  du polonium, Bothe et Becker ont observé que certains atomes légers émettent, dans ces conditions, un rayonnement de faible intensité dont le pouvoir pénétrant est supérieur à celui des rayons  $\gamma$  les plus durs émis par les radioéléments (1930). Ce phénomène a été d'abord interprété comme une émission de rayons  $\gamma$  par les noyaux, à la suite d'une excitation de ceux-ci, pouvant être accompagnée d'une capture de la particule  $\alpha$ . L'effet est particulièrement important chez le glucinium ( $Be$ ), mais on l'observe aussi, à un moindre degré, chez  $Li$ ,  $B$ ,  $F$ ,  $Na$ ,  $Mg$ ,  $Al$ .

Irène Curie et F. Joliot, utilisant une méthode d'ionisation, ont mis en évidence une nouvelle propriété des rayons pénétrants émis par le glucinium, ou le bore. Ces rayons sont capables de projeter les noyaux légers, tels que les protons contenus dans les matières hydrogénées, ou les noyaux d'hélium (1932). Ce caractère fondamental du nouveau rayonnement est une cause déterminante de son absorption.

Le dispositif expérimental est représenté dans la figure 150. Une source intense  $S$  de rayons  $\alpha$  (environ 100 millicuries de  $Po$ ) est placée au-dessus et très près d'une couche mince  $R$  de l'élément léger étudié. Les rayons émis par celui-ci, traversent des écrans  $F$  et pénètrent dans une chambre d'ionisation  $A$  montée sur un électromètre  $E$  très sensible.

La face d'entrée de la chambre est constituée par une feuille d'aluminium mince (0,01 mm. d'épaisseur). Les rayons issus de la source  $Po + Be$  ( $Be$  irradié par les rayons  $\alpha$  de  $Po$ ) et filtrés par 1,5 cm. de plomb pour éliminer le faible rayonnement  $\gamma$  du polonium, produisent dans la chambre un courant très faible (de l'ordre de  $10^{-4}$  U. E. S.). Ce courant reste sensiblement le même quand on interpose entre l'écran de plomb et la chambre des écrans minces de  $C$ ,  $Cu$  ou  $Ag$ , mais on peut le doubler en interposant un écran de cellophane, de papier ou de paraffine. Ces substances hydrogénées émettent, en effet, dans ces conditions, des protons qui produisent dans la chambre une ionisation supplémentaire. En remplissant la chambre successivement d'air ou d'hélium, à masse de gaz égale, on trouve que le courant produit par les rayons de la source ( $Po + Be$ ) ou ( $Po + B$ ) est beaucoup plus intense dans  $He$  que dans l'air, l'ionisation supplémentaire dans  $He$  étant attribuable aux noyaux de  $He$  projetés.

Si on interpose des écrans épais entre la source et la chambre, on constate qu'à masse superficielle égale le rayonnement de  $Po + Be$  ou de  $Po + B$  est d'autant plus absorbé que les atomes absorbants sont plus légers. La paraffine par exemple absorbe beaucoup plus que le cuivre.

La projection de noyaux légers a été confirmée par la méthode des trajectoires de brouillard. Les rayons d'une source ( $Po + Be$ ) qui pénètrent dans une chambre à détente, peuvent extraire des protons d'un écran de paraffine placé à l'intérieur de celle-ci, ou des molécules de vapeur d'eau qui y sont contenues. La projection de noyaux d'hélium et d'azote a été vérifiée de la même manière. Le

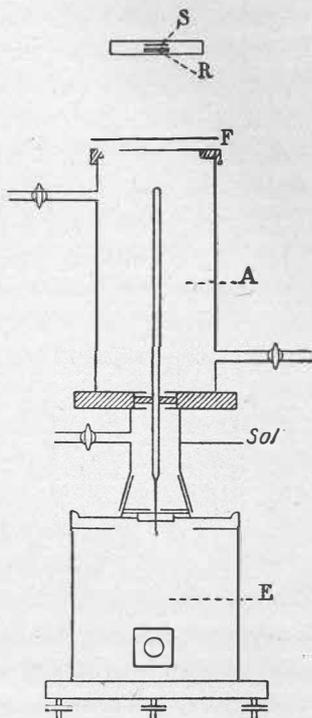


FIG. 150.

rayon pénétrant qui donne lieu à la projection ne donne pas de trajet ionisant visible sur les clichés (pl. XXIII, fig. 2, 3, 4 et pl. XXIV, fig. 1).

Pour l'observation des rayons projetés, on emploie aussi le compteur à amplification proportionnel.

L'explication des expériences de projection de noyaux légers soulève des difficultés quand on considère les rayons qui en sont responsables comme des rayons  $\gamma$ . J. Chadwick a montré que ce phénomène s'interprète d'une manière satisfaisante en admettant qu'il existe dans le rayonnement pénétrant émis par *Be* ou *B* des *neutrons*, noyaux de masse atomique voisine de 1 et de charge nulle, pouvant être constitués par un proton et un électron liés plus intimement que dans un atome d'hydrogène. L'existence de neutrons avait été déjà envisagée précédemment par divers auteurs, mais la projection de noyaux légers est le premier phénomène qui donne à cette notion un appui expérimental.

Les neutrons sont un nouveau rayonnement corpusculaire susceptible d'être émis par les éléments légers sous le choc de rayons  $\alpha$ . L'émission d'un neutron correspond à un mode de transmutation atomique qui, pour certains éléments, en particulier pour *Be*, apparaît de préférence à une émission de protons, la particule  $\alpha$  étant capturée dans le noyau.

Cependant, le rayonnement de *Be* et de *B* comprend, non seulement des neutrons, mais aussi des rayons  $\gamma$  qui produisent, par effet Compton, des électrons de choc, observables dans une chambre à détente, d'énergie de quelques millions d'électron-volts.

Comme dans le cas de l'émission des protons, l'énergie communiquée au neutron dans une transmutation dépend de l'énergie de la particule  $\alpha$  et de l'énergie dégagée ou absorbée dans la réaction qui reste constante quand la vitesse des rayons  $\alpha$  change. L'énergie des neutrons est maximum quand ils sont émis dans la direction des rayons  $\alpha$  et décroît quand l'angle d'émission varie de 0 à 180° ainsi qu'on peut le prévoir par les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement.

Ainsi les neutrons émis par une couche de matière, *Be* par exemple, qui absorbe entièrement les rayons  $\alpha$  d'une préparation radioactive placée tout près, sont forcément de vitesse hétérogène.

Les conditions expérimentales n'ont pas permis jusqu'ici d'observer des groupes de neutrons homogènes. Il y a cependant une indication de séparation en groupes, et aussi de phénomènes de résonance semblables à ceux qui ont été observés pour l'émission de protons (§ 108).

Les résultats donnés ci-dessus se rapportent à l'excitation de quelques éléments par les rayons  $\alpha$  du polonium dont la vitesse initiale est  $1,6 \times 10^9$  cm./sec., et l'énergie  $5,3 \times 10^6$  eV.

	Neutrons		Rayons $\gamma$
	Parcours maximum des protons projetés	Energie des neutrons en eV	Energie en eV
Glucinium.. 2 groupes	28 cm.	$4,5 \times 10^6$	$5 \times 10^6$
	70 cm.	$7,8 \times 10^6$	
Bore..... 1 groupe.	16 cm.	$3,25 \times 10^6$	$3 \times 10^6$
Lithium .....		0,2 à $0,5 \times 10^6$	$< 10^6$

Le fluor, le sodium, le magnésium, l'aluminium émettent aussi des neutrons et des rayons  $\gamma$ .

Les éléments *B*, *F*, *Na* et *Al* sont parmi ceux qui peuvent subir une transmutation avec émission de protons (§ 108). Dans le cas du bore, on attribue l'émission de protons à  $^{10}\text{B}$ ; l'émission d'une partie des neutrons est probablement aussi attribuable à cet isotope. Pour les éléments *F*, *Na* et *Al* dont on ne connaît qu'un représentant il faut admettre que les deux modes de transmutation sont possibles. L'émission de rayons  $\gamma$  peut se rattacher à celle de plusieurs groupes homogènes de protons ou de neutrons, et représenter les différences énergétiques entre ces groupes, mais il semble qu'elle peut aussi correspondre, dans certains cas, à une excitation du noyau sans capture de la particule  $\alpha$ , ne s'accompagnant pas forcément d'une transmutation.

§ 110. — Le rayonnement de neutrons. Masse du neutron.

Un neutron n'est pas un projectile ionisant à la manière d'un rayon  $\alpha$  ou d'un rayon  $\beta$ . Son pouvoir pénétrant est grand parce que ce noyau de charge nulle a peu d'action sur les électrons et son énergie ne s'épuise pas dans de multiples chocs ionisants. Elle est dépensée dans les chocs avec les noyaux, qui se manifestent par la projection de ceux-ci ou par leur transmutation.

Les formules de conservation de la quantité de mouvement montrent que l'énergie qui peut être communiquée à un noyau par choc élastique est d'autant plus grande que la masse du noyau est plus voisine de 1, masse du neutron. Sur les noyaux lourds, les neutrons sont diffusés sans perte d'énergie appréciable ; ils cèdent au contraire une fraction importante de leur énergie dans les chocs directs avec les noyaux légers. Dans les chocs avec les noyaux d'hydrogène, ils peuvent céder la totalité de leur énergie.

La seule méthode dont on dispose pour évaluer l'énergie d'un neutron est la mesure de l'énergie des noyaux projetés, plus particulièrement des protons. L'énergie des neutrons est égale à celle des protons qu'ils projettent vers l'avant, et que l'on peut déterminer par la mesure du parcours. Pour des neutrons rapides (quelques millions de  $eV$ ) on peut mesurer le parcours maximum dans l'aluminium des protons extraits par les neutrons d'une couche mince de paraffine qu'ils traversent. Pour des neutrons lents on peut mesurer dans un appareil Wilson le parcours des rayons  $H$  qui proviennent de la vapeur d'eau contenue dans la chambre à détente.

Dans les expériences faites par la méthode d'ionisation, on distingue les neutrons des rayons  $\gamma$  par le caractère particulier de leur absorption : absorption massique d'autant plus grande que les éléments absorbants sont plus légers. Le coefficient d'absorption qui se compose d'un terme de diffusion et d'un terme de perte d'énergie lors des chocs, dépend beaucoup du dispositif expérimental. Pour les neutrons rapides (quelques millions de  $eV$ ), l'intensité est réduite de moitié par une épaisseur de plomb de l'ordre de 5 cm. et une épaisseur d'aluminium du même ordre (qui représente une masse bien plus faible). Les neutrons lents (énergie de l'ordre de 0,5  $eV$ ) sont pratiquement absorbés dans 1 cm. de plomb.

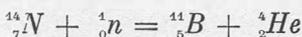
L'étude des neutrons, rayonnement très pénétrant, non déviable par un champ magnétique, décelable uniquement par ses effets secondaires, présente des difficultés très analogues à celles que l'on rencontre dans l'étude des rayons  $\gamma$ . En particulier il est très difficile d'établir une méthode de numération de ces particules.

Les neutrons sont émis au cours de diverses réactions de transmutation provoquées par les rayons  $\alpha$  ou les deutons (noyau  ${}^2H$ ). On suppose que les neutrons disparaissent peu de temps après leur émission, soit que ce noyau se transforme spontanément en un atome d'hydrogène, soit qu'il disparaisse capturé par un noyau, en y produisant une transmutation.

*Emission d'électrons positifs ou négatifs dans les transmutations.* — Les observations faites par la méthode des trajectoires de brouillard démontrent que certains éléments légers soumis à l'action des rayons  $\alpha$  émettent non seulement des protons ou des neutrons, mais aussi des électrons positifs. Dans la planche XXIV, figure 3, on voit un proton et un électron positif, issus par transmutation d'une feuille d'aluminium (Irène Curie et F. Joliot). Dans le cas de  $A$  et de  $B$ , on peut supposer que la transmutation a lieu, soit avec émission d'un proton, soit

avec celle d'un neutron et d'un électron positif. Dans le cas du glucinium, la production de paires d'électrons pourrait avoir lieu par un effet de matérialisation interne de rayons  $\gamma$  (§ 90') : un photon de transmutation se transformerait en sortant du noyau, donnant naissance à un électron positif et à un électron négatif.

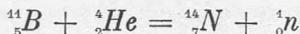
*Transmutation par choc de neutrons.* — Le choc exceptionnel d'un neutron sur un noyau léger est le plus souvent élastique. Parfois, cependant, le neutron peut provoquer une transmutation (Feather). Telle est l'interprétation d'un choc représenté dans la planche XXIV, figure 2. La réaction nucléaire présumée est



D'autres transmutations produites par les neutrons ont été observées par la méthode de Wilson (oxygène, fluor, argon). La création artificielle de radioéléments par les neutrons (voir § 112) montre que les neutrons peuvent provoquer la transmutation d'un très grand nombre d'éléments jusqu'aux plus lourds, et que ce phénomène est fréquent.

*Masse du neutron.* — La comparaison de l'énergie maximum de divers noyaux projetés a permis par la considération des formules de quantité de mouvement d'établir que la masse du neutron est voisine de 1 (J. Chadwick). Pour obtenir une détermination plus précise de cette masse on peut utiliser une réaction nucléaire faisant intervenir le neutron : si toutes les autres masses qui interviennent dans la réaction sont connues, ainsi que l'énergie mise en jeu, on peut calculer la masse du neutron.

La première détermination a été faite en supposant que les neutrons excités dans le bore par les rayons  $\alpha$  sont émis suivant la réaction



réaction où seule la masse de  ${}_{0}^{1}\text{n}$  est inconnue (J. Chadwick). Cependant les expériences sur les électrons de transmutation ont montré que l'émission des neutrons du bore doit être attribuée au moins en partie au noyau  ${}_{5}^{10}\text{B}$  comme celle des protons. Un calcul qui fait intervenir l'énergie maximum des protons, des neutrons et des électrons positifs émis par  ${}_{5}^{10}\text{B}$  sous l'action des rayons  $\alpha$  du polonium conduit à une masse 1,010 pour le neutron (Irène Curie et F. Joliot).

D'autres réactions nucléaires relatives à l'émission de neutrons dans les transmutations conduisent à des valeurs diverses comprises entre 1,006 et 1,010. La masse n'est pas définitivement fixée actuelle-

ment car elle dépend de la connaissance de l'énergie totale (particules émises et rayons  $\gamma$ ) dégagée par les réactions et les conclusions peuvent être modifiées par la découverte d'un nouveau groupe de neutrons ou de rayons  $\gamma$  émis.

Si la masse du neutron est supérieure à celle du proton, on peut supposer que le neutron est instable et se transforme spontanément en noyau d'hydrogène, avec dégagement d'énergie.

### § 111. Transmutation par le choc de protons.

Pour produire une transmutation, soit avec émission d'un proton, soit avec celle d'un neutron, on a utilisé des particules  $\alpha$  dont l'énergie est élevée. Des expériences récentes de Cockroft et Walton (1932), ont montré qu'on peut obtenir des transmutations à l'aide de protons d'énergie modérée, 100 à 400 *ekV*. Ces protons sont obtenus en grand nombre comme rayons positifs dans un tube à décharge. Le faisceau de protons (fig. 151) est reçu en *A* sur une couche de *Li*, et les rayons émis par cette couche sont observés au travers d'une fenêtre latérale pratiquée dans la paroi du tube et fermée par une lame de mica très mince *C*. Dans ces conditions, on constate que le lithium émet des rayons corpusculaires produisant de brillantes scintillations sur un écran *B* au *ZnS* employé comme récepteur. En faisant pénétrer les mêmes rayons dans une chambre à détente, on obtient des trajectoires qui ressemblent à celles de rayons  $\alpha$ . On admet que la transmutation qui se produit est la capture d'un proton par un noyau de  ${}^7\text{Li}$ , avec rupture consécutive du noyau résultant de masse 8, en deux particules  $\alpha$  animées d'une énergie comparable à celle des rayons  $\alpha$  de *ThC'*. Cette supposition est confirmée par des recherches faites à l'aide d'un compteur à amplification proportionnel qui permet de contrôler la nature des particules émises, par la mesure de leur pouvoir ionisant relatif.

Quand les directions des deux rayons  $\alpha$  sont symétriques par rapport à celle du proton incident qui rencontre le noyau *Li* au point *O* (fig. 152), la réaction nucléaire s'écrit :

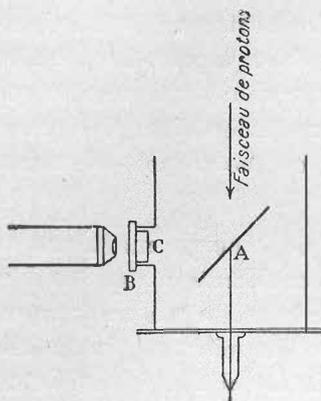
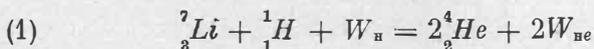


FIG. 151.

Les symboles  $Li$ ,  $H$  et  $He$  désignent les masses des atomes, le nombre d'électrons extranucléaires étant le même dans chaque membre. Pour  $W_p = 270 \text{ ekV}$ , les rayons  $\alpha$  ont 8,4 cm. de parcours et leur énergie est  $17,24 \times 10^6 \text{ eV}$ . Prenant  ${}^7Li = 7,0146$  <sup>(1)</sup> ;  $H = 1,00778$  ;  $He = 4,00216$ , on trouve une contraction de masse 0,0181, en accord avec le gain d'énergie cinétique  $16,97 \times 10^6 \text{ eV}$  qui équivaut à 0,0182 unités de masse. L'énergie des protons employés en ce cas étant relativement faible, c'est à la contraction de masse qu'est empruntée presque intégralement l'énergie des rayons  $\alpha$ .

L'angle  $\theta$  (fig. 152) calculé par la relation :

$$M_p v_p = 2 M_{He} v_{He} \cos \theta$$

est voisin de  $90^\circ$ , la quantité de mouvement fournie par le proton étant relativement faible. L'observation de rayons  $\alpha$  émis à angle

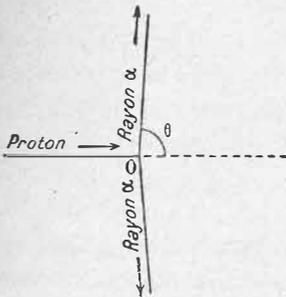


FIG. 152.

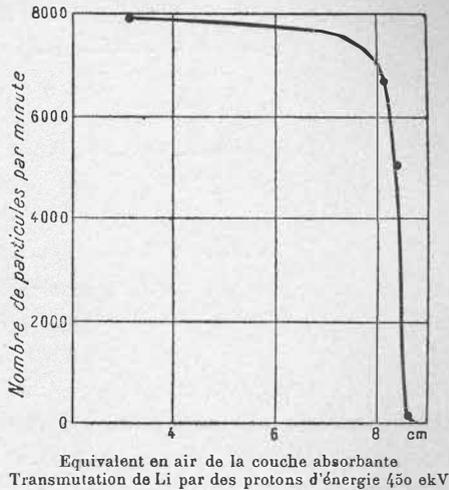


FIG. 153.

droit du faisceau de protons permet donc le contrôle de la réaction nucléaire.

Si l'observation n'a pas lieu à angle droit, la différence d'énergie entre le rayon  $\alpha$  émis vers l'avant et celui émis vers l'arrière est d'autant plus grande que l'énergie du proton est plus considérable. L'émission de particules  $\alpha$  par paires, de direction presque opposées, a été mise en évidence par la méthode des trajectoires de brouillard.

(1) Selon la plus récente détermination de Bainbridge.



La figure 153 représente l'absorption des rayons  $\alpha$  de transmutation de *Li*, émis à angle droit avec la direction de protons d'énergie 450 *ekV*. On voit que les rayons  $\alpha$  forment un groupe homogène ayant un parcours bien défini d'environ 8,5 cm.

Le nombre de transmutations croît rapidement avec l'énergie des protons, ainsi qu'on le voit dans la figure 154 (1). Pour  $W_n = 10^6$  *eV*, la proportion de chocs qui produisent la transmutation est environ

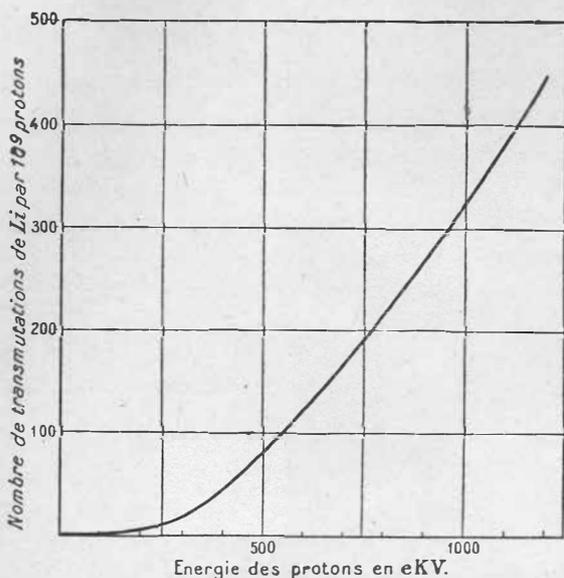


FIG. 154.

3 pour  $10^7$  protons. Pour  $W_n = 250$  *ekV*, la proportion est de  $10^{-8}$ . Le phénomène est cependant accessible à l'expérience, grâce à la possibilité d'obtenir des faisceaux de protons suffisamment intenses.

La transmutation de *Li* par choc de protons donne naissance, non seulement au groupe de rayons  $\alpha$  de grande énergie, ci-dessus signalé, mais aussi à des groupes de faible énergie, de parcours 11 mm. et 6 mm., accompagnés peut-être d'une émission de rayons  $\gamma$ .

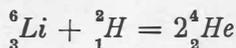
La transmutation avec émission de rayons  $\alpha$ , a été aussi observée pour le bore soumis au choc de protons d'énergie 150 *ekV*. La réaction nucléaire présumée est une capture du proton, avec formation de  $^{12}\text{C}$  et rupture de ce noyau en 3 particules  $\alpha$ .

Le fluor émet aussi des rayons  $\alpha$  sous le choc de protons. Il en est de même, probablement, pour plusieurs autres matières.

(1) Cockroft et Walton, Lawrence, Livingston, White et Henderson.

*Transmutation par choc de noyaux  ${}^2_1H$  (deutons).* — Lawrence, Livingston et White ont obtenu des transmutations à l'aide d'ions moléculaires ( ${}^1H{}^2H$ )<sup>+</sup>, d'énergie jusqu'à  $2 \times 10^6$  eV.

Ce type de transmutation observé pour *Li* (pl. XXV, fig. 1), est interprété comme une capture du noyau  ${}^2_1H$ , avec rupture du noyau résultant et émission de particules  $\alpha$ . Le lithium émet, dans ces conditions, des rayons  $\alpha$  de grande vitesse : parcours 14,5 cm., énergie  $12,4 \times 10^6$  eV. La réaction serait :



Les éléments *Be* et *N* subiraient aussi une transmutation, avec émission de rayons  $\alpha$ , les atomes résultant pouvant être respectivement  ${}^7Li$  et  ${}^{12}C$ .

Certains éléments se transforment par le choc de deutons avec émission de protons ou de neutrons.



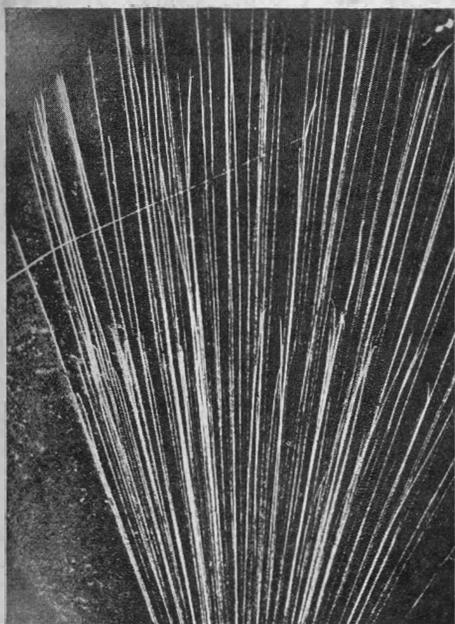


FIG. 1. — Transmutation d'un noyau d'azote avec capture d'une particule  $\alpha$  et émission d'un proton (Blackett et Lees). La trajectoire du proton est indiquée par une flèche. Rayons  $\alpha$  de  $ThC$  et de  $ThC'$ .

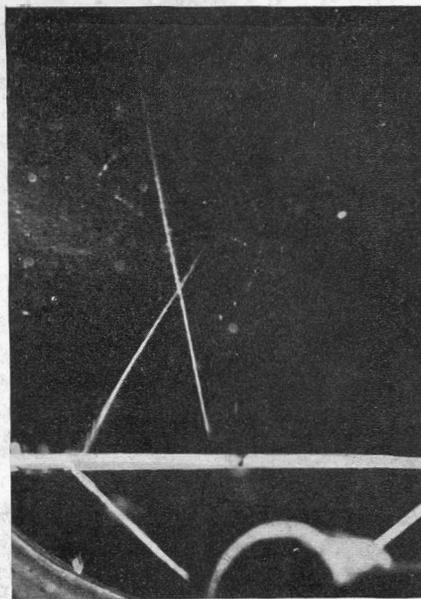


FIG. 2. — Protons extraits d'une plaque de paraffine par les neutrons issus d'une source ( $Po + Be$ ) située au-dessous de la plaque  $P$  (Irène Curie et F. Joliot).

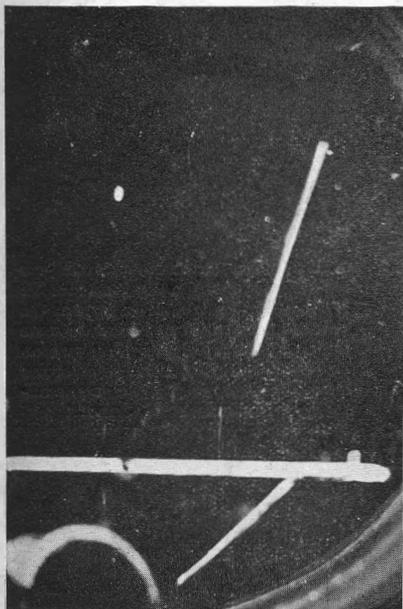


FIG. 3. — Proton extrait de la vapeur d'eau contenue dans la chambre, par un neutron issu d'une source ( $Po + Be$ ) située au-dessous de la plaque  $P$  (Irène Curie et F. Joliot).

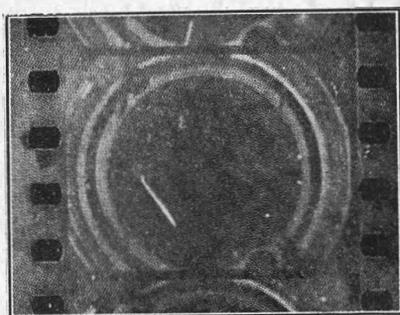


FIG. 4. — Chambre Wilson contenant de l'hélium. Noyau  $He$  projeté par un neutron issu d'une source ( $Po + Be$ ), située à la partie inférieure de la chambre (Irène Curie et F. Joliot).



FIG. 2. — Transmutation d'un noyau d'azote par un neutron de *Be*. Source (*Rn*+dérivés+*Be*)  
Chambre de détente à basse pression. On voit la trajectoire du rayon  $\alpha$  et celle, plus épaisse du noyau  $^{11}\text{B}$  projeté (Irène Curie et F. Joliot)



FIG. 1. — Rayon d'azote projeté par un neutron. Source (*Rn*+dérivés+*Be*)  
Choc élastique. Chambre de détente à basse pression (I. Curie et F. Joliot).

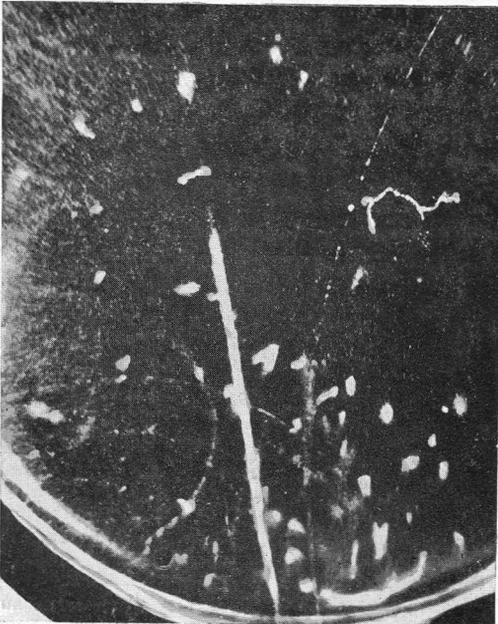


FIG. 3. — Transmutation de *Al* par les rayons  $\alpha$  du polonium. Feuille *Al* irradiée en bas de la figure. On voit deux trajectoires issues de cette feuille : (1) trajectoire d'un proton de transmutation ; (2) trajectoire d'un électron positif de transmutation (I. Curie et F. Joliot.)

↑  
↑ ——— électron (x)  
——— proton

## CHAPITRE XX

### CRÉATION ARTIFICIELLE DE RADIOÉLÉMENTS

---

#### § 112. Production de substances radioactives nouvelles par le choc de rayons $\alpha$ ou d'autres particules.

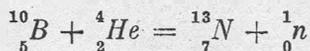
Irène Curie et F. Joliot ont découvert en 1934 que certaines substances : aluminium, bore, magnésium, soumises à un bombardement par les rayons  $\alpha$  du polonium, émettent un rayonnement pénétrant, après avoir été soustraites à l'action des rayons excitateurs. Le rayonnement excité décroît avec le temps, selon une loi exponentielle, caractérisée par une période, comme dans le cas des radioéléments. La période est d'environ 14 minutes pour le bore, de 3,25 minutes pour l'aluminium, de 2,5 minutes pour le magnésium.

Dans le cas du bore et de l'aluminium, les rayons émis sont des positrons dont l'énergie peut atteindre  $2 \text{ à } 3 \times 10^6 \text{ eV}$ . Il y a donc création de *radioéléments d'un type nouveau*, émetteurs de positrons.

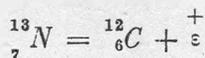
Dans le cas du magnésium, il y a surtout émission de rayons  $\beta$ , avec un petit nombre de positrons. Il a donc été créé *artificiellement un radioélément émetteur de rayons  $\beta$*  analogue aux radioéléments naturels.

Quand on réduit l'énergie des rayons  $\alpha$ , la période et l'énergie du rayonnement ne changent pas, seule l'intensité du phénomène diminue.

Ce phénomène est interprété comme une formation de noyaux instables, lors de la transformation subie par les corps légers qui, sous le choc des rayons  $\alpha$ , émettent des neutrons. Dans le cas du bore, on aurait, par exemple :



le noyau  ${}_{7}^{13}\text{N}$  n'étant pas stable, subirait, après une certaine durée de vie moyenne, la transformation :



De même *Al* donnerait naissance à une variété instable de phosphore  ${}_{15}^{30}\text{P}$ , et à un produit final  ${}_{14}^{30}\text{Si}$ .

La vie moyenne des atomes instables est suffisante pour permettre des traitements chimiques, en vue de leur séparation de la matière qui leur a donné naissance. Malgré le nombre minime d'atomes transformés, ces essais confirment les hypothèses faites relativement à leur nature. On réussit, en particulier, à extraire les matières actives sous la forme de gaz qu'on suppose être l'ammoniaque dans le cas de *B*, et l'hydrogène phosphoré dans le cas de *Al*.

Il se forme probablement dans le magnésium deux radioéléments obtenus par les réactions :



${}_{14}^{27}\text{Si}$  étant un corps émetteur de positrons,  ${}_{13}^{28}\text{Al}$  un corps émetteur de rayons  $\beta$ , ce dernier étant formé en proportion plus grande (Pl. XXV, fig. 2).

Les nouvelles substances radioactives ont reçu le nom de *radioazote*, *radiophosphore*, *radiosilicium*, *radioaluminium*. Elles constituent le premier exemple d'une production artificielle d'éléments instables.

A la suite de ces expériences, un grand nombre de radioéléments nouveaux ont été obtenus par irradiation des éléments au moyen de diverses espèces de particules susceptibles de produire des transmutations : rayons  $\alpha$ , protons, deutons, neutrons.

On a obtenu au moyen des rayons  $\alpha$ , des protons et des deutons, plus d'une douzaine de noyaux instables émetteurs de positrons, isotopes des noyaux stables des éléments légers.

L'irradiation par les neutrons donne de nombreux radioéléments émetteurs de rayons  $\beta$  (Fermi). Les éléments les plus lourds, jusqu'à l'uranium et le thorium, peuvent subir des transmutations avec formation de ces noyaux instables, ce qui s'explique par le fait que les neutrons ne sont pas arrêtés par la barrière de potentiel des noyaux (Pl. XXV, fig. 3).

Les éléments radioactifs produits artificiellement paraissent absolument semblables à ceux que l'on trouve dans la nature. Les positrons ou les rayons  $\beta$  émis forment un spectre continu analogue à celui des corps radioactifs. Certains d'entre eux émettent des rayons  $\gamma$ .

Les éléments émetteurs de positrons produisent aussi un rayonnement  $\gamma$  de 500.000 eV résultant de l'annihilation des positrons dans la matière où ils sont absorbés (§ 18).

On peut espérer obtenir prochainement au moyen des tubes produc-

teurs de particules accélérées, des radioéléments dont l'intensité de rayonnement sera comparable à celle des radioéléments naturels.

Ces corps nouveaux pourront alors recevoir des applications médicales et probablement aussi d'autres applications pratiques. Introduits dans l'organisme, ces corps doivent se comporter très différemment des éléments radioactifs ordinaires, en raison de leurs propriétés chimiques différentes. On peut prévoir aussi leur emploi comme indicateurs pour déterminer les propriétés de leurs isotopes inactifs, dans les études chimiques ou biologiques.

---



## CHAPITRE XXI

### NOTIONS SUR LA STRUCTURE DES ATOMES (1)

---

#### § 113. Éléments de structure. Stabilité. Essais de classification.

D'après la théorie de l'unité de la matière (§ 21), celle-ci doit contenir, comme éléments de structure fondamentaux, le proton et l'électron, dont les masses sont respectivement  $1,6 \times 10^{-24}$  g. et  $9,0 \times 10^{-28}$  g. Les mêmes considérations qui ont conduit à attribuer à l'électron un rayon de  $1,9 \times 10^{-13}$  cm. assigneraient au proton un rayon de  $10^{-16}$  cm. (voir § 33). Les expériences de dispersion des rayons  $\alpha$  conduisent à envisager pour les noyaux des dimensions qui varient de  $10^{-13}$  cm. pour les noyaux les plus légers à  $10^{-11}$  cm. pour les noyaux lourds. Les électrons sont contenus en partie dans le noyau (électrons nucléaires), en partie à l'extrémité de celui-ci où ils occupent les différents niveaux d'énergie, caractéristiques de la charge nucléaire. Les dimensions admises pour l'ensemble de l'atome, sur la base de considérations de physique moléculaire, sont de l'ordre de  $10^{-8}$  cm. de sorte que le volume occupé par les éléments de structure est extrêmement petit par rapport à celui de l'atome.

Soit  $P$  le *nombre protonique*, ou nombre entier voisin du poids atomique  $A$  d'un élément simple de nombre atomique  $N$ . La différence  $n = P - N$  représente le nombre d'électrons nucléaires. Sauf dans le cas de l'hydrogène, le rapport  $n/P$  varie entre la valeur minimum 0,5 fréquemment réalisée chez les éléments légers, et la valeur 0,61 atteinte pour l'uranium. Les protons et électrons, considérés comme éléments de structure primordiaux, se trouvent probablement, à l'intérieur des noyaux, engagés dans des unités plus complexes. L'émission de rayons  $\alpha$  par les radioéléments suggère que la particule  $\alpha$  ou « hélium » est un élément de structure nucléaire. L'émission de neutrons dans les transmutations provoquées, conduit à la même

---

(1) Pour ce chapitre, consulter Conf. Rapp. vol. 9 (M<sup>me</sup> P. Curie) : *Constitution of Atomic Nuclei and Radioactivity*, Gamow, Oxford, 1931; Conseil Solvay, 1933.

supposition en ce qui concerne le neutron. On doit aussi tenir compte de l'émission nucléaire d'électrons positifs.

Diverses considérations font douter que les électrons puissent exister dans les noyaux à l'état libre. Si le neutron est formé d'un proton et d'un électron, tous les électrons nucléaires négatifs pourraient faire partie de neutrons. Mais il est possible aussi que le neutron soit une particule élémentaire, et le proton une particule complexe formée d'un neutron et d'un électron positif ; en ce cas, la masse du proton serait inférieure, et non supérieure, à celle du neutron. La particule  $\alpha$  peut résulter de l'addition de deux protons à deux neutrons.

On tend actuellement à considérer le noyau comme constitué de neutrons et de protons (Heisenberg) et à admettre que ces deux particules sont toutes deux des particules élémentaires, les deux transformations neutron  $\rightarrow$  proton et proton  $\rightarrow$  neutron étant néanmoins possibles.

Pour toutes les particules constituantes éventuelles du noyau, on cherche à établir la valeur du moment cinétique de rotation (spin) (§ 34), et la statistique qui convient (§ 35). Ces renseignements manquent encore de certitude. La statistique Bose Einstein paraît devoir être appliquée aux particules  $\alpha$ .

L'expérience montre que certains éléments sont stables tandis que d'autres éprouvent une transformation spontanée. D'autres encore, quoique stables dans les conditions ordinaires, peuvent subir une transmutation, par le choc de rayons  $\alpha$ , de protons ou de neutrons. Ainsi, à un arrangement donné des éléments de structure, on doit attribuer certaines limites de stabilité.

Les éléments de poids atomique élevé, dont le dernier est l'uranium ( $N = 92$ ,  $A = 238,14$ ) sont tous des radioéléments. Il semble donc que l'accumulation croissante de protons et d'électrons se trouve limitée par des conditions de stabilité.

La théorie de proportionnalité de la masse à l'énergie donne le moyen d'aborder le problème de la stabilité, un élément devant avoir une stabilité d'autant plus grande que la perte d'énergie interne lors de sa formation, et la perte de masse corrélative, auront été plus élevées.

La formation d'un atome d'hélium à partir de 4 atomes d'hydrogène correspond à une perte de masse importante (voir § 21). *L'énergie de cohésion* de l'hélium (environ  $27 \times 10^6 eV$ ), supérieure à celle des rayons  $\alpha$  les plus rapides, indique que ces derniers ne sont pas en état de produire par leur choc la rupture de l'atome d'hélium.

Dans tous les atomes autres que l'hydrogène, la masse du proton est, comme dans l'hélium, en moyenne beaucoup plus voisine de 1 que

celle du proton libre. Par conséquent, pour tout atome, la construction à partir de protons et d'électrons entraîne une perte d'énergie considérable. Si, d'autre part, la formation d'atomes *He* est une première étape, et si les noyaux suivants sont formés à l'aide d'hélium pour la plus grande partie de leur masse, l'énergie mise en jeu dans cette deuxième phase est beaucoup moins élevée que dans la première. Il y a là une relation probable avec ce fait que, dans les transformations radioactives, on observe l'émission de particules  $\alpha$ , et non celle de protons.

On a établi un rapprochement entre la stabilité des éléments et certaines données statistiques. Pour tout nombre entier depuis 1, on ne trouve pas nécessairement un représentant parmi les poids atomiques entiers des divers isotopes ; certains nombres paraissent correspondre à des poids atomiques de probabilité nulle ou très faible. Les valeurs paires du nombre  $n$  d'électrons nucléaires se rencontrent beaucoup plus fréquemment que les valeurs impaires, si l'on considère l'ensemble des isotopes. Le nombre atomique  $N$  est favorisé quand il est pair, en ce sens qu'il comporte alors un nombre plus grand d'isotopes. La prédominance de  $N$  et  $n$  pair s'étend aux radioéléments, et il est à remarquer que les types  $N = 85$  et  $N = 87$  n'ont jusqu'ici aucun représentant.

L'abondance de diverses matières dans l'univers, considérée comme indications de plus ou moins grande stabilité, a été mise en relation avec le nombre atomique. Harkins a réuni les résultats de l'examen d'un grand nombre de roches et terrains superficiels ainsi que de météorites. La proportion d'atomes de  $N$  pair est de 90 % dans le premier cas et de 98 % dans le second cas, le plus abondant de beaucoup étant l'oxygène.

Plusieurs auteurs se sont préoccupés de découvrir les relations qui existent entre  $P$  et  $N$ . Une fonction intéressante de ces grandeurs est  $U = 3(P - N)/4$  dont on peut montrer, en particulier, qu'elle diminue d'une unité quand un atome subit une transformation radioactive, soit par émission d'un rayon  $\alpha$ , soit par celle d'un rayon  $\beta$  (G. Fournier). La vitesse des rayons  $\alpha$  de divers radioéléments, sauf un petit nombre d'exceptions, est reliée à  $U$  par une loi approximativement linéaire  $V = 0,082(100 - U) \times 10^9$  cm./sec. La constante radioactive  $\lambda$  des radioéléments à émission  $\alpha$ , considérée comme fonction de  $U$ , présente une certaine régularité pouvant grossièrement s'exprimer par la formule  $\log \lambda = 235 - 3U$ , quelques points faisant exception (Marie Curie et G. Fournier) (fig. 155). Ceci indiquerait que la probabilité d'une émission  $\alpha$  est reliée à la masse et à la charge du noyau, par l'intermédiaire de  $U$  (1). Pour les éléments qui émettent des

(1) La loi linéaire ci-dessus indiquée est probablement la représentation partielle d'une loi plus complexe, peut-être périodique. La stabilité des éléments

rayons  $\beta$ , il n'existe pas de régularité analogue, et leurs constantes radioactives varient dans des limites beaucoup plus étroites.

Les séries de l'uranium-radium, de l'actinium et du thorium correspondent respectivement aux types  $P=4p+2$ ,  $P=4p+3$ ,  $P=4p$  ( $p$  nombre entier). Par conséquent, les radioéléments qui émettent

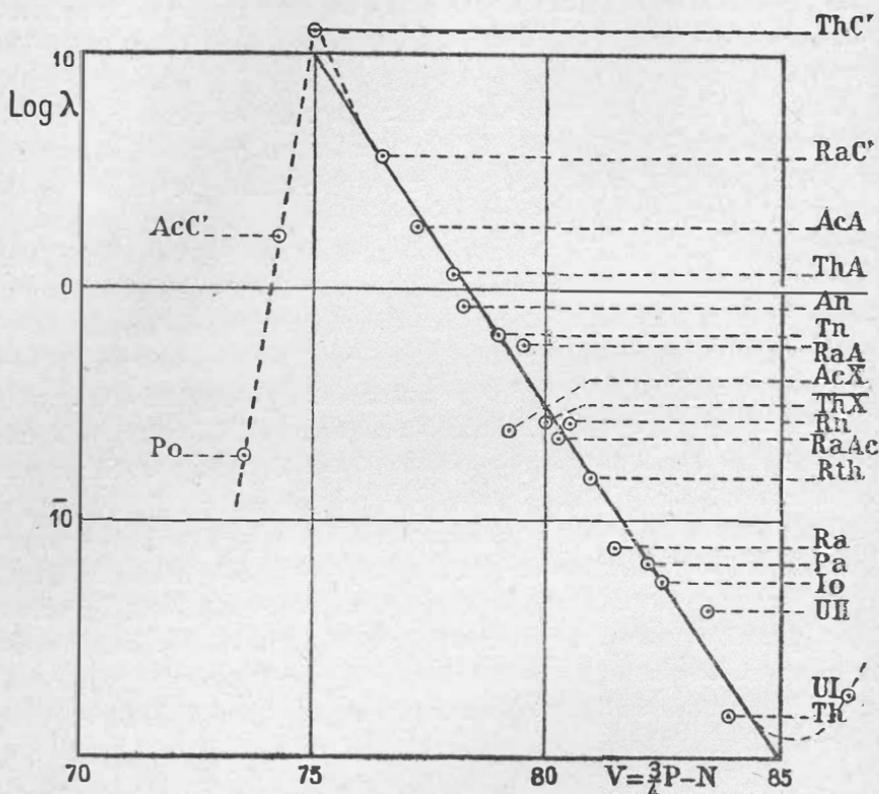


FIG. 155.

des rayons  $\alpha$  ont tous des valeurs de  $P$  distinctes, à l'exception des corps  $C$  qui ont la même valeur de  $P$  que les corps  $C'$ . La courbe qui représente pour ces radioéléments  $\log \lambda$  en fonction de  $P$  a une allure périodique ; elle est représentée dans la figure 156 (1).

de  $U < 73$ , et le manque d'éléments  $U > 87$ , suggère que  $\text{Log } \lambda$ , qui diminue quand  $U$  augmente de 75 à 85, subit une augmentation pour  $U > 85$ , et une diminution pour  $U < 75$ . On aperçoit l'indication de ce renversement dans le fait que la période de  $\text{Po}$  est bien plus élevée que celle de  $\text{RaC}'$ , et la période de  $U$  inférieure à celle de  $\text{Th}$ .

(1) Pour  $\text{RaC}$ ,  $\text{AcC}$  et  $\text{ThC}$ , on a employé les constantes partielles relatives à la transformation par rayons  $\alpha$ .

Il a été fait de nombreuses tentatives pour établir une classification des éléments suivant leur structure nucléaire, en y comprenant tous les isotopes tant actifs qu'inactifs. Plusieurs de ces essais s'inspirent de l'idée que les séries de filiation de radioéléments se prolongent dans la classification périodique et la pénètrent entièrement, bien que les processus de transformation ne se produisent pas effectivement dans ces prolongements de séries. On considère alors 4 séries de la forme  $P=4p$ ,  $P=4p+1$ ,  $P=4p+2$ ,  $P=4p+3$ , où  $p$  est un entier, et on admet que le noyau est composé d'autant d'hélium qu'il peut

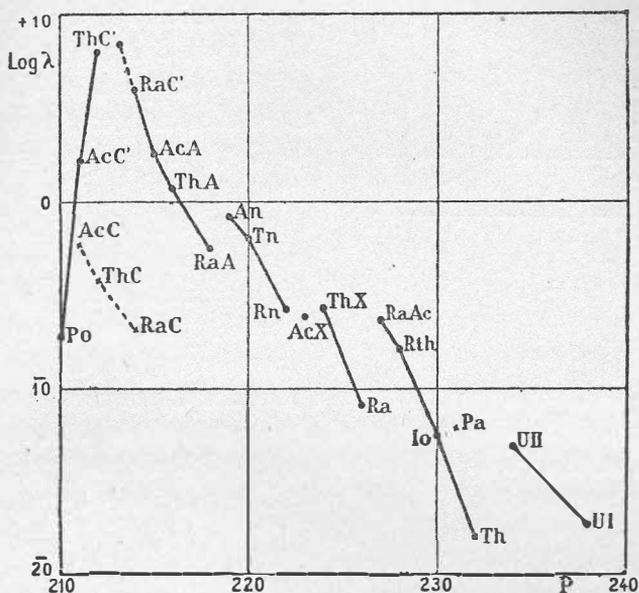


FIG. 156.

en contenir, avec, en plus, 0, 1, 2 ou 3 protons et  $P-N-2p$  électrons nucléaires. Selon d'autres conceptions, les électrons perdent leur individualité dans le noyau, et celui-ci se comporte comme une association d'hélium, de neutrons et de protons.

Pour la plupart des éléments, les conditions de formation ou de destruction ne paraissent pas réalisées sur la terre, mais les conditions de formation ont certainement existé jadis pour ces matières ; peut-être existent-elles maintenant dans d'autres régions de l'univers, ainsi que le suggèrent les réflexions sur l'origine du rayonnement ultrapénétrant ou cosmique.

## § 114. Les transformations radioactives spontanées.

La cause déterminante des transformations radioactives reste toujours obscure. Il est vraisemblable qu'elle réside dans la structure interne du noyau, puisque les agents extérieurs sont sans efficacité sur le processus de transformation des radioéléments.

Un noyau est composé de particules positives et négatives dont l'ensemble agit à l'extérieur comme une charge unique  $Ne$  produisant

un champ électrique suivant la loi de Coulomb. Mais à l'intérieur du noyau, on doit prévoir entre ses parties composantes des forces attractives non conformes à la loi de Coulomb qui, agissant seulement à de très petites distances, assurent la cohésion. Ces forces se manifestent dans le phénomène de dispersion anormale (§ 81).

Selon l'image employée par Gamow, le noyau, au lieu d'avoir

une structure lacunaire comme l'ensemble de l'atome, serait comparable à une gouttelette d'eau, dont chaque particule constituante subit des forces relativement faibles à l'intérieur du volume, tandis que ces forces augmentent rapidement quand la particule approche de la surface.

Considérons, conformément à cette conception, la courbe qui représente l'énergie potentielle  $U$  d'une particule  $\alpha$ , séparée par la pensée du noyau restant et placée à une distance  $r$  du centre de celui-ci (fig. 157). Dans la partie centrale, jusqu'à  $r = r_0$ , s'étend une région de potentiel minimum uniforme  $U_0$ . Au voisinage de  $r_0$ ,  $U$  augmente rapidement, passe par un maximum  $U_m$ , et décroît ensuite suivant une loi qui tend rapidement vers celle de Coulomb. L'énergie potentielle de la particule  $\alpha$  par rapport au noyau restant prend alors la valeur :

$$U(r) = \frac{2(N - 2)e^2}{r},$$

$N$  étant le nombre atomique du noyau total et  $e$  la charge élémentaire. Ainsi, le noyau est caractérisé par la distance  $r_0$  qu'on peut appeler son « rayon », et par la valeur du seuil  $U_m$  ou « barrière de

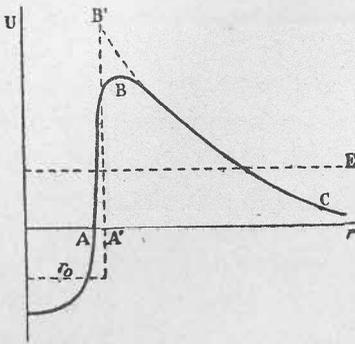


FIG. 157.

potentiel » qui l'entoure. On estime que le volume du noyau est approximativement proportionnel à sa masse ; à mesure que celle-ci s'accroît,  $U_0$  augmente, et le niveau normal occupé par la particule  $\alpha$  dans la région centrale remonte. Quand ce niveau a une valeur positive  $E$ , il n'est pas stable par rapport à la région extérieure au noyau, et c'est l'existence de la barrière de potentiel qui s'oppose au départ de la particule, tant qu'on s'en tient aux notions de mécanique classique. En mécanique ondulatoire, toutefois, il existe toujours une certaine probabilité pour le passage de la particule  $\alpha$  d'un point de la région interne à un point de la région externe de même énergie, et inversement. Cette probabilité est d'autant plus grande que  $E$  est plus voisin du seuil  $U_m$ .

On traite le problème à l'aide du système d'ondes qui représente la particule dans le champ du noyau (Gamow). Adoptant pour la courbe  $ABC$  la forme simplifiée  $A' B' C$ , on trouve pour  $\lambda$  l'expression suivante :

$$\lambda = \frac{h}{4mr_0^2} E - \frac{4\pi^2 e^2 \sqrt{2m} N-2}{h \sqrt{E}} + \frac{16\pi e \sqrt{m} \sqrt{r_0(N-2)}}{h}$$

$m$  masse de la particule  $\alpha$ ,  $E$  énergie libérée dans la transformation. Cette relation entre  $\lambda$  et  $E$  rappelle la loi Geiger Nuttall, sauf qu'elle fait dépendre  $\lambda$  non seulement de  $E$ , mais aussi de  $N$  et de  $r_0$  (supposant la masse  $m$  constante). Utilisant les valeurs connues de  $E$  et de  $\lambda$ , on détermine  $r_0$ . On trouve pour les radioéléments se transformant par émission de rayons  $\alpha$  dans les 3 familles, des valeurs de  $r_0$  comprises entre  $6 \times 10^{-13}$  cm. et  $9,5 \times 10^{-13}$  cm. qui, sauf quelques anomalies, augmentent, dans chaque famille, avec le poids atomique.

Nous avons vu que les particules  $\alpha$  occupent dans le noyau des niveaux d'énergie mis en évidence par la structure fine du spectre magnétique (Ch. XVI). Elles se trouvent toutes sur le niveau fondamental, ou bien l'une d'elles peut se trouver temporairement sur un niveau plus élevé. On peut tenter de leur attribuer des nombres quantiques comme aux électrons extra-nucléaires, mais l'information dont on dispose à cet effet est encore à ses débuts.

La présence de particules  $\alpha$  à des niveaux nucléaires supérieurs au niveau fondamental, constitue l'état d'*excitation* du noyau. Un noyau excité peut revenir à l'état normal, soit par l'émission de rayons  $\gamma$ , soit par celle d'un rayon  $\alpha$  de long parcours, soit encore par celle d'un électron extranucléaire auquel l'énergie d'excitation aura été direc-

tement communiquée. Les probabilités de ces processus ont été soumises à des calculs théoriques sur lesquels il serait prématuré d'insister.

La transformation radioactive avec émission de rayons  $\beta$  (pour abrégé : transformation  $\beta$ ) est un problème plus complexe que celle avec émission de rayons  $\alpha$ , les rayons  $\beta$  de désintégration d'un radioélément ayant des vitesses d'émission réparties d'une manière continue entre certaines limites. Il y a lieu de se demander si le principe de conservation de l'énergie s'applique à l'émission  $\beta$  nucléaire ; s'il en est ainsi, on devrait en conclure qu'à partir de masses initiales identiques des atomes d'origine, on obtiendrait pour les atomes transformés des masses variables entre certaines limites (ne dépassant pas la fraction 0,003 de l'unité de masse atomique). La variabilité de masse pour les atomes de même espèce se heurte à des objections, tant du côté théorique que du côté expérimental.

On suppose actuellement que l'énergie dégagée dans une transformation avec émission de rayons  $\beta$  ou de positrons (voir § 112) est égale à l'énergie des électrons les plus rapides, augmentée s'il y a lieu, de l'énergie des rayons  $\gamma$  émis simultanément. L'émission de chaque électron serait accompagnée de celle d'un neutrino (Pauli) et la somme de l'énergie de ces deux particules serait toujours égale à l'énergie limite du spectre continu, le neutrino prenant d'autant moins d'énergie qu'il accompagne un électron plus rapide. Le neutrino devrait avoir une charge nulle et un spin  $1/2$  ; sa masse de repos serait très faible, probablement nulle (F. Perrin). On a tenté sans succès d'observer les effets de ces neutrinos : il est possible que leur pouvoir pénétrant soit très grand et leur permette d'échapper à l'observation.

Si on suppose les noyaux constitués de neutrons et de protons, la radioactivité avec émission de rayons  $\beta$  résulterait de la transformation d'un neutron en proton dans le noyau, la radioactivité avec émission de positrons résulterait de la transformation d'un proton en neutron. Selon qu'un noyau aurait des neutrons ou des protons en excès par rapport à la proportion requise pour la stabilité nucléaire, il se montrerait radioactif avec émission d'électrons négatifs ou positifs.

La transformation  $\beta$  ne nous donne pas de renseignement direct sur les niveaux nucléaires. Mais si elle est suivie d'une transformation  $\alpha$ , comportant, à côté de rayons  $\alpha$  normaux, une petite proportion de rayons  $\alpha$  de long parcours, la théorie de ce phénomène proposée par Gamow (§ 98) donne le moyen d'établir un schéma de niveaux nu-

cléaires ; ces considérations ont été développées jusqu'ici seulement dans le cas de *RaC'*.

Le rayonnement  $\gamma$  des radioéléments est en partie primaire, c'est-à-dire nucléaire, en partie secondaire (Ch. XV). Les rayons  $\gamma$  primaires consécutifs à une transformation d'atome sont émis dès le début de la vie de l'atome transformé et expulsent de celui-ci des électrons placés sur les niveaux d'énergie extranucléaires ; cet effet photoélectrique par conversion interne est suivi d'une émission de rayons  $\gamma$  secondaires. Le rayonnement  $\gamma$  nucléaire est formé de groupes homogènes, qui correspondent à des « niveaux d'énergie intranucléaires ».

L'émission d'un quantum nucléaire est liée aux transitions subies par l'une des particules constituant le noyau : hélium, proton ou neutron, entre les niveaux nucléaires. La probabilité de ces transitions est calculée par les méthodes de mécanique ondulatoire, en admettant que le champ de radiation est assimilable à celui d'un doublet électrique oscillant, ou « dipôle ». Cependant, pour certaines symétries du noyau, le moment électrique de dipôle doit s'annuler, et en ce cas il y a lieu de considérer, dans l'expression du champ, les termes d'ordre ordinaire négligeables, en premier lieu, celui de « quadripôle ». L'étude des coefficients de conversion interne conduit à admettre chez les radioéléments, le rayonnement de dipôle et de quadripôle (Taylor et Mott). Selon la mécanique ondulatoire, les radiations de dipôle et de quadripôle correspondent respectivement aux sauts d'une unité et de deux unités (ou zéro unité) pour le nombre quantique azimutal  $l$  attribué à une particule occupant un niveau d'excitation du noyau.

#### § 115. Processus nucléaires artificiels.

Un noyau peut contenir des hélium, des neutrons, des protons, qui y occupent des niveaux d'énergie déterminés, dans des conditions qu'on commence à peine à entrevoir. L'étude des transmutations artificielles a prouvé qu'il est possible, soit de provoquer un échange dans le noyau, entre une des particules constituantes et une particule étrangère d'espèce différente qui pénètre dans le noyau avec une grande vitesse, soit de déterminer au sein du noyau la synthèse d'un hélium à l'aide de particules de masse inférieure, avec rupture consécutive de l'édifice nucléaire. Une transmutation n'est possible que si elle correspond à un bilan d'énergie favorable. L'étude des bilans fait prévoir, pour certaines transmutations, une émission de rayons  $\gamma$  complémentaire.

Pour chaque noyau, les conditions d'entrée et de sortie d'une parti

cule dépendent de l'importance de la barrière de potentiel et des niveaux de résonance.

1° Si l'énergie  $E$  de la particule est supérieure à celle du seuil  $U_m$ , elle pourra pénétrer dans le volume du noyau, à condition d'avoir une direction convenable.

2° Si  $E < U_m$ , la pénétration peut encore avoir lieu à travers la barrière de potentiel ; on calcule la probabilité de ce passage par des formules tout à fait semblables à celle que Gamow a donnée pour l'émission spontanée de rayons  $\alpha$ . Une barrière de potentiel donnée est plus transparente pour un proton que pour un hélium, parce que la charge et la masse du proton sont plus petites que celles de l'hélium.

3° La barrière de potentiel offre une transparence particulièrement élevée aux particules dont l'énergie  $E$  correspond à un niveau de résonance du noyau. Cette prévision théorique est vérifiée par l'expérience.

On a pu déterminer l'ordre de grandeur des barrières de potentiel qui entourent les noyaux légers. Les indications à ce sujet sont données par les expériences sur la dispersion anormale des rayons  $\alpha$ , et par celles de transmutation. La dispersion anormale apparaît quand la particule  $\alpha$  s'approche suffisamment du noyau pour que la loi de Coulomb cesse d'être applicable (§ 81) ; la particule pénètre donc dans la barrière de potentiel, et on obtient des renseignements sur celle-ci, en traitant le problème par les méthodes de la mécanique ondulatoire. D'autre part, la numération des protons de transmutation, en fonction de l'énergie des rayons  $\alpha$  incidents, fait connaître les niveaux de résonance et permet également d'évaluer la barrière. Dans le tableau ci-dessous ont été réunis quelques résultats, suivant J. Chadwick :

Élément	${}^9_4\text{Be}$	${}^{10}_5\text{B}$	${}^{11}_5\text{B}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{19}_9\text{F}$	${}^{24}_{12}\text{Mg}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$
Energie de la barrière en $10^6 \text{ eV}$ (limite inférieure).....	3,5	3,7	3,7	4,1	5	6,5	6,8

Quel que soit le procédé de pénétration de la particule dans un noyau, sa captation, avec expulsion d'autres particules, paraît être le type usuel de réactions nucléaires. Soit  $W$  l'énergie cinétique de la particule incidente,  $E$  l'énergie du niveau sur lequel elle est captée,  $E'$  celle du niveau d'où est extraite la particule expulsée, l'énergie cinétique  $W'$  de celle-ci est telle que :

$W' + W'' = W - E + E'$ ,  $W''$  étant l'énergie du noyau projeté. Chez les atomes stables, les énergies des niveaux normaux sont négatives (énergie d'extraction positive) ; la transmutation est donc faci-

lité si  $E < E'$  (niveau  $E$  plus profond que le niveau  $E'$ ). Cependant, la captation peut aussi avoir lieu sur un niveau plus élevé  $E_n$ , avec une valeur de  $W'$  moindre. Les particules expulsées sont donc émises par groupes de vitesse définie, dont le plus rapide correspond à la captation de la particule incidente sur le niveau fondamental. Tel est le cas général pour la captation d'une particule  $\alpha$  avec émission d'un proton. A plusieurs groupes de protons doivent correspondre des groupes de rayons  $\gamma$  d'énergie complémentaire ; les confirmations expérimentales manquent encore à ce sujet.

Remarquons que, bien qu'à une vitesse définie de la particule capturée corresponde une vitesse définie de la particule expulsée *par rapport au noyau*, en raison du mouvement communiqué à celui-ci par la particule incidente, les particules expulsées ont en pratique une vitesse plus grande si elles sont émises dans la direction de ce mouvement que si elles sont émises en sens contraire.

Les cas jusqu'ici connus de transmutation par choc de neutrons sont interprétés comme une captation du neutron avec expulsion d'un hélium. Leur discussion théorique serait la même que dans le cas précédent.

Les transmutations par captation de protons ou de deutons, jusqu'ici observées, entraînent la formation d'un noyau instable suivie de sa rupture en un certain nombre d'hélium.

Tandis que la transmutation avec capture de la particule incidente conduit à une émission de groupes isocinétiques de particules expulsées (spectre de raies), la transmutation sans capture conduirait à une distribution continue des vitesses (spectre continu) ; celles-ci, augmentées de l'énergie de recul du noyau, seraient, en effet, réparties entre 0 et  $W + E'$ , suivant la quantité d'énergie cédée par la particule incidente. La limite supérieure du spectre des vitesses serait donc déterminée. La probabilité de ce genre de transmutation est faible, et, jusqu'ici, on n'en connaît pas d'exemple.

On envisage aussi la possibilité théorique de l'excitation d'un noyau par le choc de la particule incidente sans captation de celle-ci et sans transmutation. On a l'indication d'un tel effet dans une émission de rayons  $\gamma$  par  $Li$ , qui paraît indépendante de sa transmutation.

L'absorption anormale de rayons  $\gamma$  de grande énergie par les noyaux lourds a été rapprochée des phénomènes de transmutation. Il est possible cependant qu'elle s'interprète par la matérialisation d'un quantum en une paire d'électrons positif et négatif, sans que le noyau qui reçoit la radiation soit altéré.

Les rayons cosmiques produisent, semble-t-il, des transmutations.

Il est cependant prématuré d'en discuter la nature, en raison de l'incertitude sur la nature des rayons responsables des phénomènes observés (§ 151).

Pour souligner l'importance de considérations énergétiques dans l'étude des transmutations artificielles, rappelons que les essais de transmutation de *Li* par le choc de protons ont été provoqués par l'évaluation de l'énergie qui pourrait être libérée, si un noyau *Li*, après capture d'un proton, émettait deux rayons  $\alpha$ .

Quand les masses des atomes qui entrent en jeu sont connues avec une grande précision, le bilan énergétique donne des indications importantes sur la probabilité des transformations. Inversement, si l'énergie dégagée dans une transmutation était suffisamment bien connue, on pourrait utiliser cette donnée pour déterminer avec précision une des masses qui interviennent dans la réaction, et dont la mesure directe pourrait être difficile à cause de la rareté de l'espèce (p. ex.  $^{17}\text{O}$ ,  $^{13}\text{C}$ , etc.).

---

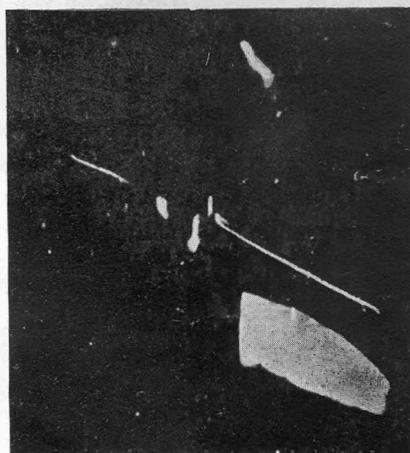
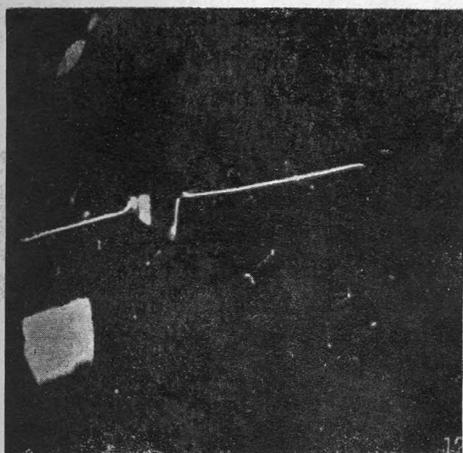


FIG. 1. — Transmutation de  ${}^6\text{Li}$  bombardé par des ions  ${}^2\text{H}$ . Deux particules  $\alpha$  de même énergie sont émises dans des directions opposées (Dee).

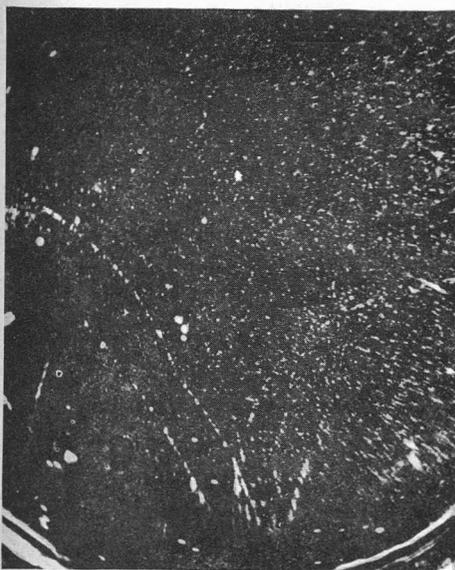


FIG. 2. — Electrons positifs et négatifs, émis par le magnésium irradié par les rayons  $\alpha$  (Irène Curie et F. Joliot).

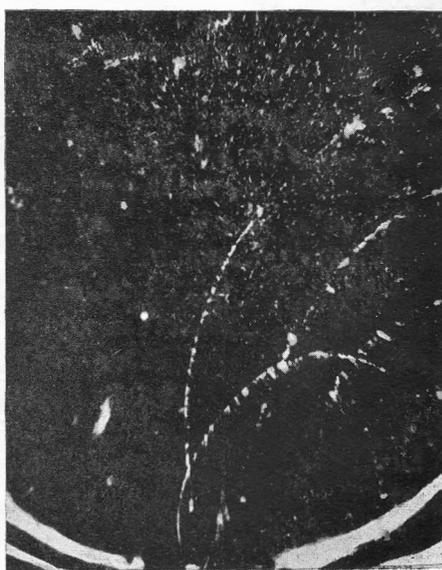


FIG. 3. — Electrons négatifs émis par le phosphore irradié par les neutrons (Irène Curie et F. Joliot).

Blackett et Occhialini, Proc. Roy. Soc. 139 (1933).

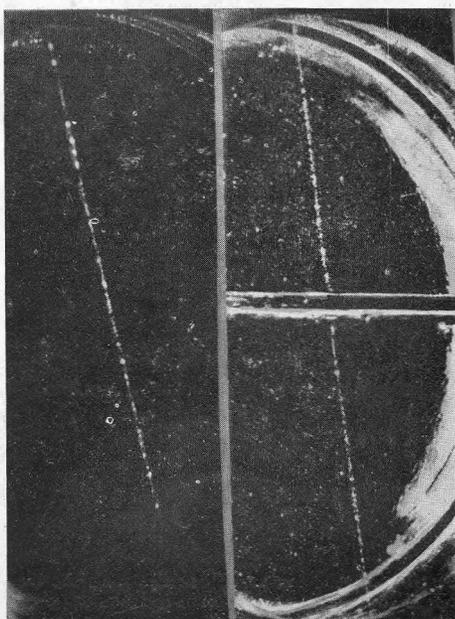


FIG. 1.

FIG. 2.

Fig. 1. — Trajectoire simple, énergie environ  $10^9$  *ev*.  $H = 2000$  g.

Fig. 2. — Trajectoire simple traversant une plaque de plomb. Énergie  $> 3 \times 10^8$  *ev*.  $H = 2,000$  g.

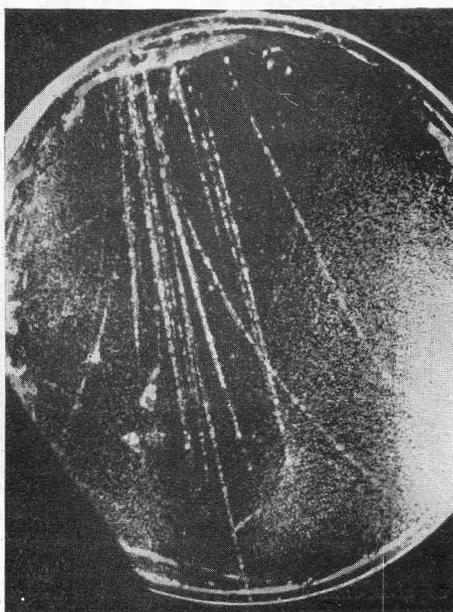


FIG. 3. — Gerbe de 16 trajectoires. Champ 3100 g. *A gauche*. 2 trajectoires d'électrons d'énergie environ  $15 \times 10^6$  *ev*. *A droite*, deux trajectoires de positrons d'énergies  $12 \times 10^6$  *ev* et  $45 \times 10^6$  *ev*.

## CHAPITRE XXII

### CLASSIFICATION DES ÉLÉMENTS

---

#### § 116. Principes de classement.

On peut envisager le classement des radioéléments à deux points de vue différents, d'importance comparable, — selon qu'on considère leurs propriétés en tant qu'éléments radioactifs, ou en tant qu'éléments chimiques. Dans le premier cas, nous nous occupons de l'évolution d'une série d'éléments, provenant par filiation successive des substances mères : uranium et thorium. L'évolution radioactive dont il s'agit est déterminée d'une manière encore inconnue par la structure nucléaire, et il n'existe dans les propriétés chimiques des radioéléments aucun caractère qui puisse faire prévoir cette évolution. Le mode de classement correspondant consiste à établir les relations de filiation et à grouper les radioéléments en familles.

D'autre part, chaque radioélément est d'un type chimique défini, déterminé uniquement par la charge nucléaire, comme pour les éléments inactifs. Il y a donc lieu de reconnaître ce type et d'assigner à chaque radioélément une place dans la classification périodique. Ceci ne peut être réalisé qu'en appliquant aux radioéléments les méthodes de la chimie et de l'électrochimie.

#### § 117. Classement par familles.

Les découvertes successives de radioéléments nouveaux : radium, polonium, actinium, émanations, dépôts actifs, etc., ont rapidement conduit aux relations de filiation qui ont servi de base à la théorie des transformations radioactives. Il a été reconnu que les radioéléments forment des familles naturelles, une substance mère donnant naissance à une série de dérivés dont le dernier est un corps inactif. Dans la majorité des cas, on a réussi à prouver par l'expérience qu'un radioélément est produit par un parent direct : telle la production de radon par le radium (§ 48), de radium par l'ionium (§ 125), de  $RaB$  par  $RaA$

(§ 56), etc. On trouvera dans les chapitres XXIII à XXVII de nombreux exemples de filiation démontrée. Il subsiste cependant des cas où la preuve expérimentale n'a pas été faite et où un mode de filiation a été admis d'après des considérations indirectes.

Quand le rayonnement d'une matière radioactive évolue suivant une loi qui n'est pas une exponentielle simple, on est assuré d'être en présence d'un mélange de radioéléments. L'étude de l'évolution permet de reconnaître si ces radioéléments sont associés par filiation (§ 63). Par contre, à un rayonnement qui évolue suivant une loi exponentielle, ne correspond pas nécessairement une substance simple, ce dont on peut le plus souvent s'assurer en séparant les constituants.

Un indice important de complexité est l'hétérogénéité du rayonnement. On admet qu'un radioélément émet, par atome transformé, un rayon  $\alpha$  de vitesse initiale déterminée, ayant dans l'air un parcours défini. L'émission simultanée d'un ou plusieurs groupes de rayons  $\alpha$  de parcours différents (abstraction faite de la structure fine et des rayons de long parcours), est considérée comme une preuve de complexité, et c'est là un des arguments pour admettre que l'uranium se compose de deux isotopes *UI* et *UII*, ou que le thorium *C*, contient un dérivé de courte vie *ThC'*.

L'émission de deux groupes de rayons  $\beta$  nucléaires, franchement différents, donne lieu à des conclusions analogues, ainsi qu'en fait preuve le cas de *UX* dont le rayonnement  $\beta$  est attribuable à deux constituants *UX<sub>1</sub>* et *UX<sub>2</sub>*. Mais nous avons vu aussi que l'émission de nombreux groupes homogènes de rayons  $\beta$  peut se produire chez la même substance, par exemple chez les corps *B* et *C* de dépôts actifs, quand ces rayons, d'origine secondaire, sont produits par plusieurs groupes monochromatiques de rayons  $\gamma$  émis dans la même transformation (chap. XV).

Chez certains éléments simples, par exemple chez le radium, le rayonnement  $\alpha$  est accompagné de rayonnements  $\beta$  et  $\gamma$  de faible énergie. Les rayons  $\gamma$  sont, en ce cas, d'origine nucléaire, mais les rayons  $\beta$  sont d'origine secondaire, par conversion interne des rayons  $\gamma$ ; ceux-ci proviennent de l'excitation du noyau par l'émission du rayon  $\alpha$ . Un rayon  $\beta$  nucléaire correspond toujours à la transformation de l'atome, mais non un rayon  $\beta$  secondaire.

La relation empirique qui existe entre la constante radioactive et le parcours des rayons  $\alpha$  (loi Geiger Nuttall, § 70) a été dans certains cas utilisée pour établir la composition d'une famille; elle a servi, par exemple, pour admettre l'existence des corps *RaC'* et *ThC'*.

L'étude des relations entre les radioéléments a fait apparaître

des analogies très frappantes qui ont été une source de découvertes nouvelles et ont permis de compléter le classement. Ainsi l'analyse des dépôts actifs a conduit à rechercher et à découvrir par analogie avec le *RaA*, les substances à vie courte *ThA* et *AcA* qui avaient d'abord échappé à l'observation.

A partir des trois gaz radioactifs, radon, thoron et actinon, le même type d'évolution radioactive se répète trois fois ; dans chaque cas apparaît une série de dérivés *A*, *B* et *C*, se succédant suivant le même mode de transformation. L'analogie se continue en ce qui concerne la bifurcation que l'on observe dans la transformation des corps *C*. Elle s'arrête cependant aux corps *C'* et *C''* qui résultent de la bifurcation et qui sont les derniers éléments actifs dans les séries du thorium et de l'actinium. Dans celle du radium, à la suite de *RaC'* on voit encore apparaître les termes actifs *RaD*, *RaE* et *RaF* formant le dépôt actif à évolution lente.

Parmi les substances qui dans leurs familles précèdent les trois gaz radioactifs, on peut considérer comme termes correspondants, d'une part le radium, le thorium X et l'actinium X, d'autre part, l'ionium, le radiothorium et le radioactinium. L'actinium et le mésothorium 2 se correspondent dans leurs séries respectives sans que l'analogie s'étende à la série du radium.

Les analogies d'évolution ainsi mises en évidence doivent être très profondes, et révèlent des similitudes de structure nucléaire. Elles se retrouvent dans les propriétés chimiques et électrochimiques des radioéléments correspondants, mais laissent subsister entre eux de grandes différences de vie moyenne.

L'uranium est la substance mère d'une famille comprenant quelques substances qui généralement l'accompagnent, et d'autres qui, séparées de l'uranium lors de son extraction du minerai, ne s'y reforment que très lentement. Nous avons donc à considérer la famille de l'uranium proprement dite, et la famille du radium qui en est la suite. L'ionium, parent direct du radium, est intermédiaire entre les deux séries. L'ensemble porte le nom de famille uranium-radium.

Une deuxième famille comprend le thorium et ses dérivés. Le proactinium, l'actinium et ses dérivés forment une troisième famille, dite de l'actinium, dont la relation avec l'uranium n'est pas encore définitivement établie. D'après certains auteurs, il y aurait aussi une relation entre l'uranium et la famille du thorium.

Dans les chapitres suivants on trouvera la description et l'étude des familles. Leur composition est indiquée, pour chacune d'elle, dans le chapitre correspondant, et pour l'ensemble, dans l'Appendice,

tableau 5 c. Dans ce tableau, on indique pour chaque élément de la série, le mode de transformation et la constante radioactive ainsi que la période et la vie moyenne.

### § 118. Propriétés chimiques des radioéléments. Propriétés électrochimiques. Valence.

Dans le chapitre VII, on a donné la description des propriétés chimiques des radioéléments. Dans ce chapitre sont décrites et discutées les méthodes qui ont servi à connaître ces propriétés.

Sauf l'uranium et le thorium, les radioéléments se trouvent généralement soumis aux opérations chimiques ou électrochimiques, dans des conditions où leur concentration est trop faible pour qu'on puisse la mesurer sans le secours des méthodes propres à la radioactivité. Le cas du radium, dont on a pu étudier les sels purs, reste exceptionnel, et on peut y joindre maintenant celui du protactinium qui a été isolé en très petite quantité (§ 131). Pour aucun autre radioélément, de tels résultats ne peuvent être espérés dans les circonstances actuelles, et même si cela était possible, les effets chimiques produits par le rayonnement troubleraient, pour les corps à vie brève et à émission  $\alpha$ , les réactions chimiques normales, dès que la matière serait présente à l'état concentré en quantité pondérable (voir § 103). Ainsi, la chimie et l'électrochimie des radioéléments doivent avoir recours, en règle générale, aux méthodes applicables à des éléments présents à l'état d'une grande dilution. Par contre, elles bénéficient de méthodes de dosage de grande sensibilité et précision, qui permettent de résoudre des problèmes inabordables pour des éléments inactifs.

Indiquons, à titre d'exemple, qu'on peut doser le radium dans 100 g. de matière, où sa proportion en poids est  $10^{-12}$ . La sensibilité qu'on obtient est d'autant plus grande que la vie de la substance à doser est plus brève, à rayonnement semblable. Ainsi, une quantité de *RaC* de l'ordre de  $10^{-16}$  g. (soit environ  $2 \times 10^6$  atomes de cette substance), produit dans un appareil de mesures un courant de l'ordre de  $10^{-11}$  amp., qu'on peut mesurer avec précision et qui est comparable à celui produit par un disque étalon d'oxyde d'urane de 20 cm<sup>2</sup> de surface. Il est, dans bien des cas, plus facile de suivre une trace de matière radioactive noyée dans une autre matière que d'en faire autant pour un corps inactif ; il est plus aisé, par exemple, d'observer les progrès de la diffusion dans l'air pour un gaz radioactif que pour un gaz ordinaire.

a) *Propriétés chimiques.* — On peut se demander si l'étude du comportement chimique des radioéléments dilués donne le moyen

de connaître leur comportement à l'état concentré et de définir leur type chimique avec certitude. La difficulté qu'on rencontre consiste ici dans les phénomènes dits d'*adsorption* ou d'*entraînement* dont le rôle en chimie devient très important, quand on opère sur des substances extrêmement diluées.

Il est habituel de juger des propriétés chimiques d'un élément par sa précipitation à l'état de composés insolubles dans certaines conditions, ou, au contraire, par le fait qu'il demeure dissous. On se base aussi sur la cristallisation des sels, ainsi que la forme et la composition des cristaux obtenus. Prenons l'exemple du fer qui ne précipite pas par  $H^2SO^4$  quand il est le seul métal en solution, mais qui cependant précipite partiellement si la solution contient aussi du baryum. On dit, en ce cas, qu'il y a *entraînement* du fer par  $BaSO^4$  ou bien *adsorption* de fer sur ce précipité insoluble. Quelle que soit la nature de ce phénomène, on ne le compte pas parmi les caractères essentiels qui servent à déterminer le type chimique du fer et sa place dans la classification.

Or un élément à l'état de dilution telle qu'on l'observe le plus souvent avec les radioéléments, ne peut que très exceptionnellement se trouver dans des conditions où la limite de solubilité est dépassée, et où il peut former des grains minimes colloïdaux ou cristallins tentant à se déposer, quoique trop petits pour être visibles. Dans le cas général, la précipitation ou la cristallisation est déterminée par la présence simultanée d'une matière qui sert d'*entraîneur*. Divers entraîneurs peuvent servir pour obtenir une précipitation totale ou partielle du radioélément, et il importe de distinguer entre ces réactions celles qui permettent la meilleure appréciation du type chimique.

L'*adsorption* est un phénomène complexe faisant intervenir les forces de cohésion moléculaires et ayant une relation encore très imparfaitement connue avec les propriétés chimiques. Dans certains cas, cet effet est superficiel et paraît dépendre surtout de forces électriques résultant de la charge ou de la polarité des ions ou molécules adsorbées ou adsorbantes. Citons, par exemple, l'*adsorption* de nombreuses substances sur le sulfate de baryum, le chlorure d'argent, le verre, et l'*adsorption* très importante exercée par le charbon poreux sur des matières diverses, solides, liquides ou gazeuses. Dans d'autres cas, les plus intéressants au point de vue de la sélectivité des propriétés chimiques, la substance entraînée fait partie intégrante de la structure du précipité ou des cristaux, et il y a lieu de penser qu'elle est un élément normal du réseau cristallin de l'ensemble.

La similitude paraît particulièrement étroite si la substance entraînée cristallise en toute proportion avec celle qui l'entraîne, suivant des lois numériques régulières, ce qui rend probable l'isomorphisme complet des cristaux de ces deux corps. C'est donc seulement par un ensemble d'expériences de précipitations ou de cristallisations en présence de divers entraîneurs qu'on peut mettre en évidence les caractères chimiques essentiels des substances radioactives, par le seul usage des réactions chimiques. La tâche est d'autant plus aisée que les propriétés de l'élément considéré sont plus franches, tel le cas du radium; pour des corps comme le polonium, qui appartient à la sixième colonne et peut former plusieurs espèces d'ions, l'étude chimique présente nécessairement plus de difficulté.

Plusieurs tentatives ont été faites pour donner des règles générales permettant de reconnaître parmi les réactions d'entraînement d'un radioélément celles qui lui appartiendraient s'il était à l'état concentré, c'est-à-dire ses caractères analytiques. L'énoncé le plus conforme à l'ensemble des résultats expérimentaux paraît être le suivant (M. Guillot) : 1) Quand un radioélément est complètement précipité par un réactif avec le secours d'une quantité minime d'un corps entraîneur, on peut admettre qu'il serait précipité par le même réactif s'il était seul en quantité pondérable, et que les grains de l'entraîneur ne servent qu'à rassembler le composé insoluble formé.

*Exemple* : précipitation du polonium en solution acide par l'hydrogène sulfuré, avec utilisation d'un entraîneur en quantité inférieure à un milligramme dans plusieurs centimètres cubes de solution ; il y a lieu de conclure que le sulfure de polonium est insoluble en solution acide, ce qui définit un caractère analytique important de cette substance.

Pour s'assurer qu'une réaction appartient à cette catégorie, il est utile d'employer la méthode de *centrifugation* du liquide où se forme le précipité, ce qui facilite grandement le rassemblement de celui-ci. Cette méthode permet, dans certains cas, d'éviter l'emploi d'un entraîneur (Guillot). Par exemple, en centrifugeant une solution acide de polonium contenant de l'hydrogène sulfuré, on détermine un dépôt de polonium invisible sur les parois du tube, en absence de tout entraîneur. Il en est de même si l'on centrifuge une solution de polonium presque neutre. On peut admettre que le dépôt se fait dans le premier cas sous forme de sulfure, dans le second cas sous forme d'un produit d'hydrolyse tel qu'un sel basique ou un hydrate. Ceci conduit à envisager pour ces matières des solubilités extrêmement minimes, inférieures à  $10^{-10}$  g. par centimètres cubes de solution.

2) Quand un radioélément est incomplètement précipité par un réactif, sous forme colloïdale, en présence d'une masse notable d'un entraîneur, on peut admettre qu'il y a entraînement par adsorption, mais que le radioélément ne précipite pas normalement dans ces conditions à l'état pur.

*Exemple* : le polonium est partiellement retenu avec  $AgCl$  dans la précipitation de celui-ci en solution acide, mais l'entraînement est d'autant moins important que la solution est plus acide et la quantité de  $AgCl$  précipité moindre ; on en conclut que le chlorure de polonium est soluble en solution chlorhydrique acide, ce qui constitue un caractère analytique du polonium.

3) Quand un radioélément est incomplètement précipité par un réactif, sous forme de cristaux, en présence d'une quantité quelconque d'entraîneur, ou qu'il paraît susceptible de cristalliser avec celui-ci en toute proportion, on peut conclure comme dans le cas (2) à un caractère analytique de solubilité. Mais il y a lieu, en plus, de rechercher s'il existe entre le radioélément et l'entraîneur des relations d'isomorphisme ; s'il en est ainsi, on pourra admettre que le radioélément se trouve dans les cristaux mixtes engagé dans un composé de même formule chimique que l'entraîneur ; cette formule sera par là-même connue, ainsi que la valence du radioélément dans le composé considéré.

Les indications qui permettent de conclure à l'isomorphisme sont la distribution uniforme du radioélément dans les cristaux, la cristallisation en commun avec plusieurs entraîneurs donnant une série de sels isomorphes, la cristallisation en commun avec plusieurs sels d'un même entraîneur, enfin les relations numériques qui permettent d'établir un coefficient de fractionnement régulier (§ 41).

Ainsi l'étude chimique des radioéléments conduit à déterminer leurs caractères analytiques et les formules chimiques des composés. Ces deux problèmes sont résolus simultanément quand il s'agit de radioéléments isotopes de certains éléments ordinaires, mais pour ceux qui représentent un type chimique nouveau les caractères analytiques sont mieux connus que les formules chimiques (voir § 39). Un caractère analytique tel que la formation d'un sulfure insoluble dans les acides étendus peut, en effet, être commun à plusieurs éléments, sans que les formules chimiques soient les mêmes.

L'histoire de la découverte du radium est particulièrement démonstrative pour la chimie des radioéléments. Au cours du traitement de la pechblende, ce corps se sépare avec le baryum de tous les autres éléments ; il ne se sépare ensuite du baryum que par des cristallisations ou précipitations fractionnées. On en a conclu que le radium a une parenté étroite avec le baryum et qu'il est son homologue supérieur avec des formules chimiques correspondantes. Cette opinion a été confirmée par les travaux ultérieurs. Il est donc bien établi que l'on avait pu juger de la nature chimique d'un élément présent en proportion infinitésimale, d'après la manière dont cet élément se comportait en présence simultanée d'autres éléments variés.

Rappelons comment l'étude chimique des radioéléments a conduit à la découverte de l'isotopie. On a constaté qu'il est impossible de modifier d'une manière appréciable la proportion relative de certains radioéléments, soit entre eux, soit par rapport à certains corps inactifs. Ainsi, malgré l'effort considérable accompli à cet effet, on n'a pas réussi à modifier, par des traitements chimiques, le rapport qui existe dans leur mélange entre le radium et le mésothorium I, entre le radium D et le plomb, entre l'ionium et le thorium, entre le thorium et le radiothorium. Les méthodes employées étaient surtout la précipitation ou la cristallisation fractionnée avec un grand nombre d'opérations successives ; on a eu aussi recours à la diffusion, la distillation, etc.

C'est en se basant sur ces résultats que F. Soddy affirma dès 1910 l'identité chimique des éléments dont on n'avait pas réussi à modifier la proportion relative ; à ces éléments non séparables, il assigna la même place dans la classification périodique et leur donna le nom d'*isotopes*. Les isotopes possèdent la même charge nucléaire qui détermine leur *type chimique* commun, et qui est égale au produit  $Ne$  de la charge élémentaire  $e$ , par le numéro d'ordre  $N$  de la place occupée dans la classification.

Les termes correspondants des familles de radioéléments ont été reconnus isotopes, de sorte que l'analogie d'évolution radioactive est accompagnée d'une identité de propriétés chimiques.

Certains radioéléments peuvent exister à l'état colloïdal ; dans ces conditions, ils ne peuvent subir la dialyse au travers du papier parchemin ; en même temps, leur coefficient de diffusion dans le liquide qui les contient est diminué. Les éléments qui se comportent ainsi sont ceux dont les composés subissent facilement l'hydrolyse : le polonium, l'uranium X, etc. La formation d'agrégats colloïdaux peut se produire soit à l'aide des composés de radioéléments seuls quand la solubilité est extrêmement faible, soit en prenant comme support les agrégats colloïdaux formés par des matières étrangères. Les grains colloïdaux de matière active, suspendus dans le liquide, peuvent en être séparés par centrifugation. Ces grains recueillis sur une plaque photographique donnent naissance à des images telles que celles représentées dans la planche XXII (§ 102).

Parmi les méthodes employées pour séparer et caractériser les radioéléments, il faut citer la volatilisation, dont on a vu l'application aux dépôts actifs (§ 55). Le polonium peut aussi être distillé et cette propriété est utilisée dans sa manipulation. La volatilité d'une matière radioactive dépend du composé dans lequel elle est engagée et peut-être aussi du support, selon certains auteurs.

Pour la plupart des radioéléments, le type chimique a pu être

établi par les méthodes de la chimie. Les corps dont la vie est trop brève ne peuvent faire l'objet d'une étude chimique. Leur type chimique a été déterminé d'après leurs analogies dans les familles, ou par application des lois de déplacement de valence dont il sera question plus loin.

b) *Propriétés électrochimiques.* — Ces propriétés sont aussi bien définies que les propriétés chimiques. Leur étude ne nécessite pas l'addition d'un entraîneur, et peut donner des renseignements directs sur les ions radioactifs contenus en solution.

Les radioéléments peuvent être extraits de leur solution par l'électrolyse ou par le dépôt sur un métal convenablement choisi plongeant dans la solution (v. Lerch, Marckwald). Certains de ces procédés sont devenus d'usage courant pour la séparation des radioéléments. Le polonium est fréquemment séparé ou purifié par dépôt sur le cuivre ou l'argent. Les corps *C* des trois familles radioactives sont séparés d'une solution chlorhydrique chaude par le dépôt sur nickel.

On se base sur ces résultats pour classer les radioéléments selon leur caractère plus ou moins électropositif. Cependant, en raison de la petitesse des quantités sur lesquelles on opère, il y a parfois incertitude sur la nature de l'ion déposé qui peut être un ion métal, ou un ion complexe.

Pour caractériser les propriétés électrochimiques d'un élément, il est usuel de déterminer son *potentiel électrochimique*.

Soit une chaîne composée de deux électrodes, dont l'une constituée par le métal soumis à l'examen, immergé dans la solution d'un de ses sels (compartiment *A*), tandis que l'autre est une *électrode normale*, par exemple, l'électrode au calomel, constituée par du mercure recouvert d'une couche de calomel ( $Hg^2Cl^2$ ) baignant dans une solution normale de chlorure de potassium (compartiment *B*). Les compartiments *A* et *B* sont mis en communication par un siphon étroit contenant le même liquide qu'en *B* et obstrué par du papier filtre pour ralentir le mélange par diffusion entre *A* et *B*. L'équilibre entre le métal et ses ions s'établit spontanément, soit par dissolution du métal, soit par le dépôt de quelques ions. On définit le *potentiel électrochimique*  $V$  du métal dans la solution considérée par la différence de potentiel mesurée entre le métal de *A* et le mercure de *B*. Ainsi  $V$  se trouve déterminé à une constante près qui est la différence de potentiel caractéristique de l'électrode normale (1). La variation de  $V$  avec la concentration des ions du métal dans la solution est donnée par la théorie de Nernst.

Quand le compartiment *A* contient la solution d'un sel du métal à étudier et deux électrodes inattaquables, et qu'on cherche à déposer le métal sur

(1) On attribue à celle-ci la valeur 0,56 volts déduite principalement d'expériences sur des phénomènes électrocapillaires (Paschen).



une de ces électrodes servant de cathode (fig. 158) il est nécessaire d'augmenter progressivement la densité du courant, jusqu'à apparition d'un dépôt visible qui correspond à un potentiel déterminé de la cathode  $c$  par rapport à l'électrode normale  $b$ . Ce *potentiel critique* de dépôt est le même que le potentiel électrochimique  $V$  relatif à l'équilibre entre le métal et la solution ; il peut donc servir à déterminer celui-ci.

Les valeurs négatives de  $V$ , les plus fortes en valeur absolue, appartiennent aux métaux électropositifs tels que le zinc et encore plus, les métaux alcalins. Les valeurs positives de  $V$  caractérisent les métaux facilement déplacés de leurs sels tels que le cuivre ou l'argent, et encore plus l'or ou le platine. Ainsi, l'ordre dans lequel les métaux se déplacent réciproquement de leurs solutions est une indication de potentiel électrochimique et permet un classement en métaux plus ou moins « nobles », c'est-à-dire moins oxydables ou plus oxydables.

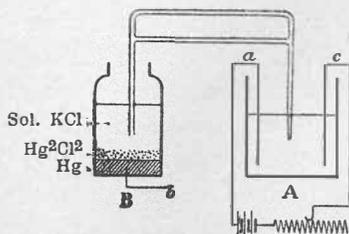


Fig. 158.

Ces considérations s'appliquent aussi aux radioéléments, mais on ne dispose pas, en général, de quantités suffisantes pour constituer une électrode recouverte de l'élément considéré en vue de l'étude de l'équi-

libre électrochimique. On a donc eu recours à la mesure de la vitesse de dépôt dans des conditions déterminées. La différence de potentiel entre l'électrode qui recueille le dépôt et la solution n'est pas ici déterminée par les ions radioactifs relativement peu nombreux, mais par des ions étrangers tels que ceux d'hydrogène.

Les méthodes employées ont été les suivantes (Hevesy et Paneth) : 1° Immersion d'un métal dans une solution d'un de ses sels dans laquelle est introduit un radioélément ; on mesure, d'une part, le potentiel du métal par rapport à la solution, d'autre part, la vitesse de dépôt du radioélément. 2° On électrolyse au moyen d'électrodes de platine la solution acide d'un radioélément, en ayant soin de mesurer le potentiel de la cathode et celui de l'anode par rapport à la solution. Dans les deux cas, on trouve que le phénomène de dépôt est déterminé par le potentiel de l'électrode, que celle-ci soit anode, cathode ou électrode isolée.

Pour mesurer la vitesse de dépôt, on retire l'électrode du liquide à des intervalles de temps déterminés et on mesure la quantité de matière radioactive recueillie. On peut aussi, suivant une méthode plus récente, mesurer la vitesse de dépôt à chaque instant, en laissant celui-ci se faire sur une électrode d'or insérée d'une manière étanche dans la paroi du vase à électrolyse, et assez mince pour laisser passer les rayons  $\alpha$  du radioélément déposé ; l'ionisation produite par ces derniers est mesurée dans une chambre d'ionisation convenablement disposée (F. Joliot).

Utilisant le polonium en solution azotique 0,1 normale, on constate que la vitesse initiale de dépôt, très faible quand le potentiel de la cathode est suffisamment élevé, subit une augmentation brusque quand il s'abaisse jusqu'à une valeur déterminée qui est environ  $+0,38$  volts ; ce potentiel critique de dépôt varie peu, aussi bien avec l'acidité de la solution qu'avec la concentration du polonium, ce dernier point n'étant pas en accord avec la loi de Nernst. Au-dessous du potentiel critique, la vitesse initiale de dépôt est d'autant plus grande que le potentiel de la cathode est plus bas. On observe, de plus, que dans cette solution le polonium peut aussi se déposer à l'anode quand le potentiel de celle-ci est supérieur à un deuxième potentiel critique voisin de  $+1$  volt. Ces résultats, représentés dans la figure 159, prouvent que le polonium peut exister dans une solution nitrique

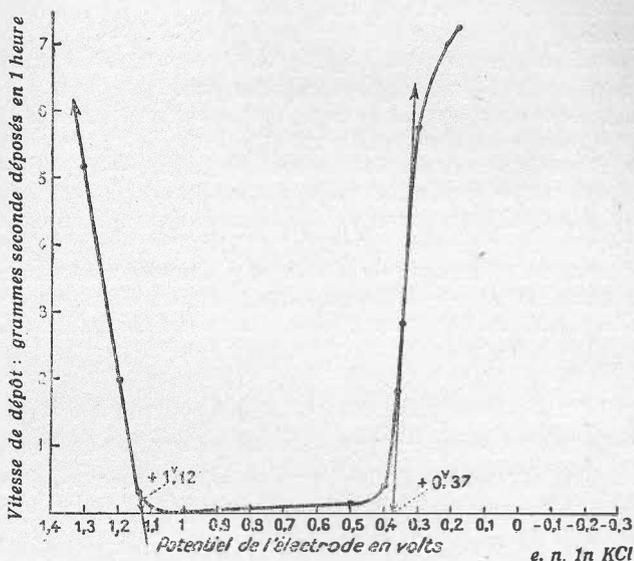


FIG. 159.

sous la forme de deux ions différents, celui qui se dépose à l'anode pouvant être envisagé comme un peroxyde. L'ion dont le potentiel critique  $V = +0,38$  volts est peut-être un oxyde, car en milieu réducteur tel qu'une solution oxalique, on obtient le dépôt à la cathode pour un potentiel critique  $V = +0,02$  volts sans aucun dépôt à l'anode. Ce potentiel caractérise peut-être l'ion  $Po$ .

La quantité déposée à potentiel d'électrode constant, en fonction du temps, augmente d'abord proportionnellement à celui-ci, ensuite moins rapidement, et tend vers une valeur limite, compte tenu de la destruction spontanée. Il se produit donc un équilibre entre le polonium déposé et celui qui reste en solution. En faisant varier le potentiel, on peut déterminer la redissolution du polonium déposé.

La vitesse initiale de dépôt et la fraction limite déposée sont des fonctions du potentiel d'électrode qui augmentent quand celui-ci diminue. La vitesse de dépôt est représentée par une formule du type :

$$\frac{dn}{dt} = \alpha (N_0 - n) - \beta n$$

où  $N_0$  est le nombre initial d'atomes en solution,  $n$  celui des atomes déposés au temps  $t$ ;  $\alpha$  et  $\beta$  sont des coefficients qui dépendent aussi bien du potentiel  $V$  de l'électrode que d'autres conditions expérimentales, telles que l'agitation de la solution et la température. D'après la formule ci-dessus la valeur limite de  $n$  est donnée par la relation

$$n_{\infty} = \alpha N_0 / \alpha + \beta$$

qui correspond numériquement à une variation avec le potentiel moins rapide que celle qui résulte de la formule de Herzfeld (1).

Quand  $V$  diminue, le rapport  $N_{\infty}/N_0$  tend vers 1, et l'extraction par électrolyse peut avoir lieu presque complètement.

Prenons comme exemple le dépôt de polonium sur une lame plongée dans une solution nitrique de titre 0,125 normal. Pour des lames de *Ag*, *Cu*, *Ni* et *Fe*, les potentiels sont respectivement + 0,020, — 0,026, — 0,142, — 0,40 volt. Le dépôt se produit donc dans tous les cas, la vitesse de dépôt augmentant d'un métal au suivant dans l'ordre indiqué. Il en est de même de la fraction déposée au maximum qui est 72 % pour *Ag* et 96 % pour *Ni*.

L'extraction du polonium par dépôt sur *Ag* d'une solution nitrique, est rendue plus complète par l'addition à cette solution d'un peu de *HCl*, ce qui a pour effet d'abaisser le potentiel de l'électrode ainsi qu'il a été observé dans des conditions de concentration convenables.

Les radioéléments isotopes ont le même potentiel critique et ne peuvent pas plus être séparés par l'électrolyse que par les réactions de la chimie. Ce fait a été vérifié pour les isotopes du plomb : *RaB*, *ThB*, *AcB* et *RaE* et pour les isotopes du bismuth : *RaC*, *ThC*, *AcC* et *RaE*.

On peut approximativement ranger les radioéléments par caractère électropositif décroissant ainsi qu'il suit : *Ra*, *Th*, *U*, *RaD*, *RaE*, *Po*, chacun de ces corps comptant aussi pour ses isotopes.

Dans le tableau ci-dessous, on a réuni les potentiels électrochimiques  $V$  jusqu'ici déterminés avec quelque précision, dans le domaine des radioéléments et de leurs isotopes, par rapport à l'électrode au calomel à solution *KCl* normale (température environ 20°), électrode inattaquable.

Radium. Sol. nitrique, concentration normale en ions <i>Ra</i> ++		
Dépôt à la cathode <i>Hg</i> .....		—1,718 volts
Plomb. Sol. nitrique, concentration normale en ions <i>Pb</i> ++		
Dépôt à la cathode ..		—0,43 —
Dépôt à l'anode ( <i>PbO</i> <sup>2</sup> ).....		+1,0 —

(1) Proposée pour remplacer celle de Nernst tant que l'électrode réceptrice n'est pas recouverte par les atomes qui se déposent.



Il suffit de mesurer  $D$  et  $K$  dans le même milieu pour déterminer la valence. Celle-ci étant un nombre entier, une grande précision n'est pas nécessaire. Comme le coefficient  $K$  varie pour ces ions dans des limites assez étroites, restant voisin de 0,0006 cm./sec. pour un champ de 1 volt/cm., la mesure seule de  $D$  peut suffire. On a approximativement  $D = 1,25$  cm<sup>2</sup>/jour pour un ion monovalent, 0,63 cm<sup>2</sup>/jour pour un ion bivalent, etc.

Voici (d'après Hevesy) un tableau des mobilités et des coefficients de diffusion des radioéléments, avec indication de la valence  $v$ , pour une solution chlorhydrique 10<sup>-2</sup> normale.

Substance	$K \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \left( \frac{\text{h volt}}{\text{cm}} \right)$	$D \frac{\text{cm}^2}{\text{jour}}$	$v$
<i>UX</i> <sub>1</sub> .....		0,40	4
<i>Io</i> .....		0,33	4
<i>Ra</i> .....	$5,7 \times 10^{-4}$	0,67	2
<i>RaD</i> .....	6,2 —	0,65	2
<i>RaE</i> .....	6,2 —	0,45	3
<i>RaF(Po)</i> .....	6,9 —	0,76	2
<i>Th</i> .....		0,33	4
<i>RTh</i> .....		0,33	4
<i>ThX</i> .....	5,8 —	0,66	2
<i>ThB</i> .....	5,5 —	0,67	2
<i>ThC</i> .....	5,4 —	0,50	3
<i>Ac</i> .....		0,46	3
<i>AcX</i> .....	5,6 —	0,66	2

Dans ces expériences, comme dans celles d'électrolyse, il faut éviter la présence de radioéléments à l'état colloïdal. Il peut y avoir aussi une incertitude sur la nature des ions observés. D'après certains auteurs, l'ion de polonium à valence 2 serait un ion complexe  $PoO$ , résultant de l'hydrolyse du chlorure  $PoCl^4$ . Remarquons que, pour les éléments de rang élevé, la valence n'est pas un caractère aussi fixe que pour les métaux alcalins ou alcalino-terreux.

Les éléments isotopes ont dans les mêmes conditions la même valence. Il en est ainsi, en particulier, pour les termes correspondants des familles de radioéléments, et ceci complète l'analogie déjà signalée de leurs propriétés chimiques et électrochimiques.

#### § 119. Loi de déplacement de valence.

L'élément formé dans une transformation radioactive n'a pas la même valence que son parent direct. Le déplacement de valence est soumis à des lois régulières caractéristiques de la transformation.

Si celle-ci a lieu avec émission de rayons  $\alpha$ , la valence est diminuée de 2 unités ; si elle a lieu avec émission de rayons  $\beta$  nucléaires, la valence est augmentée d'une unité. La règle doit être appliquée en considérant que la valence 0 est équivalente à la valence 8. Ces lois ont reçu l'énoncé général suivant (F. Soddy, K. Fajans) :

1° Quand un atome se transforme en émettant un rayon  $\alpha$ , l'élément qui en résulte dont le poids atomique est de 4 unités inférieur à celui de la substance mère, est reculé par rapport à celle-ci de deux places dans le système périodique ;

2° Quand un atome se transforme en émettant un rayon  $\beta$  nucléaire, l'élément qui en résulte a le même poids atomique que la substance mère ; il est avancé par rapport à celle-ci d'une place dans le système périodique.

On admet qu'il n'existe pas d'autre mode de transformation, et on attribue une émission de rayons  $\beta$  nucléaires à *MTh1* et à l'actinium, chez lesquels cette émission n'a pas encore été observée.

Les règles indiquées ont été inspirées par des exemples simples. Ainsi le radium de poids atomique 226, ayant sa place dans la deuxième colonne et dans la dernière ligne du système, perdant une particule  $\alpha$ , donne naissance au radon, gaz inerte de poids atomique 222 dont la place est indiquée dans la même ligne et dans la colonne 0 des gaz inertes. Pour appliquer la même règle au radon qui se transforme également avec émission d'une particule  $\alpha$ , on retranche 2 unités de la valence 8, ce qui conduit à placer le radium A dans la sixième colonne en passant dans l'avant-dernière rangée. Les propriétés chimiques du radium A sont conformes à la place ainsi occupée. La règle relative aux rayons  $\beta$  se justifie et s'applique d'une manière analogue.

Les lois énoncées ci-dessus se rattachent directement à la conception de Moseley, d'après laquelle les places successives du système périodique sont caractérisées par la charge positive nucléaire  $Ne$  ( $N$  nombre atomique,  $e$  unité de charge, égale en valeur absolue à la charge de l'électron). Quand le noyau éprouve une transformation radioactive, l'expulsion d'une particule  $\alpha$  qui porte 2 unités de charge positive conduit à un rang inférieur de 2 unités, tandis que l'expulsion d'une particule  $\beta$  qui porte une unité de charge négative fait acquérir au noyau une unité positive et lui fait gagner un rang.

Le changement de valence qui accompagne ces variations de charge nucléaire s'explique par un changement correspondant de la distribution des électrons périphériques. Un atome qui perd une particule  $\alpha$ , doit aussi, pour rester neutre, perdre deux électrons superfi-

ciels. Un atome qui vient de perdre un électron nucléaire doit, pour la même raison, s'adjoindre un électron périphérique.

A l'aide des lois de déplacement, on peut suivre chaque famille de radioéléments, dans le système périodique. Tous les radioéléments trouvent leur place dans celui-ci, si l'on admet qu'ils forment des groupes isotopes dont chacun occupe une seule place. La correspondance d'évolution radioactive entre les termes des 3 familles indique leur réunion dans un même groupe. La réciproque n'est pas nécessairement vraie, puisqu'une substance peut repasser plus d'une fois par le même groupe lors de son évolution et puisque certains radioéléments sont des isotopes d'éléments inactifs.

#### § 120. Groupes de radioéléments isotopes. Classement dans le système périodique.

Les radioéléments, dont on connaît actuellement 38, forment 10 groupes isotopes qui se placent dans les deux dernières rangées du système depuis  $N = 81$  à  $N = 92$ ; les places  $N = 85$  et  $N = 87$  restent vides et ne correspondent à aucun élément connu.

Parmi les dix types chimiques ainsi définis, les trois premiers  $N = 81$ , 82 et 83 comprennent à la fois des radioéléments et des représentants inactifs : thallium, plomb, bismuth. Les sept suivants ne comprennent que des radioéléments sans qu'on leur connaisse jusqu'ici des isotopes inactifs. Parmi ces sept groupes, il y en a cinq dont la découverte résulte uniquement des méthodes de la radioactivité et qui occupent dans le système des places jusqu'ici vides; ce sont ceux du polonium ( $N = 84$ ), du radon ( $N = 86$ ), du radium ( $N = 88$ ), de l'actinium ( $N = 89$ ) et du protactinium ( $N = 91$ ).

Les poids atomiques de l'uranium, du thorium et du radium sont déterminés par les méthodes de l'analyse chimique. Leur valeurs actuellement admises sont : 238,14, 232,12; 226,0. Parmi les autres radioéléments, les données les plus précises sont relatives au radon. Le poids atomique 222, prévu par soustraction de 4 unités de celui du radium, a été confirmé par la mesure du coefficient d'effusion (§ 45).

Pour aucun autre radioélément, on ne possède jusqu'ici de mesure de poids atomique, et on ne peut espérer en obtenir pour les corps à vie courte qu'on ne peut isoler en quantité suffisante.

La famille uranium-radium contient deux corps dont la proportion dans les minéraux est supérieure à celle de radium; ce sont l'uranium II et l'onium. Comme l'uranium II ne peut être séparé de  $UI$  et  $Io$  de

l'isotope *Th* qui l'accompagne, on ne peut déterminer les poids atomiques. On a pu prouver cependant que le poids atomique de *Io* est inférieur à celui de *Th*, ainsi que le prévoit la théorie (§ 125). La formation de l'ionium dans les sels d'urane purifiés est trop lente ( $2 \times 10^{-4}$  g. par tonne de *U* et an) pour qu'on puisse y avoir recours. Dans la même famille, le radium *D* qu'on extrait des minéraux avec le plomb, pourrait être obtenu par formation à partir de *Ra*, mais là encore la production est très faible. (On peut calculer qu'il se forme environ 0,4 mg. de *Ra D* par g. de *Ra* et an); si néanmoins on se proposait de l'accumuler, il se trouverait mélangé de plomb résultant de sa transformation.

Dans la famille de l'actinium, les deux éléments qui ont la vie la plus longue sont le protactinium et l'actinium, auxquels on ne connaît pas d'isotope inactif. Le protactinium a déjà été isolé (§ 131) et se trouve dans les minéraux en quantité suffisante (environ 200 mg. par tonne d'urane) pour que la détermination de son poids atomique puisse être envisagée dans un avenir assez prochain. L'actinium pourrait sans doute être isolé au prix d'un travail très ardu, mais sa teneur dans les minéraux est trop faible (environ 0,13 mg. par tonne d'urane) pour qu'on puisse espérer le recueillir en quantité dépassant l'ordre du milligramme.

En absence de mesure directe, l'évaluation de poids atomique est obtenue par déduction de quatre unités pour chaque émission de particule  $\alpha$ , alors qu'on néglige toute déduction pour l'émission d'un rayon  $\beta$  nucléaire. Ce mode de calcul exige la connaissance exacte de la série des transformations et du poids atomique d'un corps de la série. L'incertitude sur ce dernier point laisse provisoirement indécis les poids atomiques de la série de l'actinium. Pour les familles uranium-radium et thorium, les poids atomiques paraissent bien établis en ce qui concerne le chiffre des unités, mais il subsiste des incertitudes portant sur les décimales. Ainsi le poids atomique de *Io* est 230 par addition de quatre unités à celui du radium, tandis qu'il est 230,14 par soustraction de 8 unités de celui de l'uranium. On voit par là l'importance considérable que prend la détermination exacte des poids atomiques accessibles à l'expérience.

Si l'extrapolation de la courbe d'Aston (fig. 40), dans la région occupée par les radioéléments est permise, on peut prévoir un excédent de leur poids atomique sur le nombre entier. Dans cette manière de voir, les poids atomiques *A*, rapportés à  $^{16}_8\text{O} = 16$ , correspondraient aux nombres protoniques *P*, ainsi qu'il suit :

<i>P</i> .....	206	210	220	226	230	232	238
<i>A</i> .....	206,029	210,038	220,062	226,0775	230,087	232,093	238,109

Le poids atomique ainsi obtenu pour *UI* serait plus voisin de la valeur expérimentale 238,14 (238,16 par rapport à  $^{16}_8\text{O}$ ) trouvée pour l'urane; un rapprochement analogue aurait lieu pour *Th*, tandis que le poids atomique 226,0 observé pour *Ra* paraîtrait un peu trop faible. La différence entre les poids atomiques 238,109 et 206,029 représente de près la perte

de 8 particules  $\alpha$ , soit 32,017, augmentée de la perte de masse correspondant à la perte d'énergie qui accompagne la transformation d'un atome de *UI* en un atome de *RaG*, soit 0,056 (voir § 104). Dans le cas de *Th*, la concordance entre le poids atomique prévu pour le plomb de thorium ( $P = 208$ ), serait aussi améliorée.

Dans le tableau ci-dessous, on a donné la composition des groupes de radioéléments isotopes, chaque groupe étant désigné par son représentant le plus stable ou par l'isotope inactif. On n'a donné que le chiffre des unités pour les poids atomiques qui n'ont pas été directement déterminés ; pour ceux de la série de l'actinium, on a donné l'indication que l'on considère actuellement comme la plus probable.

Nombre atomique		Poids atomique unités	Type chimique	Nombre atomique		Poids atomique unités	Type chimique	
81	Radium C"	210	Thallium	88	Radium	226	Radium	
	Thorium C"	208				Thorium X		224
	Actinium C"	207?				Actinium X		223?
					Mésothorium 1	228		
82	Radium B	214	Plomb	89	Actinium	227?	Actinium	
	Thorium B	212				Mésothorium 2		228
	Actinium B	210?						
	Radium D	210						
83	Radium C	214	Bismuth	90	Thorium	232	Thorium	
	Thorium C	212				Radiothorium		228
	Actinium C	211?				Uranium X <sub>1</sub>		234
	Radium E	210				Ionium		230
					Uranium Y	231?		
84	Polonium	210	Polonium		Radioactinium	227?		
	Radium A	218			91	Protactinium	231?	Protactinium
	Thorium A	216				Uranium X <sub>2</sub>	234	
	Actinium A	215?				Uranium Z	234	
	Radium C'	214						
	Thorium C'	212						
	Actinium C'	211?						
86	Radon	222	Radon	92	Uranium I	238	Uranium	
	Thoron	220				Uranium II		234
	Actinon	219?				Actino-Uranium		235?

Remarquons qu'au groupe  $N = 82$  on peut adjoindre les éléments inactifs suivants qui résultent de la transformation des radioéléments (Chap. XXVII) :

Plomb d'uranium-radium (ou radium G) .....	P = 206
Plomb d'uranium-actinium (ou actinium D) .....	P = 207
Plomb de thorium (ou thorium D) .....	P = 208

Dans le tableau général n° 4 (Appendice) chacun des groupes iso-

topiques de radioéléments a été désigné comme ci-dessus par le représentant principal du type chimique. Dans le tableau n° 15b (Appendice), on a représenté en détail les deux dernières lignes du système avec indication de tous les radioéléments et leur filiation.

### § 121. Radioéléments indicateurs.

La circonstance qui fait que certains radioéléments sont isotopes des éléments ordinaires : thallium, plomb et bismuth, a reçu une application intéressante. Ces radioéléments peuvent être utilisés comme *indicateurs* très sensibles dans diverses études sur les éléments inactifs correspondants (Hevesy et Paneth). On a employé *RaD* et *ThB* comme indicateurs pour le plomb, *RaE* et *ThC* comme indicateurs pour le bismuth. On peut aussi employer les radioéléments isotopes comme indicateurs les uns par rapport aux autres, quand on estime que le dosage présente plus de facilité pour l'indicateur choisi que pour l'élément qui fait l'objet des recherches.

Ainsi, avec addition de *RaD* comme indicateur, on a pu mesurer la solubilité du chromate de plomb  $1,2 \times 10^{-5}$  g. par litre à 25°, difficilement accessible à l'analyse microchimique ; la quantité de *RaD* est, en ce cas, mesurée par le rayonnement  $\beta$  de son dérivé *RaE* après établissement de l'équilibre radioactif.

On a également utilisé le radium *D* pour étudier l'interdiffusion des atomes de plomb fondu à 340°. Dans un tube, une couche de plomb actif, placée au fond, était surmontée d'une couche inactif au début. Après plusieurs jours, la masse refroidie a été partagée en tranches dont on a mesuré l'activité. Le coefficient de diffusion ainsi trouvé est en moyenne 2,2 cm<sup>2</sup>/jour.

L'emploi de *RaE*, isotope du bismuth, a permis de démontrer l'existence d'un hydrure de bismuth gazeux jusque-là inconnu.

La méthode des indicateurs a encore été appliquée à l'étude de l'adsorption de traces de matières par les précipités et filtres, à la distinction entre la dispersion moléculaire et l'état colloïdal, à l'étude de l'échange entre les sels ionisés et les composés à radicaux complexes, à la mesure des surfaces de précipités et poudres, aux études sur le déplacement du plomb dans les plantes, et du bismuth dans l'organisme, etc.

Parmi les groupes de radioéléments, on a utilisé *UX<sub>1</sub>* comme indicateur pour le thorium et *MTh2* comme indicateur pour l'actinium.

Dans l'étude chimique de l'actinium, l'emploi de *MTh2* a été très

utile ; il est, en effet, plus facile de doser celui-ci, malgré sa décroissance assez rapide, par le rayonnement  $\gamma$  qu'il émet, que de doser l'actinium qui n'émet pas de rayonnement ionisant appréciable et qu'on ne peut mesurer que par ses dérivés dont la production est assez lente.

---

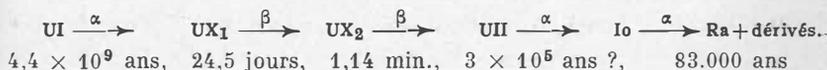
## CHAPITRE XXIII

### FAMILLE DE L'URANIUM. SON RAPPORT AVEC CELLES DU RADIUM ET DE L'ACTINIUM

#### § 122. Composition de la famille. Uranium I et Uranium II. Etalons d'oxyde d'urane.

L'uranium, tête de série de la famille, élément depuis longtemps connu, occupe la dernière place dans la classification des éléments, avec le nombre atomique 92, dans la sixième colonne et la dernière ligne. La détermination la plus récente du poids atomique a donné pour ce dernier 238,14 (Hönigschmid). Primitivement extrait de la pechblende, il est aussi le constituant d'un grand nombre d'autres minéraux.

Les méthodes d'étude de la radioactivité ont démontré que l'uranium, tel qu'il est séparé d'ordinaire à l'état de sel pur, ne doit pas être considéré comme un corps simple. En premier lieu, on doit envisager dans l'uranium deux isotopes nommés Uranium I et Uranium II. Ces corps sont généralement accompagnés de dérivés à courte vie : Uranium  $X_1$ , Uranium  $X_2$ , Uranium  $Y$  et Uranium  $Z$ . Dans les sels d'urane anciennement purifiés, on voit de plus apparaître des substances qui s'y forment très lentement : l'ionium suivi du radium et de tous les dérivés de celui-ci. Voici le schéma principal d'évolution de la famille de l'uranium, avec indication du mode de transformation et de la période :



Les éléments qui se suivent dans le schéma sont ceux pour lesquels le nombre d'atomes transformés dans le même temps est le même (ou presque exactement le même), quand ils sont en équilibre dans la substance mère. Les éléments  $UY$  et  $UZ$  correspondent, au contraire, à un nombre beaucoup plus petit d'atomes transformés.  $UZ$  (période 6,7 heures) résulte de la transformation partielle, en proportion de

3,5 pour mille de  $UX_1$  dont la presque totalité se transforme en  $UX_2$ . L'origine de  $UY$  (période 24,6 heures) est attribuée à la transformation d'un 3<sup>e</sup> isotope de l'uranium,  $AcU$  (§ 140).

On peut séparer des sels d'urane les corps  $UX_1$ ,  $UX_2$ ,  $UY$  et  $UZ$ ; on reconnaît que ces corps sont responsables de l'émission des rayons  $\beta$  de l'ensemble, et que l'uranium ainsi purifié n'émet que des rayons  $\alpha$ , attribuables aux constituants  $UI$  et  $UIII$  (et probablement, pour une petite proportion, à  $AcU$ ).

L'existence indépendante des isotopes  $UI$  et  $UIII$  a été admise sur la base de considérations de radioactivité avant même que la généralisation de la notion d'isotopie ait rendu probable pour l'uranium une structure complexe. Les mesures comparatives du rayonnement  $\alpha$  de couches minces préparées soit avec un oxyde d'urane purifié, soit avec des minéraux d'urane anciens inaltérés ont conduit certains auteurs (Mac Coy et Ross, Boltwood) à supposer qu'à l'état d'équilibre radioactif avec ses dérivés l'uranium émet deux particules  $\alpha$  pour une seule émise par le radium ou l'ionium (§ 126). Ceci peut s'expliquer si l'uranium se compose d'une substance mère et d'un dérivé en équilibre avec celle-ci dans les minéraux. Cette manière de voir a été confirmée par la numération des scintillations et par l'étude de la courbe d'ionisation. Plus récemment, l'observation faite par la méthode de Wilson avec des films extrêmement minces d'uranium a permis de mesurer les parcours des deux groupes de rayons  $\alpha$ . Les nombres admis actuellement sont 2,67 cm. et 3,12 cm. (air à 15° sous pression normale).

Pour déterminer directement la vie moyenne de l'uranium, il est nécessaire de compter le nombre  $n$  de rayons  $\alpha$  émis dans l'unité de temps par un gramme d'uranium pur distribué en couche infiniment mince. Si on admet que sur deux particules comptées une seule correspond à la transformation d'un atome de  $UI$ , la constante radioactive  $\lambda$  de celui-ci est donnée par la relation  $\lambda_1 = nA_1/2N$ , où  $A_1$  est le poids atomique de  $UI$  et  $N$  le nombre d'Avogadro.

La préparation de couches très minces d'urane présente de grandes difficultés. La matière utilisée est principalement l'oxyde  $U^3O^8$ ; la préparation de l'uranium métallique pur n'est pas d'usage courant en raison des difficultés qu'elle implique.

Voici le procédé que l'on emploie fréquemment pour la préparation de films minces d'oxyde d'urane (d'après Mac Coy). La substance finement pulvérisée est délayée dans un liquide volatil (acétone, chloroforme); on laisse déposer d'abord les grains les plus gros et les plus lourds, puis on verse le liquide, avec la matière qui reste en suspension, sur un disque

placé dans une cuvette protégée par un couvercle contre l'évaporation. La substance se dépose sur le disque en couche homogène très mince. La quantité de matière déposée par unité de surface est déterminée par des pesées. A partir d'une certaine épaisseur, l'activité d'une pellicule mesurée par son rayonnement  $\alpha$ , reste constante, les rayons émis à la partie inférieure étant absorbés par la pellicule. Cette épaisseur limite est atteinte pour des pellicules de 15 à 20 mg. d'oxyde par  $\text{cm}^2$  seulement ; pour la numération, il faut utiliser des épaisseurs beaucoup plus petites encore.

L'expérience faite par la méthode des scintillations a donné pour le nombre de rayons  $\alpha$  émis par gramme d'uranium (*UI* + *UIII*) et par seconde,  $n = 2,37 \times 10^4$  (Rutherford et Geiger), d'où l'on déduirait pour la constante radioactive  $\lambda$  la valeur  $1,45 \times 10^{-10} \text{ an}^{-1}$ . Une détermination indirecte de la même constante résulte de la connaissance de la constante  $\lambda$  du radium et du rapport  $\rho$  du radium à l'uranium à l'équilibre radioactif, tel qu'on le mesure pour les minéraux anciens. On a en ce cas  $\lambda_1 = \rho A_1 \lambda / A$ , où  $A$  est le poids atomique de *Ra*. Prenant  $\rho = 3,4 \times 10^{-7}$  et  $1/\lambda = 2295$  ans, on trouve  $\lambda_1 = 1,56 \times 10^{-10} \text{ an}^{-1}$ . Ce résultat est assez voisin de celui que donne la numération directe, et probablement plus exact ; on adopte actuellement la valeur  $\lambda_1 = 1,5 \times 10^{-10} \text{ an}^{-1}$  dont on déduit une vie moyenne  $\theta_1 = 6,5 \times 10^9$  ans et une période  $T_1 = 4,5 \times 10^9$  ans (1).

La valeur considérable de la vie de l'uranium explique que ce corps peut exister dans les minéraux dont l'âge est de l'ordre de plusieurs centaines de millions d'années.

La période de l'uranium II, a été d'abord déduite du parcours à l'aide de la loi de Geiger Nuttall (§ 70). La période primitivement calculée par ce procédé était de l'ordre de  $10^6$  ans. On a eu recours ensuite à la production de *UIII* par *UX*. Dans une quantité d'uranium soigneusement purifié, contenant  $Q$  atomes de *UI*, on laisse accumuler *UX* ; à l'équilibre le nombre d'atomes de  $UX_1$  est  $q = Q\lambda_{UI}/\lambda_{UX_1}$ . On extrait complètement  $UX_1$  ; après destruction de cette matière (en quelques mois), il subsiste dans le résidu un nombre  $q$  d'atomes de *UIII* formés. On compte le nombre  $n$  de rayons  $\alpha$  émis par unité de temps par le résidu, et on déduit  $\lambda_{UIII}$  de la relation  $n = \lambda_{UIII} q$ . Cette expérience apporte une confirmation de l'existence de *UIII* (Walling).

(1) En calculant la période de l'uranium I, aussi bien par la méthode directe que par la méthode indirecte, nous avons négligé la modification que peuvent subir les résultats si l'on prend en considération la série de l'actinium. La correction qui pourrait en résulter (voir § 131) paraît être de l'ordre de 3 pour cent seulement, précision que l'on n'a pas actuellement sur la constante de l'uranium I.

La valeur admise pour la période de *UII* est  $3 \times 10^5$  ans. La proportion qui en résulte pour *UII* en équilibre avec *UI* (de l'ordre de  $10^{-4}$  j.), ne saurait influencer le poids atomique. Dans les transformations qui conduisent de *UI* à *UII* il y a émission d'une seule particule  $\alpha$ , ce qui conduit à attribuer à *UII* le poids atomique 234.

L'étude des couches minces d'oxyde d'urane préparées suivant la technique ci-dessus exposée a conduit à des résultats précis qu'on utilise pour des pellicules étalons. Si l'on mesure le courant d'ionisation produit par les rayons  $\alpha$  d'une pellicule en fonction de la quantité d'uranium répartie sur l'unité de surface, on obtient une courbe qui permet de déterminer l'épaisseur limite nécessaire pour l'absorption dans la pellicule des rayons  $\alpha$  provenant du fond de celle-ci. La même courbe devrait, à son début, présenter un accroissement linéaire tant que l'absorption exercée par la pellicule reste négligeable. En pratique, il est difficile de préparer des pellicules assez minces pour réaliser une stricte proportionnalité, et on a recours à une extrapolation d'après la région initiale accessible à l'expérience. On a déduit ainsi les nombres suivants (d'après Mac Coy, Meyer et Paneth) :

Le courant d'ionisation *I* produit par l'absorption complète dans l'air des rayons  $\alpha$  émis par un gramme d'uranium (*UI* + *UII*) est 1,45 *U. E. S.* ou  $4,8 \times 10^{-10}$  amp.

Le courant d'ionisation *i* produit par l'absorption dans l'air des rayons  $\alpha$  émis d'un côté par une pellicule d'oxyde  $U^3O_8$  d'épaisseur peu supérieure à la valeur limite, est égal, par  $cm^2$  de surface de la pellicule, à  $1,75 \times 10^{-8}$  *U. E. S.*, ou  $5,8 \times 10^{-13}$  amp.

La valeur de *I* pour l'uranium est en accord suffisant avec la valeur correspondante pour le radium, (courant d'ionisation *I'* pour l'absorption complète des rayons  $\alpha$  d'un gramme de radium  $2,42 \times 10^6$  *U. E. S.*), en admettant que  $I/I' = \rho v/v'$  où *v* est la somme des nombres d'ions produits dans l'air par les deux particules  $\alpha$  de *UI* et *UII*, *v'* le nombre d'ions produit par un rayon  $\alpha$  de *Ra* (voir Tableau 7, Appendice), et  $\rho = 3,4 \times 10^{-7}$  g. la quantité de radium qui, étant en équilibre avec un gramme d'urane, émet dans le même temps le même nombre de rayons  $\alpha$  que chacun des isotopes *UI* et *UII* qui y sont contenus.

Les valeurs des courants *I* et *i* définis ci-dessus sont utilisées pour l'étalonnage de chambres d'ionisation et on prépare à cet effet des *pellicules étalons*.

### § 123. Uranium X<sub>1</sub> et X<sub>2</sub>. Uranium Z. Uranium Y.

On a vu (§ 39) que les sels d'urane ordinaires peuvent être privés de leur rayonnement  $\beta$ ; les méthodes chimiques utilisées à cet effet

ont conduit à la découverte de l'*uranium X* considéré d'abord comme substance simple. On continue de nommer ainsi un ensemble de constituants dont la présence simultanée est usuelle. En effet, quand on extrait des composés d'urane l'*uranium X*<sub>1</sub> qui est un isotope du thorium, on entraîne en même temps *UY* qui est du même type chimique ; d'autre part, *UX*<sub>2</sub> et *UZ* sont des dérivés à courte vie de *UX*<sub>1</sub> dont l'équilibre avec celui-ci s'établit rapidement. Après leur extraction, le groupe de corps formant l'*uranium X* se détruit suivant une loi caractérisée par la période de *UX*<sub>1</sub> qui est 24,5 jours (fig. 160, I).

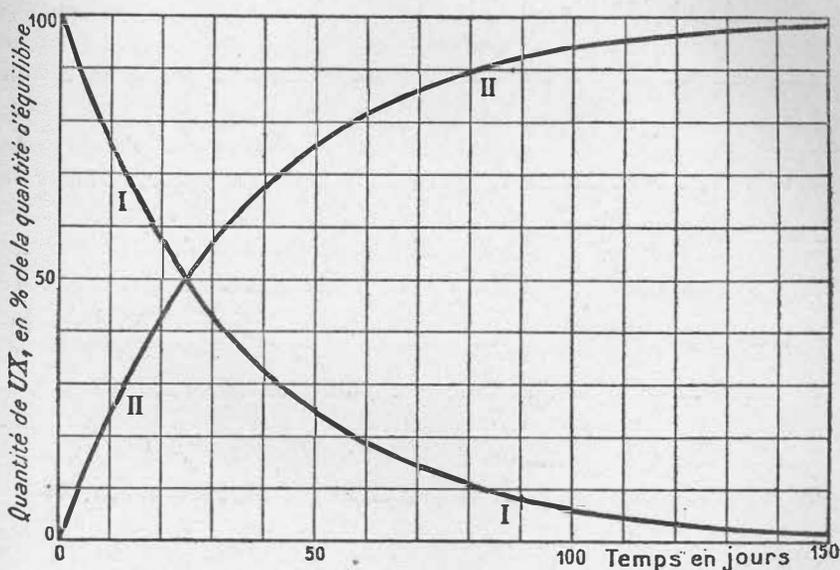


FIG. 160.

En même temps l'*uranium X* se reforme dans l'uranium suivant une loi d'évolution complémentaire (fig. 160, II). La filiation entre l'uranium et l'*uranium X* est donc établie avec certitude.

Le groupe *UX* émet principalement des rayons  $\beta$  et, en petite proportion, des rayons  $\gamma$ . Deux importants groupes de rayons  $\beta$  ont tout d'abord été reconnus, avec les coefficients d'absorption dans l'aluminium  $\mu = 460 \text{ cm}^{-1}$  et  $\mu = 18 \text{ cm}^{-1}$  ; le rapport de leurs intensités se maintient constant pendant la décroissance. Sur de l'*uranium X* fraîchement préparé, après une accumulation relativement courte dans l'urane, on observe de plus en faible proportion un rayonnement  $\beta$  pour lequel  $\mu = 300$  environ et qui décroît beaucoup plus rapidement que le rayonnement principal, selon une période d'un

jour environ. La substance qui produit ce rayonnement a été nommée Uranium Y (Antonoff).

On vérifie que les deux groupes principaux de rayons  $\beta$  appartiennent à deux substances différentes, par une opération chimique qui consiste à entraîner par le tantale une matière à courte vie présente dans  $UX$  ou bien à la déposer sur du plomb en solution faiblement acide. Cette substance, dont la période est environ une minute, a reçu le nom de *brévium* ou *uranium*  $X_2$  (Fajans et Gohring), tandis que la substance mère de période 24 jours a été désormais appelée *uranium*  $X_1$ . On a vérifié que  $UX_2$  est formé par  $UX_1$  et on lui a assigné dans la classification des éléments la place jusqu'alors vide  $N = 91$ , en qualité d'homologue supérieur du tantale, dans la cinquième colonne et dans la dernière ligne.

Plus récemment, il a été démontré que  $UX_1$  donne naissance, non seulement à  $UX_2$  mais encore, en très petite proportion, à une substance nommée *Uranium* Z (Hahn) qui paraît être un isotope de  $UX_2$  et qu'on sépare en même temps que celui-ci par adsorption sur le tantale.  $UZ$  se distingue cependant de  $UX_2$  par sa période  $T = 6,7$  heures, et par le coefficient d'absorption dans l'aluminium des rayons  $\beta$  qu'il émet,  $\mu = 270$  à  $36 \text{ cm}^{-1}$ . En tenant compte de l'utilisation relative des rayons  $\beta$  dans la chambre d'ionisation, on estime que  $UX_1$  se transforme en  $UZ$  en proportion de 3,5 pour mille seulement, la branche principale étant celle qui contient  $UX_2$ .

Il est plus difficile de déterminer la filiation de  $UY$ . Ce corps ne paraît pas avoir de relation avec  $UX_1$  dont il est un isotope. On l'obtient en proportion d'autant plus grande par rapport à  $UX_1$  que le temps d'accumulation dans les composés d'urane est plus court. A l'équilibre avec l'urane, on évalue à environ 3 % la proportion des atomes  $UY$  qui se transforment pour chaque atome  $UI$  transformé dans la ligne de filiation principale. Ce résultat permet de supposer que l'uranium Y est un terme intermédiaire dans la filiation de l'actinium à partir de l'uranium.

#### § 124. Rapport entre le radium et l'uranium dans les minéraux.

Sauf de rares exceptions, le radium ne se trouve que dans les minéraux d'urane. Ce fait, joint aux premières notions sur la vie moyenne  $\theta$  du radium, très inférieure à celle  $\theta'$  de l'uranium et à l'âge présumé des minéraux d'urane, a fait prévoir une relation de filiation entre l'uranium et le radium. A l'état d'équilibre radioactif, le rapport en poids du radium à l'uranium doit être  $\rho = A\theta/A'\theta'$ , où  $A$  et  $A'$  sont

respectivement les poids atomiques de *Ra* et de l'uranium *I*. Si cet état est réalisé dans les minéraux d'urane anciens inaltérés, le rapport  $\rho$  dans ces minéraux doit être le même ; sa valeur constitue, en ce cas, une constante naturelle de grande importance aussi bien théorique que pratique. Pour déterminer  $\rho$ , il est nécessaire de doser l'uranium et le radium dans les minéraux de diverses nature et provenance.

Le dosage de l'uranium peut être effectué par diverses méthodes. Après dissolution du minerai, on précipite, en général, la solution acide par  $H^2S$  ; et on sépare les sulfures insolubles. La solution restante privée de  $H^2S$  est peroxydée et précipitée par  $NH^3$ . Les hydrates sont traités par une solution de carbonate d'ammonium, en vue de l'extraction de l'urane. La solution ammoniacale est concentrée, acidulée par l'acide nitrique et chauffée jusqu'au départ de  $CO^2$ . Cette solution neutralisée par  $NH^3$  donne un précipité que l'on transforme par calcination en  $U^3O^8$  et que l'on pèse à cet état. Certains auteurs préfèrent peser l'uranium à l'état de phosphate ou de pyrophosphate. L'oxyde  $U^3O^8$ , de constitution bien définie, contient 84,8 % d'uranium.

Le dosage du radium est fait par la mesure du radon dégagé, soit que l'on mette en solution une quantité pesée de minerai et que l'accumulation et l'extraction du radon soient faites sur cette solution, soit que l'on procède d'abord à un traitement chimique ayant pour objet d'extraire du minerai le radium qu'il contient. Dans ce dernier cas, la solution du minerai est additionnée de  $BaCl^2$  en proportion de 10 % environ, et le baryum entraînant le radium est précipité par  $H^2SO^4$ . On transforme le sulfate radifère en sel soluble par ébullition avec une solution de  $Na^2CO^3$ , suivie d'une reprise du carbonate par  $HCl$ . Le chlorure en solution est introduit dans un barboteur pour le dosage suivant la méthode de barbotage à froid (§ 49).

D'après l'ensemble des résultats obtenus par divers auteurs (Bolwood, Mc Coy, Gleditsch, etc.), pour des minéraux de teneurs en uranium et de composition très variables, on peut admettre que le rapport  $\rho$  est approximativement constant dans les minéraux anciens. La valeur la plus probable, déduite pour des pechblendes et bröggerites est  $3,4 \times 10^{-7}$ . Les valeurs obtenues avec des autunites et des carnotites sont souvent inférieures à  $3 \times 10^{-7}$  ; ces minéraux sont moins anciens que la pechblende et résultent de l'altération de celle-ci à des époques qui peuvent être insuffisantes pour que l'équilibre se trouve établi entre l'uranium et ses dérivés (voir § 125).

On a signalé des minéraux qui contiennent du radium sans contenir de l'uranium ; ce sont des sédiments composés de matières transportées par les eaux à des époques récentes.

## § 125. Filiation du radium. Ionium.

D'après le rapport  $Ra/U$  et la vitesse de destruction du radium, on peut calculer sa vitesse de production dans la substance mère. En effet, la quantité  $q$  d'un dérivé direct dont la constante radioactive est  $\lambda$ , croît avec le temps  $t$  suivant la loi  $q = q_{\infty}(1 - e^{-\lambda t})$ , où  $q_{\infty}$  est la quantité d'équilibre. La vitesse initiale d'accroissement qui s'en déduit pour  $t = 0$  est  $\Delta = \lambda q_{\infty}$ . Les expériences faites en vue de déceler la formation de radium dans les sels d'urane soigneusement purifiés ont montré que le radium ne s'y formait point avec la vitesse prévue en admettant pour  $\lambda$  la valeur résultant de la numération des rayons  $\alpha$  et pour  $q_{\infty}$  celle déduite des mesures de  $\rho$ . Le radium n'est donc pas un dérivé direct de l'uranium.

Le retard apporté à la formation du radium dans les sels d'urane purifiés reçoit une explication si l'on admet qu'entre l'uranium et le radium il existe un corps intermédiaire à longue vie. La découverte de ce corps, trouvé par Boltwood et nommé *ionium*, a apporté la solution de l'important problème de la filiation du radium dont l'ionium est le parent direct.

L'ionium se trouve dans les minéraux d'urane où il accompagne le thorium dont il est un isotope. En extrayant des minéraux le mélange d'ionium et de thorium qui y est contenu, on obtient une matière qui donne lieu à une production de radium, qu'on peut mettre en évidence par la mesure du radon dégagé. Il a été établi, d'autre part, que les sels d'urane purifiés donnent naissance à une production de radium, selon une loi qui implique la formation intermédiaire d'ionium (F. Soddy).

L'ionium émet un groupe de rayons  $\alpha$  de parcours 3,19 cm. dans l'air à 15° et sous pression normale. C'est donc par transformation  $\alpha$  qu'il donne naissance au radium, et on lui attribue, en conséquence, le poids atomique 230. On attribue aussi à l'ionium une émission de rayons  $\gamma$ , en partie très absorbables, en partie pénétrants (§ 89).

Dans le traitement de minerais d'urane, l'ionium passe en partie en solution avec l'urane et le fer, tandis qu'une partie se trouve avec les terres rares entraînées avec le sulfate insoluble de baryum radi-fère.

D'après le parcours des rayons  $\alpha$ , la vie de l'ionium doit être intermédiaire entre celle de l'uranium I et du radium. On peut déterminer la constante radioactive de l'ionium en mesurant l'accroissement de

radium dans les sels d'urane purifiés. On démontre que la phase initiale de la formation de *Ra* est représentée par la formule approchée :

$$Ra = \frac{1}{2} \lambda_{Io} \lambda_{Ra} Ra_{\infty} t^2$$

Prenant  $Ra_{\infty} = 3,4 \times 10^{-7}$  g. par g. *U* et  $\lambda_{Ra} = 4,4 \times 10^{-4}$  an<sup>-1</sup>, on déduit d'expériences poursuivies pendant 18 ans (Soddy et Hitchens);  $\lambda_{Io} = 9,1 \times 10^{-6}$  an<sup>-1</sup>, d'où une vie moyenne de 110.000 ans et une période de 76.000 ans. La quantité de *Ra* formée pendant 20 ans dans un kg. *U* est environ  $3 \times 10^{-10}$  g.

D'autres méthodes sont basées sur l'emploi d'une quantité connue d'ionium dans laquelle on étudie la formation de radium, ou dont on mesure le rayonnement  $\alpha$  en couche mince. Soit en effet *Q* la quantité d'ionium produisant dans l'unité de temps une quantité *q* de radium. La quantité correspondante d'ionium détruit étant  $230 q/226 Q$ , on a  $\lambda_{Io} = 230 q/226 Q$ . D'autre part, le courant d'ionisation produit par les rayons  $\alpha$  d'une mince couche de matière contenant une quantité connue de *Io*, peut servir pour calculer le nombre de rayons émis en un temps donné et pour en déduire  $\lambda$ . L'application de ces méthodes est subordonnée à la possibilité de connaître la proportion ionium/thorium dans les mélanges isotopiques extraits des minéraux d'urane.

Cette proportion a été déterminée pour un mélange *IoTh* provenant de la pechblende de St-Joachimsthal (Jachymov), par une méthode particulièrement sensible et précise qui consiste à doser à l'état de bromure d'argent le brome contenu dans le bromure de thorium bien défini (Honigschmid et Horowitz). On a trouvé ainsi pour le thorium pur le poids atomique 232,12 et pour le mélange considéré, le poids atomique moyen 231,51. Admettant  $Io = 230$ , on en déduit pour la proportion atomique de *Io* dans le mélange 0,2877. La mesure de la production de *Ra* par cette matière (environ  $8,3 \times 10^{-6}$  g. *Ra* formés par gramme d'ionium et année), conduit pour *Io* à une vie moyenne de 120.000 ans et une période de 83.000 ans (M. Curie et S. Cotelte). La mesure de l'activité de couches minces donne une limite supérieure de 130.000 ans pour la vie moyenne (St. Meyer). L'ordre de grandeur de cette constante est donc bien établi, et on admet qu'elle est voisine de 120.000 ans.

Les mélanges *Io, Th* extraits de divers minéraux ne contiennent des proportions comparables de ces corps que dans le cas où la proportion totale des isotopes du type *Th* est très faible. En effet, d'après les valeurs des vies moyennes de *U* et de *Io*, la proportion d'équilibre

$I_0/U$  est environ  $2 \times 10^{-5}$ . Pour que le mélange  $I_0Th$  soit riche en  $I_0$ , il faut donc que la proportion  $Th/U$  soit du même ordre. Tel est le cas pour diverses pechblendes.

Quand on a réussi à séparer très complètement l'ionium qui accompagne l'urane dans un minerai ancien, la mesure de la production de radium par cette matière permet de calculer la constante radioactive du radium, en vertu de la relation  $\Delta = \lambda q_\infty$  déjà indiquée plus haut. Cette relation s'applique comme si la production de  $Ra$  avait lieu directement à partir de  $U$ . On prendra pour  $q_\infty$  la quantité de  $Ra$  qui est en équilibre avec  $I_0$  et la quantité de  $U$  dont  $I_0$  a été séparé.

La vie de  $I_0$  est longue par rapport à celle de  $Ra$ , mais courte par rapport à celle de  $UI$ . L'évolution de l'uranium dans les minéraux inaltérés peut donc être traitée comme un problème de deux substances,  $UI$  et  $I_0$ , accompagnées de leurs dérivés. Le maximum pour  $I_0$  est atteint en 600.000 ans environ.

#### § 126. Activité relative des radioéléments dans les minéraux d'urane.

Un élément important d'information sur les rapports entre les familles de radioéléments a été fourni par la comparaison des courants d'ionisation produits par l'absorption complète dans l'air des rayons  $\alpha$ , pour les quantités relatives de radioéléments existant dans les minéraux anciens. Deux éléments en quantité  $q$  et  $q'$  qui font partie d'une ligne de filiation sans bifurcation et qui sont en équilibre avec une substance mère à vie longue, émettent le même nombre de rayons  $\alpha$  par unité de temps; les courants d'ionisation totale  $i$  et  $i'$  qui correspondent à  $q$  et  $q'$  sont donc entre eux dans le rapport des nombres d'ions  $\nu$  et  $\nu'$  produits sur les parcours respectifs  $R$  et  $R'$ . Admettant que  $\nu$  est approximativement proportionnel à  $R^{\frac{2}{5}}$ , ou ayant recours aux évaluations plus précises du Tableau 7, Appendice, on trouve les rapports qui doivent exister entre les activités relatives des éléments d'une série de filiation simple, ayant l'uranium comme origine. On peut appliquer ces considérations aux minéraux d'urane ne contenant que des traces de thorium, répartis en couches très minces comme celles qui avaient servi pour mesurer l'activité totale d'un gramme d'uranium. Connaissant la quantité de minerai utilisée pour la couche et la proportion d'uranium dans le minerai, on peut déduire des mesures le courant d'ionisation totale par gramme d'urane contenu dans le minerai. Ce courant qui mesure l'activité par gramme d'urane du minerai est près de 5 fois plus élevé que le courant d'ioni-

sation totale par gramme d'urane dans les composés d'urane purifiés, le rapport étant approximativement le même pour divers minéraux anciens.

Ainsi, dans le minerai, à chaque gramme d'urane, d'activité prise comme unité, correspond un excédent d'activité d'environ 4 unités, attribuable aux substances qui l'accompagnent en proportion constante. Les substances qui interviennent principalement sont celles qui émettent des rayons  $\alpha$  : l'ionium, le radium, le radon, le radium A, le radium C', le radium F (polonium) et plusieurs corps de la série d'actinium. Pour déterminer l'activité relative, il convient d'extraire complètement du minerai la quantité de chaque corps qui correspond à une quantité donnée d'urane, de répartir la matière en couche extrêmement mince et de mesurer le courant d'ionisation total. L'expérience ne peut être faite pour les corps à vie courte, et, même pour les autres, la précision jusqu'ici obtenue est médiocre, sauf pour le polonium.

L'extraction est faite pour *Io* par les méthodes chimiques applicables à *Th* après addition d'un corps entraîneur convenable. Pour recueillir le polonium on peut utiliser son dépôt sur une lame d'argent plongée dans la solution. On extrait le radium en le précipitant par  $H^2SO^4$  après addition de *Ba*, dans la solution du minerai. On détermine l'activité initiale de la pellicule mince formée avec le précipité, et l'accroissement de l'activité ultérieure. L'activité initiale est due à *Ra* seul ; l'excès de l'activité limite sur l'activité initiale est attribuable à *Rn*, *RaA* et *RaC'*.

Quelques résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous, d'après les travaux de plusieurs auteurs :

	Calculé <sup>(1)</sup>	Observé
<i>U</i>	— 1,00	1,00
<i>Io</i>	— 0,53	0,5
<i>Ra</i>	— 0,55	près de 0,5
<i>Rn</i>	— 0,62	} 2,18
<i>RaA</i>	— 0,68	
<i>RaC'</i>	— 0,88	
<i>Po</i>	— 0,61	0,61
	<u>4,87</u>	près de 4,6

Les valeurs de l'activité de *Io*, *Ra* et *Po* par rapport à l'uranium, confirment l'émission par ce dernier de 2 groupes de rayons  $\alpha$ . La somme des activités observées diffère peu de la somme des activités calculées, alors qu'à nombre égal de rayons  $\alpha$  émis, les 6 groupes de la

(<sup>1</sup>) En adoptant  $2,5 \times 10^5$  pour la somme des nombres d'ions produits par un rayon  $\alpha$  de *UI* et un rayon  $\alpha$  de *UII*.

famille de l'actinium devraient compter pour 4 unités environ. Il en résulte que les radioéléments de cette famille ne peuvent faire partie de la descendance de l'urane dans la même ligne de filiation que le radium, mais que la famille de l'actinium peut former un embranchement portant sur une petite fraction des atomes transformés.

Les expériences faites pour contrôler dans les minéraux le rapport entre les corps de la famille de l'actinium et l'urane, indiquent que ce rapport est constant et qu'il existe, par conséquent, une relation de filiation. La proportion des atomes transformés n'est pas encore connue avec une grande précision, mais paraît voisine de 4 % (Grosse, Tcheng et Francis). Les mesures du rapport  $UY/UX_1$  dans les minéraux ont montré que ce rapport est constant et voisin de 3 % ; elles permettent de placer  $UY$  dans la série de l'actinium.

Parmi les arguments invoqués en faveur de l'existence d'un isotope  $UIII$  ou  $AcU$  dont proviendrait la famille de l'actinium, citons le fait que la ligne qui représente pour cette famille la relation Geiger Nuttall, est distincte des lignes représentatives des familles dérivant de  $UI$  et de  $Th$ . De plus, les expériences sur les spectres de masse du plomb (d'après Aston), sont en faveur d'une origine qui attribuerait à l'actinium le poids atomique 227, au lieu des poids atomiques 230 ou 226 qu'il aurait s'il provenait par bifurcation, respectivement de  $UII$  ou de  $UI$  (voir § 140). Ceci suggère pour la famille de l'actinium l'existence d'un parent  $AcU$  avec le poids atomique 235.

L'origine de la famille de l'actinium se trouverait résolue, si l'on connaissait le poids atomique d'un des corps de cette famille. A ce point de vue, la seule possibilité est relative au protactinium qui se trouve dans les minéraux en proportion accessible à l'extraction (40 % de celle de radium) et qui ne paraît y être mélangé à aucun isotope inactif ou de vie longue.

Certains auteurs admettent que la substance mère initiale pourrait être un isotope de l'uranium 239 émettant un rayon  $\alpha$  suivi de deux termes à émission  $\beta$  aboutissant à  $AcU$ . Les isotopes de l'uranium autres que  $UI$  ne peuvent être présents qu'en faible proportion, compatible avec le poids atomique chimique.

---



Le radium a été obtenu à l'état de sels purs et à l'état métallique. Son poids atomique a été déterminé avec précision. Ses propriétés chimiques ont été décrites dans les §§ 38 et 41. Elles sont parfaitement caractérisées par les relations d'isomorphisme entre les sels de radium et les sels de baryum. Il a été fait pour le radium une étude complète du spectre optique ; on connaît quelques niveaux d'absorption du spectre de rayons X.

Le rayonnement  $\alpha$  du radium qui correspond à sa transformation (parcours 3,39 cm. dans l'air à 15° et 760 mm. de pression) est accompagné d'un groupe de rayons  $\alpha$  peu nombreux, de moindre vitesse (structure fine, § 69), et d'un faible rayonnement  $\gamma$  nucléaire peu pénétrant (189 *ekV*) qui produit par conversion interne les trois groupes de rayons  $\beta$  mis en évidence dans le spectre magnétique.

Le dosage du radium se fait avec précision par la mesure du radon dégagé (§ 49) et par le rayonnement  $\gamma$  du dérivé *RaC* (§ 97).

L'absorption totale dans l'air des rayons  $\alpha$  émis par 1 g. de radium en une seconde dans l'angle  $4\pi$  produit un courant dont la valeur prévue d'après le nombre de particules émises et le nombre d'ions produits par chacune d'elle est  $2,4 \times 10^6$  *U. E. S.* Les mesures d'ionisation faites à l'aide de couches minces de sels obtenues par évaporation de solutions diluées confirment ces prévisions. Ainsi, à poids égal, l'activité totale du radium privé de ses dérivés est à celle de l'uranium (*UI + UII*) dans le rapport  $2,4 \times 10^6/1,4 = 1,7 \times 10^6$ .

#### § 128. Radon et dépôt actif à évolution rapide.

L'étude détaillée du radon a été faite dans le chapitre IX. Ce gaz radioactif dérive directement du radium ; sa période, 3,823 jours, a été déterminée avec une grande précision, grâce à la perfection des mesures que permet l'emploi des rayons  $\gamma$  pénétrants de ses dérivés (voir Tableau 11, Appendice, et chap. IX).

Ce gaz inerte ( $N = 86$ ) a été obtenu pur malgré sa vie relativement courte. Le volume occupé sous la pression atmosphérique est 0,60 mm<sup>3</sup> pour un curie de radon, quantité en équilibre avec 1 g. de radium. Attribuant au radon le poids atomique 222, on trouve pour le poids d'un curie  $6,5 \times 10^{-6}$  g. Le nombre d'atomes contenu dans un curie est  $1,83 \times 10^{16}$ .

Le radon se condense par adsorption sur les parois froides à la température de l'air liquide, propriété fréquemment employée pour sa purification. Sur des quantités relativement grandes de radon purifié, on peut mesurer la pression de vapeur saturante en fonc-

tion de la température et en déduire le point d'ébullition,  $-65^{\circ}$ .

Le spectre optique du radon a fait l'objet d'une étude très complète. A mesure que le radon se détruit, le spectre du gaz hélium produit fait son apparition.

Le radon se transforme en émettant des rayons  $\alpha$  dont le parcours est 4,12 cm. dans l'air à  $15^{\circ}$  et 760 mm. de pression. On ne lui connaît avec certitude aucun autre rayonnement.

La préparation d'ampoules de radon est une opération usuelle, tant pour les besoins des laboratoires que pour ceux de la médecine.

Le radon produit un premier dépôt actif constitué par trois substances *RaA*, *RaB*, *RaC* (chap. X), dont les périodes sont respectivement 3,05 minutes, 26,8 minutes, 19,7 minutes. Le radium *A* émet des rayons  $\alpha$  de parcours 4,72 cm. (dans l'air à  $15^{\circ}$  et 760 mm. de pression), le radium *B* émet des rayons  $\beta$  et  $\gamma$ . Le *RaC* étant toujours accompagné de deux dérivés à courte vie *RaC'* et *RaC''*, l'ensemble formé par ces trois éléments émet un rayonnement complexe  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . On admet que la transformation de *RaC* donne lieu à une bifurcation, la presque totalité des atomes se transformant par émission de rayons  $\beta$  en *RaC'*, tandis qu'une proportion d'environ 0,03 % se transforme avec émission de rayons  $\alpha$  en *RaC''*.

Le groupe de rayons  $\alpha$  qu'on observe toujours associé à *RaC* et dont le parcours dans l'air est 6,96 cm., est émis lors de la transformation de *RaC'*. La longueur du parcours doit correspondre ici, suivant la loi de Geiger Nuttall, à une durée de vie extrêmement brève de *RaC'* et en a donné une première estimation. Ces prévisions ont été vérifiées par une expérience directe basée sur le phénomène de recul (§ 87). Ainsi l'existence de *RaC'* paraît démontrée. Ce corps est le dernier intermédiaire entre *RaC* et une substance à vie longue *RaD*.

La substance *RaC''* a été séparée de *RaC* en utilisant le recul par émission de rayons  $\alpha$ . Sa période est environ 1,3 min. ; elle émet des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  semblables à ceux que donne *RaC*, mais en quantité considérablement plus faible. Le corps qui résulte de sa transformation a le même poids atomique et le même nombre atomique que *RaD*.

On trouvera dans le tableau 14, Appendice, les formules d'évolution pour le dépôt actif ainsi que les valeurs numériques les plus utiles.

Les propriétés chimiques et électrochimiques des constituants du dépôt actif sont caractérisées par les relations d'isotopie : il a été établi par l'expérience que *RaA* est isotope de *Po*, *RaB* de *Pb* et *RaC*

de *Bi*. Les règles de classification conduisent à admettre que les corps *RaC'* et *RaC''* dont les propriétés chimiques n'ont pu être étudiées directement, sont isotopes, le premier de *Po* et le second de *Tl*.

Les corps *A*, *B* et *C* peuvent être séparés. On obtient *RaA* pratiquement pur sur un support soumis à une activation de courte durée dans le radon ; pour obtenir *RaB* pur, le moyen le plus efficace est de le recueillir sur un support qui reçoit pendant un temps court les atomes projetés par recul à partir d'une préparation de *RaA*. Quant à *RaC*, on l'obtient à l'exclusion de *RaB* par dépôt sur du nickel plongeant dans une solution chlorhydrique contenant *RaB* + *RaC*.

### § 129. Dépôt actif à évolution lente (1).

La transformation des corps à courte vie *RaA*, *RaB*, *RaC* conduit, par l'intermédiaire de *RaC'*, à une substance de longue vie, le radium D. Le rayonnement de cette substance est faible et avait d'abord passé inaperçu ; il se compose de quelques groupes de rayons  $\beta$  de faible vitesse (§ 85), tous d'origine photoélectrique, excités par un groupe de rayons  $\gamma$  nucléaires de 47 *ekV* (§ 94), dont le coefficient d'absorption dans l'aluminium est voisin de 1. Un deuxième groupe de rayons  $\gamma$  beaucoup plus absorbables,  $\mu_{Al} = 45$ , s'interprète comme rayonnement de fluorescence de la série *L*, en considérant *RaD* comme isotope du plomb.

Eu égard à sa position dans la classification, *RaD* se transforme avec émission de rayons  $\beta$  nucléaires ; ces rayons sont jusqu'ici peu connus. Les observations faites avec la méthode de Wilson permettent d'observer les rayons  $\beta$  d'origine photoélectrique dont le parcours est de l'ordre de 1 cm., et décèlent en outre des rayons plus courts qui sont peut-être les rayons  $\beta$  nucléaires.

Le dérivé direct du radium D est le radium E dont le rayonnement est presque uniquement composé de rayons  $\beta$  assez pénétrants formant un spectre continu et considérés comme le rayonnement nucléaire de transformation radioactive ; on observe aussi un faible rayonnement  $\gamma$  assez pénétrant,  $\mu_{Al} = 0,24 \text{ cm}^{-1}$ . Le radium E se transforme en polonium (*RaF*). Celui-ci émet un groupe de rayons  $\alpha$  de 3,87 cm. de parcours (dans l'air à 15° à la pression normale) et donne un dérivé inactif de l'espèce du plomb. Les préparations de polonium émettent encore un faible rayonnement  $\gamma$  nucléaire très pénétrant, ainsi qu'un

(1) Voir chapitre X, § 53.

rayonnement  $\gamma$  très faible et très absorbable, principalement composé de radiations de fluorescence excitées par les rayons  $\alpha$  dans le polonium et dans le métal qui lui sert de support (§ 75).

Le radium E et le polonium peuvent être séparés ; leurs périodes ont été mesurées directement par la décroissance du rayonnement. On admet 5,0 jours pour la période du *RaE* et 140 jours pour celle du polonium. La décroissance est représentée pour *RaE* dans la figure 161, I et pour *Po* dans la figure 162, I.

On mesure la période du *RaD* en utilisant le rayonnement de ses dérivés. Une méthode tout d'abord employée et qui n'exige pas un temps d'observation considérable, consiste à évaluer la quantité de polonium formée en un temps déterminé, par l'intermédiaire de *RaD*, à partir d'une quantité connue de radon. A  $Q$  atomes de *Rn* initialement présents, correspond le même nombre d'atomes *RaD* formés ; le nombre  $q$  d'atomes *Po* formés dans le temps  $t$  est  $q = Q f(t)$  où  $f(t)$  est une fonction connue (voir fig. 162). La période  $T = 16$  ans ainsi trouvée a été en usage pendant longtemps. Elle a cependant été reconnue trop courte à la suite d'expériences de décroissance directe exécutées sur *RaD* en équilibre de régime avec *RaE* et *Po*, soit par la mesure du rayonnement  $\beta$  du *RaE* soit par celle du rayonnement  $\alpha$  de *Po*. Ces expériences qui portent sur près de 20 ans, indiquent une période d'environ 20 ans. Elles sont confirmées par de nouvelles recherches faites par une méthode analogue à celle qui a été décrite en premier. On peut admettre comme valeur la plus probable  $T = 22$  ans. La décroissance de *RaD* est représentée dans la figure 162, III.

Par ses propriétés chimiques et électrochimiques, *RaD* est un isotope du plomb ( $N = 82$ ). A ce titre, cette substance est extraite des minéraux d'urane avec le plomb qui y est contenu. Les essais très nombreux et très variés faits pour l'en séparer, tout au moins partiellement, comptent parmi les travaux qui ont servi à établir la notion d'isotopie.

Le radium D se dépose par électrolyse comme le plomb, soit comme métal à la cathode, soit comme peroxyde à l'anode (§ 118).

On peut obtenir le radium D en l'extrayant des minéraux dans lesquels il est accumulé (§ 41) ; en ce cas, sa concentration est toujours très faible car il est mélangé au plomb en proportion de l'ordre de  $10^{-7}$  à  $10^{-8}$ .

D'autre part, on peut extraire le radium D qui s'accumule dans des préparations anciennes de radium. Cette expérience a été faite dans plusieurs laboratoires ; on ajoute pour cela à une solution de sel de radium une petite quantité de métal entraîneur tel que *Cu* ou *Bi*

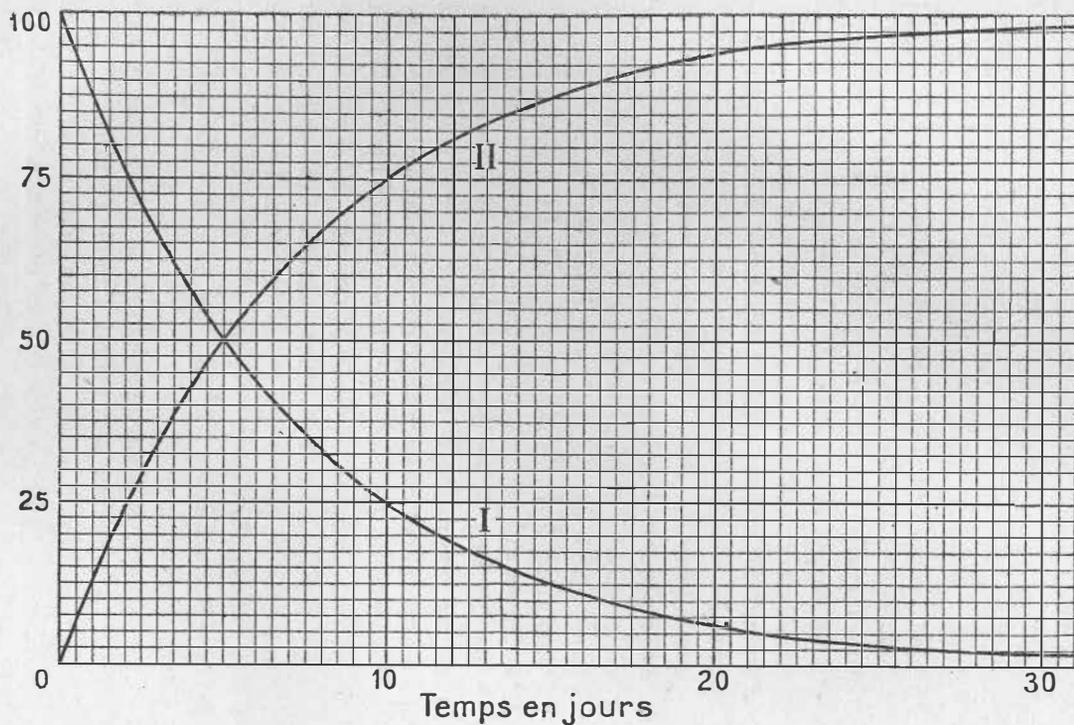


FIG. 161. — I. Décroissance de *RaE*. — II. Formation de *RaE* dans *RaD*.

Courbe I : nombre d'atomes transformés par unité de temps en pour cent du nombre initial.  
 Courbe II : nombre d'atomes transformés par unité de temps en posant égal à 100 le nombre d'atomes de *RaD* transformés par unité de temps pour  $t = 0$ .

et on précipite par  $H^2S$  en présence de  $HCl$ . Dans cette opération, le radium E et le polonium sont précipités avec le radium D. Quand le radium a été privé du radium D qu'il contenait, on peut extraire à nouveau, après quelques années, le radium D formé dans cet intervalle.

La quantité de  $RaD$  formée par 1 g. de radium en un an est environ 0,4 mg. ; la quantité accumulée après une période de 22 ans est environ 6,3 mg. et la quantité d'équilibre environ 12,7 mg. Le radium D obtenu à partir de  $Ra$  par accumulation relativement courte est pratiquement exempt de toute autre espèce de plomb, mais pour des accumulations plus longues, il s'y adjoint le plomb inactif provenant de sa transformation et ayant un poids atomique 206 alors que celui de  $RaD$  est 210. Pour une accumulation de 22 ans, la quantité de  $^{206}Pb$  est 2,5 mg. par gramme de radium ; la proportion relativement à  $RaD$  qui est alors près de 40 %, croît ensuite constamment à mesure que le radium se détruit.

On peut enfin utiliser comme source de radium D les ampoules de radon couramment préparées dans les laboratoires et dans certains hôpitaux.

Ces ampoules sont réunies en lots après la destruction du radon, puis soumises à un traitement, qui consiste en un nettoyage superficiel suivi d'un broyage et d'un traitement à l'eau régale. On dissout ainsi les corps  $D$ ,  $E$ ,  $F$ , en même temps qu'un peu de verre avec les traces de métaux qui y sont contenues, en particulier un peu de plomb qui suffit en général pour rassembler  $RaD$  et ses dérivés. Cette petite quantité de plomb de 1 ou plusieurs milligrammes est soumise à un traitement de purification, puis mise en solution azotique et conservée dans un flacon de quartz ou de pyrex.

Le radium E est un isotope du bismuth ( $N = 83$ ). On l'extrait des solutions de  $RaD$ , dans lesquelles il atteint en un mois l'état d'équilibre de régime avec celui-ci.

La préparation de  $RaE$  se fait le plus communément, soit par électrolyse de la solution avec dépôt à la cathode dont le potentiel par rapport à l'électrode normale doit être maintenu entre  $-0,1$  volt et  $-0,44$  volt, soit par immersion d'une lame de nickel dans la solution chlorhydrique chaude. Dans les deux cas, le polonium contenu dans la solution accompagne  $RaE$ , étant plus facilement déposé que celui-ci ; c'est pourquoi il est préférable de l'extraire préalablement quand il s'agit de solutions qui en contiennent beaucoup. Par cristallisation fractionnée du chlorure ou du nitrate de plomb contenant  $RaD$  et ses dérivés, on obtient une concentration de ces derniers dans la solution, tandis que les cristaux peuvent être obtenus entièrement exempts de  $RaE$  et  $RaF$  (polonium).

Le polonium ( $N = 84$ ), représente un type chimique nouveau dont l'étude emprunte exclusivement les méthodes de la radioactivité. Ses propriétés chimiques et électrochimiques ont été décrites dans les §§ 39 et 118. Son extraction des minéraux n'est faite qu'exceptionnellement ; le procédé de préparation le plus fréquent consiste à utiliser comme source une solution de *RaD* et à séparer de temps en temps le polonium qui s'y accumule en le laissant déposer sur une lame d'argent mise en rotation dans la solution qui est soit acétique, soit faiblement nitrique, mais contient toujours un peu d'acide chlorhydrique. La volatilisation du polonium (ou de ses composés) est un procédé couramment employé pour le purifier ou le transporter d'un support sur un autre.

Ces données relatives au polonium permettent un dosage en poids de *RaE* et de *RaD*, à condition d'avoir établi la correspondance entre le rayonnement  $\beta$  de *RaE*, mesuré dans des conditions déterminées, et la quantité de *Po* quand celui-ci est en équilibre avec *RaD* et *RaE*, et que, par conséquent, les rapports en poids des 3 corps sont connus (§ 88) (1).

Quand le radium D a été privé à l'origine du temps de ses dérivés, l'accumulation de ceux-ci a lieu suivant des lois très différentes. La formation de *RaE* correspond au problème de deux substances (§ 60) ; la quantité accumulée  $q$  croît avec le temps, passe par un maximum pour un temps voisin de 50 jours et décroît ensuite suivant la loi exponentielle qui caractérise *RaD*. La constante de *RaE* est suffisamment grande par rapport à celle de *RaD* pour que l'accroissement de  $q$  soit représenté avec une approximation suffisante par la formule  $q = q_{\infty}(1 - e^{-\lambda t})$ , où  $q_{\infty}$  est la quantité maximum (fig. 161, II).

La formation du polonium, (fig. 162, II) est traitée comme un problème de trois substances (§ 61). Soit  $N_3$  le nombre d'atomes de polonium accumulé au temps  $t$ , et  $N_{1,0}$  le nombre initial d'atomes de *RaD*. On aura (voir § 61, chap. XI), une expression de la forme :  $\frac{\lambda_3 N_3}{\lambda_1 N_{1,0}} = P e^{-\lambda_1 t} + Q e^{-\lambda_2 t} + R e^{-\lambda_3 t}$  (2) où  $\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$  sont respectivement

(1) Par exemple, dans l'une des dispositions adoptées à l'Institut du Radium de Paris, à 10.000 unités E. S. pour le polonium correspond une unité E. S. pour *RaE* ; comme la quantité de *Po* est  $q = 1,65 \times 10^{-6}$  g., la quantité de *RaE* est environ  $5 \text{ g}/140$  et celle de *RaD* environ  $22 \times 365 \text{ g}/140$ , soit environ  $5,9 \times 10^{-8}$  g. de *RaE* et  $9,5 \times 10^{-5}$  g. de *RaD*.

$$(2) P = \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} \quad Q = \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} \quad R = \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)}$$

Valeurs numériques pour les valeurs des  $\lambda$  qui correspondent aux périodes 22 ans, 5 jours, 140 jours

$$P = 1,01837 \quad \frac{Q}{P} = 0,03639 \quad \frac{R}{P} = -1,03639$$

les constantes de *RaD*, *RaE* et *Po*. Après 2 mois, le deuxième terme est négligeable par rapport aux deux autres.

$N_3$  passe par un maximum pour  $t = 2,3$  ans et décroît ensuite proportionnellement à *RaD*. Eu égard aux valeurs des constantes radio-

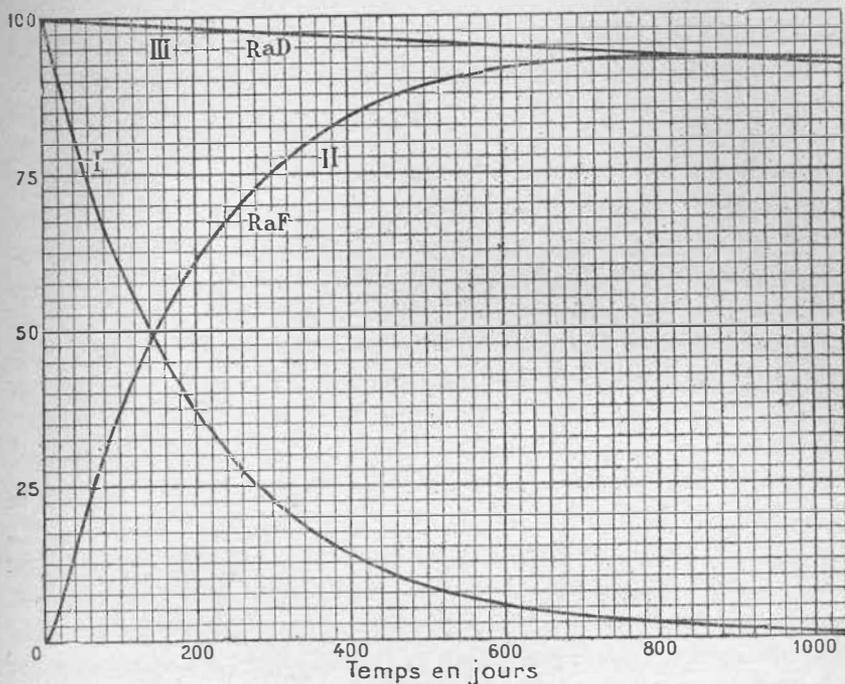


FIG. 162. — I. Décroissance de *RaF*. — II. Production de *RaF* par *RaD*.  
III. Décroissance de *RaD*.

On a porté en ordonnées, pour les courbes I et III, le nombre d'atomes transformés par unité de temps en % du nombre initial. On a porté en ordonnées pour la courbe II, le nombre d'atomes de *RaF* transformés par unité de temps, en posant égal à 100 le nombre d'atomes de *RaD* transformés par unité de temps pour  $t = 0$ . L'intersection des courbes II et III indique l'équilibre entre *RaD* et *RaF*.

actives, le rapport de *RaE* à *RaD* à l'état de régime est le même qu'au maximum et le rapport de régime de *Po* à *RaD* n'est supérieur à celui qui a lieu au maximum que de près de 2 %.

En utilisant cette formule et en tenant compte des extractions de polonium faites à des dates déterminées, on obtient un contrôle d'une solution de radium D qui correspond à un accord de la théorie et de l'expérience.

## § 130. Evolution du radium.

En raison du nombre et de la variété de ses dérivés, l'évolution du radium est fort complexe. Considérons un sel de radium enfermé en tube scellé, après avoir été privé de tous les dérivés par purification et par cristallisation. Le sel est alors au minimum d'activité et son rayonnement ne comprend principalement qu'un groupe de rayons  $\alpha$ . Pendant le premier mois qui suit la préparation, s'accumulent dans le sel et dans l'ampoule les produits de transformation à courte vie, radon et dépôt actif. La contribution de ces dérivés au rayonnement est représentée par trois nouveaux groupes de rayons  $\alpha$  ainsi que par un important rayonnement  $\beta$  et  $\gamma$  de  $RaB$  et de  $RaC$ . Cette évolution, achevée en un mois, se continue par une variation beaucoup plus lente consistant dans l'accumulation des corps  $D$ ,  $E$ ,  $F$  et déterminée par la vitesse de formation de  $RaD$ . Avec celui-ci et ses dérivés apparaît un nouveau groupe de rayons  $\beta$  émis par  $RaE$  et un cinquième groupe de rayons  $\alpha$  émis par  $Po$ .

La période d'évolution rapide est pratiquement définie par un problème de deux substances, la substance mère étant le radium, et la substance dérivée le radon accompagné des corps  $RaA$ ,  $RaB$  et  $RaC$ , s'accumulant suivant la loi  $q = q_{\infty} (1 - e^{-\lambda t})$ , où  $q_{\infty}$  est la quantité d'équilibre et  $\lambda$  la constante du radon. On peut de même traiter l'évolution lente comme un problème de deux substances, où la substance mère, le radium, considérée comme un ensemble avec ses dérivés jusqu'à  $RaC'$  inclusivement, produit  $RaD$  qui de son côté forme un ensemble avec les corps  $RaE$  et  $RaF$  (fig. 163, II). Attribuant au premier ensemble la constante du radium et au second celle du radium  $D$ , on trouve que la moitié de  $Ra$  ( $D + E + F$ ) est formée en 22 ans et que l'équilibre avec le radium est réalisé en 140 ans environ. La quantité de  $RaD$  passe alors par un maximum et diminue ensuite suivant la loi de décroissance du radium. D'une manière plus précise, l'accroissement de  $Po$  est représenté par un problème de trois substances :  $Ra \rightarrow RaD \rightarrow Po$  (fig. 163, III) <sup>(1)</sup>.

Le rayonnement  $\gamma$  très pénétrant appartient uniquement à  $RaC$ , dont la proportionnalité avec  $Ra$  est établie un mois après la fer-

(1) La courbe représentée dans la fig. 163, III, correspond à la formule :

$$\frac{\lambda_F N_F}{\lambda_{Ra} N_{Ra,0}} = 1,01428 \left[ e^{-\lambda_{Ra} t} - 1,01749 e^{-\lambda_D t} + 0,01749 e^{-\lambda_F t} \right]$$

meture de l'ampoule qui contient le sel de radium. Par conséquent, l'évolution ultérieure n'intervient pas en ce cas; le rapport des rayonnements  $\gamma$  de deux ampoules reste constant et égal au rapport de leurs teneurs en radium, quel que soit l'âge des préparations après la phase initiale.

Il n'en est pas de même si on mesure le rayonnement  $\gamma$  peu filtré ou le rayonnement  $\beta$ . En ce cas, une partie de l'effet provient de *RaD*

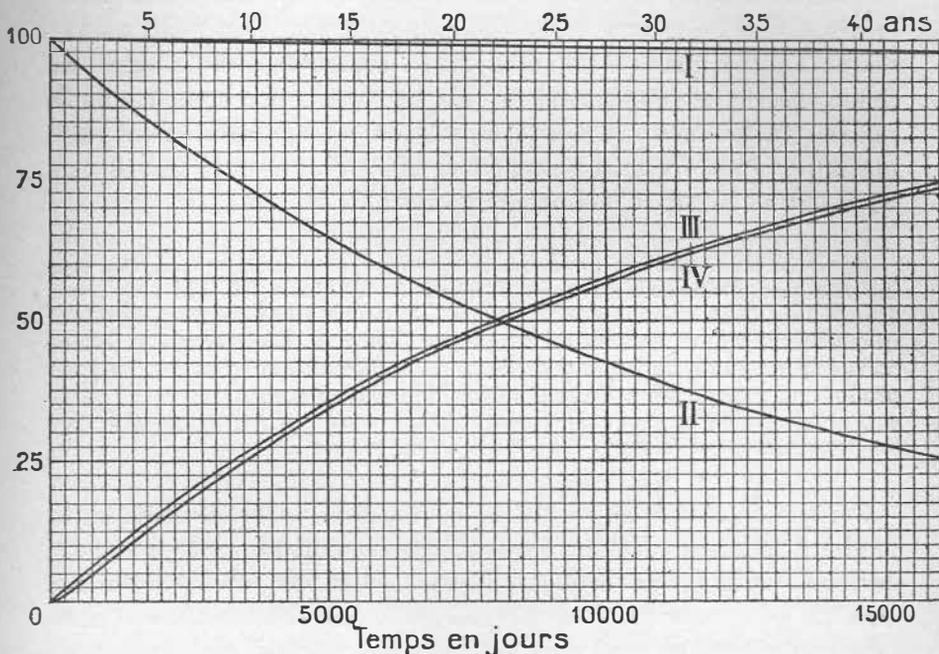


FIG. 163. — I. Décroissance de *Ra*. — II. Décroissance de *RaD*. — III. Production de *RaD* par *Ra*. — IV. Production de *RaF* par *Ra*.  
 Courbes I et II : nombre d'atomes transformés par unité de temps, pour chaque substance, en % du nombre initial.  
 Courbes III et IV : nombre d'atomes transformés par unité de temps, de *RaD* et *RaF*, en posant égal à 100 le nombre d'atomes transformés par unité de temps de *Ra*, pour  $t = 0$ .

et de *RaE*, et par conséquent, le rapport d'une ampoule ancienne à une ampoule récente est supérieur à celui des teneurs en radium.

Le rapport entre le rayonnement  $\alpha$  d'une préparation ancienne et celui d'une préparation récente est également supérieur au rapport des teneurs en radium, puisque la première contient une plus forte proportion de polonium. Le débit calorifique, pour la partie qui correspond à l'énergie des rayons  $\alpha$ , est donc aussi relativement plus élevé pour une préparation ancienne. L'expérience montre que le

rapport des débits calorifiques d'une ampoule ancienne et d'une ampoule récente est supérieur au rapport des rayonnements  $\gamma$  très pénétrants. L'excès observé (environ 10 %, en comparant une ampoule préparée depuis 17 ans à une ampoule récente) est conforme aux prévisions basées sur les valeurs des constantes radioactives et l'énergie relative des groupes de rayons  $\alpha$ .

En même temps que le radium et ses dérivés se transforment, des corps inactifs qui résultent de la transformation s'accumulent dans la préparation. Ces corps sont l'hélium et le plomb de poids atomique 206. La quantité de ces éléments augmente avec le temps, la limite théorique n'étant atteinte qu'après destruction complète de la matière radioactive. La masse initiale de radium serait alors remplacée par *Pb* et *He* dans le rapport de 206 à 20, soit environ 910 mg. de plomb et 90 mg. d'hélium par gramme de radium.

Après 22 ans, période de *RaD*, la quantité de plomb inactif est déjà 2,5 mg. par gramme de *Ra*, et la quantité d'hélium est 0,71 mg., soit 4 cm<sup>3</sup>. Le calcul montre que la quantité d'hélium par gramme de radium qui se forme d'une quantité de radium de l'ordre du décigramme enfermée dans une ampoule de forme usuelle, peut suffire en quelques années pour produire une surpression d'une atmosphère et davantage, dangereuse pour la conservation de l'ampoule. Il est donc prudent d'ouvrir de temps en temps les ampoules pour laisser dégager l'hélium accumulé.

Puisque dans une ampoule scellée contenant un sel de radium, les produits de transformation, *Pb* et *He*, sont conservés, celle-ci ne peut perdre de poids que par le départ de rayons  $\beta$ , et par perte de masse  $\Delta m$  résultant de la perte d'énergie  $\Delta E$  selon la relation  $\Delta E = c^2 \Delta m$ . La perte d'un électron par atome dans chacune des quatre transformations subies, représente pour l'atome de *Ra* une fraction  $10^{-5}$  de sa masse. A la perte d'énergie, mesurée par le débit calorifique, soit  $3,4 \times 10^9$  cal. pour la transformation complète de 1 g. de radium, correspond une perte de masse  $1,6 \times 10^{-4}$  g. Les pertes de masse ainsi calculées sont trop minimes pour qu'on puisse les observer à la balance, et les tentatives faites pour déceler une variation de poids d'ampoules de radium scellées ont donné des résultats négatifs.

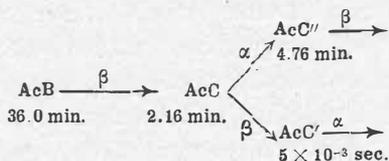
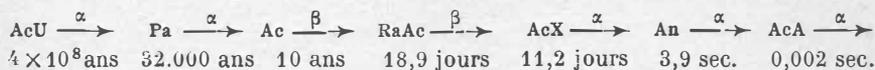
# CHAPITRE XXV

## FAMILLE DE L'ACTINIUM

### § 131. Composition de la famille. Protactinium. Actinium.

La découverte de l'actinium a été assez rapidement suivie par celle de ses dérivés, parmi lesquels on a caractérisé d'abord l'actinon et son dépôt actif, puis l'actinium X, enfin le radioactinium. L'ensemble de ces corps constitue une famille dont la relation avec celle de l'uranium a fait l'objet de nombreuses discussions et de recherches expérimentales, déjà signalées dans le chapitre XXIII. L'actinium ayant une période d'environ 10 ans, ne peut subsister dans les minéraux anciens qu'à condition d'y être produit par une substance mère. La recherche de celle-ci a abouti à la découverte du protactinium. Ainsi l'actinium n'est pas la tête de série de la famille qu'on continue à désigner par son nom. Avant lui se place le protactinium et avant celui-ci, croit-on, l'uranium Y, considéré comme le dérivé d'un isotope de l'uranium *AcU*.

Le schéma de la suite des transformations, à partir du protactinium, avec indication du mode de transformation et de la période est le suivant :



Le protactinium est l'homologue supérieur du tantale, avec le nombre atomique 91. Son poids atomique n'est pas définitivement fixé; la valeur actuellement envisagée est 231, conformément aux résultats de l'analyse des masses du plomb provenant de minerais d'urane. Le protactinium a été découvert à la suite de recherches sur

la formation de l'actinium dans les produits de traitements de minerais d'urane (O. Hahn et L. Meitner, F. Soddy et J. A. Cranston). Plus tard la séparation de *Pa* pur a été réalisée, la quantité d'oxyde pur obtenue étant environ 40 mg. (A. Grosse). Cette circonstance a permis l'étude du spectre de haute fréquence (série L) qui a confirmé le nombre atomique  $N = 91$ , préalablement admis en se basant sur les méthodes de classement des radioéléments exposées dans le chapitre XXII. Les propriétés chimiques du protactinium ont été décrites dans le § 39.

Le protactinium émet des rayons  $\alpha$  de parcours 3,67 cm., dans l'air à 15° sous la pression normale. A ce rayonnement viennent s'ajouter plusieurs groupes de rayons  $\beta$  secondaires d'origine photoélectrique, provenant de 3 groupes de rayons  $\gamma$  primaires (voir §§ 83 et 94). Le pouvoir pénétrant de ces rayons ( $\mu = 126 \text{ cm}^{-1}$  dans *Al* pour les rayons  $\beta$ ) est suffisant pour qu'on puisse les utiliser dans la mesure de préparations de protactinium assez concentrées.

Le protactinium est un corps à vie longue. Sa constante radioactive  $\lambda$  a d'abord été évaluée en se basant sur le parcours des rayons  $\alpha$ . On a utilisé ensuite la mesure de la vitesse d'accroissement de *Pa* dans des composés d'urane purifiés, et la relation  $\Delta = \lambda q_\infty$ , où  $\Delta$  est la quantité de *Pa* formée par unité de temps et  $q_\infty$  la quantité qui correspond à l'équilibre avec une quantité donnée d'uranium dans un minerai ancien. Soit  $\Delta' = \lambda' = \lambda' q'_\infty$  la relation correspondante relative à la formation de *Ra* à partir de la même quantité d'urane, en équilibre avec l'ionium. Les quantités de *Pa* et de *Ra* en équilibre entre elles dans le minerai, sont dans le rapport :

$$\frac{q_\infty}{q'_\infty} = \frac{\Delta}{\Delta'} \frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\Delta}{\Delta'} \frac{T}{T'}$$

Le rapport des nombres d'atomes formés dans le même temps est égal à  $\Delta A' / \Delta' A$ , si  $A$  et  $A'$  sont respectivement les poids atomiques de *Pa* et de *Ra*. C'est le *rapport de bifurcation*, si *Pa* et *Ra* proviennent du même isotope d'uranium. S'il s'agit de deux isotopes indépendants, le nombre d'atomes transformés par unité de temps est, pour chacun d'eux, égal au produit du nombre d'atomes présents par la constante radioactive. Les valeurs les plus récentes, mais de précision encore médiocre, sont les suivantes :

$T = 32.000$  ans ;  $\Delta A' / \Delta' A = 0,04$  ;  $q_\infty / q'_\infty = 0,8$ . Il y aurait, d'après cela, 0,8 g. de *Pa* par gramme de *Ra* dans un minerai d'urane ancien inaltéré.

L'extraction complète du protactinium d'un minerai d'urane présente des difficultés. Ce corps est séparé par entraînement avec le tantale ou avec le zirconium. Les recherches faites par ces deux méthodes établissent la constance du rapport  $Pa/U$  dans les minéraux (A. Grosse, Tcheng da Tchang).

La production d'actinium par le protactinium a fait l'objet d'une vérification directe. L'accroissement d'actinium dans les préparations de protactinium exemptes à l'origine de toute impureté radioactive, a été mis en évidence par le dégagement d'actinon.

L'actinium se place dans la troisième colonne de la classification et dans sa dernière ligne, avec le nombre atomique  $N = 89$  ; son poids atomique probable est 227. Sa préparation et ses propriétés chimiques ont été décrites dans le § 39.

On n'a constaté jusqu'ici aucun rayonnement propre à l'actinium, mais il y a lieu de croire que sa transformation est accompagnée d'une émission de rayons  $\beta$  nucléaires de faible vitesse.

L'actinium est un corps à vie assez longue ; cependant sa décroissance a déjà été observée sur des préparations anciennes dont on mesure le rayonnement  $\beta$  provenant du dépôt actif, en équilibre avec  $Ac$ , par l'intermédiaire de  $RAc$  et de  $AcX$ . La période qui n'est encore connue que très sommairement est d'environ 10 ans.

L'évolution du dépôt actif peut être traitée comme un problème de trois substances consécutives : l'actinium, le radioactinium et l'actinium X, en considérant  $AcX$  comme étant accompagné des quantités d'actinon et de dépôt actif qui correspondent à l'équilibre radioactif. Négligeant la destruction de l'actinium pendant une durée de quelques mois, on trouve que l'équilibre de  $AcX$  avec  $Ac$  est établi à 1 % près en 5 mois, et il en est de même pour  $AcC''$ , si la préparation ne laisse pas échapper l'actinon (fig. 164, II).

### § 132. Radioactinium. Actinium X.

a) Le radioactinium est le premier dérivé de l'actinium. Cet élément est un isotope du thorium ( $N = 90$ ) et se sépare de l'actinium par les procédés qui servent pour la séparation du thorium et du lanthane (par exemple la précipitation par l'hyposulfite de sodium en solution neutre, précipitation par l'eau oxygénée, et en présence d'une quantité minime d'élément entraîneur). Le radioactinium se transforme avec émission de rayons  $\alpha$  (spectre à structure fine), formant approximativement 2 groupes de parcours voisins : 4,68 cm. et 4,34 cm. dans l'air à 15° et à la pression normale (§ 69). On lui

attribue de plus un rayonnement  $\gamma$  nucléaire complexe composé de 10 groupes homogènes (entre 30 et 300  $eV$ , § 93), et un rayonnement  $\beta$  d'origine secondaire comprenant de nombreux groupes de photoélectrons émis par conversion interne des rayons  $\gamma$  nucléaires (§§ 83 et 93).

Le radioactinium donne lieu à la production d'actinium X et des

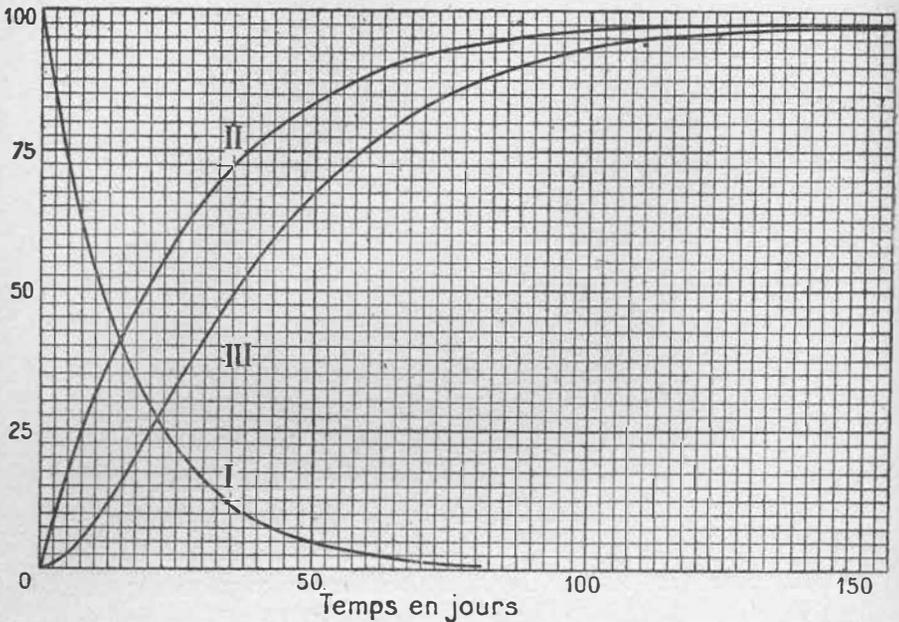


FIG. 164. — I. Décroissance de  $AcX$ . — II. Formation de  $RAc$  dans  $Ac$ . — III. Formation de  $AcX$  dans  $Ac$ .

Courbe I : nombre d'atomes transformés par unité de temps, en pour cent du nombre d'atomes transformés par unité de temps pour  $t = 0$ .  
 Courbes II et III : nombre d'atomes de  $RAc$  et  $AcX$  transformés par unité de temps en désignant par 100 le nombre d'atomes transformés par unité de temps de  $Ac$  pour  $t = 0$ .

dérivés de celui-ci. On peut envisager cette évolution comme un problème de deux substances ; le radioactinium d'une part et d'autre part l'actinium X en équilibre avec ses dérivés. Si  $RAc$  est privé à l'origine du temps de  $AcX$ , le nombre d'atomes de celui-ci augmente d'abord, passe par un maximum, puis décroît selon une loi qui, à la limite, est celle de la décroissance de  $RAc$ . L'évolution du rayonnement  $\alpha$  ou  $\beta$  d'une préparation de  $RAc$  a lieu suivant une loi semblable qui tend vers la même limite. La mesure du rayonnement conduit donc à la détermination de la période de  $RAc$ . La période

ainsi trouvée pour  $RAc$ , 18,9 jours (fig. 165,I) est plus élevée que celle qu'on pourrait prévoir d'après la loi de Geiger Nuttall.

b) L'actinium X est le dérivé direct du radioactinium. Il se sépare de celui-ci et de l'actinium dans leur précipitation par  $NH^3$  et reste dans la solution ammoniacale. Il a été établi que c'est un isotope du radium et qu'il faut lui attribuer le nombre atomique 88. On peut l'obtenir à partir d'une préparation de radioactinium, en utilisant le phénomène de recul qui accompagne l'émission de rayons  $\alpha$ .

L'actinium donne lieu à une production rapide de dérivés à courte

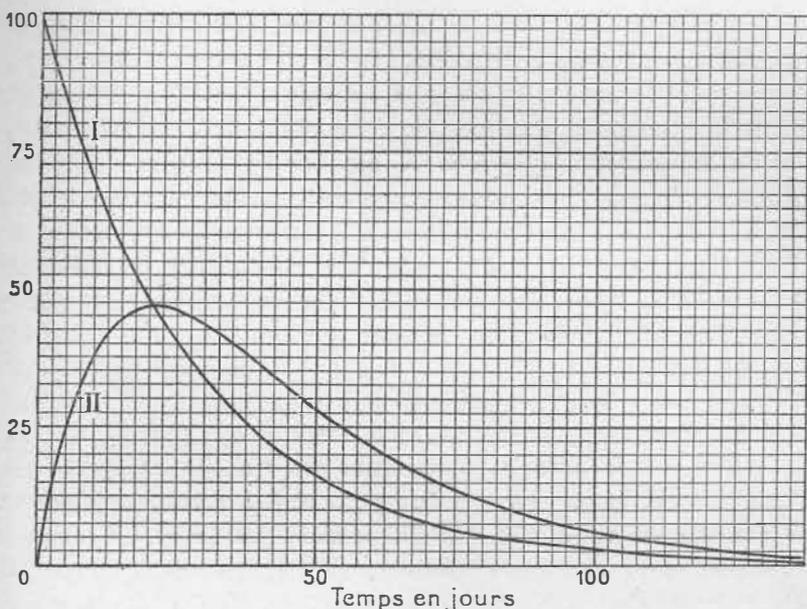


FIG. 165. — I. Décroissance de  $RAc$ . — II. Formation de  $AcX$  dans  $RAc$ .

Courbe I : nombre d'atomes transformés par unité de temps, en pour cent du nombre initial.

Courbe II : nombre d'atomes transformés par unité de temps de  $AcX$  en prenant égal à 100 le nombre d'atomes transformés par unité de temps de  $RAc$  pour  $t = 0$ .

vie, actinon et dépôt actif, dont l'équilibre avec lui est atteint en quelques heures et qui émettent des rayons  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . Le rayonnement dans son ensemble, observé à partir de ce temps, décroît suivant la loi exponentielle qui caractérise l'actinium X et d'où l'on déduit la période. Les mesures doivent être faites dans des conditions où l'actinon ne peut s'échapper. La valeur actuellement admise pour la période de  $AcX$  est 11,2 jours (fig. 164,I).

Le rayonnement propre de l'actinium X comprend un groupe de

rayons  $\alpha$  dont le parcours dans l'air à  $15^\circ$  et à la pression normale est 4,37 cm. Ainsi que dans le cas de *RAc*, mais à un degré moindre, il y a ici un écart de la loi de Geiger Nuttall. Il existe aussi d'autres groupes de rayons  $\alpha$  (structure fine, § 69). A ces rayons  $\alpha$  se joint un rayonnement  $\gamma$  nucléaire composé de 5 groupes homogènes, entre 140 et 270 *ekV*, et produisant par conversion interne de nombreux groupes de rayons  $\beta$  secondaires (§ 82).

Si l'on considère la formation de l'actinium X dans une préparation de *RAc* qui en est privée à l'origine du temps, on trouve que la quantité de *AcX* passe par un maximum pour  $t = 20,8$  jours, et que, à partir de 100 jours, la décroissance caractéristique de *RAc* est pratiquement réalisée (fig. 165, II). Le rayonnement de la préparation est de la forme  $I = K\lambda N + K'\lambda'N'$  où  $\lambda N'$  et  $\lambda'N'$  sont respectivement les nombres d'atomes de *RAc* et de *AcX* transformés par unité de temps, tandis que  $K$  et  $K'$  sont les coefficients d'activité de chacune de ces substances dans les conditions de mesures, le coefficient  $K'$  comprenant non seulement l'effet ionisant des rayons de *AcX*, mais aussi celui des rayons émis par l'actinon et le dépôt actif en équilibre avec *AcX*. Après 6 mois il subsiste encore un peu plus d'un millièème de la quantité de *RAc* initiale.

### § 133. Actinon et son dépôt actif.

L'actinon ou émanation d'actinium est un gaz radioactif de la colonne des gaz inertes ( $N = 86$ ), émettant des rayons  $\alpha$  de parcours 5,79 cm. dans l'air à  $15^\circ$  sous la pression normale. Un deuxième groupe, de parcours un peu inférieur, a été également observé (§ 69). La valeur admise pour la période est 3,92 sec. (§ 44).

L'actinon est le dérivé direct de *AcX*, et en raison de la rapidité de sa destruction, son équilibre radioactif avec *AcX* est établi en moins d'une minute. On peut utiliser la mesure du dégagement d'actinon comme procédé de dosage de l'actinium X et, par l'intermédiaire de celui-ci, on peut doser aussi le radioactinium et l'actinium. Cependant, cette technique n'offre pas la même précision que dans le cas du radon, parce que le maniement de l'actinon est rendu difficile du fait de la brièveté de sa vie. La mesure du dégagement est fréquemment faite sur des produits solides dont quelques-uns sont très perméables à l'actinon, tels les oxydes, hydrates, ou fluorures de lanthane, avec lesquels l'actinium est couramment séparé.

Le dépôt actif de l'actinon se compose, comme on l'a vu au chapitre X, de plusieurs substances nommées *AcA*, *AcB*, *AcC*, *AcC'*,

$AcC''$ . Le dérivé direct de l'actinon est  $AcA$ , substance à vie très courte ( $T = 0,002$  sec.) émettant des rayons  $\alpha$  de parcours 6,58 cm. dans l'air à  $15^\circ$  sous pression normale. Ce corps, dont les propriétés chimiques n'ont pu être étudiées directement, est considéré, par analogie avec  $RaA$ , comme un isotope du polonium ( $N = 84$ ).

L'actinium A, en se détruisant, produit l'actinium B, qui donne lieu à la formation de dérivés à vie beaucoup plus courte que la sienne, avec lesquels il atteint un équilibre de régime en moins d'une demi-heure. Sa période  $T = 36,0$  min. est déduite de la vitesse de décroissance du rayonnement du dépôt actif, après que cet équilibre a été établi. L'actinium B est un isotope du plomb ( $N = 82$ ). On peut l'obtenir exempt de ses dérivés dans une solution de dépôt actif, dont on a séparé  $AcC$  par électrolyse ou dépôt sur nickel. L'actinium B se transforme avec émission de rayons  $\beta$  nucléaires de faible vitesse accompagnés de rayons  $\gamma$  peu pénétrants (§§ 83 et 89).

L'actinium C, dérivé direct de  $AcB$ , émet des rayons  $\alpha$  qui forment 2 groupes de parcours voisins 5,51 cm. et 5,09 cm. dans l'air sous pression normale. Ce corps est un isotope du bismuth ( $N = 83$ ). On le sépare par dépôt sur nickel d'une solution de dépôt actif. La période déduite de sa décroissance est  $T = 2,16$  min. L'actinium C subit la transformation suivant deux modes différents : la presque totalité des atomes est transformée par émission de rayons  $\alpha$ , et on peut recueillir par recul une substance nommée  $AcC''$  ; une très petite proportion, environ 0,20 %, se transforme avec émission de rayons  $\beta$  en donnant un dérivé à vie extrêmement brève nommé  $AcC'$  ( $N = 84$ ) qui émet des rayons  $\alpha$  de parcours environ 6,5 cm. dans l'air et dont la période évaluée d'après ce parcours est de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$  sec.

L'actinium C' est un isotope du thallium ( $N = 81$ ). Il émet des rayons  $\beta$  qui forment le groupe le plus pénétrant de cette nature dans la famille de l'actinium et qui sont utilisés pour le dosage de l'actinium. Les rayons  $\gamma$  assez pénétrants qui les accompagnent sont utilisés pour le dosage de préparations suffisamment riches.

La période de  $AcC''$ , déduite de sa vitesse de décroissance, est 4,76 min. Elle n'est pas négligeable par rapport à celle de  $AcB$  ; il en résulte que le rapport  $AcC''/AcC$  pendant la décroissance de régime du dépôt actif n'est pas le même que dans l'équilibre avec l'actinium et même avec le radioactinium ou l'actinium X. Si l'on a à déterminer par l'expérience pour le dépôt actif le rapport  $I_\alpha/I_\beta$  des courants d'ionisation produits respectivement par les rayons  $\alpha$  de  $AcC$  (complètement absorbés dans l'air) et les rayons  $\beta$  de  $AcC''$  (utilisés dans un dispositif donné), le rapport  $I_\alpha/I_\beta$  qui correspond à un même nombre d'atomes de  $AcC$  et  $AcC''$  transformés par

unité de temps, se déduit du rapport  $I'_\alpha/I'_\beta$ , en multipliant celui-ci par le rapport  $c''/(c'' - b) = 1,15$  où  $b$  est la constante radioactive de  $AcB$  et  $c''$  celle de  $AcC''$ .

Dans le dépôt actif constitué par  $AcB$ ,  $AcC$  et  $AcC''$  (abstraction faite de  $AcC'$  dont la proportion est minime), l'évolution de  $AcC'$  est un problème de deux substances et celle de  $AcC''$  un problème de trois substances. On trouvera dans le Tableau 15, Appendice, les nombres les plus utiles.

### § 134. Evolution de la famille.

L'évolution n'est bien connue qu'à partir du protactinium considéré comme substance mère, avec une vie moyenne beaucoup plus longue que celles des dérivés. La vie moyenne de l'actinium étant très supérieure à celles des dérivés ultérieurs, l'évolution peut être envisagée comme un problème de deux substances : le protactinium d'une part, l'actinium accompagné de ses dérivés d'autre part. La quantité d'actinium passe par un maximum en un temps de l'ordre de 50 ans, à partir du début de son accumulation, et décroît ensuite proportionnellement à celle du protactinium.

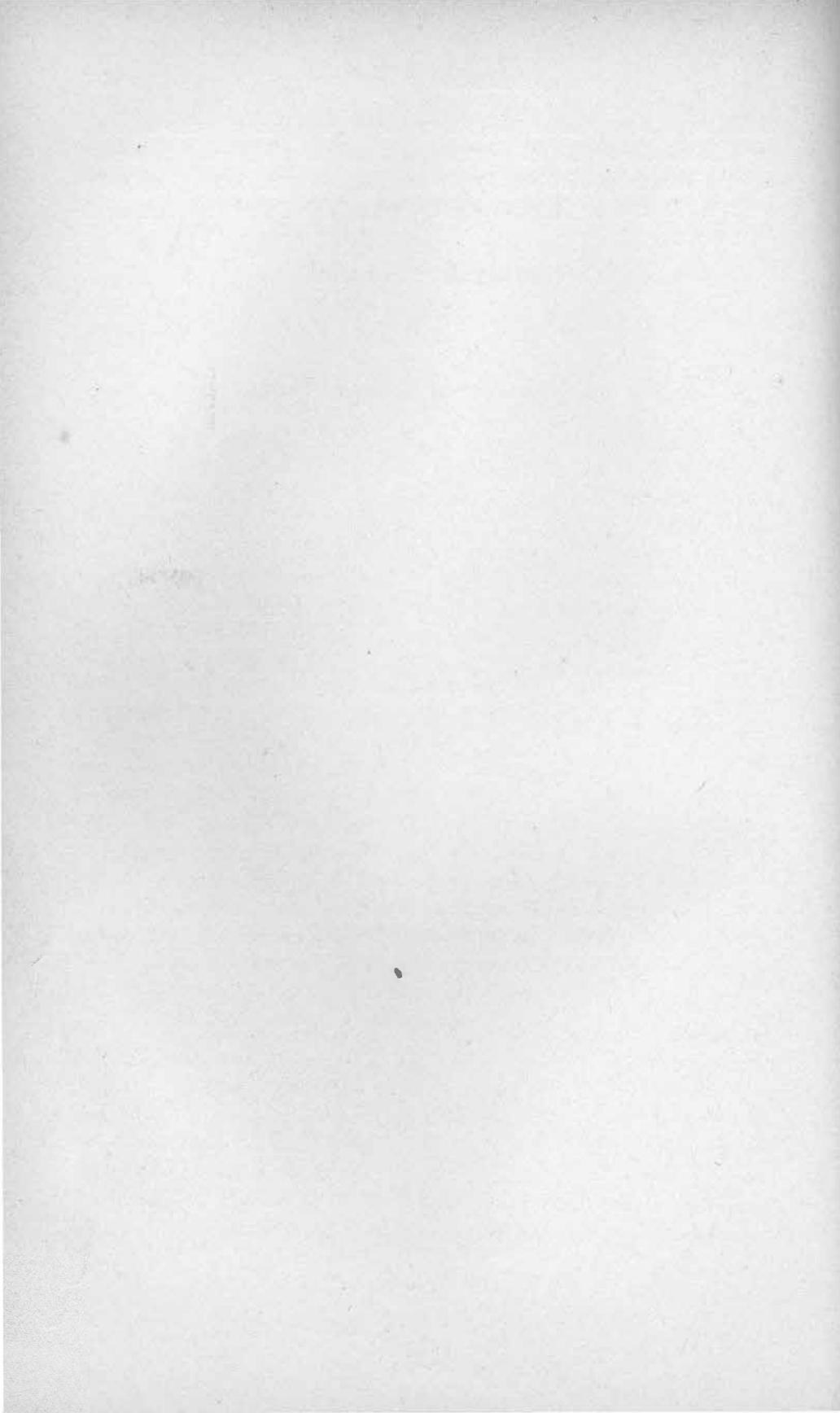
Remontant au parent du protactinium, qu'on nomme *UIII* ou *AcU*, on doit attribuer à cette substance une vie suffisamment longue pour assurer sa survivance dans les minéraux. On estime que la période pourrait être comprise entre  $10^8$  et  $10^9$  ans. D'après la constance des rapports pour les composants de mélanges isotopiques de diverses provenances, le rapport *AcU/UI* pourrait être le même en toutes régions à l'époque de la formation de l'uranium. Si les constantes radioactives ont conservé des valeurs fixes, ce rapport, quoique progressivement décroissant, a pu rester le même dans les minéraux anciens inaltérés, et il en serait de même pour les rapports *Pa/U* et *Ac/U*. L'expérience est favorable à cette manière de voir, malgré quelques désaccords entre les résultats expérimentaux.

Si *UIII* ou *AcU* de poids atomique 235 est le parent de *Pa* (par l'intermédiaire de *UY?*), avec une période inférieure à celle de *UI*, l'extinction de la famille d'actinium dans les minéraux est plus rapide que celle de la famille du radium. S'il existe encore un parent à poids atomique plus élevé 239, on ne peut rien conclure actuellement à ce sujet.

L'évolution de la famille à partir de *AcU* se traduirait, de toute

manière, sommairement par un problème de deux substances, *AcU* produisant *Pa* considéré comme accompagné de tous ses dérivés. L'équilibre entre *AcU* et *Pa* étant réalisé en un temps de l'ordre de 200.000 ans, négligeable par rapport à l'âge d'un grand nombre de minéraux.

---





principalement du Brésil. Le traitement ayant pour objet d'extraire le thorium et le mésothorium a été décrit précédemment (§ 42).

Les conditions d'évolution radioactive du thorium sont telles qu'il est très difficile d'obtenir cet élément exempt de ses dérivés (voir § 139). En plus de ceux-ci, le thorium peut contenir comme impureté radioactive son isotope l'ionium, qui est généralement présent dans les minerais de thorium, puisque ceux-ci contiennent aussi de l'uranium. C'est pourquoi on a encore peu de précision sur le rayonnement du thorium et sur sa vie moyenne.

Le thorium émet un groupe de rayons  $\alpha$  dont le parcours est 2,6 cm. dans l'air à 15° sous pression normale. C'est un corps à vie très longue, et pour déterminer la période, il faut avoir recours à la numération des rayons. Si celle-ci est effectuée sur une préparation de  $Th$  en équilibre présumé avec ses dérivés, les particules  $\alpha$  comptées sont attribuées, en proportion égale, aux 6 groupes de rayons  $\alpha$  en présence. D'après les mesures les plus récentes, on trouve ainsi pour la période  $T = 1,8 \times 10^{10}$  ans. Des nombres du même ordre ont été obtenus en remplaçant la numération des rayons  $\alpha$  par la mesure du courant d'ionisation produit par des couches très minces de substance.

Une autre méthode consiste à évaluer, pour un minerai exempt de plomb commun, la proportion  $Th/U$  d'une part, et, d'autre part, celle de  $Pb_U/Pb_{Th}$ , où  $Pb_U$  et  $Pb_{Th}$  sont respectivement les quantités de plomb résultant de la transformation de  $U$  et de  $Th$  depuis la formation du minerai. Admettant que l'on connaît leurs poids atomiques, on détermine la proportion de ces plombs d'après le poids atomique moyen de leur mélange (voir § 140). L'étude de quelques échantillons de thorianite bien cristallisée, a donné des résultats dont voici un exemple (G. Kirsch). Les teneurs sont 11,8 % d'uranium, 68,9 % de thorium et 2,34 % de plomb de poids atomique 207,2, égal pour cette thorianite particulière à celui du plomb commun. Les proportions de plomb d'urane (poids atomique 206) et de plomb de thorium (poids atomique 206) sont d'après cela, respectivement 0,96 % et 1,38 %. On en déduit  $Pb_U/U = 0,0815$  ;  $Pb_{Th}/Th = 0,020$ . Passant aux nombres d'atomes, il convient de multiplier le premier rapport par  $238,2/226 = 1,15$  et le second par  $232,1/208 = 1,12$ . On en déduit approximativement :

$$\frac{\lambda_{UI}}{\lambda_{Th}} = \frac{1,15 \times 0,0815}{1,12 \times 0,020} = 4,2.$$

La destruction de  $Th$  est donc environ 4 fois moins rapide que celle de  $UI$  et la période de  $Th$  est  $1,8 \times 10^{10}$  ans, si celle de  $UI$  est  $4,4 \times 10^9$  ans. En raison de l'incertitude de ce calcul, on a rapporté la fraction de matière radioactive transformée à la quantité finale de celle-ci, au lieu de tenir compte de la diminution progressive.

## § 136. Mésothorium 1 et Mésothorium 2.

Le mésothorium 1 est le premier dérivé du thorium. Ce corps est un isotope du radium et se sépare, en même temps que celui-ci, des minéraux de thorium qui contiennent toujours aussi de l'uranium. Son nombre atomique est  $N = 88$ , et son poids atomique environ 228. Le mésothorium fait l'objet d'une fabrication industrielle, comme sous-produit de l'industrie du thorium (§ 42). Le mésothorium n'a pas de rayonnement propre appréciable, et on lui attribue une transformation par émission de rayons  $\beta$  nucléaires de faible vitesse. Son dérivé direct est le mésothorium 2 dont la vie est beaucoup plus courte que celle du mésothorium 1 et dont l'équilibre avec celui-ci s'établit en 2 jours. Le mésothorium 2 émet des rayons  $\beta$  et des rayons  $\gamma$  très pénétrants; c'est un isotope de l'actinium et on peut le séparer de *MTh1* en le précipitant par  $NH^3$  en présence d'un entraîneur.

La période de *MTh2* se détermine par la mesure de la décroissance des préparations ne contenant pas d'impuretés radioactives. Il est aisé de faire ces mesures en utilisant les rayons  $\gamma$  quand l'intensité est suffisante. La valeur admise pour la période est 6,13 heures.

L'équilibre qui s'établit rapidement entre *MTh1* et *MTh2* permet de doser *MTh1* par le rayonnement  $\gamma$  de *MTh2*. Cependant, ce dosage se complique par la présence du radium ainsi que par celle du radiothorium et de ses dérivés. L'étude de la courbe d'évolution du rayonnement  $\gamma$  avec le temps permet de déterminer la période du mésothorium 1, dont la valeur admise est 6,7 ans (voir § 139).

Comme *MTh1* est extrait du minerai avec un mélange de *Ba* et *Ra*, et que le fractionnement qui élimine *Ba* ne modifie pas la proportion *MTh1/Ra*, celle-ci ne varie que par le fait de la décroissance de *MTh1*, plus rapide que celle de *Ra*. Si *Ba* a été complètement éliminé, la matière restante est, en ce qui concerne la masse, presque exclusivement du radium, avec une proportion de mésothorium 1, faible même au début, et pouvant, néanmoins, produire un rayonnement  $\gamma$  plus important que celui du radium.

Prenons comme exemple une monazite contenant  $x\%$  d'uranium et  $y\%$  de thorium. Le nombre d'atomes transformés par unité de temps est proportionnel à  $x\lambda_u/A_u$  pour l'uranium et pour la quantité de radium en équilibre avec lui; il est  $y\lambda_{Th}/A_{Th}$  pour le thorium et pour le mésothorium 1 en équilibre avec lui. Dans le mélange *Ra* + *MTh1* supposé extrait en un temps pendant lequel la destruction de *MTh1* a été négligeable, les nombres d'atomes transformés de *MTh1* et de *Ra* sont entre eux comme  $y\lambda_{Th}A_u/x\lambda_u A_{Th}$ . Pour  $x = 1$  et  $y = 10$ , ce rapport est égal à 2,5; par conséquent, dans une chambre d'ionisation à rayons  $\gamma$ , dans laquelle le coefficient d'acti-

tivité serait le même pour *MThI* agissant par son dérivé *MTh2* et par *Ra* agissant par son dérivé *RaC*, le rayonnement  $\gamma$  de *MThI* en équilibre avec *Mth2* serait 2,5 fois plus intense que celui de *Ra* en équilibre avec *RaC*. Mais puisque la période de *MThI* est 6,7 ans et celle de *Ra* est 1.600 ans, les nombres d'atomes en présence sont dans le rapport  $2,5 \times 6,7/1.000$ , soit environ 0,01 ; par conséquent, la proportion initiale de *MThI* dans le mélange est de l'ordre de 1 % de celle du radium. Le minerai considéré contiendrait, par tonne de thorium, 0,3 mg. de *MThI* et 34 mg. de *Ra*, tandis que par le rayonnement  $\gamma$  de *MTh2* en équilibre, la quantité de *MTh2* qui accompagne 34 mg. de *Ra*, serait ici équivalente à  $2,5 \times 35$ , soit 85 mg. *Ra*.

L'extraction de mésothorium de grandes quantités de minerais conduit à un rendement de l'ordre de grandeur ci-dessus indiqué sans qu'on ait beaucoup de précision à ce sujet.

On peut obtenir le mésothorium 1 pratiquement exempt de radium, à partir de sels de thorium purifiés lors de leur préparation ; ces sels ont été privés d'uranium et de radium, mais l'ionium n'en a pas été séparé. La formation de *MThI* est beaucoup plus rapide que celle de *Ra* et on obtiendra après un temps d'accumulation égal à une période de *MThI*, soit 6,7 ans, la moitié de la quantité de *MThI* qui correspond à l'équilibre avec le thorium, tandis que la quantité de *Ra* formée dans le même temps ne sera qu'une fraction minime (environ 0,00006) de celle qu'on aurait extraite avec le mésothorium du minerai qui a servi à préparer le sel de thorium utilisé dans cette expérience. Eu égard à la rapidité relative de la production, on peut envisager une fabrication industrielle de *MThI* utilisant une grande quantité de thorium comme matière première.

### § 137. Radiothorium. Thorium X.

Le radiothorium a été découvert dans les portions les plus solubles du fractionnement de sels de baryum radifère provenant de la thorianite (§§ 39 et 42). Le radiothorium est un isotope du thorium  $N = 90$  et se sépare avec celui-ci des minéraux. Mais si l'extraction de *MThI* + *Ra* a été faite, ces substances purifiées sont exemptes de thorium ; dès lors, le radiothorium qui s'accumule comme produit de transformation du mésothorium, est éliminé sans thorium, dans l'eau mère très acide de cristallisation des chlorures. Pour le précipiter de cette solution, on peut employer  $NH^3$  ou  $H^2O^2$  en présence d'un entraîneur convenablement choisi. Les radioéléments qui peuvent être séparés en même temps : *ThB*, *ThC*, *RaB*, *RaC* se séparent facilement de *RTh* par précipitation à l'état de sulfures en solution acide. Le dérivé direct de *RTh* est *ThX* qui s'en sépare dans la

précipitation par  $NH^3$ . Ainsi on peut obtenir  $RTh$  exempt de toute impureté radioactive. Son poids atomique présumé est 224.

Le radiothorium émet un groupe de rayons  $\alpha$ , dont le parcours est 4,02 cm. dans l'air à  $15^\circ$  sous la pression normale. L'existence d'un autre groupe est probable. Il possède aussi un rayonnement  $\gamma$  et un rayonnement  $\beta$ , les rayons  $\gamma$  pouvant correspondre à la série  $K$  de l'élément transformé  $N = 88$ , et les rayons  $\beta$  formant 6 groupes de photoélectrons excités par ces rayons  $\gamma$  de fluorescence qui seraient eux-mêmes excités par les rayons  $\alpha$ .

Le radiothorium forme une série de dérivés à vie relativement courte avec lesquels il est en équilibre en un mois environ, si le thoron, qui en fait partie, ne peut s'échapper. Avec le dépôt actif du thoron apparaissent des rayons  $\beta$  et des rayons  $\gamma$  très pénétrants; ces derniers sont utilisés pour le dosage du radiothorium.

La période du radiothorium a été déterminée par la décroissance du rayonnement  $\gamma$  du dépôt actif en équilibre avec  $RTh$ . Le nombre admis actuellement est 1,9 an.

Le radiothorium fait l'objet d'une préparation assez suivie; il est employé dans l'industrie des peintures lumineuses et aussi en médecine, où il sert pour la préparation du thorium X. On obtient le radiothorium en le séparant de temps en temps du mésothorium qui le produit. On trouve du radiothorium dans les dépôts de certaines sources thermales, dont les eaux doivent contenir du mésothorium.

Dans les laboratoires on utilise le radiothorium comme matière dégageant du thoron, par l'intermédiaire du dérivé  $ThX$ . A l'aide de ce dégagement, on peut obtenir le dépôt actif du thorium sur des supports disposés à cet effet et portant généralement une charge négative.

On peut obtenir le thorium X en précipitant une solution de thorium par  $NH^3$ ; cette matière reste alors en solution. Mais puisque le thorium X est le dérivé direct de  $RTh$ , on peut l'obtenir à partir des préparations de  $RTh$  concentrées, à l'aide des mêmes réactions qui peuvent servir pour le séparer de sels de thorium.

Le thorium X est un isotope du radium et du mésothorium 1. On l'obtient donc avec  $MTh1$ , en le séparant des sels de thorium, tandis qu'il est exempt de  $MTh1$  quand on le prépare à partir du radiothorium. Son poids atomique présumé est 220.

Le thorium X produit directement le thoron qui donne naissance au dépôt actif; l'équilibre avec ces dérivés est établi en 3 jours.

On a prive  $ThX$  de ses dérivés, en entraînant constamment le thoron

à mesure de sa formation et en précipitant les constituants du dépôt actif par  $H^2S$  ou par  $NH^3$ . On constate que  $ThX$  exempt des dérivés, émet un groupe de rayons  $\alpha$  dont le parcours est 4,35 cm. dans l'air à  $15^\circ$  sous la pression normale.

Le thoron et le thorium A se reforment en 10 minutes environ avec un apport de rayons  $\alpha$ , tandis que le thorium B se reforme plus

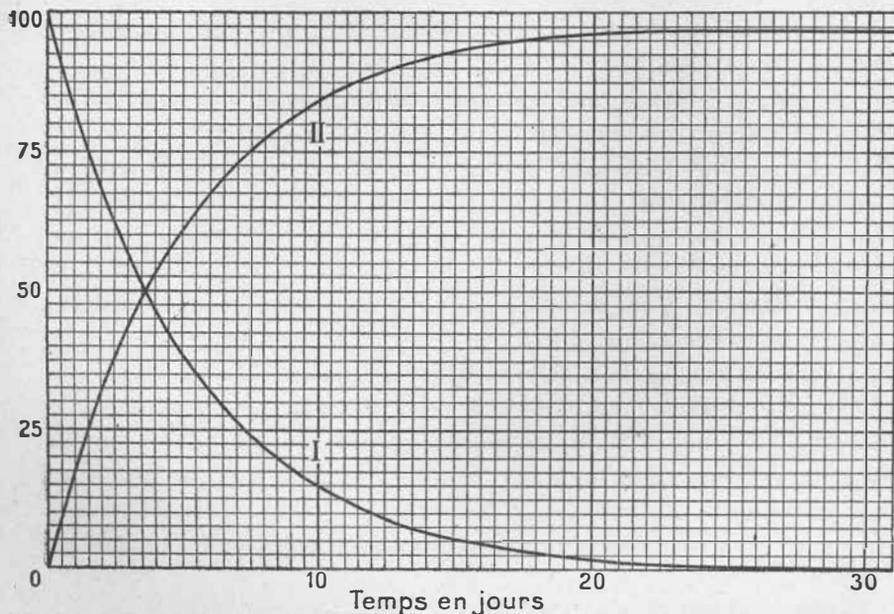


FIG. 166. — I. Décroissance de  $ThX$ . — II. Formation de  $ThX$  dans  $RTh$ .

Courbe I : nombre d'atomes de  $ThX$  transformés par unité de temps en pour cent du nombre initial.

Courbe II : nombre d'atomes de  $ThX$  transformés par unité de temps en prenant égal à 100 le nombre d'atomes transformés par unité de temps de  $RTh$  pour  $t = 0$ .

progressivement avec les dérivés qui le suivent, déterminant l'apparition de nouveaux groupes de rayons  $\alpha$ , ainsi que de rayons  $\beta$  et  $\gamma$  très pénétrants. La préparation de  $ThX$  possède donc un rayonnement  $\alpha$  initial qui croît, passe par un maximum et décroît ensuite selon la période de  $ThX$ . Le rayonnement  $\beta$  et  $\gamma$ , nul au début, passe aussi par un maximum et la loi de sa décroissance finale est la même ; elle donne pour la période du thorium X la valeur  $T = 3,64$  jours. En première approximation, la formation du dépôt actif a lieu conformément à un problème de deux substances, dans lequel on considère d'un côté  $ThX$  accompagné de  $Tn$  et de  $ThA$ , de l'autre

côté  $ThB$  en équilibre avec  $ThC$ ,  $ThC'$  et  $ThC''$ . Par conséquent, le maximum du rayonnement  $\beta$  et  $\gamma$  a lieu en même temps que celui de  $ThB$  en 40 heures environ, en prenant 10,6 heures pour la période de  $ThB$ . Le maximum du rayonnement  $\alpha$  se produit auparavant et sa position dépend de l'utilisation relative des divers groupes de rayons  $\alpha$  dans la chambre d'ionisation. Après 40 jours, la quantité initiale de  $ThX$  est réduite à 5 pour 10.000.

La production de  $ThX$  dans les sels de thorium a lieu suivant la loi  $q = q_{\infty} (1 - e^{-\lambda t})$ , où  $q_{\infty}$  est la quantité limite,  $q$  celle accumulée au temps  $t$  et  $\lambda$  la constante de  $ThX$ . Cette production a lieu par l'intermédiaire de  $MTh$  et de  $RTh$ , et c'est cette dernière substance qu'on utilise pour préparer le  $ThX$  utilisé en médecine pour les injections. La formation de  $ThX$  à partir de  $RTh$  a aussi lieu suivant la loi énoncée ci-dessous, car la période de  $ThX$  est petite par rapport à celle de  $RTh$  (fig. 166).

Si au lieu de précipiter  $RTh$  par  $NH_3$ , on utilise l'eau oxygénée, le dépôt actif reste en solution avec  $ThX$ , ce qui présente un avantage au point de vue de l'activité initiale.

On peut obtenir  $ThX$  par recul à partir de  $RTh$ ; les atomes projetés sont chargés positivement et peuvent être recueillis à l'aide d'un champ électrique.

### § 138. Thoron et son dépôt actif.

Le thoron est un gaz radioactif isotope du radon ( $N = 86$ ). Ses propriétés ont été décrites dans le chapitre IX. Sa période est 54,5 sec., son poids atomique présumé 220. C'est un dérivé direct de  $ThX$ , mais pour l'obtention du dépôt actif, on préfère utiliser les préparations de  $RTh$  dont la durée est plus grande, et qu'on conserve fréquemment à l'état d'hydrates, parfois incorporés à l'hydrate ferrique ou autres substances perméables.

On peut obtenir le thoron par projection à partir de  $ThX$ , et en ce cas les atomes projetés ne sont chargés, ni dans l'air ni dans d'autres gaz utilisés.

Le thoron émet des rayons  $\alpha$  dont le parcours est 5,06 cm. dans l'air à 15° sous la pression normale.

Dans les expériences faites avec le thoron, intervient généralement son dérivé à vie très courte, le thorium A, qui en est pratiquement inséparable. La période de  $ThA$  est 0,14 sec. Son rayonnement est un groupe de rayons  $\alpha$  de parcours 5,68 cm. dans l'air à 15° sous pression normale. Par sa position dans la classification et son analogie avec

*RaA*, le thorium *A* est un isotope du polonium ( $N = 84$ ). Son poids atomique est 216.

Le thorium *B*, produit de la transformation du thorium *A*, est un isotope du plomb ( $N = 82$ ). Son poids atomique est 216. Sa période déterminée par la loi de décroissance limite du dépôt actif est 10,6 h. Son rayonnement se compose de rayons  $\beta$  et de rayons  $\gamma$ , pour la plupart assez absorbables. Le coefficient d'absorption moyen des rayons  $\beta$  dans *Al* est d'environ  $153 \text{ cm}^{-1}$  et dans le spectre magnétique on trouve plusieurs groupes dans lesquels ceux qui correspondent à  $150 \text{ ekV}$  et à  $225 \text{ ekV}$  ( $\beta = 0,636$  et  $0,720$ ) sont particulièrement intenses. Le rayonnement  $\beta$  comprend aussi un spectre continu qui correspond aux électrons de désintégration. Les rayons  $\gamma$  nucléaires forment des groupes dont la fréquence la plus élevée correspond environ à  $41 \text{ UX}$  et  $300 \text{ ekV}$ .

Le thorium *C*, le dérivé direct du thorium *B*, est un isotope du bismuth ( $N = 83$ ); le poids atomique est 212. Ce corps se sépare de la solution du dépôt actif par dépôt sur nickel. D'après sa décroissance, en équilibre avec ses dérivés, on déduit sa période 60,5 min. Le rayonnement de cet ensemble comprend deux groupes principaux de rayons  $\alpha$ , de parcours 4,72 cm. et 8,61 cm. dans l'air à  $15^\circ$  sous la pression normale (voir fig. 92 et 105), ainsi que des rayons  $\beta$  et  $\gamma$ .

La numération faite par la méthode des scintillations, puis par celle des trajectoires de brouillard, a montré que pour 35 % de rayons de 4,7 cm., il y en a 65 % de 8,6 cm. On observe en outre, en très petit nombre, des rayons de parcours exceptionnel, 9,8 cm. et 11,7 cm.

Le groupe de parcours 4,7 cm. est attribué à *ThC* tandis que le groupe de parcours 8,6 cm. est considéré comme appartenant à un dérivé *ThC'* dont la vie est très courte et qui provient de *ThC* par la transformation des atomes de celui-ci, en proportion de 65 %, avec émission de rayons  $\beta$ . La période de *ThC'*, d'après le parcours des rayons  $\alpha$ , est inférieure à  $10^{-6}$  sec.

Le groupe de rayons  $\alpha$  du *ThC* n'est pas simple (structure fine). Il se compose de 6 groupes dont les vitesses extrêmes diffèrent d'environ 4 % (§ 69, pl. IX, fig. 4 et 6).

Par recul à partir de *ThC*, on obtient une substance nommée *ThC''* qui émet des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  et dont la période mesurée par sa décroissance est 3,1 min. Le thorium *C''* est un isotope du thallium ( $N = 81$ ). On admet qu'il provient de *ThC*, par transformation de 35 % d'atomes de celui-ci avec émission de rayons  $\alpha$ .

L'attribution des rayons  $\beta$  et des rayons  $\gamma$  rencontre des difficultés

résultant de la brièveté de vie de  $ThC''$ . L'ensemble de ces rayons comprend les rayons  $\beta$  les plus rapides et les rayons  $\gamma$  les plus pénétrants de la famille du thorium ; les coefficients d'absorption indiqués pour l'aluminium sont  $\mu = 14,4 \text{ cm}^{-1}$  pour les rayons  $\beta$  de  $ThC$  et  $\mu = 21,6 \text{ cm}^{-1}$  pour ceux de  $ThC''$ . Les rayons  $\gamma$  proviennent de  $ThC$  et de  $ThC''$  ; leur coefficient d'absorption dans le plomb est  $\mu = 0,46 \text{ cm}^{-1}$ . Les potentiels équivalents limites des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  sont du même ordre que pour ceux de  $RaC$ , soit plusieurs millions de volts.

L'évolution du dépôt actif du thorium est traitée comme un problème de deux substances,  $ThB$  produisant  $ThC$  en équilibre avec  $ThC'$  et  $ThC''$ . Si  $ThB$  est à l'origine exempt de  $ThC$ , la quantité de celui-ci passe par son maximum en 3,8 heures. La disparition du dépôt actif a lieu à 1 % près en 3 jours.

On a cherché à établir, pour les besoins de dosage, une relation entre le rayonnement  $\gamma$  et le rayonnement  $\alpha$  des préparations de  $ThC''$ . Le rayonnement  $\gamma$  est évalué par rapport à celui de 1 mg.  $Ra$ , c'est-à-dire en mg.  $Ra$  équivalents. Comme les rayons  $\gamma$  de  $RaC$  et ceux de  $ThC''$  n'ont pas le même pouvoir pénétrant, le nombre obtenu dépend du dispositif expérimental employé, le facteur le plus important dans celui-ci étant l'épaisseur de plomb utilisée pour la filtration. Citons, à titre d'exemple, que si la mesure des rayons  $\gamma$  est faite au travers de 10 mm. de plomb, une préparation de  $ThC + ThC' + ThC''$  équivalente en rayons  $\gamma$  à 1 mg.  $Ra$ , émet  $4,2 \times 10^7$  rayons  $\alpha$  par seconde. Si cette même préparation est en équilibre avec  $RTh$  ou  $ThX$ , le rapport des rayons  $\alpha$  aux rayons  $\gamma$  est un peu plus élevé. En effet, les nombres d'atomes de  $ThC''$  et de  $ThC$  qui se transforment dans le même temps sont dans le rapport 1,05 quand  $ThC''$  est en équilibre de régime avec  $ThC$ , et dans le rapport 1 quand  $ThC''$  et  $ThC$  sont en équilibre avec  $RTh$  ; dans ce dernier cas, on a donc  $4,4 \times 10^7$  rayons  $\alpha$  par seconde pour une préparation équivalente à 1 mg.  $Ra$ .

### § 139. Evolution du thorium et du mésothorium.

Le thorium qu'on vient d'extraire du minerai est exempt de mésothorium, mais est accompagné de la quantité intégrale de radiothorium avec lequel il était en équilibre. Un mois environ après l'extraction, le radiothorium est en équilibre avec les dérivés qui suivent ; La différence entre le rayonnement du système thorium + dérivés, tel qu'il est à ce moment, et tel qu'il se trouve dans le minerai, se réduit alors à l'absence dans le premier cas des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  de  $MTh2$  accompagnant  $MTh1$  ; le rayonnement  $\alpha$ , par contre, est à peu près le même. Cependant, cet état de choses ne peut persister, car le radiothorium, dont la destruction n'est pas compensée par la production, décroît, entraînant une décroissance proportionnelle de

ses dérivés ; comme *MTh1* se reforme progressivement, la proportion de *RTh*, après avoir passé par un minimum, croît à nouveau, pour atteindre avec *Th* et *MTh1* un équilibre approximativement réalisé en 50 ans. Pour traiter numériquement ce problème, on peut envisager trois substances dont la première *Th* est pratiquement constante, la deuxième est l'ensemble *MTh1* + *MTh2* avec la période 6,7 ans, et la troisième *RaTh* + dérivés, avec la période 1,9 ans. Remarquons que si de *Th* en équilibre avec *MTh1* et *RTh* on sépare *MTh*, les évolutions radioactives des deux parts ainsi constituées sont complémentaires. Si donc on fait abstraction de la complication initiale résultant de ce que *ThX* se sépare avec *MTh1*, on a pour le comportement de *MTh* et de *RTh* les formules suivantes :

$$I : N_I = N_\infty e^{-\lambda t} \quad N'_I = \frac{\lambda' N'_\infty}{\lambda' - \lambda} (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda' t})$$

$$II : N_{II} = N_\infty (1 - e^{-\lambda t}) \quad N'_{II} = N'_\infty \left[ 1 - \frac{\lambda'}{\lambda' - \lambda} (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda' t}) \right]$$

où *N* et *N'* sont respectivement les nombres d'atomes de *MTh1* et de *RTh*, *N<sub>∞</sub>* et *N'<sub>∞</sub>* ces mêmes nombres à l'état d'équilibre avec *Th*,  $\lambda$  et  $\lambda'$  les constantes radioactives de *MTh* et *RTh* ( $\lambda = 0,103 \text{ an}^{-1}$ ;  $\lambda' = 0,365 \text{ an}^{-1}$ ). Les équations *I* sont relatives à l'évolution de *MTh* séparé, les équations *II* à celle de *Th* d'où on a extrait *MTh*. On constate que la quantité de *RTh* passe par un maximum dans la partie *I* et par un minimum dans la partie *II*, pour une même valeur de temps égale à 4,83 ans (fig. 167 et 168).

L'ensemble *MTh1* + *MTh2* n'émet pas de rayons  $\alpha$ , par conséquent le nombre de ces rayons émis par unité de temps dans la partie *I* est proportionnel à *N'<sub>I</sub>*, et il en est de même de tous les effets qui en dépendent. Ainsi, le courant d'ionisation produit par les rayons  $\alpha$  d'une préparation, nul au début dans la partie *I*, passe par un maximum en 4,83 ans et décroît ensuite suivant une loi qui, à la limite, est celle de décroissance de *MTh1*. Dans la partie *II*, le courant d'ionisation produit par les rayons  $\alpha$  se compose de 2 parties, dont l'une attribuable à *Th* est constante et l'autre attribuable au système *RTh* + dérivés est proportionnelle à *N'<sub>II</sub>*; la valeur inaltérée au début par l'extraction de *MTh1*, passe en 4,83 ans par un minimum suivi de la reconstitution graduelle de la valeur d'origine.

Les mesures de l'activité du thorium et de ses dérivés dans les minéraux et dans les sels purs du commerce sont d'accord avec l'exposé ci-dessus et ont en partie servi pour l'établir. Les couches très minces qu'on peut préparer avec divers minéraux tels que la tho-

rianite, la thorite, l'orangite, la monazite, produisent par gramme de thorium, le même courant d'ionisation, soustraction faite de la part de courant attribuable à l'uranium et ses dérivés présents dans les mêmes minéraux. Les sels de thorium du commerce donnent, par contre, par gramme de thorium, un courant d'ionisation inférieur, pouvant n'être que la moitié de celui qui correspond à *Th* dans les minéraux (Boltwood).

Des résultats analogues ont été obtenus en ce qui concerne le dégagement du thoron et la production du dépôt actif, proportionnels tous les deux à la quantité de *RTh* (par l'intermédiaire de *ThX*). On employait des cuvettes semblables contenant chacune le même volume de solution d'un minerai ou d'un sel de thorium ; chaque cuvette était recouverte d'une lamelle destinée à recueillir le dépôt actif. Le rayonnement  $\alpha$  des lamelles après exposition de même durée a été trouvé le même pour divers minéraux par gramme de thorium dans la solution, tandis qu'avec les sels de thorium on a obtenu, par gramme de thorium, une intensité environ moitié moindre (Dadourian).

La comparaison de sels de thorium d'âge différent et connu a été utilisée pour obtenir les premiers renseignements sur la période du mésothorium. On a ensuite obtenu des résultats plus précis en observant pendant une série d'années l'évolution radioactive du mésothorium. Si l'on connaît la constante  $\lambda'$  de *RTh*, par la mesure de sa décroissance directe, qui est plus accessible à l'observation que celle de *MTh1*, on voit d'après les équations *I* que la mesure de la vitesse d'accroissement de *RTh* permet de déterminer la constante radioactive  $\lambda$  de *MTh1*. On peut déduire la quantité de *RTh* du rayonnement  $\alpha$  des préparations, compte tenu de la partie attribuable au radium et ses dérivés que la préparation peut contenir. La mesure du rayonnement  $\gamma$  offre plus de précision que celle du rayonnement  $\alpha$ , plus particulièrement parce qu'elle permet d'employer des préparations conservées en tube scellé et ne laissant pas échapper le thoron. Mais dans ce cas, il faut tenir compte du rayonnement  $\gamma$  émis par l'ensemble *MTh1* + *MTh2*.

Le rayonnement  $\gamma$  est représenté par la formule :

$$I = K\lambda N + K'\lambda'N'$$

où *K* et *K'* sont respectivement les *coefficients d'activité*, c'est-à-dire les quantités d'électricité libérées respectivement dans la chambre d'ionisation par atome détruit de *MTh1* et de *RTh*. Comme les rayons  $\gamma$  de *MTh2* n'ont pas le même pouvoir pénétrant que ceux de *ThC''* qui interviennent dans le terme proportionnel à *N'*, le rapport *K'/K* dépend du dispositif de mesures et surtout de l'épaisseur de plomb utilisée pour la filtration. Il

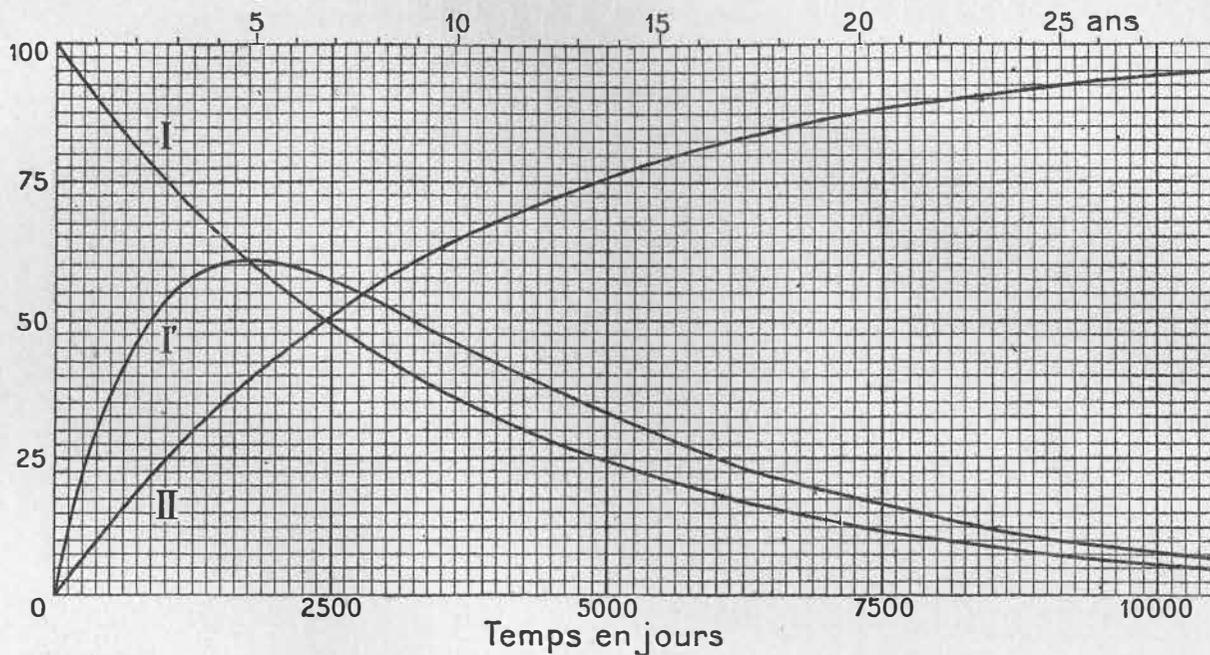


FIG. 167. — I. Décroissance de  $MThI$ . — II. Formation de  $MThI$  dans  $Th$ . — I' Formation de  $RTh$  dans  $Th$ .

Courbe I : nombre d'atomes transformés par unité de temps, en pour cent du nombre initial.

Courbes I' et II : nombre d'atomes de  $RTh$  et  $MThI$  transformés par unité de temps, en posant égal à 100 le nombre d'atomes de  $Th$  transformés par unité de temps, pour  $t = 0$ ,

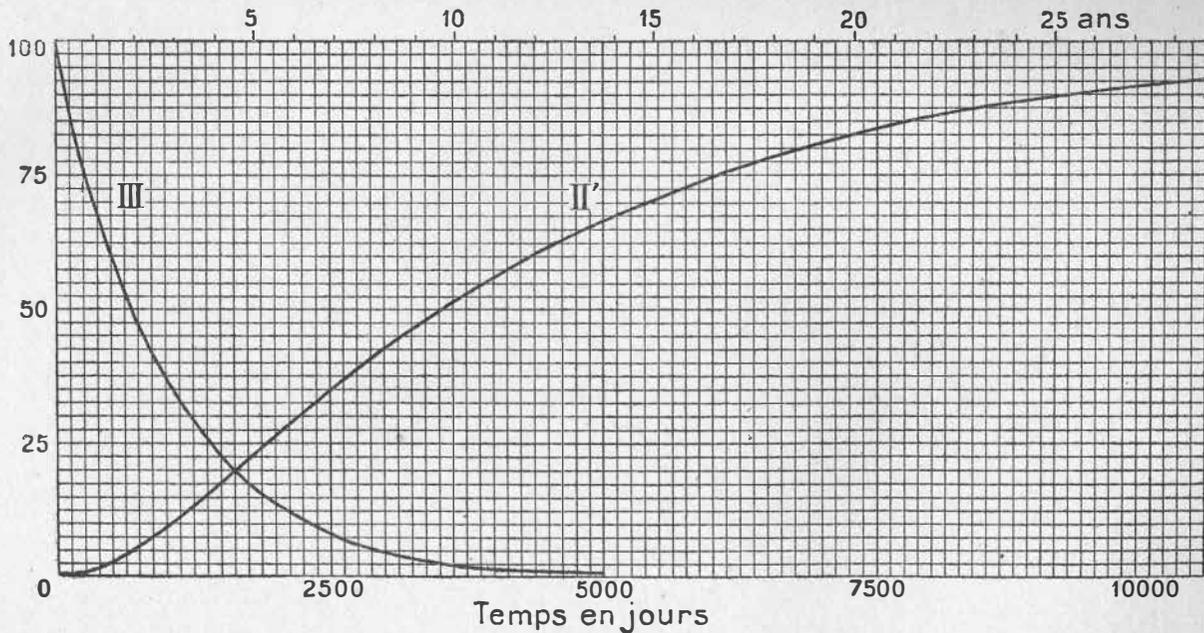


FIG. 168. — II'. Formation de *RTh* dans *Th*. — III. Décroissance de *RTh*.  
 Courbe II' : nombre d'atomes transformés par unité de temps, en posant égal à 100 le nombre d'atomes de *Th* transformés par unité de temps pour  $t = 0$ .  
 Courbe III : nombre d'atomes transformés par unité de temps, en pour cent du nombre initial.

convient de choisir les valeurs de  $\lambda$  et de  $K'/K$  de manière à obtenir un bon accord avec la loi d'évolution théorique. Si le mésothorium contient du radium, il faut doser celui-ci et soustraire l'intensité de son rayonnement  $\gamma$  de l'intensité totale.

La position du maximum dépend de la valeur du rapport  $K'/K$ . Prenant  $\lambda = 0,103 \text{ an}^{-1}$ ,  $\lambda' = 0,365 \text{ an}^{-1}$ , on trouve pour le temps  $\tau$  du maximum, correspondant à quelques valeurs de  $K'/K$ :

$K'/K$	0,5	1,0	1,5	$\infty$
$\tau$ ans	1,43	2,76	3,34	4,83

La valeur de  $K'/K$  déduite de mesures faites au travers de 5 mm. de plomb est environ 1,5 ; elle croît avec l'épaisseur de plomb employée. Ce résultat s'explique par l'effet de filtration ; les rayons  $\gamma$  de  $MTh2$  dont le coefficient d'absorption est  $\mu = 0,64 \text{ cm}^{-1}$  sont éliminés en plus forte proportion que ceux de  $ThC''$ , pour lesquels  $\mu = 0,46 \text{ cm}^{-1}$ . L'effet inverse se produit quand on mesure le rayonnement  $\gamma$  de  $MTh2$  par rapport à celui de  $RaC$ , pour lequel  $\mu = 0,5$ . En ce cas, le rapport  $K/K_0$  des activités par atome transformé (désignant par  $K_0$  le coefficient d'activité de  $RaC$ ), diminue quand augmente l'épaisseur de plomb employée.

On peut en conclure que l'équivalent  $x$  en radium, évalué par le rayonnement  $\gamma$ , varie avec l'épaisseur de plomb et qu'il croît avec celle-ci pour  $RTh$ , tandis que l'inverse a lieu pour  $MTh$ . La production de  $RTh$  dans l'évolution de  $MTh$  a tout d'abord pour effet d'atténuer la variation de l'équivalent  $x$  avec  $l$ , puis d'en renverser le sens.

Dans le tableau suivant, on a indiqué, d'après Bothe, les équivalents en radium pour des préparations de  $MTh$  d'âge différent, ne contenant pas de radium et pour des épaisseurs  $l$  de plomb croissantes. A l'origine du temps, la préparation est exempte de  $RTh$ .

Age en années	0	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0
$l = 0,5 \text{ cm.}$	0,777	1,041	1,175	1,225	1,218	1,179	1,117	0,971	0,818
$l = 1,0 \text{ —}$	0,719	1,006	1,154	1,214	1,214	1,180	1,121	0,976	0,825
$l = 2,0 \text{ —}$	0,631	0,953	1,124	1,200	1,210	1,181	1,127	0,986	0,835
$l = 3,0 \text{ —}$	0,556	0,909	1,103	1,192	1,211	1,188	1,137	0,998	0,847
$l = 4,0 \text{ —}$	0,494	0,879	1,091	1,194	1,220	1,203	1,154	1,016	0,864
$l = 5,0 \text{ —}$	0,448	0,857	1,087	1,200	1,233	1,219	1,172	1,035	0,881

D'après ces nombres, la variation de l'équivalent  $x$  avec  $l$  et avec l'âge d'une préparation, est très sensible, surtout pour une préparation récente (âge moins de 2 ans) et, à un moindre degré, pour une préparation ancienne (âge plus de 6 ans). Pour des âges de 3 à 5 ans,  $x$  ne subit que peu de variation ; celle-ci est, dans tous les cas, atténuée par la présence de  $Ra$  dans la préparation. Cependant, à l'aide de courbes d'absorption rigoureusement établies, on parvient à apprécier, dans une certaine mesure, les proportions de  $Ra$ ,  $MTh$  et  $RTh$  qui se trouvent dans une préparation conservée en tube scellé. Les résultats sont plus sûrs quand on peut poursuivre les mesures pendant quelques mois.

Considérons enfin l'évolution du débit calorifique d'une préparation de  $MTh$ . Comme ce débit est surtout déterminé par l'énergie

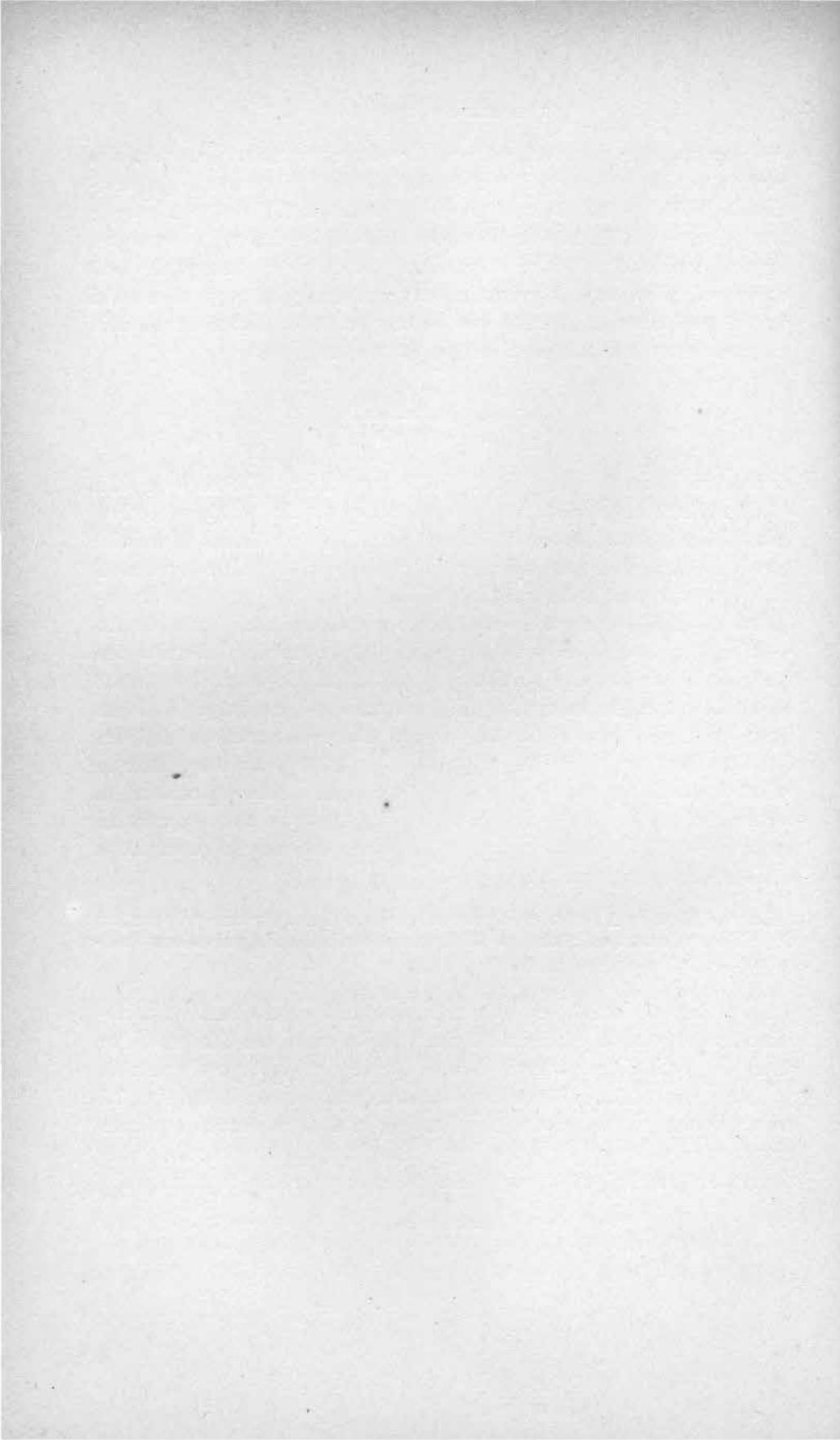
des rayons  $\alpha$ , négligeons, en première approximation, l'apport des rayons  $\beta$  et des rayons  $\gamma$ . En ce cas, le débit est nul pour une préparation de  $MTh1 + MTh2$  exempte de radium et de  $RTh$ , et croît avec le temps comme  $RTh$ . Désignant par  $\Delta$  le débit de chaleur mesuré par rapport à celui d'un étalon de radium pratiquement exempt de  $RaD$  et de polonium, et  $I$  le rayonnement  $\gamma$  mesuré par rapport à celui du même étalon, on trouve que le rapport  $\Delta/I$ , d'abord nul, doit augmenter avec le temps suivant la formule :

$$\frac{\Delta}{I} = q' \frac{h}{u + hu'}$$

dans laquelle  $h$  est le rapport  $\lambda'N'/\lambda N$  des nombres d'atomes de  $RTh$  et de  $MTh$  transformés dans le même temps,  $u$  et  $u'$  sont respectivement les rapports des coefficients  $K$  et  $K'$  au coefficient d'activité correspondant pour les rayons  $\gamma$  du radium en équilibre avec  $RaC$  et  $q'$  est le rapport de la quantité de chaleur libérée par atome transformé de  $RTh +$  dérivés à celle libérée par atome transformé de  $Ra +$  dérivés, jusqu'à  $RaD$  exclusivement. La valeur de  $q'$  déduite des énergies d'émission des particules  $\alpha$  est 1,335. On peut déterminer le coefficient  $u'$  en mesurant  $\Delta/I$  pour une préparation de  $RTh$  en équilibre avec ses dérivés. La courbe d'accroissement de  $\Delta/I$  en fonction du temps pour une préparation de  $MTh$  peut alors donner la valeur de  $u$ . Si la préparation de  $MTh$  contient aussi du radium, la formule qui donne  $\Delta/I$  doit être complétée. Puisque  $h$  est connu, on peut utiliser cette relation pour déduire des mesures la valeur de  $u$  et l'âge de la préparation.

La variation de  $\Delta/I$  observée pendant près de 4 ans sur une préparation de  $MTh$  contenant du radium s'est montrée conforme aux prévisions théoriques.

La présence simultanée de l'uranium et du thorium dans les minéraux fait prévoir la possibilité d'une relation entre ces éléments. Par exemple, le thorium pourrait être le dérivé d'un isotope d'urane de poids atomique 236. L'étude des relations quantitatives entre  $U$  et  $Th$  dans certains minéraux anciens inaltérés a d'abord fourni quelques arguments en faveur de cette hypothèse ; mais des recherches ultérieures ont montré qu'il est prématuré d'en tirer des conclusions.



## CHAPITRE XXVII

### ACCUMULATION DES RADIOÉLÉMENTS ET DES PRODUITS DE LEUR TRANSFORMATION DANS LES MINÉRAUX RADIOACTIFS

---

#### § 140. Produits terminaux des transformations radioactives. Hélium. Plomb d'uranium. Plomb de thorium.

L'évolution des familles radioactives aboutit à la production d'éléments stables inactifs. Parmi ces derniers, l'hélium libéré par émission de rayons  $\alpha$  peut, suivant les conditions, se dégager ou rester occlus dans la matière productrice. En outre d'hélium, il se forme d'autres matières dont on peut calculer le nombre atomique et le poids atomique  $A$ . Dans la famille  $U - Ra$ , le dernier terme actif dans la branche principale est le polonium  $N = 84$ ,  $A = 210$  ; pour son descendant inactif  $RaG$  obtenu par émission d'un rayon  $\alpha$  on a  $N = 82$ ,  $A = 206$ . Dans la deuxième branche, le dérivé de  $RaC''$ , produit en très faible proportion, correspond à  $N = 82$ ,  $A = 210$  ; c'est donc soit une substance identique à  $RaD$ , soit un élément qui pourrait en être distingué seulement dans le cas où une différence de structure nucléaire serait révélée par une différence de comportement au point de vue radioactif. Dans la famille de l'actinium, on aboutit de même à deux éléments du type plomb,  $N = 82$ , dont les poids atomiques sont égaux ; leur valeur est en relation avec celle admise pour les autres termes de la famille. Le dérivé de  $AcC'$  est ici produit en faible proportion par rapport à celui de  $AcC''$  qu'on nomme  $AcD$ . Dans la famille du thorium, l'évolution aboutit à deux éléments, du type plomb également, produits en proportions considérables ayant le même poids atomique voisin de 208, très probablement identiques, nommés  $ThD$ . Ces résultats sont indiqués dans le tableau 56, Appendice.

Ainsi les lois de transformations radioactives font prévoir l'existence de plusieurs éléments inactifs du type plomb, présentant entre eux des différences de poids atomiques qui peuvent atteindre 2 unités. Ces prévisions ont été vérifiées par l'expérience et ont contribué à

établir la notion de l'isotopie. En même temps s'est posée la question : le plomb vulgaire provenant de la galène, minéral non radioactif, est-il un mélange de plomb d'origine radioactive ?

Les méthodes employées pour l'étude de ces questions, sont la détermination des poids atomiques et l'analyse des masses appliquées à des plombs de diverse provenance. Dans les minéraux d'urane inaltérés et exempts de thorium, on peut s'attendre à trouver le « plomb d'urane » composé des derniers termes des transformations du radium et de l'actinium, *RaG* et *AcD*. Dans les minéraux de thorium inaltérés, presque exempts d'urane, on doit trouver principalement le dernier terme de la transformation du thorium, ou « plomb de thorium ». Les minéraux qui ont été altérés après leur formation peuvent contenir, en outre du plomb de transformation radioactive, une certaine quantité de plomb étranger incorporé pendant l'attaque dont ils ont été l'objet.

L'analyse des masses a été exécutée dans le spectrographe à masses d'Aston, en utilisant le composé volatil tétraméthylplomb. Pour le plomb vulgaire, provenant de la galène, on trouve plusieurs lignes correspondant aux masses 203 à 210 ; les 3 isotopes principaux, de masses 206, 207 et 208, sont représentés par les proportions respectives 28 %, 20 % et 49,5 %. L'analyse des masses d'un plomb provenant d'une pechblende du Katanga (poids atomique 206,05) et composé surtout de plomb d'urane, a donné les mêmes 3 lignes avec des intensités relatives modifiées de telle manière que la proportion de l'isotope 208 apparaît très faible, celle de l'isotope 207 est 6,7 %, et celle de l'isotope 206, fortement prédominante, est 93,3 %. Ces résultats conduisent à attribuer la ligne 207 au plomb d'actinium, d'où l'on déduit les poids atomiques de la série d'actinium, en particulier 235 pour l'isotope *U<sub>III</sub>* qui donne naissance à cette série (§ 126).

Le poids atomique de *RaG* résulte de celui de *Ra* par soustraction de 5 particules  $\alpha$  dont la masse de repos est 20,01. Pour un calcul précis, il faut, en outre, tenir compte de la perte de masse  $\Delta m$  liée à la perte d'énergie  $\Delta E$  qui accompagne la transformation du radium. Calculant  $\Delta E$  par le dégagement de chaleur, on trouve une diminution de poids atomique voisine de 0,04 seulement (§ 104).

D'autre part, si *RaG* et *AcD* sont produits dans le minéral en proportions atomiques respectives 96 % et 4 % (voir § 127), le poids atomique moyen du mélange calculé à partir des nombres entiers 206 et 207 est 206,04 ; par conséquent, le poids atomique du plomb d'urane reste très voisin de 206, la différence ne devant porter que sur les centièmes d'unités.

Dans le cas du thorium, la perte de poids atomique par transformation radioactive est environ 0,05, ce qui ramène à 208,06 le poids atomique calculé d'après  $Th = 232,12$  par perte de 6 particules  $\alpha$ , soit 24,012. Ainsi le plomb de thorium a un poids atomique très voisin de 208. Les constituants principaux du plomb commun sont probablement identiques avec les trois plombs isotopes d'origine radioactive.

Le poids atomique du plomb d'origine radioactive formé dans les minéraux contenant de l'uranium et du thorium, est une fonction de la proportion  $Th/U$  dans ces minéraux et des constantes radioactives de  $U$  et de  $Th$ . Considérons, en première approximation, la vitesse de formation des plombs comme constante et correspondant à la teneur actuelle en  $U$  et  $Th$ , le poids atomique du mélange de plombs se calcule par la relation :

$$A = 206 + 208 \frac{\lambda_{Th} Th}{\lambda_U U} \frac{238}{232} \quad / \quad 1 + \frac{\lambda_{Th} Th}{\lambda_U U} \frac{238}{232}$$

Prenant  $\lambda_U/\lambda_{Th} = 4$ , on trouve les valeurs suivantes :

$Th/U = 0,0$	$A = 206,00$	$Th/U = 10,0$	$A = 207,44$
$Th/U = 0,1$	$A = 206,05$	$Th/U = 50,0$	$A = 207,85$
$Th/U = 1,0$	$A = 206,41$	$Th/U = 100,0$	$A = 207,92$

La détermination du poids atomique du plomb contenu dans les minéraux radioactifs a été faite principalement par la méthode qui consiste à préparer le chlorure de plomb très pur, à le dissoudre dans l'eau chaude et à doser le chlore qui y est contenu à l'état de chlorure d'argent. Le poids atomique du plomb commun, provenant de la galène, a été redéterminé comme terme de comparaison et s'est montré indépendant de la provenance du minerai. Sa valeur est très voisine de 207,20.

Dans les tableaux suivants, on a représenté un certain nombre de résultats relatifs au poids atomique  $A$  de plomb provenant de minéraux radioactifs, d'après Soddy, Hönigschmid, Richards, Baxter, Maurice Curie.

Le tableau I comprend les minéraux de diverses provenances, dont la teneur en  $Th$  est négligeable ou faible : ont été étudiés, jusqu'ici, des minéraux d'oxyde d'urane non cristallisés (pechblendes) ou cristallisés (uraninites, bröggerites, cleveïtes, etc.), quelques carnotites et le Kolm de Suède, matière charbonneuse contenant de l'urane.

TABLEAU I.

St-Joachimsthal, pechblende .....	$A = 206,41$
St-Joachimsthal, pechblende .....	$A = 206,57$
Cornwall, Angleterre, pechblende .....	$A = 206,86$
Katanga, Congo, pechblende .....	$A = 206,03$
Caroline du Nord (U. S. A.) uraninite .....	$A = 206,40$
Morogoro (Afrique), uraninite .....	$A = 206,035$
Norvège, broggerite .....	$A = 206,06$
Norvège, broggerite .....	$A = 206,12$
Norvège, clévéite .....	$A = 206,08$
Norvège, clévéite .....	$A = 206,17$
Dakota Sud (U. S. A.), uraninite .....	$A = 206,07$
Colorado (U. S. A.), carnotite.....	$A = 206,59$
Colorado (U. S. A.), carnotite.....	$A = 207,00$
Australie, carnotite .....	$A = 206,34$
Suède, Kolm carnotite .....	$A = 206,01$

De ce tableau, il résulte que le plomb d'urane a effectivement un poids atomique inférieur à celui du plomb commun. La valeur la plus faible 206,01 est conforme aux prévisions théoriques. Il paraît légitime d'admettre que les minéraux pour lesquels cette limite est dépassée (pechblende de St-Joachimsthal, carnotites) contiennent un mélange de plomb d'urane et de plomb commun.

Le tableau II contient deux analyses relatives aux minéraux de thorium avec peu d'urane ; ces minéraux étant très rares, n'ont pu être jusqu'ici étudiés en plus grand nombre.

TABLEAU II.

		Thorite de Brévig (Norvège)	Thorite de Ceylan
Teneur	en $U$ .....	0,45 %	1,62 %
—	en $Th$ .....	30,10 %	54,4 %
—	en $Pb$ .....	0,35 %	0,36 %
Poids atomique	de $Pb$ .....	207,90 %	207,77 %

Ces poids atomiques, plus élevés que celui du plomb commun, diffèrent peu des prévisions théoriques, en tenant compte du rapport  $Th/U$  qui est environ 67 pour la thorite de Brévig et 34 pour celle de Ceylan.

Le tableau III est relatif à trois échantillons de thorianite, contenant  $Th$  et  $U$  en proportions comparables, avec un rapport  $Th/U$  croissant.

TABLEAU III.

	$Th$ %	$U$ %	$Pb$ %	Poids atomique de $Pb$
Thorianite .....	57,0	26,8	3,5	206,83
— .....	62,7	20,2	3,1	206,90
— .....	68,9	11,8	2,3	207,21

Ces nombres montrent l'accroissement du poids atomique avec la proportion  $Th/U$  et diffèrent peu des prévisions théoriques. Nous pouvons conclure que le plomb contenu dans les minéraux radioactifs est du plomb d'urane, soit un mélange de plomb d'urane et de plomb de thorium, avec possibilité d'adjonction de plomb commun.

#### § 141. Age des minéraux.

La formation de plomb et d'hélium dans les minéraux radioactifs offre un moyen de déterminer l'âge de ces minéraux et des roches ou terrains qui les contiennent, à condition qu'il s'agisse d'un minéral qui n'a pas subi d'altération par les agents extérieurs depuis sa formation et qui n'ait contenu, lors de celle-ci, ni plomb ni hélium. L'hélium produit dans les minéraux y reste occlus, mais cette occlusion, d'autant plus parfaite que la matière est plus compacte, est rarement complète. La méthode basée sur la formation de plomb est donc préférable, mais là aussi on rencontre des difficultés ; il n'est pas toujours aisé d'apprécier la probabilité pour qu'il y ait eu, dans un passé plus ou moins lointain, échange entre le minéral et le milieu ambiant, en ce qui concerne les constituants essentiels pour la détermination d'âge, soit l'uranium, le thorium et le plomb. Les minéraux bien cristallisés offrent à ce point de vue le plus de garantie, mais même en ce cas, il a pu parfois se produire une altération interne, sans modification de la forme extérieure. La détermination d'âge d'un minéral exige le dosage de l'uranium, du thorium et du plomb ainsi que la détermination du poids atomique  $A$  de ce dernier.

Les périodes de  $U$  et de  $Th$  sont respectivement  $4,4 \times 10^9$  ans et  $1,8 \times 10^{10}$  ans. Les proportions de ces éléments détruites pendant une époque  $500 \times 10^6$  ans qui correspond à l'âge d'un minéral ancien, sont 7,5 % pour  $U$  et 2 % pour  $Th$ . Eu égard aux incertitudes qui affectent par ailleurs le calcul d'âge, on évalue celui-ci, en première approximation, comme si la production de plomb eût été dès l'origine du minéral, constante et égale à la production actuelle. Aux formules ainsi obtenues qui seules seront exposées ici, on peut apporter des corrections, faciles à établir, pour tenir compte de la variation de la proportion de  $U$  et de  $Th$  depuis l'origine du minéral jusqu'à l'époque actuelle.

Dans les minéraux d'âge supérieur à  $10^6$  ans, n'ayant pas subi d'altération de l'extérieur, l'équilibre de régime est établi entre  $U$ ,  $Th$  et leurs descendants radioactifs, dont les proportions restent très faibles, par rapport à celles des substances mères (voir § 62). Seuls

s'accroissent les descendants inactifs *Pb* et *He*, et la loi d'accumulation déduite des formules de transformations radioactives est alors simplement :

$$N_n = N_{1,0} (1 - e^{-\lambda_1 t}).$$

où  $N_n$  est le nombre d'atomes au temps  $t$  du dérivé inactif, pour lequel  $\lambda_n = 0$ ,  $N_{1,0}$  le nombre initial d'atomes de la substance mère, et  $\lambda_1$  sa constante radioactive. Conservant seulement le premier terme du développement de  $e^{-\lambda_1 t}$  on obtient  $N_n = \lambda_1 t N_{1,0}$ . Les transformations finales de l'uranium et du thorium en plomb et hélium peuvent s'écrire :

$$\begin{array}{ll} U = Pb_u + 8 He & Th = Pb_{Th} + 6 He \\ \text{Prenant } U = 238; Pb_u = 206 & \lambda_u = 1,6 \times 10^{-10} \text{ an}^{-1} \\ Th = 232; Pb_{Th} = 208 & \lambda_{Th} = 4 \times 10^{-11} \text{ an}^{-1} \end{array}$$

on trouve pour les quantités de plomb produites par an :

$$\begin{aligned} q &= \frac{206}{238} \times 1,6 \times 10^{-10} \times t = 1,4 \times 10^{-10} \text{ g. par g. } U \\ q' &= \frac{208}{232} \times 4 \times 10^{-11} \times t = 3,6 \times 10^{-11} \text{ g. par g. } Th \end{aligned}$$

et pour les volumes d'hélium produits par an :

$$\begin{aligned} u &= \frac{8 \times 1,6 \times 10^{-10}}{238} \times 22,4 \times 10^6 = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mm}^3 \text{ par g. } U \\ u' &= \frac{6 \times 4 \times 10^{-11}}{232} \times 22,4 \times 10^6 = 2,3 \times 10^{-5} \text{ mm}^3 \text{ par g. } Th \end{aligned}$$

(le volume d'une molécule gramme de gaz dans des conditions normales étant  $22,4 \times 10^6$  mm<sup>3</sup>).

Si *Pb* est la quantité totale de plomb trouvée dans le minerai pour la quantité *U* d'urane et la quantité *Th* de thorium, l'âge  $t$  du minerai s'exprime par la formule :

$$t = C \times \frac{Pb}{U + KTh}$$

Avec les données numériques ici utilisées  $C = 7200$ ,  $K = 0,26$ , l'âge étant exprimé en millions d'années. Les valeurs attribuées à ces coefficients par différents auteurs varient avec le choix des constantes radioactives. L'incertitude porte surtout sur le coefficient  $K$  qui seul contient la constante radioactive du thorium, moins bien connue que celle de l'uranium.

Une formule analogue serait valable pour l'hélium en désignant par

$He$  le volume d'hélium en  $mm^3$  présent dans le minerai avec  $U$  g. d'urane et  $Th$  grammes de thorium.

$$t = C' \frac{He}{U + K'Th} \times 10^6 \text{ ans}$$

où  $C' = 8300$  et  $K' = 0,19$ .

Si plusieurs échantillons de minéraux radioactifs appartenant à une même formation géologique donnent le même rapport  $R = Pb/U + KTh$ , il y a probabilité pour que l'âge déduit de ce rapport soit l'âge commun de ces minéraux et de la formation géologique, et que le plomb soit entièrement d'origine radioactive. Ce dernier point est contrôlé par la mesure du poids atomique.

Il paraît établi que le rapport  $R$  est assez constant pour une série de minéraux, plus particulièrement parmi ceux dont la teneur en  $Th$  est faible et qui contiennent surtout du plomb d'urane. Les minéraux riches en thorium et pauvres en urane restent plus rarement intacts et sont sujets à perdre leur plomb sous l'action des agents extérieurs. Voici quelques exemples d'après Holmes et Lawson et G. Kirsch. Les minéraux les plus anciens ici examinés étant ceux à plomb d'urane, on a tenu compte de la décroissance de  $U$  dans le calcul de leur âge.

1° Série de clévéites de Norvège (Arendal et environs). Epoque d'origine présumée, précambrienne.

$U\%$	$Th\%$	$Pb\%$	$R$
54 à 66	3 à 6	10 à 11	0,163 à 0,184

La valeur inférieure de  $R$  considérée comme la plus digne de confiance conduit à un âge de  $1.100 \times 10^6$  ans.

2° Série de broggérites de Norvège (Raade et Moos), en cristaux inclus dans des filons de pegmatite. Epoque d'origine présumée, précambrienne.

$U\%$	$Th\%$	$Pb$	$R$
48 à 75	10 à 0,1	6 à 9	0,11 à 0,15

La valeur  $R = 0,13$  fréquemment représentée conduit à un âge de  $900 \times 10^6$  ans.

3° Minéraux d'Afrique; uraninite de Morogoro et pechblende de Katanga.

$U\%$	$Th\%$	$Pb\%$	$R$
70 à 80	négligeable	6 à 7	0,083 à 0,094

La valeur  $R = 0,08$  correspond à un âge d'environ  $600 \times 10^6$  ans (fin du précambrien). La teneur beaucoup plus élevée en plomb des minéraux transformés qui accompagnent la pechblende du Katanga (curite, cäsolite, etc.) correspond à la modification subie et n'est pas une indication d'âge.

4° Pechblende de St-Joachimsthal. Le rapport  $R$  varie de 0,02 à 0,07. La détermination du poids atomique fait admettre l'incorporation de plomb commun, provenant de galènes voisines. Admettant  $R = 0,03$  pour la part du plomb d'urane, on attribuerait à cette pechblende un âge d'environ  $200 \times 10^6$  ans. Des minerais encore plus récents seraient la carnotite du Colorado avec un rapport  $Pb/U$  inférieur à 0,01 et diverses autunites à teneur de plomb encore plus faible.

5° Uraninite du Dakota Sud (*U. S. A.*) minerai très ancien, à plomb d'urane, se trouvant sous forme de cristaux inclus dans la pegmatite. Le rapport  $R = 0,226$  conduit à un âge de  $1.500 \times 10^6$  ans (époque archéenne).

6° Série de thorianites de Ceylan, cristaux inclus dans la pegmatite, contenant plus de  $Th$  que de  $U$ , les oxydes  $ThO_2$  et  $UO_2$  se remplaçant comme des groupes isomorphes.

$U\%$	$Th\%$	$Pb\%$	$R$
10 à 30	70 à 50	1,8 à 3,5	0,06 à 0,08

Age 450 à  $600 \times 10^6$  ans.

7° Série de minéraux de Norvège (Brévig), dont quelques thorites et, en outre, des minéraux contenant peu de  $U$  et de  $Th$  (zircon, pyrochlore, biotite, etc.). Époque d'origine présumée, devon moyen. Le rapport  $R = 0,04$  à  $0,05$  observé chez ceux de ces minéraux qui paraissent inaltérés, conduit à un âge de  $300$  à  $400 \times 10^6$  ans. Plusieurs thorites et orangites de même provenance, donnent un rapport beaucoup plus petit, ce qui paraît correspondre à une perte de plomb. Il semble que les silicates de  $Th$  contenant peu d'urane soient particulièrement exposés à une altération de ce genre.

En ce qui concerne la relation de l'hélium avec les minéraux, on a étudié aussi bien la teneur en hélium que la production de ce gaz dans les matières considérées (Strutt). La teneur en hélium est généralement de l'ordre de grandeur prévu d'après celles en  $U$ ,  $Th$  et  $Pb$ , mais elle est toujours inférieure à la valeur prévue, le déficit étant d'autant plus grand que le minerai est plus ancien. Certaines uraninites relativement récentes contiennent jusqu'à 70 % de la teneur normale, tandis que d'anciens minéraux pourraient n'en contenir que quelques pour cent. Ainsi la détermination d'âge d'après la teneur en hélium est une méthode beaucoup plus imparfaite que celle basée sur la teneur en plomb. Par contre, le dosage d'hélium en petite proportion offre beaucoup plus de sensibilité que celui du plomb.

Citons, à titre d'exemple, que la teneur d'une samarskite en hélium a été trouvée égale à  $1,5 \text{ cm}^3$  par gramme de minerai, soit  $15 \text{ cm}^3$  par gramme d'urane, ce qui correspondrait à un âge d'environ  $100 \times 10^6$  ans, d'ordre de grandeur acceptable. La thorianite contient environ  $10 \text{ cm}^3$  d'hélium par gramme, ce qui est à peu près la moitié de la teneur calculée d'après les proportions de  $U$ ,  $Th$  et  $Pb$  et l'âge qui en résulte.

Les minéraux non radioactifs contiennent très peu d'hélium. Par exemple, dans le quartz on en trouve seulement  $2 \times 10^{-6}$  cm<sup>3</sup> par gramme.

La production d'hélium dans les solutions de minéraux radioactifs s'est montrée conforme aux prévisions théoriques. Les minéraux étaient utilisés en quantités d'environ 100 g., et la solution purgée de gaz était laissée en récipient clos pendant quelques mois ; l'hélium produit était ensuite extrait, purifié, et on mesurait sous pression réduite son volume qui est de l'ordre d'un centième de mm<sup>3</sup> pour 100 g. d'urane et pour un an d'accumulation.

Par élévation de température à 1.000°, la monazite et la thorianite peuvent être complètement privées de l'hélium qu'elles contiennent.

Signalons enfin un essai de détermination de l'âge des minéraux d'après l'intensité des halos pléochroïques (§ 103) qu'on y rencontre, par comparaison avec les halos obtenus artificiellement à l'aide de quantités connues de matières radioactives. Cette méthode est rendue incertaine par suite de la possibilité de renversement de l'effet colorant.

L'évaluation des durées d'époques géologiques par les méthodes ci-dessus décrites a une grande importance puisqu'elle permet de contrôler les résultats jusqu'ici obtenus par les méthodes basées sur la formation des dépôts sédimentaires ou sur le contenu salin des mers. Les âges obtenus à l'aide des minéraux sont du même ordre de grandeur que ceux précédemment envisagés, tout en étant en général plus élevés.

#### § 142. Les plombs isotopes.

Les éléments du type plomb ( $N = 82$ ) ont été l'objet de nombreux travaux et ont joué un rôle important dans l'évolution de la notion d'isotopie. On trouve dans ce groupe (§ 120) des radioéléments à vie courte : les corps *B*, un radioélément à vie assez longue, le radium *D* (période environ 22 ans) et plusieurs éléments stables (*RaG*, *AcD*, *ThD*) résultant de la transformation des radioéléments.

Le plomb extrait de minéraux radioactifs possède toujours une certaine activité attribuable au radium *D* qui y est contenu, ainsi qu'à ses dérivés *RaE* et *RaF* (polonium). La présence de *RaD* n'influence pas le poids atomique, la proportion étant trop faible. Les quantités de *RaD*, *RaE* et *RaF* contenues dans un plomb sont proportionnelles à la teneur en urane, mais la concentration de *RaD*

dans le plomb total dépend de l'âge du minerai et de l'introduction accidentelle de plomb commun, dont la composition est indépendante de la provenance.

Les plombs qui diffèrent par le poids atomique  $A$  ont cependant le même *volume atomique*, quotient de  $A$  par la densité  $D$ . Celle-ci a été déterminée par la méthode du flacon, sur des échantillons purs, soigneusement martelés, de plomb de clévéite ( $A = 206,08$ ), de plomb de thorite ( $A = 207,77$ ) et de plomb commun ( $A = 207,20$ ). Le rapport  $A/D$  a été trouvé constant à la précision de 2 pour 10.000.

L'indice de réfraction mesuré avec une grande précision sur des cristaux d'azotate de plomb est très exactement le même pour les différentes variétés de plomb. Sa valeur est  $n = 1,7815$  à  $20^\circ$ . La solubilité moléculaire de l'azotate de plomb a également une valeur constante, soit 1,7992 mol. g. dans 1.000 g. d'eau à  $25^\circ$ ; par conséquent, la solubilité évaluée en grammes de sel par 1.000 g. d'eau est proportionnelle au poids moléculaire. La densité d'une solution saturée étant susceptible d'être mesurée avec précision, on a pu déduire de là une méthode de comparaison des poids atomiques, qui a été appliquée au plomb, et aussi au chlore.

La température de fusion du plomb et celle du chlorure de plomb sont indépendantes du poids atomique. Un couple formé par deux fils de plomb de  $A$  différent, ne manifeste aucune force électromotrice thermoélectrique. La conductibilité électrique de ces fils est la même et la supraconductibilité s'établit à la même température.

Ce comportement des plombs isotopes joint à la similitude complète des propriétés chimiques et électrochimiques, prouve que les atomes ou molécules isotopes peuvent se remplacer indifféremment dans un grand nombre de circonstances.

Les essais de séparation de plombs isotopes ont été extrêmement nombreux. Une tentative particulièrement démonstrative a consisté à soumettre un kilogramme de nitrate de plomb ( $A = 206,41$ ) à un fractionnement comportant mille cristallisations (Richards et Hall); dans les fractions extrêmes on a trouvé la même valeur de  $A$  et la même concentration en *RaD*.

Les spectres optiques des radioéléments isotopes ont aussi une similitude très parfaite. Par exemple, on n'a pu observer aucune différence entre le spectre du thorium et celui d'un mélange de thorium et ionium à 30 % d'ionium. Ce point a été soumis à un contrôle précis à l'aide d'une méthode interférentielle appliquée au spectre de plombs de divers poids atomiques. Cette analyse a mis en évidence

de petits écarts entre les longueurs d'onde de raies correspondantes. Par exemple, pour la raie  $\lambda = 4058 \text{ \AA}$  on trouve (Merton) :

$$\begin{array}{ll} \lambda - \lambda' = 0,005 \text{ \AA} & \lambda : \text{plomb ordinaire} \\ \lambda - \lambda'' = 0,0022 \text{ \AA} & \lambda' : \text{plomb d'uranium} \\ & \lambda'' : \text{plomb de thorium} \end{array}$$

Des différences du même ordre sont observées pour d'autres raies du spectre optique. Dans les spectres de haute fréquence (séries L et M) on n'a trouvé jusqu'ici aucune différence. Au point de vue théorique, on peut s'attendre à une légère influence d'une variation de masse du noyau sur la fréquence des radiations émises par les électrons qui occupent les différents niveaux de l'atome.

### § 143. Proportion des radioéléments dans les minéraux.

La théorie des transformations radioactives permet de prévoir pour chaque dérivé la quantité  $q'$  qui est en équilibre avec la quantité  $q$  de la substance mère. Dans un minerai qui est resté inaltéré pendant un temps suffisant, cet état d'équilibre est réalisé ; un million d'années suffit pour cela dans le cas des dérivés d'urane, et 100 ans seulement dans le cas de ceux du thorium.

Dans une ligne de filiation unique, on peut calculer  $q$  par la relation  $q'/q = A\lambda/A'\lambda'$ , où  $A$  et  $\lambda$  sont respectivement le poids atomique et la constante radioactive de la substance mère,  $A'$  et  $\lambda'$  étant les quantités correspondantes pour le dérivé. S'il se produit une bifurcation à un certain terme, la constante  $\lambda$  doit être multipliée par le « rapport de bifurcation » qui est la fraction d'atomes subissant la transformation suivant la branche considérée. On peut remplacer le rapport des constantes  $\lambda$  par le rapport inverse des périodes  $T$ , selon la relation  $q'/q = A'T'/AT$ . Dans le tableau ci-après, on a indiqué les valeurs de  $q'$  par rapport à l'uranium, le radium, le thorium, et le mésothorium. On a admis 0,04 pour le rapport de bifurcation entre les séries de l'actinium et du radium,  $4,4 \times 10^9$  ans pour la période de *UI* et  $1,8 \times 10^{10}$  ans pour celle du thorium.

Ce tableau montre que même dans les minéraux les plus riches, constitués en majeure partie par l'uranium ou le thorium, tous les radioéléments dérivés de ces deux corps se trouvent dans un état de dilution extrême :

## FAMILLE DE L'URANIUM-RADIUM-ACTINIUM

*Rapport des quantités à l'équilibre (en poids).*

	Substance	T (sec.)	Pour Ra = 1	Pour UI = 1
99,65 % 0,35 %	UI	$1,39 \times 10^7$		1,00
	UX <sub>1</sub>	$2,12 \times 10^6$		$1,5 \times 10^{-11}$
	UX <sub>2</sub>	$6,84 \times 10^1$		$5 \times 10^{-16}$
	UZ	$2,4 \times 10^4$		$6 \times 10^{-16}$
	UII	$9,4 \times 10^{12}$		$6,7 \times 10^{-5}$
96 %	Io	$2,6 \times 10^{12}$	$5,27 \times 10$	$1,8 \times 10^{-5}$
	Ra	$5,02 \times 10^{10}$	1,00	$3,4 \times 10^{-7}$
	Rn	$3,30 \times 10^5$	$6,47 \times 10^{-6}$	
	RaA	$1,83 \times 10^2$	$3,52 \times 10^{-9}$	
	RaB	$1,61 \times 10^3$	$3,04 \times 10^{-8}$	
	RaC	$1,18 \times 10^3$	$2,23 \times 10^{-8}$	
	RaC'	env. $10^{-6}$	env. $2 \times 10^{-19}$	
99,96 % 0,04 %	RaC''	$7,92 \times 10^1$	$6 \times 10^{-13}$	
	RaD	$6,94 \times 10^8$	$1,28 \times 10^{-2}$	
	RaE	$4,26 \times 10^5$	$7,9 \times 10^{-6}$	
	Po = RaF	$1,21 \times 10^7$	$2,24 \times 10^{-4}$	
4 %	AcU	$1,3 \times 10^{16}$		$3,8 \times 10^{-3}$
	UY	$8,9 \times 10^4$		$2,6 \times 10^{-14}$
	Pa	$1,01 \times 10^{12}$	$8,3 \times 10^{-1}$	
	Ac	$3,1 \times 10^8$	$2,5 \times 10^{-4}$	
	RAc	$1,63 \times 10^6$	$1,3 \times 10^{-6}$	
	AcX	$9,7 \times 10^5$	$7,7 \times 10^{-7}$	
	An	3,92	$3,0 \times 10^{-12}$	
	AcA	$2 \times 10^{-3}$	$1,5 \times 10^{-15}$	
	AcB	$2,16 \times 10^3$	$1,6 \times 10^{-9}$	
	AcC	$1,30 \times 10^2$	$9,6 \times 10^{-11}$	
	AcC'	env. $10^{-3}$	env. $3 \times 10^{-18}$	
	AcC''	$2,86 \times 10^2$	$2,1 \times 10^{-10}$	

## FAMILLE DU THORIUM

*Rapports des quantités à l'équilibre (en poids).*

	Substance	T (sec.)	Pour Th = 1	Pour MTh1 = 1
65 % 35 %	Th	$5,6 \times 10^{17}$	1,00	$2,7 \times 10^9$
	MTh1	$2,1 \times 10^8$	$3,68 \times 10^{-10}$	1,00
	MTh2	$2,21 \times 10^4$	$3,88 \times 10^{-14}$	$1,05 \times 10^{-4}$
	RTh	$6,0 \times 10^7$	$1,05 \times 10^{-10}$	$2,86 \times 10^{-1}$
	ThX	$3,14 \times 10^5$	$5,41 \times 10^{-13}$	$1,47 \times 10^{-3}$
	Tn	$5,45 \times 10^1$	$9,23 \times 10^{-17}$	$2,50 \times 10^{-7}$
	ThA	$1,40 \times 10^{-1}$	$2,32 \times 10^{-19}$	$6,31 \times 10^{-10}$
	ThB	$3,82 \times 10^4$	$6,23 \times 10^{-14}$	$1,69 \times 10^{-4}$
	ThC	$3,63 \times 10^3$	$5,92 \times 10^{-15}$	$1,61 \times 10^{-5}$
	ThC'	< $10^{-6}$	< $10^{-24}$	< $3 \times 10^{-15}$
	ThC''	$1,86 \times 10^2$	$1,04 \times 10^{-16}$	$2,83 \times 10^{-7}$

## CHAPITRE XXVIII

### LA RADIOACTIVITÉ DANS LA NATURE

---

#### § 144. Dissémination des poussières radioactives et radioactivité des laboratoires.

Par la séparation de radioéléments d'une grande puissance tels que le radium, on réalise une concentration d'activité dans des traces de matières qui, déposées sur les objets environnants, les rendent radioactifs. Lorsqu'on manipule des substances fortement radioactives, les objets employés pour les expériences, particulièrement ceux qui servent dans le laboratoire de chimie, ne tardent pas à être actifs. Il en est de même pour les parois et le mobilier. L'air du laboratoire acquiert une conductibilité anormale, l'isolement des appareils devient insuffisant. L'opérateur lui-même transporte de l'activité sur sa personne et sur ses vêtements, ainsi qu'on peut le constater par la décharge d'un électroscope dont il s'approche.

Il y a donc lieu de prendre des précautions particulières pour éviter autant que possible la dissémination des poussières actives, et la contamination du laboratoire. Les objets employés en chimie ne doivent jamais être emportés dans la salle d'études physiques, et il faut éviter de laisser séjourner inutilement dans cette salle les substances actives, quand elles ne sont pas enfermées en tube scellé. Il faut éviter le dégagement d'émanations radioactives dans ces mêmes salles, parce que ces émanations rendent l'air conducteur par elles-mêmes et par le dépôt actif qu'elles forment sur les parois de la pièce et sur les objets qui y sont contenus. L'émanation qui est le plus à craindre est celle du radium, parce qu'elle laisse un dépôt actif à évolution très lente, dont la destruction demanderait un temps de l'ordre de 100 ans. Quand il y a eu un dégagement d'émanation du radium dans une salle de mesures, il faut réaliser aussitôt une aération énergique.

Il est extrêmement utile qu'un laboratoire de radioactivité se compose de deux ou trois parties indépendantes. On peut alors localiser les opérations sur les substances très actives, et réserver des emplacements pour les opérations sur les substances faiblement actives et pour la mesure d'activités faibles. La séparation doit être rigoureuse, et l'on doit prendre de grandes précautions pour éviter le transport de poussières actives et des émanations dans les emplacements qu'on veut protéger.

Malgré toutes les précautions, l'air des salles de physique d'un laboratoire de radioactivité, ou même d'un bâtiment dans lequel il existe un

laboratoire de radioactivité, est toujours beaucoup plus conducteur que l'air normal.

On a donc de toute façon avantage à diminuer l'effet nuisible de la conductibilité de l'air des salles de mesures. Dans les travaux d'électricité statique, on a fréquemment l'habitude d'établir la communication entre les divers appareils par des fils métalliques isolés, protégés par des cylindres métalliques en relation avec le sol, qui préservent les fils contre toute influence électrique extérieure. Dans les études sur les corps radioactifs, cette disposition est insuffisante ; l'air étant conducteur, la force électromotrice de contact inévitable entre le fil et le cylindre tend à produire un courant à travers l'air et à faire dévier l'électromètre. Il est préférable de mettre tous les fils de communication à l'abri de l'air en les plaçant, par exemple, au milieu de cylindre remplis de paraffine ou d'une matière isolante ou encore en faisant le vide dans le cylindre rendu étanche. Il y a aussi avantage à faire usage dans ces études, d'électromètres *rigoureusement* clos où on a fait le vide. Enfin l'emploi de méthodes de zéro pour les mesures est particulièrement avantageux.

Les expériences qui ont pour but la recherche de faibles activités dans les matières naturelles ordinaires, ne peuvent pas, en général, être exécutées dans les laboratoires qui ont contenu ou contiennent des matières radioactives concentrées.

#### § 145. Rayonnement du potassium et du rubidium.

Le problème d'une radioactivité générale de la matière a fait l'objet de nombreuses recherches. On a obtenu un résultat certain pour deux métaux alcalins, *K* et *Rb*, auxquels il convient d'attribuer une faible radioactivité, signalée tout d'abord par Campbell et Wood.

Ces substances émettent spontanément un rayonnement  $\beta$  mis en évidence par son pouvoir ionisant et son effet photographique. L'activité de sels de diverses provenances est comparable ; elle est environ 1.000 fois plus petite que celle de l'uranium. L'activité est proportionnelle à la teneur en métal *K* ou *Rb* ; quand on tient compte de l'absorption, on peut donc la considérer comme une propriété atomique de ces métaux. On ne réussit pas à la concentrer par le fractionnement d'un sel de potassium. Cependant, en employant la méthode de distillation fractionnée, Hevesy a obtenu un résidu dont l'activité était augmentée de 4 % par rapport à l'activité normale et en a conclu que c'est l'isotope de masse atomique 41 qui est radioactif et non l'isotope de masse 40.

Pour étudier les sels de *K* et de *Rb*, il faut, en général, employer des quantités de matières relativement grandes, sous surface étendue, par exemple, 100 g. répartis sur 1.000 cm<sup>2</sup> ; le courant d'ionisation

mesuré est alors de l'ordre de  $10^{-13}$  amp. Avec des appareils de mesure très sensibles, tels que les compteurs de rayons  $\beta$ , on peut réduire à 20 mg. la quantité de matière utilisée. Malgré la faible intensité du rayonnement, on a pu établir qu'il est dévié comme les rayons  $\beta$  dans un champ magnétique (Henriot).

Les rayons  $\beta$  du potassium sont comparables en pouvoir pénétrant à ceux du radium  $E$  et les rayons  $\beta$  du rubidium à ceux du radium. Les coefficients d'absorption  $\mu$  dans l'aluminium varient suivant les auteurs avec une valeur de 30 à 40  $\text{cm}^{-1}$  pour  $K$  et de 300 à 500  $\text{cm}^{-1}$  pour  $Rb$ . Les vitesses moyennes respectives peuvent être évaluées à 0,85 et 0,60 (en fraction de la vitesse de lumière).

Le potassium paraît émettre aussi un faible rayonnement  $\gamma$  comparable en pouvoir pénétrant à celui de  $RaC$ .

La numération de rayons  $\beta$  de couches minces conduit à comparer le nombre de rayons  $\beta$  émis par un poids donné de  $K$  ou  $Rb$  à celui des rayons  $\beta$  émis par  $UX$  en équilibre avec le même poids d'urane. On trouve les rapports  $K : Rb : U = 1 : 16 : 1.000$ . Tenant compte que le rayonnement  $\beta$  de  $UX$  se compose de deux groupes appartenant aux éléments successifs  $UX_1$  et  $UX_2$ , on déduit de ces résultats les périodes de  $K$  et de  $Rb$  qui sont respectivement  $1,5 \times 10^{13}$  ans et  $4 \times 10^{11}$  ans. Si l'émission de rayons  $\beta$  de  $K$  est attribuable à  $^{41}K$  seulement, la période serait  $7,5 \times 10^{11}$  ans. Si, comme il est probable, les rayons  $\beta$  sont d'origine nucléaire, les produits de transformation seraient  $Ca$  pour le potassium et  $Sr$  pour le rubidium. Cette présomption n'a pas encore été vérifiée.

Parmi les autres métaux alcalins, aucun ne donne de rayonnement appréciable, à la précision de 1/300 de celui du potassium.

La même vérification a été faite pour divers éléments de  $Na$  à  $Hg$  (Guy). Cependant, certains auteurs pensent avoir observé l'émission de rayons  $\alpha$  de petit parcours chez plusieurs métaux communs (Hoffmann). De nouvelles expériences sont nécessaires pour acquérir une conviction à ce sujet.

Le rayonnement de  $K$  et de  $Rb$  est le premier fait expérimental qui montre qu'en dehors de la région occupée par  $U$ ,  $Th$  et leurs dérivés, on trouve dans la classification périodique des éléments radioactifs, avec des poids atomiques dont un assez petit, l'autre moyen. Il ne paraît exister aucun lien entre ces métaux alcalins actifs et les radioéléments lourds. Le rayonnement du potassium, quoique faible, apporte une contribution appréciable au dégagement de chaleur d'origine radioactive qui se produit dans les roches superficielles de la

terre. parce que le potassium se trouve dans ces roches en quantités importantes.

#### § 146. Radioactivité du samarium.

Le samarium ( $N = 62$ ) est faiblement radioactif, avec émission de rayons  $\alpha$  de parcours 1,2 cm. environ (Hevesy et Pahl). L'activité est environ 1/270 de celle de l'uranium. Le nombre de rayons émis est de 75 par gramme de samarium et par seconde.

Ces rayons  $\alpha$  ont été observés au moyen d'un compteur à fil et par la méthode d'ionisation ; on a observé aussi leurs trajectoires dans l'appareil à détente de Wilson (Maurice Curie et F. Joliot).

Si on suppose que l'activité du samarium n'est pas due à un isotope présent en faible proportion, ce nombre de particules émises correspond à une période de  $1,2 \times 10^{12}$  ans. D'autre part, la formule théorique de Gamow pour la relation entre la période et le parcours des rayons  $\alpha$  prévoit une période de cet ordre pour un corps de nombre atomique 12 émettant des rayons  $\alpha$  de parcours 1,2 cm. Il est donc probable que c'est l'isotope principal du samarium qui est radioactif.

#### § 147. Les radioéléments dans les terrains et les roches.

La présence de radioéléments dans la terre n'est pas limitée aux minéraux d'urane et de thorium proprement dits. Grâce à l'extrême sensibilité des méthodes de mesures, on a pu établir que tous les terrains et roches accessibles contiennent des traces, généralement minimes, de matières radioactives. Les premiers travaux à ce sujet sont dus à Elster et Geitel qui ont constaté que divers échantillons de terrains produisaient dans une chambre d'ionisation un accroissement de la conductibilité de l'air différent suivant la substance employée, plus marquée pour les argiles. Un limon des sources de l'Italie du Nord (Gango) s'étant montré encore notablement plus actif, on a pu, par un traitement chimique, en extraire une petite quantité de radium, identifié par le dégagement de radon. La présence des émanations et de leurs dépôts actifs dans l'atmosphère, constatée à la même époque, laissait prévoir la présence dans le sol des éléments producteurs de gaz radioactifs et des éléments primaires qui leur donnent naissance. On a donc été conduit à entreprendre le dosage des matières radioactives contenues dans les terrains et les roches (Strutt, Joly, Holmes etc.). Les mesures ont porté sur la détermination des teneurs en radium

et en thorium. La teneur en uranium a été déduite de celle de radium, en admettant pour le rapport  $U/Ra$  la valeur constante  $3 \times 10^6$ . On utilise pour les analyses 50 à 100 g. de matière.

Pour doser le radium, on peut attaquer la matière et la mettre en solution, puis déterminer la quantité de radium qu'elle contient par le dosage du radon accumulé qu'on dégage par ébullition (§ 49). Une autre méthode consiste à faire fondre la matière avec un mélange de carbonates alcalins ou avec la potasse et de recueillir les gaz dégagés lors de la fusion et contenant le radon que l'on aspire dans une chambre d'ionisation.

Le thorium était également dosé par le dégagement d'émanation. La matière dissoute en solution acide est placée dans un récipient muni d'un réfrigérant ascendant. Un courant d'air qui traverse la solution bouillante, desséché à la sortie, entraîne le thoron dans une chambre d'ionisation. On ne recueille celui-ci qu'après avoir purgé de radon la solution. L'effet obtenu dans la chambre d'ionisation est comparé à celui que produit dans les mêmes conditions une solution contenant une quantité connue de thorium. On peut aussi extraire de la matière soumise à l'étude les hydrates de terres rares contenant le thorium et doser ensuite celui-ci par comparaison avec un hydrate de teneur connue.

Dans toutes ces expériences, il est nécessaire de contrôler les réactifs employés en ce qui concerne leur teneur en  $Ra$  ou  $Th$ . On peut dire, d'une manière générale, que la teneur des roches en  $Ra$  est de l'ordre de  $10^{-12}$  g. par gramme de roche, la teneur en  $U$  qui s'en déduit est de l'ordre de  $10^{-6}$  g. par gramme ; la teneur en  $Th$  est de l'ordre  $10^{-5}$  g. par gramme.

Entre les roches de diverses espèces, on constate des différences. Les roches éruptives acides sont plus riches en  $Ra$  que les roches éruptives basiques ou les roches sédimentaires. La quantité de  $Th$  paraît varier d'une manière analogue. Dans le tableau ci-dessous, on a réuni les valeurs moyennes suivantes :

	Ra en g. $\times 10^{12}$	U en g. $\times 10^6$	Th, en g. $\times 10^5$	K %	SiO <sub>2</sub> %
Roches éruptives acides (granites, gneiss) .....	3,0	8,0	2,0	3,4	74
Roches éruptives basiques ...	1,3	3,9	0,5	1,3	48
Roches sédimentaires (grès, schistes, calcaires).....	1,4	4,2	1,2	—	—

On présume que les roches sédimentaires ont abandonné aux dépôts des eaux profondes une partie du radium contenu dans les roches éruptives dont la désagrégation leur a donné naissance.

Il existe des régions relativement riches en  $Ra$  telles que celles des tunnels du St-Gothard et du Simplon, tandis que d'autres régions sont pauvres. On a constaté que les laves du Vésuve contiennent par

gramme jusqu'à  $16 \times 10^{-12}$  g. *Ra*. Les météorites de roches ont une teneur en *Ra* comparable à celle des roches terrestres basiques ; les météorites de fer ont une teneur beaucoup plus faible.

On ne peut pas évaluer la quantité totale de radium contenue dans la terre, car on ignore la variation de concentration en profondeur. D'après certains géologues, la terre serait formée par un noyau de fer entouré de couches successives de roches dont la plus riche en silice située à l'extérieur serait aussi la plus riche en radioéléments. Ces considérations sont d'une grande importance pour la discussion du régime thermique de la terre (§ 152). Le potassium pouvant jouer un rôle dans le régime, la teneur en *K* a été indiquée dans le tableau à côté de celle pour *Ra*, *U* et *Th*.

La formation de minéraux d'urane et de thorium s'explique par les transformations subies par les roches granitiques sous l'influence des eaux à température élevée. La masse dissoute ou fondue se refroidissant lentement, il a pu se faire une concentration de certains éléments dans les parties les plus solubles qui, cristallisant à leur tour, ont formé des minéraux occupant les fissures de la masse de première cristallisation. Les minéraux primaires ont pu ensuite subir des transformations sur place, donnant naissance à des minéraux secondaires.

#### § 148. Les radioéléments dans les eaux et dans les gaz naturels.

Quand l'air atmosphérique barbote dans l'eau de source, sa conductibilité se trouve en général augmentée (J. J. Thomson, Himsstedt, etc.). L'augmentation provient de ce que le courant de barbotage entraîne une petite quantité de radon dissous dans l'eau qui émerge de la source.

Ce fait a été reconnu général ; il n'indique pas cependant pour l'eau une teneur en radium déterminée. Le plus souvent les eaux de source contiennent par litre une quantité de radon très supérieure à celle qui correspondrait à l'équilibre avec la quantité de radium dans le même volume. On doit, en ce cas, admettre qu'elles se sont chargées de radon au contact des terrains qu'elles ont traversés avant d'émerger. L'excès de radon se dégage à l'air libre et se détruit avec le temps ; la radioactivité de telles eaux va donc en diminuant à mesure qu'elles s'éloignent de la source. Conformément à cette circonstance, l'eau des ruisseaux, des rivières et des fleuves est généralement moins active que l'eau de source.

Outre le radium, les eaux peuvent aussi contenir du thorium ; ces

matières radioactives se trouvent alors aussi dans les dépôts des eaux. Dans les dépôts de certaines sources, on trouve du radiothorium (Source de l'Echaillon).

L'eau fraîchement distillée n'est pas active si l'opération a été faite dans des récipients inactifs.

Certaines sources donnent lieu à un dégagement de gaz plus ou moins abondant. Les gaz dégagés peuvent contenir du radon avec une concentration plus grande que l'eau dont ils proviennent, fait lié à la solubilité assez restreinte du radon. On constate aussi le dégagement de thoron.

Dans certaines régions, il se produit des dégagements gazeux non par l'intermédiaire des eaux, mais au travers de roches ou terrains poreux. Dans ces gaz naturels, on rencontre fréquemment une forte proportion de  $CO_2$ ; on y trouve, en outre, l'azote, les gaz rares : argon, hélium, néon, et aussi le radon (Moureu, Lepape). Une source de Bourbon-Lancy dégage environ 10.000 litres d'hélium par an. Aux Etats-Unis (Texas) il existe des terrains donnant un dégagement d'hélium suffisant pour qu'on ait pu l'utiliser pour le remplissage d'aérostats. Il est probable que l'hélium qui s'échappe du sol provient de substances radioactives situées dans la profondeur, et il en est de même du radon. Cependant, la recherche de minéraux radioactifs à l'aide de cet indice ne paraît pas offrir de chances de succès; le radon peut provenir de régions souterraines éloignées, étant donnée la durée de sa vie moyenne, et il en est à plus forte raison de même pour l'hélium qui est stable. Le débit d'hélium paraît sans relation avec l'activité de la source.

La mesure de l'activité des eaux comprend le dosage du radium et du thorium ainsi que celui du radon. L'eau ayant été puisée au griffon de la source ou à l'orifice d'émergence, il convient de fermer aussitôt le récipient d'une manière étanche et de noter le temps de la prise. Aussitôt que possible après celle-ci, on transporte l'eau dans l'appareil de mesures à l'aide d'un dispositif qui réduit au minimum toute perte de radon; on extrait celui-ci par la méthode d'ébullition et on en mesure la quantité. On laisse ensuite l'eau en récipient clos pendant un temps convenable, et on procède à une nouvelle extraction de radon qui détermine la quantité de radium, généralement minime, contenue dans l'eau utilisée. On peut aussi doser le radium dans le résidu d'évaporation d'une quantité d'eau connue: dans le même résidu, on dose le thorium.

Pour les gaz naturels, le seul radioélément à doser est le radon, le thoron ne pouvant être recueilli que dans des conditions très particulières, en raison de la brièveté de sa vie; ainsi, on trouve du thoron dans les gaz aspirés dans la terre à l'aide d'appareils placés au ras du sol. Pour doser le radon, on recueille le gaz à son point d'émergence dans un récipient étanche, notant l'instant de la prise; on le transporte aussitôt dans la chambre d'ionisation qui fait partie de l'appareil de mesures.

La mesure du radon étant faite, il convient de tenir compte de la décroissance et d'effectuer la correction qui consiste à ramener la mesure à ce qu'elle aurait été à l'instant de la prise. Il est habituel d'exprimer la quantité de radon en millimicrocuries ( $10^{-9}$  curie, notation abrégée mmc.) par litre à l'émergence pour l'eau comme pour le gaz. On utilise aussi l'unité de concentration « éman » qui vaut  $10^{-10}$  curie/litre. Dans l'évaluation de l'activité d'une source, il convient de tenir compte non seulement de la concentration des matières actives, mais aussi du débit de la source.

Le rapprochement fait entre la radioactivité des sources thermales et leurs qualités thérapeutiques a eu pour conséquence l'examen d'un très grand nombre de sources et de boues thermales dans tous les pays. Pour beaucoup de sources, l'activité n'est pas supérieure à celle des eaux potables d'usage courant et des eaux de rivière. On peut estimer cette valeur normale à 0,4 mmc. par litre (1 éman) et la teneur en radium de telles eaux est de l'ordre de  $0,005 \times 10^{-10}$  g. par litre.

La teneur de l'eau des océans en radon est environ 0,03 mmc/litre et la teneur en radium, varie de 4 à  $14 \times 10^{-15}$  g./litre ; donc, dans ce cas aussi, il y a excès de radon sur la quantité produite dans la mer, cet excès provenant sans doute de l'apport des fleuves.

Parmi les eaux de source, la plus riche en radon, selon les observations faites jusqu'ici, est celle qui émerge dans la mine d'urane de St-Joachimsthal (Jachymov), et dont la teneur en radon est 165 mmc. par litre d'eau et 450 mmc. par litre de gaz, tandis que la teneur en  $Ra$  est  $2 \times 10^{-10}$  g. par litre d'eau. L'excès considérable de radon paraît provenir du massif granitique dans lequel se trouve la mine (Behmek).

La radioactivité des sources ne paraît pas être en relation simple avec leur température. Cette activité éprouve des fluctuations selon les jours, les saisons et les conditions météorologiques.

Signalons enfin que les pétroles naturels contiennent du radon qui y reste absorbé grâce à sa solubilité relativement grande.

Dans le tableau suivant, on a réuni les données relatives à un certain nombre de sources. Entre la teneur en radon et celle en radium, on ne remarque aucune relation simple, les facteurs dont dépendent ces teneurs étant différents dans chaque cas :

	Température (degrés)	Rn en 10 <sup>-10</sup> curie/litre		Ra en 10 <sup>-10</sup> gr/litre Gaz
		Eau	Gaz	
Bagnères-de-Luchon, S. Lepape France.....	29,3	415		
Extreys (Hte-Loire) .....	—	340		
La Bourboule, S. Chauny....	54,8	205	1614	
Plombières, S. Lambinet .....	26,8	141		
Sail-les-Bains, S. du Hamel .	34	115	502	
Royat, S. St-Mart .....	28,8	145	497	
Bagnoles-de-l'Orne, G. Source.	26	7,35	25	0,68
Vernet-les-Bains, S. Providence	37,6	157	1159	
Luso..... Portugal .....		305		
Bath, King's Well .....	50	17,3	336	1,4
Gastein, S. Elisabeth .....	46,7	533		
Karlsbad, Sprudel .....	72,5	0,4	3,2	0,5
St. Joachimsthal, S. Thermale .	270	1640	4500	2,4
— eau du réservoir de Step ..	—	18000		14,8
Brambach, Neue Quelle .....		7150		
Baden Baden, Büttquelle .....	23,5	500		
Ischia, S. romaines .....	57	1355		
Colorado, S. n° 207 .....	14,5	305	2725	
Lower Geyser Basin, Firchole Lake.....	85	2,9	3290	
Murasugi, Etigo Mineral Spring	25	160,5		
Arima, Irino-Yu.....	53,4	0,8	13,2	
Arima, Ithihozi .....	31	138		
Tuwa (Bombay)..... Inde	67	{ 330 620		

§ 149. Teneur de l'atmosphère en radon et en dépôt actif.

Parmi les émanations que dégagent les matières radioactives contenues dans le sol et dans les eaux, le radon seul a une vie assez longue pour diffuser dans l'atmosphère où l'on constate, même à grande distance du sol, sa présence ainsi que celle de son dépôt actif. Le thoron ne se rencontre qu'à proximité du sol, mais son dépôt actif, entraîné par les mouvements d'air, a une durée suffisante pour s'écarter du sol bien plus que le thoron qui lui donne naissance. L'actinon ne peut guère pénétrer dans l'atmosphère, mais on y trouve parfois, en très faible proportion, son dépôt actif.

† Pour établir la présence de dépôts actifs dans l'air, on y tend un long fil métallique isolé, chargé négativement, qui reste exposé de quelques heures à quelques jours (Elster et Geitel). On le détache ensuite, on l'enroule sur un cadre, et on constate à l'aide d'un appareil électrométrique, que le fil a acquis une activité, parfois très notable, et que celle-ci disparaît spontanément avec le temps. Par frottement ou par l'emploi d'acides, on peut enlever la couche superficielle du fil et concentrer l'activité dans le petit volume de matière enlevée ;

celle-ci est alors suffisamment active pour produire des impressions photographiques et pour exciter la phosphorescence. L'expérience donne le même résultat dans l'air confiné ou à l'air libre ; dans ce dernier cas, on recueille plus de matière active, car le volume d'air utilisé est plus important.

L'analyse des courbes d'évolution de l'activité recueillie sur un fil montre que celui-ci porte en général un mélange de dépôts actifs du radon et du thoron. Le dépôt du radon disparaît le premier en quelques heures ; la loi de décroissance devient alors celle qui caractérise le dépôt actif du thoron et par extrapolation vers l'origine du temps on peut déterminer l'activité initiale due aux matières qui le composent. Par différence entre la courbe initiale et la courbe extrapolée on obtient une courbe de décroissance qui convient au dépôt actif du radon et permet d'en déterminer l'activité initiale.

La proportion relative des dépôts actifs du radium et du thorium dépend des conditions d'expérience. Dans l'atmosphère au-dessus de la mer, l'activation est principalement du type *Ra*. Il en est de même au-dessus du sol à haute altitude. Au voisinage du sol, au contraire, l'activation du type *Th* peut dominer, plus particulièrement quand on plonge le fil dans une cavité au travers de laquelle est constamment aspiré l'air du sol.

Quand il y a condensation de vapeur d'eau dans l'atmosphère, la pluie et la neige entraînent dans leur chute les particules de dépôts actifs. Le résidu d'évaporation de 50 cm<sup>3</sup> d'eau de pluie a une activité facile à observer qui disparaît spontanément avec le temps et qu'on peut entraîner avec un précipité formé dans la solution. La matière radioactive recueillie est le dépôt actif du radium. La neige fraîchement tombée donne par évaporation un résidu actif semblable à celui de l'eau de pluie. Après une chute de neige prolongée, la radioactivité de celle-ci est moindre.

Les déterminations quantitatives de la radioactivité de l'atmosphère ont surtout pour objet le dosage du radon. On dispose pour cela d'une méthode directe qui consiste à aspirer un volume d'air connu au travers d'un serpentin refroidi dans un bain d'air liquide ; le radon se condense dans le serpentin, et on peut ensuite le faire passer dans une chambre d'ionisation. La condensation à très basse température peut être remplacée par l'absorption dans le charbon ; en ce cas, le tube à charbon absorbant doit être chauffé vers 300° pour obtenir le dégagement du radon qui y est retenu. On a employé comme absorbants le sulfure de carbone à basse température et les pétroles. Les mesures donnent des résultats variables dans de larges limites ;

la teneur moyenne au-dessus des continents, au voisinage du sol, est de l'ordre de  $10^{-16}$  curie/cm<sup>3</sup> et correspond à environ deux atomes de radon par cm<sup>3</sup>. Au-dessus des océans, loin des rivages, la teneur est moins élevée et peut descendre à  $10^{-18}$  curie/cm<sup>3</sup>; dans les régions polaires sous glace et neige, elle tombe presque à zéro. Les expériences en ballon ont montré une diminution de la concentration aux altitudes croissantes, ainsi qu'on doit s'y attendre si le radon contenu dans l'atmosphère a sa source dans les terrains superficiels.

On a aussi essayé de doser le radon par une méthode indirecte qui utilise les expériences d'activation de fils, ci-dessus mentionnées. L'interprétation de ces expériences offre une précision médiocre en raison des incertitudes qui s'attachent au comportement des matières radioactives contenues dans l'atmosphère. Le problème consiste à mesurer la concentration de l'air en atomes de dépôt actif et d'en déduire la concentration en radon et en thoron. Ceci suppose, qu'en absence de champ électrique, la distribution des émanations et des constituants de dépôts actifs est uniforme en volume et soumise aux lois de l'équilibre radioactif, — hypothèse valable dans une certaine mesure pour le radon, tandis que pour le thoron la concentration moyenne décroît rapidement en s'éloignant du sol.

On peut faire une théorie élémentaire de l'activation d'un fil de diamètre  $2a$  supposé placé dans l'axe d'un cylindre de diamètre intérieur  $2b$  et chargé négativement par rapport à celui-ci par l'application d'une tension  $V$  (1). On admet que les atomes  $RaA$  chargés positivement, et ayant une mobilité  $K$ , se déposent seuls sur le fil; certains d'entre eux se détruisent avant d'avoir été recueillis. Soit  $\Phi$  le nombre d'atomes de  $RaA$  recueillis par unité de temps sur l'unité de longueur du fil,  $\Phi_0$  le nombre d'atomes produits dans le même temps, à l'intérieur du cylindre par unité de longueur. La variation de  $\Phi/\Phi_0$  avec  $V$  ressemble à l'accroissement du courant d'ionisation en fonction de la même variable. Le rapport  $\Phi/\Phi_0$  est voisin de 1 pour une petite distance entre le fil et le cylindre et une tension élevée; le dépôt actif produit dans le volume disponible est alors presque intégralement recueilli sur le fil; en augmentant ce volume ou en réduisant la tension on recueille une fraction qui diminue et tend vers zéro. Ainsi, on peut obtenir d'un volume donné de gaz, un effet limite qui correspond à  $\Phi_0$ . La mesure de l'activité du fil, due à  $RaA$  et ses dérivés, donne alors la concentration  $N$  du radon, par comparaison avec l'effet obtenu dans les mêmes conditions avec une quantité de radon connue.

Une théorie plus complète doit tenir compte de la possibilité pour les ions de  $RaA$  de se recombinaer avec les ions négatifs contenus dans les gaz, ou de se fixer sur des poussières avec transformation en gros ions de faible mobilité. Ces effets interviennent peu quand le volume utilisé est restreint parce que l'ionisation du gaz est faible; par contre, il peut toujours y avoir

---

(1) On trouvera ce calcul dans le *Traité de Radioactivité* (M<sup>me</sup> P. Curie). Paris, 1910.

un déficit de *RaA* provenant du fait que tous les atomes produits ne seraient pas chargés à l'origine.

Quand on fait croître le rayon *b* du cylindre, les conditions se rapprochent de celles qui correspondent à un fil tendu à l'air libre ; la concentration de *RaA* au voisinage du fil est alors voisine de celle d'équilibre, et les mouvements d'air contribuent encore à ce résultat. L'effet de la recombinaison et des poussières prend alors une bien plus grande influence que dans un volume limité.

Des considérations analogues sont applicables au dépôt actif du thorium, mais les erreurs sont en ce cas plus grandes, du fait que le thoron n'a pas une concentration uniforme dans le volume utilisé.

Au lieu de récolter le dépôt actif dans l'air au repos, on peut aspirer un certain volume d'air au travers d'un condensateur cylindrique (aspirateur d'Ebert) et augmenter ainsi le volume utilisé tout en conservant une extraction complète des ions radioactifs (Gerdien, Kohlrausch).

Pendant l'activation du fil, les corps *A*, *B* et *C* s'accumulent sur celui-ci, conformément aux lois de transformations radioactives. Le courant d'ionisation *I* mesuré après un temps *t* d'activation ou bien un temps donné après que celle-ci a été arrêtée, est proportionnel, pour chaque corps, à sa quantité et à son coefficient d'activité dans l'appareil de mesures utilisé. Si les coefficients d'activité sont connus, la mesure de *I* permet de déterminer le nombre d'atomes de *RaA* recueillis. On en déduit la concentration *N* d'atomes de radon en équilibre avec la concentration *N'* de *RaA* dans l'air aspiré.

Si le dépôt actif de *Th* est présent, il faut ajouter à *I* des termes supplémentaires. L'analyse de la courbe qui donne *I* en fonction du temps pendant ou après l'activation permet de faire la part du courant attribuable à chacun des dépôts actifs. La part attribuable à *Th* augmente avec le temps d'exposition et dépend du dispositif expérimental employé ; elle a dépassé 50 % dans certaines expériences faites à l'air libre sur des fils de 10 à 100 m. de longueur situés à quelques mètres du sol.

On peut recueillir brusquement le dépôt actif contenu dans un volume limité d'air, en y faisant passer la décharge disruptive sous forme d'aigrette entre une pointe et une plaque (méthode Sella). Ce procédé est susceptible d'amener sur la plaque non seulement des ions radioactifs, mais aussi les poussières en suspension dans le gaz ; on peut donc espérer réaliser ainsi une extraction assez complète. Cette méthode a donné pour le rapport du dépôt actif de *Th* à celui de *Ra* des valeurs inférieures à celles qui résultent d'expériences d'activation à l'air libre, et probablement plus rapprochées de celles qui correspondent à l'équilibre radioactif existant dans l'air au voisinage du sol entre les émanations et leurs dérivés.

Les expériences faites en ballon montrent que la concentration en dépôt actif décroît rapidement quand l'altitude augmente, plus particulièrement dans le cas de *Th*. Au-dessus de la mer, la concentration est beaucoup plus faible qu'au-dessus des continents.

## § 150. Ionisation de l'atmosphère. Ionisation en vase clos.

L'air atmosphérique est toujours faiblement ionisé. Au voisinage du sol et aux altitudes modérées, cette ionisation est attribuable presque entièrement aux matières radioactives répandues dans l'atmosphère, le sol et les eaux. Aux altitudes élevées, on voit apparaître une cause ionisante nouvelle, le « rayonnement cosmique ultrapénétrant » dont l'effet au niveau de la mer est relativement peu important.

L'étude systématique de l'ionisation de l'atmosphère présente un grand intérêt ; les ions interviennent, en effet, dans divers phénomènes météorologiques tels que l'existence d'un champ électrique à la surface de la terre, la production de nuages par condensation de vapeur d'eau sur les centres chargés et les phénomènes des orages.

On mesure la teneur en ions de l'air atmosphérique à l'aide d'un aspirateur d'Ebert. C'est un tube dans lequel on fait passer un volume d'air connu qui abandonne ses ions à l'électrode axiale (§ 6). Il est nécessaire de distinguer entre les « petits ions » et les gros ions qui résultent de la fixation de petits ions sur les poussières et les gouttelettes (P. Langevin). Le rapport de ces deux espèces d'ions est variable selon les conditions atmosphériques et la pureté de l'air. Il existe aussi pour la concentration ionique des périodes de variations journalières ou plus prolongées.

Les gros ions et les particules neutres de mêmes dimensions servent probablement de centres de condensation pour les nuages formés aux altitudes inférieures à 2.000 m. Une masse d'air qui s'élève après avoir abandonné un tel nuage, ne pourra former de nouvelles gouttes qu'à une altitude beaucoup plus élevée (10 à 12 km.) quand le refroidissement aura donné lieu à une sursaturation suffisante pour que la condensation ait lieu sur les petits ions.

La concentration de l'air en petits ions détermine presque intégralement sa conductibilité électrique ; la faible mobilité des gros ions les empêche de prendre une part notable au transport du courant bien que leur nombre et leur charge puissent être du même ordre que pour les petits ions.

L'ionisation de l'air atmosphérique au ras du sol est beaucoup plus élevée qu'à une certaine distance. Dans les cavités ou cavernes on observe parfois des ionisations particulièrement élevées ; il en est de même pour les gaz aspirés du sol qui sont particulièrement conducteurs. Ces effets sont attribuables à la teneur relativement élevée de l'air du sol en émanations et dépôts actifs.

Les causes ionisantes qui agissent dans l'air donnent lieu à une certaine production d'ions. On désigne par  $j$  la production d'une paire d'ions par seconde et  $\text{cm}^3$  dans l'air de densité normale. Si  $n$  est la concentration ionique observée, supposée la même pour les ions des deux signes, les lois de la recombinaison font prévoir la relation  $n = \sqrt{j/\alpha}$ . Cependant, plusieurs auteurs estiment que sur les faibles concentrations ioniques qui existent, la perte d'ions a moins lieu par recombinaison entre les ions de signes opposés que par fixation sur des particules étrangères. Ceci conduit à modifier la formule qui donne la vitesse de recombinaison en ajoutant au terme normal  $\alpha n^2$  un terme  $\beta n$  qui aurait une importance prépondérante. Alors que la valeur de  $\alpha$  est environ  $1,6 \times 10^{-6}$ , on trouve pour  $\beta$  des valeurs de l'ordre de  $0,02 \text{ sec}^{-1}$ , soit pour l'ion une vie moyenne d'environ 50 sec. dans l'air normal. Pour une concentration  $n = 10^3$ ,  $\alpha n^2$  est négligeable par rapport à  $\beta n$ .

De nombreuses mesures, variant dans des limites étendues, conduisent à admettre pour l'air normal, à des altitudes peu différentes du niveau de la mer, une concentration ionique d'environ  $n = 600$ , à laquelle correspond une production 12 j, selon la formule  $j = \beta n$ . Cette production est, pour la plus grande partie, expliquée par la teneur du sol et de l'atmosphère en matières radioactives.

A  $10^{-16}$  curies de radon par  $\text{cm}^3$  correspond une émission d'environ  $3,5 \times 10^{-6}$  particules  $\alpha$  de  $Rn$ ,  $RaA$  et  $RaC$  par seconde ; les nombres d'ions produits par rayon étant respectivement 155.000, 170.000 et 220.000, on trouve un total de 2 j qui, augmenté de 10 % pour tenir compte des rayons  $\beta$  et  $\gamma$  devient 2,2 j. Attribuant la même efficacité au thoron et à son dépôt actif, on obtient 4,4 j.

Pour évaluer le rayonnement pénétrant provenant du sol, considérons un élément de volume situé dans l'air près de la surface au point  $O$  et traçons dans le sol deux hémisphères concentriques centrés sur  $O$  avec des rayons  $r$  et  $r + dr$ . La matière comprise entre les hémisphères a une masse  $2\pi r^2 \rho dr$ , où  $\rho$  est la densité. Le rayonnement qui en émane produit au point  $O$  par unité de volume un nombre d'ions  $dn = \frac{K}{r^2} e^{-\mu r} \times 2\pi r^2 \rho p dr$ , où  $K$  est le nombre d'ions produit par gramme de matière active à la distance de 1 cm., dans l'unité de volume ;  $p$  est la quantité de matière radioactive en grammes par gramme de terrain et  $\mu$  est le coefficient d'absorption du rayonnement dans le sol. Intégrant depuis  $r = 0$  jusqu'à  $r = \infty$ , on trouve  $n = 2\pi K p \rho / \mu$ . Des expériences faites avec le radium comme source de rayons, ont donné pour les rayons  $\gamma$  de cette substance  $K = 3,9 \times 10^9$ . Prenant  $\mu = 0,1$ , on trouve que dans un sol de densité  $\rho = 2$  la teneur en radium  $p = 2 \times 10^{-12}$  correspond à la formation d'une paire d'ions par sec. et  $\text{cm}^3$  à la surface du sol, soit 1 j. Si pour le thorium  $p = 10^{-5}$ , l'action ionisante de son rayonnement  $\gamma$  est du même ordre, ainsi qu'il résulte des mesures de comparaison directes. On aurait donc, venant de ces deux causes, environ 2 j, en général, cette valeur pouvant

être doublée, quand on se trouve au-dessus de terrains relativement actifs. Le résultat obtenu n'est pas applicable contre la surface du sol, où la production d'ions est beaucoup plus intense (100 j et davantage), parce qu'il peut y avoir influence directe des rayons  $\alpha$  et  $\beta$  de matières contenues dans le sol et s'en dégageant ; ces effets perturbateurs ne sont plus sensibles à une distance de l'ordre du mètre. Cependant, l'évaluation des causes ionisantes ne peut donner qu'un ordre de grandeur, en raison des fluctuations observées dans la concentration des radioéléments dans le sol et dans l'atmosphère. En résumé, la radioactivité du sol et de l'atmosphère expliquent la production de 6,5 à 10 j. En admettant que la radiation cosmique fournit 1,5 j au niveau de la mer (§ 151), on obtient un total de 8 à 11 j, du même ordre que le nombre 12 j prévu d'après la teneur en petits ions, sans que la différence puisse être discutée utilement, en raison de l'incertitude qui subsiste sur les données individuelles.

Au lieu d'étudier les causes ionisantes qui agissent dans l'atmosphère par leur effet sur l'air libre, on peut employer la méthode de l'ionisation en vase clos qui consiste à mesurer le courant de saturation  $I$  produit dans une chambre d'ionisation étanche. La mesure de  $I$  donne directement le nombre d'ions produits dans la chambre par unité de temps, sans faire intervenir le coefficient de recombinaison. L'observation d'une masse d'air limitée permet d'atteindre une précision plus grande et d'employer des appareils plus délicats. En revanche, il est nécessaire de prendre en considération l'effet des parois.

On peut énumérer ainsi qu'il suit les causes de l'ionisation en vase clos :

1° Rayons pénétrants qui entrent dans la chambre au travers des parois et qui sont émis, soit par les substances radioactives présentes dans le sol, soit par les particules de dépôts actifs suspendus dans l'atmosphère ou se trouvant sur la face extérieure des parois (rayonnement extérieur). Rayons secondaires émis par les parois de la chambre sous l'action des rayons pénétrants primaires venant de l'extérieur.

2° Rayons émis par les émanations radioactives contenues dans la chambre et les dépôts actifs qui en proviennent. Rayons secondaires qui accompagnent ces rayons primaires.

3° Rayons provenant de la paroi elle-même si celle-ci est radioactive et rayons secondaires accompagnant ces rayons primaires.

4° Radiations cosmiques. Il importe de distinguer les modes d'action qui permettent de séparer ces effets complexes.

On agit sur le rayonnement pénétrant venant de l'extérieur en entourant la chambre d'écrans absorbants protecteurs. La matière de ces écrans doit être aussi exempte que possible d'impuretés radioactives.

On peut éviter l'introduction des émanations radioactives dans la chambre en remplissant celle-ci d'air soigneusement privé de ces gaz par les procédés qui servent pour leur dosage (§ 149). En ce cas, leur présence ultérieure ne pourrait provenir que d'impuretés radioactives contenues dans les parois.

Les parois interviennent, d'une part, en raison des traces de matières radioactives qu'elles contiennent, effet qui doit être éliminé par le choix des matériaux employés. D'autre part, indépendamment de toute contamination radioactive, les parois interviennent dans l'ionisation totale et dans sa distribution, parce que en recevant les rayons primaires, elles émettent des rayons secondaires. L'effet le plus important consiste dans l'absorption de l'énergie des rayons  $\gamma$  avec émission de photoélectrons et d'électrons de choc dont l'action ionisante s'ajoute à celle des électrons libérés directement dans l'air qui remplit la chambre. Ainsi, on doit distinguer dans l'ionisation *l'effet gaz* et *l'effet paroi* (§ 96). L'importance de ce dernier dépend des dimensions de la chambre, de la nature de la paroi ainsi que de la pression du gaz et de sa nature.

Quand une chambre dont les parois ont été soigneusement nettoyées a été remplie d'air purifié, on y observe une augmentation régulière et lente de l'ionisation, généralement attribuable à un dégagement d'émanation par les parois, et aussi des variations irrégulières qui proviennent de perturbations dans le rayonnement pénétrant ayant sa source à l'extérieur. Il est nécessaire de tenir compte de ces variations pour rendre les observations comparables.

L'ionisation  $I$  en vase clos augmente avec la pression du gaz contenu dans la chambre. On peut la représenter par la superposition de deux termes dont l'un, proportionnel à la pression, est attribuable aux rayons pénétrants, tandis que l'autre, qui tend vers une valeur limite, est attribuable aux rayons plus absorbables provenant des parois ; l'importance relative des deux termes dépend des conditions de l'expérience. Pour des pressions élevées ( $> 50$  atm.), certains auteurs ont observé dans les gaz purs une ionisation qui n'augmentait plus avec la pression. L'effet secondaire des parois est d'autant plus important que le nombre atomique  $N$  de la matière qui les forme est plus élevé ; on atténue cet effet en employant des parois constituées en matière de faible poids atomique.

De l'ensemble des observations, il résulte que l'ionisation en vase clos au niveau de la mer a une valeur moyenne d'environ 10 j, quand l'effet paroi est éliminé autant que possible. Ce résultat est en accord avec ceux déduits des mesures de la concentration des ions dans l'at-

mosphère. Des valeurs notablement plus élevées que la moyenne ont été observées au-dessus de terrains granitiques ou de mines de potassium. Au-dessus des océans l'ionisation tombe à 4 j, et des valeurs plus faibles encore ont été obtenues dans des mines de sel gemme, ainsi qu'au-dessus de grands lacs ou de grandes étendues de neige ou de glace.

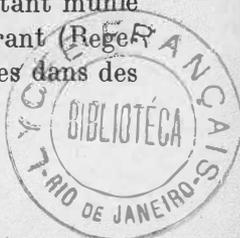
Un point d'intérêt particulier est la variation de l'ionisation en vase clos avec l'altitude, déduite d'expériences faites en ballon ou au sommet de montagnes. Jusque vers 2.000 m., l'ionisation ne varie pas notablement (Gœkel). De 2.000 m. à 5.000 m., elle éprouve une augmentation appréciable (Hess). Ces observations ont conduit Hess à admettre l'existence d'une radiation venant d'en haut, d'origine probablement extra-terrestre et de pouvoir pénétrant supérieur à celui de tous les rayonnements connus. Cette hypothèse a été confirmée par des mesures de coefficients d'absorption de ce nouveau rayonnement fréquemment désigné comme « radiation cosmique ».

Indépendamment de cette cause, les anomalies observées dans la propagation des ondes hertziennes (T. S. F.) conduisent à admettre l'existence d'une ionisation intense dans l'atmosphère vers l'altitude de 50 km., où l'air est fortement raréfié. Cette région d'air est probablement rendue conductrice par les rayons ultraviolets provenant du soleil et absorbés dans les couches supérieures de l'atmosphère.

### § 151. Radiation cosmique.

*Mesures d'ionisation. Pouvoir pénétrant du rayonnement.* — On a vu que c'est par des mesures d'ionisation qu'on a pu établir l'existence du rayonnement cosmique. Cette même méthode a montré que le nouveau rayonnement est beaucoup plus pénétrant que les rayons  $\gamma$  les plus pénétrants des corps radioactifs.

L'ionisation produite au niveau de la mer par le rayonnement cosmique n'est que 10 % environ de celle qui est attribuable aux radioéléments. Pour faciliter les mesures, on élimine autant que possible, l'effet de ces derniers et on emploie des chambres d'ionisation contenant un gaz sous pression (10 à 50 atm.). La mesure est ramenée à ce qu'elle aurait été dans l'air de densité normale (unité j, voir p. 498). L'eau de certains grands lacs étant très peu active constitue un milieu favorable et a permis d'exécuter ces mesures jusqu'à des profondeurs dépassant 200 m., la chambre située dans l'eau étant munie d'un dispositif automatique pour l'enregistrement du courant (Regener, lac de Constance). Des mesures analogues ont été faites dans des



lacs de haute montagne, à la surface desquels l'ionisation due aux rayons cosmiques est plus importante qu'aux faibles altitudes (Milikan et Cameron). Le coefficient d'absorption dans l'eau ainsi déterminé est  $\mu = 0,002$  à  $0,004 \text{ cm}^{-1}$ ; on a signalé aussi l'existence d'un groupe encore plus pénétrant  $\mu = 0,0002 \text{ cm}^{-1}$ . Dans la figure 169, on a représenté la production d'ions en unités  $j$ , en fonction de l'épaisseur d'eau traversée, l'atmosphère située au-dessus du niveau étant comptée en mètres d'eau équivalents.

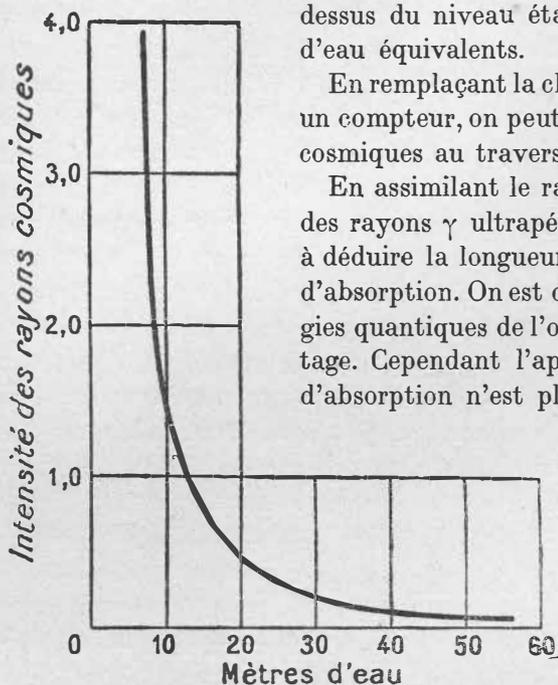


FIG. 169. — Absorption du rayonnement cosmique dans l'eau.

En remplaçant la chambre d'ionisation par un compteur, on peut déceler l'effet de rayons cosmiques au travers d'un mètre de plomb.

En assimilant le rayonnement cosmique à des rayons  $\gamma$  ultrapénétrants, on a cherché à déduire la longueur d'onde des expériences d'absorption. On est conduit ainsi à des énergies quantiques de l'ordre de  $10^8 \text{ eV}$  et davantage. Cependant l'application des formules d'absorption n'est plus, en ce cas, justifiée,

du fait de l'absorption nucléaire qui intervient pour les rayons  $\gamma$  d'énergie supérieure à  $10^6 \text{ eV}$ .

*Variation de l'ionisation avec l'altitude.*

— L'augmentation de l'ionisation avec l'altitude a été étudiée

à l'aide d'ascensions en ballon et de ballons enregistreurs. Le premier procédé a permis à des observateurs munis d'appareils de mesures de pénétrer dans la stratosphère jusqu'à une altitude de 17 km. (pression 7 cm. de Hg) (Piccard et Cosyns). Un ballon enregistreur équipé par Regener, a fourni l'enregistrement du courant d'ionisation, de la pression et de la température, jusqu'à une altitude de 28 km. (pression 2 cm. de Hg). En ramenant la production d'ions mesurée à ce qu'elle serait dans les conditions normales de pression et de température, on obtient la courbe représentée figure 170. On voit que cette courbe, après une montée rapide, s'infléchit et qu'aux confins de l'atmosphère, la production tend vers une valeur limite,

d'environ 275 j, soit 275 paires d'ions par  $\text{cm}^3$  d'air de densité normale et par seconde.

*Méthode des compteurs électriques.* — Bothe et Kolhörster ont utilisé des compteurs à fil pour l'étude de rayons cosmiques. Cette méthode offre l'avantage d'une grande sensibilité. De plus, l'emploi de deux ou trois compteurs (Rossi) convenablement placés dont on enregistre les coïncidences, permet d'éliminer des effets parasites et

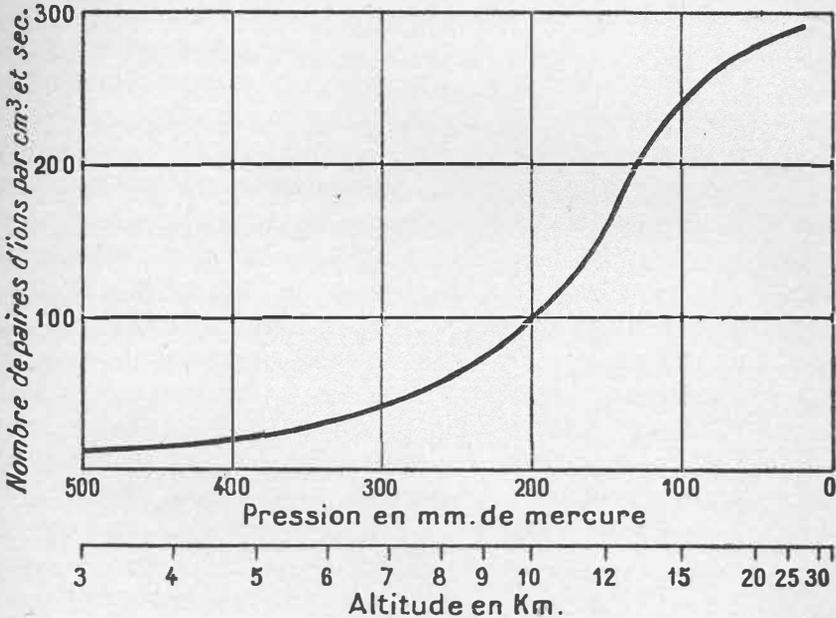


FIG. 170.

de contrôler le trajet des rayons ionisants. On trouve que le nombre de ces derniers est maximum selon la direction verticale et décroît à partir de cette direction. La décroissance est attribuée à l'augmentation de l'absorption de l'atmosphère avec l'obliquité. Le nombre d'impulsions reçues par un compteur, du fait des rayons qui y pénètrent de toutes les directions, par  $\text{cm}^2$  de surface et par minute, est environ 1,5.

*Méthode des trajectoires de brouillard.* — Les rayons ionisants qui font partie du rayonnement cosmique peuvent être photographiés par la méthode de détente, l'observation ayant lieu, en général, dans un champ magnétique. Avec une intensité de champ modérée, on

aperçoit des trajectoires rectilignes qui ressemblent à celles d'électrons très rapides (Pl. XXVI, fig. 1 et 2). On voit aussi une telle trajectoire dans la planche XIX figure 3 ; elle se distingue, par le manque de courbure, des trajectoires d'électrons secondaires de rayons  $\gamma$ , présentes sur le même cliché (Skobelzyn, champ 1.800 gauss). Dans des champs magnétiques plus intenses (p. ex. 18.000 gauss), les trajectoires sont presque toutes courbées. La mesure de leur rayon de courbure permet de déterminer l'énergie de la particule, si la masse est connue.

Tant que la masse d'un proton n'est pas très supérieure à sa masse de repos, sa vitesse, à produit  $RH$  égal, est beaucoup plus petite que celle d'un électron, et son pouvoir ionisant est beaucoup plus grand. La densité de l'ionisation le long de la trajectoire permet donc, en général, une distinction en ce qui concerne la masse de particules dont les trajectoires ont une incurvation semblable dans un même champ magnétique. On trouve ainsi que les trajectoires observées sont rarement celles de protons, mais généralement celles d'électrons, sauf que l'incurvation correspond aussi fréquemment à une charge positive qu'à une charge négative, le sens du parcours sur la trajectoire étant supposé connu. C'est là l'origine de la découverte de l'électron positif ou positron (Anderson), dont la masse, encore imparfaitement connue, ne peut différer beaucoup de celle de l'électron. Les énergies des électrons et des positrons du rayonnement cosmique sont comprises entre  $10^6$  et  $10^9$  eV, on en signale aussi de supérieures à  $10^{10}$  eV. Pour ces particules de vitesse exceptionnelle, la distinction entre un électron et un proton s'efface, car l'énergie de repos devient petite par rapport à l'énergie cinétique, même pour le proton (énergie de repos du proton  $9 \times 10^8$  eV, celle de l'électron  $5,1 \times 10^5$  eV). Quand on place une plaque de plomb de quelques millimètres d'épaisseur à l'intérieur d'une chambre à détente, les rayons cosmiques ionisants peuvent parfois traverser cette plaque avec diminution appréciable de vitesse et du rayon de courbure de la trajectoire. Le sens du parcours est, en ce cas, fixé.

*Rayons secondaires. Gerbes.* — Un caractère particulièrement frappant des rayons cosmiques ionisants est d'apparaître par groupes ou « gerbes » pouvant contenir plus de 20 rayons (Blackett et Occhialini) (planche XXVI, figure 3). Les rayons d'une gerbe ont leur origine en un point commun ; ils ont donc l'apparence de rayons secondaires produits par un rayon primaire. Sur certaines trajectoires, on voit des embranchements qui s'interprètent également par la production

de rayons secondaires (Skobelzyn). Une plaque de plomb ou d'autre métal placée à l'intérieur de la chambre à détente donne parfois lieu à la production d'une gerbe ayant son point de départ dans la plaque. En additionnant les énergies des rayons d'une gerbe, on obtient un total de l'ordre de  $10^{10}$  eV. Dans une chambre d'ionisation, on observe de même de brusques libérations d'ions qui correspondent à une énergie du même ordre. Il y a lieu de croire que ces effets correspondent à des transmutations nucléaires déterminées par les rayons cosmiques.

*Nature des rayons cosmiques. Effet de latitude.* — Les rayons cosmiques ont été considérés soit comme un rayonnement  $\gamma$  ultra-pénétrant, soit comme des particules chargées de très grande vitesse, pénétrant dans l'atmosphère terrestre des espaces interplanétaires. S'il s'agit de particules chargées, celles-ci doivent être déviées dans le champ magnétique de la terre, de telle manière qu'il doit en arriver davantage au voisinage des pôles qu'au voisinage de l'équateur. Cet « effet de latitude » a été mis effectivement en évidence (Clay, A. H. Compton et ses collaborateurs, etc.), l'excédent d'ionisation dû aux rayons cosmiques est environ 15 % aux latitudes  $\pm 50^\circ$ , par rapport à la latitude 0. Cet excédent croît avec l'altitude. On doit donc admettre qu'une partie, sinon la totalité des rayons cosmiques, sont des électrons positifs ou négatifs qui pénètrent dans l'atmosphère venant de l'extérieur. On sait, par ailleurs, que c'est à une telle pénétration d'électrons qu'est attribué le phénomène des aurores boréales.

L'origine de l'énergie mise en jeu dans la production de rayons cosmiques primaires est encore inconnue. Elle est du même ordre que l'énergie interne de noyaux lourds.

#### § 152. Relation de la radioactivité avec les conditions thermiques de la terre et du soleil.

Plusieurs auteurs ont attiré l'attention sur ce fait que les radioéléments doivent intervenir dans le régime thermique solaire et terrestre.

Les conditions de vie à la surface de la terre, dépendent essentiellement de l'apport d'énergie qu'elle reçoit du soleil. Celui-ci a fait l'objet de nombreuses mesures ; le flux d'énergie reçu sous incidence normale par  $\text{cm}^2$  de surface terrestre et par minute (constante solaire) a une valeur moyenne évaluée à 2 calories, soit 0,035 cal./sec.

Connaissant la distance de la terre au soleil  $D = 1,5 \times 10^{13}$  cm., on trouve que l'énergie totale rayonnée par le soleil en une seconde est  $0,035 \times 4\pi D^2$ , soit environ  $10^{26}$  cal./sec. Prenant pour la masse du soleil  $2 \times 10^{33}$  g. et pour la production de chaleur de 1 g. d'urane en équilibre avec ses dérivés  $2,5 \times 10^{-8}$  cal./sec., on trouve, que même si le soleil était entièrement constitué par l'urane, sa production d'énergie due aux transformations radioactives serait  $5 \times 10^{25}$  cal./sec., soit la moitié de celle dont il faut rendre compte. Il en est à plus forte raison ainsi si l'on considère que parmi les matières entrant dans la composition du soleil et de la terre et accessibles à l'expérience, l'urane ne domine pas.

L'examen du spectre du soleil n'a pas révélé jusqu'ici la présence de radioéléments ; ceux-ci pourraient cependant se trouver dans la région centrale dont la lumière est absorbée dans les couches périphériques. Celles-ci contiennent de l'hélium pouvant provenir de transformations radioactives.

De toute manière, l'énergie rayonnée par le soleil ne peut avoir sa source unique dans les transformations radioactives actuellement connues qui peuvent seulement en fournir une partie. Les rayons émis en vertu de ces transformations seraient presque intégralement absorbés dans l'atmosphère avant d'arriver à la surface de la terre.

On a fréquemment admis que l'énergie du soleil est de l'énergie de gravitation, mise en liberté pendant la concentration progressive. Dans cette hypothèse, Lord Kelvin a calculé que la durée du régime actuel ne dépasse vraisemblablement pas 100 millions d'années. Une durée bien plus faible encore (12 millions d'années) résulterait de calculs de Darwin. Ces valeurs sont très inférieures aux durées présumées des époques géologiques. Il paraît donc certain qu'il existe dans le soleil des sources d'énergie qui l'entretiennent à une température élevée ; ce peuvent être des phénomènes de radioactivité, soit connus, soit inconnus, ou des phénomènes de formation d'atomes à partir des constituants primordiaux, ou encore des effets de destruction de masse.

En ce qui concerne la terre, le point de vue adopté avant la découverte de la radioactivité était celui d'une masse primitivement incandescente soumise à un refroidissement progressif. Lord Kelvin a formulé à ce sujet une théorie très complète. On y admet que le processus de refroidissement par rayonnement vers l'extérieur a été d'abord très rapide, grâce aux courants de convection circulant dans la masse liquide, et que celle-ci est parvenue en peu de temps à la température de solidification des roches superficielles (environ

4.000°) (1). Avec la formation d'une enveloppe solide commençant par l'extérieur s'est terminée la phase de refroidissement rapide, et celui-ci a désormais progressé très lentement, la faible conductibilité thermique des matériaux de l'écorce empêchant la chaleur intérieure de se propager vers la surface. Il s'est établi alors un équilibre de régime entre l'apport d'énergie venant du soleil et la perte par rayonnement. Cet échange ayant lieu dans la couche superficielle, celle-ci a pris une température moyenne stationnaire qui a déterminé le climat et a permis l'apparition de la vie sur la terre. Le début de l'histoire géologique et biologique du globe, compterait ainsi depuis la date de solidification. Par la suite, la perte de chaleur de la masse intérieure rapportée à l'unité de temps, serait donnée par la formule  $Q = SKG$ , où  $S$  est la surface terrestre,  $K$  le coefficient de conductibilité thermique des roches superficielles et  $G$  le gradient de température au voisinage de la surface. Pendant cette phase, il n'y a pas de changement fondamental dans la température superficielle, mais la distribution de température dans l'intérieur de la terre varie progressivement. La chute de température, d'abord localisée au voisinage de la surface, s'étend sur une profondeur croissante, à mesure que le refroidissement gagne en profondeur, de sorte que le gradient  $G$  mesuré à la surface décroît régulièrement en fonction du temps. Partant de ces données, on peut calculer le temps nécessaire pour que le gradient ait atteint sa valeur actuelle. On arrive ainsi à une durée de l'ordre de 100 millions d'années pour l'histoire géologique ou « âge de la terre ». Des calculs plus récents, utilisant les mêmes principes, conduisent à un âge de 22 millions d'années.

L'âge ainsi déterminé est insuffisant pour expliquer les points fondamentaux de l'histoire du globe. La progression du refroidissement vers l'intérieur pendant ce temps et les effets de contraction qui en résultaient ne suffisent pas pour expliquer les grands bouleversements tectoniques ; l'âge considéré ne suffit pas non plus pour la formation des dépôts sédimentaires, ou pour l'évolution des formes organiques. Plus récemment, la mesure d'âge de minéraux radioactifs a confirmé l'incompatibilité des prévisions théoriques avec la réalité et a permis d'envisager une durée de 1.600 millions d'années pour l'âge de la terre (§ 141). En même temps, toute contradiction disparaît entre la théorie et l'expérience, puisque les radioéléments contenus dans la terre constituent une source d'énergie qui retarde le refroidissement.

---

(1) Dans les théories ultérieures, on a utilisé une température inférieure : 1.200° à 1.800°.

L'examen des données numériques a prouvé que la radioactivité des roches superficielles suffit peut-être pour qu'à la place du refroidissement prévu, on ait à envisager un échauffement. Le flux de chaleur  $Q = SKG$  émis vers l'extérieur se calcule, en effet, comme il suit :

$$\begin{aligned} K &= 5 \times 10^{-3} \text{ degré} \times \text{cm.} \times \text{sec.} & KG &= 1,6 \times 10^{-6} \\ G &= 0,00032 \text{ degré/cm.} & Q = SKG &= 8,2 \times 10^{12} \text{ cal./sec.} \\ S &= 5,1 \times 10^{18} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

Prenons pour le dégagement de chaleur d'un gramme d'urane en équilibre avec ses dérivés  $q = 2,5 \times 10^{-8}$  cal./sec. Pour compenser la perte de chaleur  $Q$ , il faut une quantité d'urane  $P = Q/q = 3,3 \times 10^{20}$  g.  $U$ . Si la teneur moyenne du sol en  $U$  est  $6 \times 10^{-6}$  g./g. de roche, correspondant pour  $Ra$  à la teneur  $10^{-12}$  g./g., la masse  $P$  de  $U$  est contenue à la surface de la terre dans une couche de roches de 37 km. d'épaisseur, en faisant égale à 3 la densité moyenne des roches.

Pour tenir compte de  $Th$ , admettons pour  $Th$  une teneur  $1,5 \times 10^{-5}$  et pour l'effet calorifique  $0,7 \times 10^{-8}$  cal./sec. par g.  $Th$ . On trouve alors que la quantité de  $Th$  qui accompagne 1 g. de  $U$  ajoute au débit calorifique de celui-ci la fraction 0,7, ce qui a pour effet de réduire à 22 km. l'épaisseur de roches qui, par sa production de chaleur, compense la perte vers l'extérieur.

Enfin, on peut montrer que le potassium contenu dans le sol apporte une contribution appréciable à la production de chaleur. En lui attribuant une teneur 0,04 et un débit calorifique  $4 \times 10^{-12}$  cal./g., on obtient de ce chef un débit de  $16 \times 10^{-14}$  cal./g. de roche à peu près égal à la part  $15 \times 10^{-14}$  cal./g. attribuable à l'urane.

Si la concentration des éléments à l'intérieur de la terre est la même qu'à la superficie, la production de chaleur qui en résulte est environ 100 fois plus élevée que la perte à l'extérieur et la température intérieure doit subir une augmentation très lente, de l'ordre de  $2 \times 10^{-5}$  degré/an. Si la concentration moyenne diminue avec la distance au centre, on peut avoir, soit une compensation, soit un refroidissement interne. Diverses théories ont été développées, dans lesquelles le rôle attribué aux radioéléments a une importance plus ou moins grande par rapport à la perte calorifique (1). Dans la théorie des « cycles magmatiques » de Joly, on utilise la chaleur dégagée

(1) Pour l'exposé de ces théories, consulter l'ouvrage *Geologie u. Radioaktivität*, G. Kirsch, 1928. Pour les données numériques, voir St. Meyer et E. Schweidler, *Radioaktivität*, Leipzig, 1927.

par les radioéléments pour invoquer dans le magma basaltique situé au-dessous des roches superficielles, des élévations de température amenant la fusion et déterminant par là un déplacement des continents. Quand l'excès de chaleur a été écoulé, le magma se solidifie à nouveau. Ces révolutions géologiques auraient un caractère périodique.

Dans certains massifs rocheux particulièrement riches en matières radioactives (tunnel du Simplon) on a effectivement observé des anomalies correspondantes du gradient de température.

---



## CHAPITRE XXIX

### LES LABORATOIRES TECHNIQUES DE RADIOACTIVITÉ

---

#### § 153. Services de mesures et de contrôle.

L'emploi de matières radioactives en médecine et quelques applications industrielles ont fait naître le besoin d'un contrôle régulier des quantités employées. Ce contrôle est fait presque toujours par les méthodes de la radioactivité. Il est confié dans différents pays à des laboratoires techniques spécialisés (1). La première initiative a été prise à Paris, à titre de mesure de protection contre les erreurs de dose dans la curiethérapie. Les Services de contrôle délivrent des certificats dont les textes sont en rapport avec la nature de la détermination.

Voici un aperçu des besoins auxquels doit satisfaire un Service de mesures radioactives :

1° *Mesures faites par le rayonnement  $\gamma$ .* — Cette catégorie comprend la majorité des mesures de bonne précision, faites sur des matières contenues en tubes de verre ou de platine scellés, de dimensions courantes. Le rayonnement  $\gamma$  de ces tubes est comparé à celui d'un étalon contenant une quantité de radium déterminée. Les matières soumises à l'examen sont le radium, le mésothorium, le radiothorium, et, dans certains cas, le radon. Un soin tout particulier est apporté au contrôle des étalons, par comparaison avec l'étalon international (voir § 97).

2° *Mesures de la quantité de radium contenue dans un échantillon de minerai ou une solution.* — Dans le cas du minerai, cette opération comporte la mise en solution du radium contenu dans l'échantillon et le dosage par la méthode de dégagement de radon (§ 49). On

---

(1) Service de Mesures du Laboratoire Curie de l'Institut du Radium (France) ; National Physical Laboratory (Angleterre) ; Physikalische Technische Reichsanstalt (Allemagne) ; Laboratoire de l'Université libre de Bruxelles (Belgique) ; Institut für Radiumforschung (Autriche) ; Bureau of Standards (Etats-Unis).

peut aussi doser l'uranium par les méthodes de la chimie et en déduire la teneur en *Ra* en utilisant le rapport *Ra/U* supposé connu. Le dosage d'une solution par le dégagement de radon a lieu sur la totalité ou sur une partie aliquote. Dans certains cas, il est nécessaire de déterminer aussi la teneur en thorium ; on emploie pour cela des méthodes chimiques si la teneur n'est pas trop faible.

3° *Teneur d'une eau minérale en radium et en radon.* — On la détermine par le dégagement de radon et si celui-ci est en excès sur la quantité en équilibre avec *Ra*, la mesure doit être rapportée à la date de prise au griffon de la source (§ 148). Dans le résidu d'évaporation de grandes quantités d'eau, on peut doser le radium. Les dépôts de sources minérales peuvent être dosés pour leur teneur en *Ra* et autres matières radioactives. Pour les mesures de dégagement de radon, il faut disposer d'une solution étalon à teneur connue de *Ra*, ainsi qu'il a été expliqué au § 49. Des solutions étalons ou des sels étalons solubles à teneur connue sont préparés par les Services de Mesures avec tous les soins nécessaires.

4° *Activité d'échantillons de matières solides.* — Cette détermination se fait par comparaison avec un étalon d'oxyde d'urane en mesurant le rayonnement  $\alpha$  des mêmes quantités de matières dans des conditions déterminées. Le résultat donne une indication de radioactivité avec peu de précision sur la teneur en matières radioactives (§ 74). La même méthode permet de comparer des étalons d'urane entre eux.

5° *Étalonnage d'appareils de mesures tels que des électroscopes ou des quartz piézoélectriques.*

En outre de ces catégories d'opérations, un Service de Mesures est sollicité de donner des renseignements sur la radioactivité de matières très diverses, soit naturelles (boues thermales, dépôts de sources, etc.), soit préparées en vue d'applications médicales. L'examen de ces produits divers se fait suivant des modalités qui dépendent des circonstances.

Dans toutes les catégories de mesures, il y a lieu parfois d'appliquer des corrections ou de faire des opérations de contrôle non prévues à l'avance pour tenir compte de circonstances particulières.

Pour exécuter les mesures avec toute la précision qu'elles comportent, pour éviter les erreurs et pour savoir faire varier les moyens de contrôle selon les besoins, il est nécessaire de posséder une bonne

connaissance générale des phénomènes de radioactivité et une technique résultant d'une expérience étendue. Ces qualités ne peuvent être réunies que chez des opérateurs faisant partie du personnel d'un laboratoire spécialisé.

Signalons aussi qu'il existe des laboratoires techniques consacrés à certaines préparations radioactives courantes. Tels sont les services de préparation de radon qu'on trouve auprès d'hôpitaux, ainsi que les laboratoires qui préparent le thorium X pour l'utilisation médicale.

---

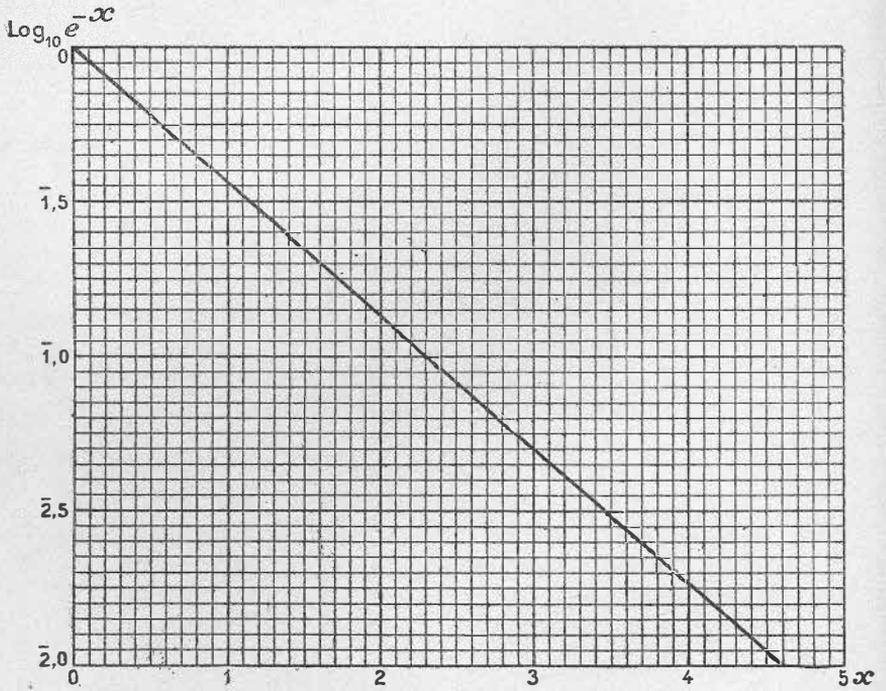


## APPENDICE

N° 1

FONCTION  $e^{-x}$  et  $\log_{10} e^{-x}$

---



$x$	$\log e^{-x}$	$e^{-x}$
<b>0</b>	<b>0</b>	<b>1</b>
1	1,5657055	0,36788
2	1,1314110	0,13534
3	2,6971165	0,049787
4	2,2628220	0,018316
5	3,8285275	0,0067379
6	3,3942330	0,0024788
7	4,9599385	0,00091188
8	4,5256440	0,00033546
9	4,0913495	0,00012341
<hr/>		
0,1	1,9565705	0,90484
2	1,9131441	0,81873
3	1,8697116	0,74082
4	1,8262822	0,67032
0,5	1,7828527	0,60653
0,6	1,7394233	0,54881
7	1,6959938	0,49658
8	1,6525644	0,44933
9	1,6091349	0,40657
<hr/>		
0,01	1,9956571	0,99005
2	1,9913141	0,98020
3	1,9869712	0,97045
4	1,9826282	0,96079
5	1,9782853	0,95123
6	1,9739423	0,94176
7	1,9695994	0,93239
8	1,9652564	0,92312
9	1,9609135	0,91393
<hr/>		
0,001	1,9995657	0,99900
2	1,9991314	0,99800
3	1,9986971	0,99700
4	1,9982628	0,99601
5	1,9978285	0,99501
6	1,9973942	0,99402
7	1,9969599	0,99302
8	1,9965256	0,99203
9	1,9960914	0,99104

**TABLEAU RÉSUMÉ POUR  
LE CALCUL DE  $e^{-x}$**

Exemple de calcul :  $y = e^{-1,472}$

$$\log e^{-1} = 1,5657055$$

$$\log e^{-0,4} = 1,8262822$$

$$\log e^{-0,07} = 1,9695994$$

$$\log e^{-0,002} = 1,9991314$$


---


$$\log y = 1,3607185$$

la table de logarithmes donne :  
 $y = 0,22947$

Pour le calcul inverse, on écrira :

$$x = \frac{-\log y}{\log e} = -2,302585 \log y$$


---

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de  $x$  pour quelques valeurs particulières de  $y = e^{-x}$

$e^{-x}$	$x$
<b>1</b>	<b>0</b>
$\frac{9}{10}$	0,1053605
$\frac{8}{10}$	0,2231435
$\frac{7}{10}$	0,3566750
$\frac{6}{10}$	0,5108255
$\frac{5}{10}$	0,6931472
$\frac{4}{10}$	0,9162907
$\frac{3}{10}$	1,2039728
$\frac{2}{10}$	1,6094379
$\frac{1}{10}$	2,3025851
$\frac{1}{100}$	4,6051702
$\frac{1}{1000}$	6,9078553
$\frac{1}{2}$	0,6931472
$\frac{1}{4}$	1,3862944
$\frac{1}{8}$	2,0794415
$\frac{1}{16}$	2,7725887
$\frac{1}{32}$	3,4657359
$\frac{1}{64}$	4,1588830
$\frac{1}{128}$	4,8520302



Année : 1 an = 365,24223 jours = 3,155693 × 10<sup>7</sup> sec.

1 sec. = 3,168876 × 10<sup>-8</sup> an

Inverse de la constante de structure fine :  $\frac{1}{\alpha} = 137,29$      $\alpha = \frac{h}{2\pi\mu_0ce^2}$

Constante des gaz parfaits par molécule gramme R = 8,314 × 10<sup>7</sup> C. G. S.

Valeurs dérivées :

$$\beta = \frac{v}{c}$$

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

$$m = m_0\eta$$

Pour transformer :

Multiplier par :

électron volts en ergs	1,5911 × 10 <sup>-12</sup>
ergs en électron volts	0,6285 × 10 <sup>12</sup>
unités de masse $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$ en ergs	1,482 × 10 <sup>-3</sup>
ergs en unités de masse $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$	0,6746 × 10 <sup>9</sup>
unités de masse $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$ en électron volts	0,9316 × 10 <sup>9</sup>
électron volts en unités de masse $\left(\frac{O_{16}}{16}\right)$	1,0734 × 10 <sup>-9</sup>

1 gramme vaut : 9 × 10<sup>20</sup> ergs ou 5,656 × 10<sup>32</sup> électron volts

1 électron volt vaut : 1,77 × 10<sup>-33</sup> g.

$m_0c^2 = 5,9303 \times 10^{-3}$  ergs = 3,7272 × 10<sup>9</sup> électron volts pour les rayons  $\alpha$

$m_0c^2 = 8,1252 \times 10^{-7}$  ergs = 5,1067 × 10<sup>5</sup> électron volts pour les rayons  $\beta$

$m_0c^2 = 1,4938 \times 10^{-3}$  ergs = 9,3885 × 10<sup>8</sup> électron volts pour les protons

$\frac{m_0c^2}{2e} = 6,2162 \times 10^6$  U.E.S. = 3,7272 × 10<sup>9</sup> volts pour les rayons  $\alpha$

$\frac{m_0c^2}{e} = 1,7034 \times 10^3$  U.E.S. = 5,1067 × 10<sup>5</sup> volts pour les rayons  $\beta$

$\frac{m_0c^2}{e} = 3,129 \times 10^6$  U.E.S. = 9,3885 × 10<sup>8</sup> volts pour les protons

Energie cinétique :  $E = m_0c^2 (\eta - 1)$

$E = 5,9303 \times 10^{-3} (\eta - 1)$  ergs pour les rayons  $\alpha$

$E = 8,1252 \times 10^{-7} (\eta - 1)$  ergs pour les rayons  $\beta$

$E = 1,4938 \times 10^{-3} (\eta - 1)$  ergs pour les protons

$E = 3,7272 \times 10^9 (\eta - 1)$  électron volts pour les rayons  $\alpha$

$E = 5,1067 \times 10^5 (\eta - 1)$  électron volts pour les rayons  $\beta$

$E = 9,3885 \times 10^8 (\eta - 1)$  électron volts pour les protons



Produit du champ magnétique  $H$  par le rayon de courbure  $\rho$  de la trajectoire, exprimé en gauss  $\times$  cm.

$$H\rho = \frac{m_0 c^2}{2e} \eta \beta = 6,2162 \times 10^6 \eta \beta \text{ pour les rayons } \alpha$$

$$H\rho = \frac{m_0 c^2}{e} \eta \beta = 1,7034 \times 10^3 \eta \beta \text{ pour les rayons } \beta$$

$$H\rho = \frac{m_0 c^2}{e} \eta \beta = 3,129 \times 10^6 \eta \beta \text{ pour les protons}$$

Longueur d'onde en cm.

$$\lambda = \frac{1,9628 \times 10^{-16}}{\text{énergie du quantum en ergs}} = \frac{1,2336 \times 10^{-4}}{\text{énergie du quantum en électron volts}}$$

Nombre de rayons  $\alpha$  émis dans  $4\pi$  stéradians par gramme de Radium et par seconde :

$$Z = 3,68 \times 10^{10}$$

Coefficient pour le calcul du nombre de paires d'ions  $k$  produites par un rayon  $\alpha$  et de sa vitesse  $v$ , d'après son parcours  $R$  dans l'air (évalué en cm. pour  $\theta = 0^\circ$  et  $H = 760$  mm.).

$$k = k_0 R^{2/3} \quad v^3 = a_0 R_0$$

$$k_0 = 6,3 \times 10^4 \text{ (valeur approximative)}$$

$$a_0 = 1,08 \times 10^{27}$$

$$a_0 v^3 = 1,026 \times 10^9$$

## UNITÉS EN RADIOACTIVITÉ

---

*Radium* : La teneur en radium s'exprime par le poids (g. ou mg.) de radium élément contenu.

On désigne par « curie » la quantité de n'importe quel radioélément de la famille du radium en équilibre avec 1 g. de *Ra*.

*Radon* : 1 curie de *Rn* correspond à 0,66 mm<sup>3</sup> à 0° et 760 mm.

1 millimicrocurie = 10<sup>-9</sup> curie.

1 Eman = 10<sup>-10</sup> curie par litre (10<sup>-13</sup> curie par cm<sup>3</sup>).

1 unité Mache (1 ME) correspond à la quantité d'émanation qui seule, sans ses produits de désintégration, par l'utilisation complète de son rayonnement par ionisation de l'air, peut produire un courant de saturation de 10<sup>-3</sup> U.E.S.

1 ME = 3,64 Eman.

*Polonium* : 1 curie *Po* émet  $3,7 \times 10^{10}$  rayons  $\alpha$  par sec. et correspond en poids à  $2,24 \times 10^{-4}$  g. de *Po*.

La quantité de polonium qui correspond à un courant de saturation de 1 U.E.S. dans l'air (en utilisant complètement les rayons  $\alpha$  émis dans l'angle  $2\pi$  stéradians) est de  $1,68 \times 10^{-10}$  g. de *Po* ou  $0,75 \times 10^{-6}$  curie *Po*.

Un microcurie de *Po* (rayons  $\alpha$  utilisés dans l'air dans l'angle  $2\pi$  stéradians) produirait un courant de saturation de 1,34 U.E.S.

*Mésothorium* : « 1 mg. de mésothorium » signifie actuellement d'ordinaire l'équivalent en rayons  $\gamma$  de 1 mg. *Ra* comparé après absorption dans 5 mm. de Plomb ; cette définition est pour beaucoup de raisons (dépendance de l'âge de la préparation et du dispositif expérimental) insuffisante et imprécise.

---

## SYSTÈME PÉRIODIQUE DES ÉLÉMENTS

	I	II	III	IV	V	VI	VII	O	VIII	
1	<b>1 H</b> 1.0078							<b>2 He</b> 4.002		
2	<b>3 Li</b> 6.940	<b>4 Be</b> 9.02	<b>5 B</b> 10.82	<b>6 C</b> 12.00	<b>7 N</b> 14.008	<b>8 O</b> 16.000	<b>9 F</b> 19.00	<b>10 Ne</b> 20.183		
3	<b>11 Na</b> 22.997	<b>12 Mg</b> 24.32	<b>13 Al</b> 26.97	<b>14 Si</b> 28.06	<b>15 P</b> 31.02	<b>16 S</b> 32.06	<b>17 Cl</b> 35.457	<b>18 A</b> 39.944		
4	<b>19 K</b> 39.096	<b>20 Ca</b> 40.08	<b>21 Sc</b> 45.10	<b>22 Ti</b> 47.90	<b>23 V</b> 50.95	<b>24 Cr</b> 52.01	<b>25 Mn</b> 54.93	<b>26 Fe</b> 55.84	<b>27 Co</b> 58.94	<b>28 Ni</b> 58.69
	<b>29 Cu</b> 63.57	<b>30 Zn</b> 65.38	<b>31 Ga</b> 69.72	<b>32 Ge</b> 72.60	<b>33 As</b> 74.93	<b>34 Se</b> 78.96	<b>35 Br</b> 79.916			
5	<b>37 Rb</b> 85.44	<b>38 Sr</b> 87.63	<b>39 Yt</b> 88.92	<b>40 Zr</b> 91.22	<b>41 Nb</b> 93.3	<b>42 Mo</b> 96.0	<b>43 Ma</b> —	<b>44 Ru</b> 101.7	<b>45 Rh</b> 102.91	<b>46 Pd</b> 106.7
	<b>47 Ag</b> 107.880	<b>48 Cd</b> 112.41	<b>49 In</b> 114.76	<b>50 Sn</b> 118.70	<b>51 Sb</b> 121.76	<b>52 Te</b> 127.61	<b>53 I</b> 126.92			
6	<b>55 Cs</b> 132.91	<b>56 Ba</b> 137.36	<b>57-71</b> Terres rares	<b>72 Hf</b> 178.6	<b>73 Ta</b> 181.4	<b>74 W</b> 184.0	<b>75 Re</b> 186.31	<b>76 Os</b> 191.5	<b>77 Ir</b> 193.1	<b>78 Pt</b> 195.23
	<b>79 Au</b> 197.2	<b>80 Hg</b> 200.61	<b>81 Tl</b> 204.39	<b>82 Pb</b> 207.22	<b>83 Bi</b> 209.00	<b>84 Po</b> 210	<b>85 —</b> —			
7	<b>87 —</b> —	<b>88 Ra</b> 225.97	<b>89 Ac</b> 227	<b>90 Th</b> 232.12	<b>91 Pa</b> 231	<b>92 U</b> 238.14				

Base : 0 = 16.0000

(Valeurs des poids atomiques  
admisses en 1933).

TERRES

RARES

<b>57 La</b>	<b>58 Ce</b>	<b>59 Pr</b>	<b>60 Nd</b>	<b>61 Il</b>	<b>62 Sm</b>	<b>63 Eu</b>	<b>64 Gd</b>
138.92	140.13	140.92	144.27	—	150.43	152.0	157.3
<b>65 Tb</b>	<b>66 Dy</b>	<b>67 Ho</b>	<b>68 Er</b>	<b>69 Tm</b>	<b>70 Yb</b>	<b>71 Lu</b>	
159.2	162.46	163.5	165.20	169.4	173.04	175.0	

## a) TABLEAU DES ISOTOPES

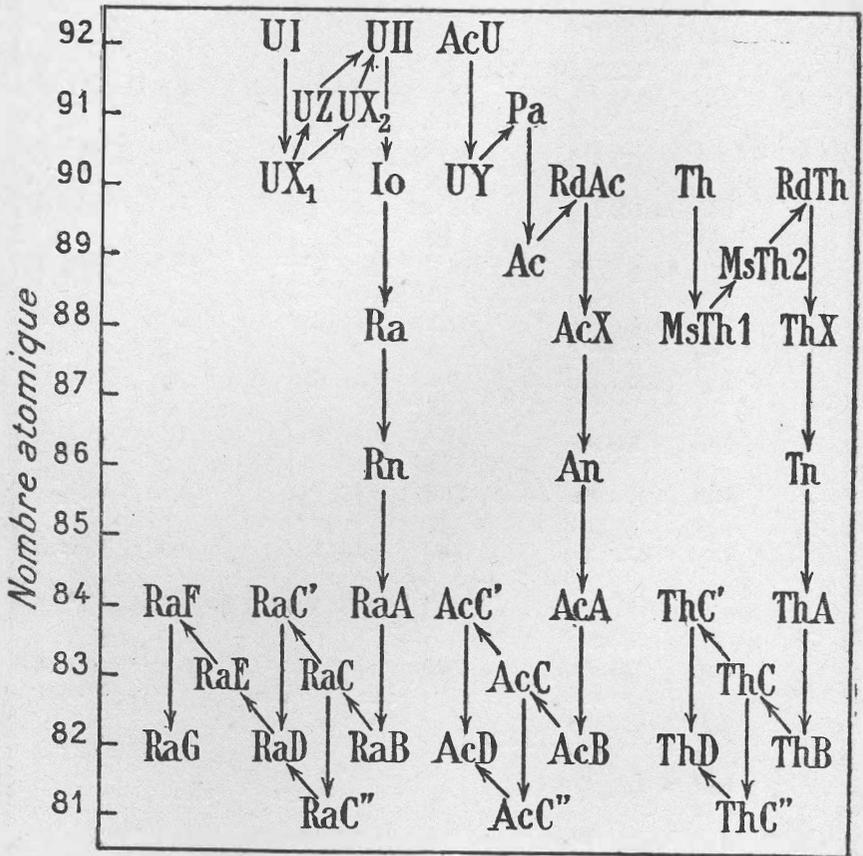
Z	Élément	Nombres massiques et proportions des Isotopes (1)	Poids atomique
1	H	<b>1</b> <sub>99.997</sub> <b>2</b> <sub>0.003</sub>	1,0078
2	He	<b>4</b>	4,002
3	Li	<b>6</b> <sub>8,3</sub> <b>7</b> <sub>91,7</sub>	6,940
4	Be	( <b>8</b> ) <sub>0,05</sub> <b>9</b> <sub>99,95</sub>	9,02
5	B	<b>10</b> <sub>20,6</sub> <b>11</b> <sub>79,4</sub>	10,82
6	C	<b>12</b> <sub>99,75</sub> <b>13</b> <sub>0,25</sub> (Sp.)	12,00
7	N	<b>14</b> <sub>99,7</sub> <b>15</b> <sub>0,3</sub> (Sp.)	14,008
8	O	<b>16</b> <sub>99,8</sub> <b>17</b> <sub>0,03</sub> <b>18</b> <sub>0,16</sub>	16
9	F	<b>19</b>	19
10	Ne	<b>20</b> <sub>88</sub> <b>21</b> <sub>2</sub> <b>22</b> <sub>10</sub>	20,183
11	Na	<b>23</b>	22,997
12	Mg	<b>24</b> <sub>78</sub> <b>25</b> <sub>11</sub> <b>26</b> <sub>11</sub>	24,32
13	Al	<b>27</b>	26,97
14	Si	<b>28</b> <sub>96</sub> <b>29</b> <sub>2</sub> <b>30</b> <sub>2</sub>	28,06
15	P	<b>31</b>	31,02
16	S	<b>32</b> <sub>97</sub> <b>33</b> <sub>0,8</sub> <b>34</b> <sub>2,2</sub>	32,06
17	Cl	<b>35</b> <sub>75</sub> <b>37</b> <sub>25</sub> (39)	35,457
18	A	<b>36</b> <sub>1</sub> <b>40</b> <sub>99</sub>	39,944
19	K	<b>39</b> <sub>95</sub> <b>41</b> <sub>5</sub>	39,10
20	Ca	<b>40</b> <sub>98,5</sub> <b>44</b> <sub>1,5</sub>	40,08
21	Sc	<b>45</b>	45,10
22	Ti	<b>48</b> (50)	47,90

1. Le nombre massique de l'isotope le plus abondant est indiqué en chiffres gras lorsque sa proportion dans le mélange atteint ou dépasse 50 %. Les proportions sont portées en indice. Les isotopes dont l'existence est douteuse sont entre parenthèses.

Z	Elément	Nombres massiques et proportions des Isotopes	Poids atomique
23	Va	<b>51</b>	50,95
24	Cr	50 <sub>4.9</sub> <b>52</b> <sub>81.6</sub> 53 <sub>10.4</sub> 54 <sub>3.1</sub>	52,01
25	Mn	<b>55</b>	54,93
26	Fe	54 <sub>5</sub> <b>56</b> <sub>95</sub>	55,84
27	Co	<b>59</b>	58,94
28	Ni	<b>58</b> <sub>67</sub> 60 <sub>33</sub>	58,69
29	Cu	<b>63</b> <sub>70</sub> 65 <sub>30</sub>	63,57
30	Zn	<b>64</b> <sub>50.4</sub> 66 <sub>27.2</sub> 67 <sub>4.0</sub> 68 <sub>17.8</sub> 70 <sub>0.4</sub>	65,38
31	Ga	<b>69</b> <sub>67</sub> 71 <sub>33</sub>	69,72
32	Ge	70 <sub>19.7</sub> 71 <sub>1.5</sub> 72 <sub>25.4</sub> 73 <sub>9.2</sub> 74 <sub>35.1</sub> 75 <sub>2.3</sub> 76 <sub>6.1</sub> 77 <sub>0.7</sub>	72,60
33	As	<b>75</b>	74,91
34	Se	74 <sub>0.9</sub> 76 <sub>9.5</sub> 77 <sub>8.3</sub> 78 <sub>24.0</sub> 80 <sub>48.0</sub> 82 <sub>9.3</sub>	78,962
35	Br	<b>79</b> <sub>50</sub> <b>81</b> <sub>50</sub>	79,916
36	Kr	78 <sub>0.4</sub> 80 <sub>2.4</sub> 82 <sub>11.8</sub> 83 <sub>11.8</sub> <b>84</b> <sub>56.9</sub> 86 <sub>16.7</sub>	83,7
37	Rb	<b>85</b> <sub>75</sub> 87 <sub>25</sub>	85,44
38	Sr	86 <sub>10</sub> 87 <sub>6.6</sub> <b>88</b> <sub>83.3</sub>	87,63
39	Y	<b>89</b>	88,92
40	Zr	<b>90</b> <sub>59</sub> 92 <sub>12</sub> 94 <sub>24</sub> (96) <sub>6</sub>	91,22
41	Mb	<b>93</b>	93,3
42	Mo	92 <sub>14.2</sub> 94 <sub>10.0</sub> 95 <sub>15.5</sub> 96 <sub>17.8</sub> 97 <sub>9.6</sub> 98 <sub>23.0</sub> 100 <sub>9.8</sub>	96,0
44	Ru	96 <sub>5</sub> (98) 99 <sub>12</sub> 100 <sub>14</sub> 101 <sub>22</sub> 102 <sub>30</sub> 104 <sub>17</sub>	101,7
47	Ag	<b>107</b> <sub>55</sub> 109 <sub>45</sub>	107,880
48	Cd	110c 111e 112b 113d 114a 116f	112,41
49	In	<b>115</b>	114,8

Z	Elément	Nombres massiques et proportions des Isotopes					Poids atomique
50	<b>Sn</b>	112 <sub>1.1</sub>	114 <sub>0.7</sub>	115 <sub>0.4</sub>	116 <sub>14.2</sub>	117 <sub>9.8</sub>	118,70
		118 <sub>21.5</sub>	119 <sub>11.0</sub>	120 <sub>27.0</sub>	121 <sub>3.0</sub>	122 <sub>5.0</sub>	
		124 <sub>6.2</sub>					
51	<b>Sb</b>	<b>121</b> <sub>56</sub>	123 <sub>44</sub>				121,76
52	<b>Te</b>	122 <sub>2.9</sub>	123 <sub>1.6</sub>	124 <sub>4.5</sub>	125 <sub>6.0</sub>	126 <sub>19.0</sub>	127,61
		(127)	128 <sub>32.8</sub>	130 <sub>33.1</sub>			
53	<b>I</b>	<b>127</b>					126,92
54	<b>X</b>	124 <sub>0.1</sub>	126 <sub>0.1</sub>	128 <sub>2.3</sub>	129 <sub>27.1</sub>	130 <sub>4.2</sub>	131,3
		131 <sub>20.7</sub>	132 <sub>26.5</sub>	134 <sub>10.3</sub>	136 <sub>8.8</sub>		
55	<b>Cs</b>	<b>133</b>					132,91
56	<b>Ba</b>	135 <sub>5.9</sub>	136 <sub>8.9</sub>	137 <sub>11.1</sub>	<b>138</b> <sub>74.2</sub>		137,36
57	<b>La</b>	<b>139</b>					138,92
58	<b>Ce</b>	<b>140</b> <sub>a</sub>	142 <sub>b</sub>				140,13
59	<b>Pr</b>	<b>141</b>					140,92
60	<b>Nd</b>	142	144	(145)	146		144,27
73	<b>Ta</b>	<b>181</b>					181,4
74	<b>W</b>	182 <sub>22.6</sub>	183 <sub>17.3</sub>	184 <sub>30.2</sub>	186 <sub>29.9</sub>		184,0
75	<b>Re</b>	185 <sub>38.2</sub>	<b>187</b> <sub>61.8</sub>				186,31
76	<b>Os</b>	186 <sub>1.0</sub>	187 <sub>0.6</sub>	188 <sub>13.6</sub>	189 <sub>17.3</sub>	190 <sub>25.1</sub>	191,5
		192 <sub>42.6</sub>					
80	<b>Hg</b>	196 <sub>0.1</sub>	198 <sub>9.9</sub>	199 <sub>16.5</sub>	200 <sub>23.8</sub>	201 <sub>13.7</sub>	200,61
		202 <sub>29.3</sub>	204 <sub>6.9</sub>				
81	<b>Tl</b>	203 <sub>29.4</sub>	<b>205</b> <sub>70.6</sub>				204,39
82	<b>Pb</b>	(203)	204 <sub>1.5</sub>	(205)	206 <sub>28.0</sub>	207 <sub>20.4</sub>	207,22
		<b>208</b> <sub>50.1</sub>	(209)	(210)			
83	<b>Bi</b>	<b>209</b>					209,00
92	<b>U</b>	<b>238</b> <sub>97</sub>					238,14

5b) TABLEAUX DES ISOTOPES RADIOACTIFS



5 c) TABLEAU DES FAMILLES RADIOACTIVES

<p style="text-align: center;"> <b>UI</b> <math>4,4 \times 10^8</math> a U  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>UX<sub>1</sub></b> 24,5 j Th  <math>\swarrow \beta \quad \searrow \beta</math>  <b>UZ</b> 6,7 h Pa    <b>UX<sub>2</sub></b> 1,14 m Pa  <math>\swarrow \beta \quad \searrow \beta</math>  <b>UII</b> <math>3 \times 10^5</math> a U  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>I o</b> <math>8,3 \times 10^5</math> a Th  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>Ra</b> 1590 a Ra  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>Rn</b> 3,82 j Em  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>RaA</b> 3,05 m Po  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>RaB</b> 26,8 m Pb  <math>\downarrow \beta</math>  <b>RaC</b> 19,7 m Bi  <math>\swarrow \alpha \quad \searrow \beta</math>  <b>Tl</b> 1,32 m <b>RaC'</b> <b>RaC''</b> <math>10^6</math> s Po    <b>Po</b> 3,1 m <b>ThC'</b> <b>ThC''</b> <math>10^8</math> s Tl  <math>\swarrow \beta \quad \searrow \alpha</math>  <b>RaD</b> 22 a Pb  <math>\downarrow \beta</math>  <b>RaE</b> 5,0 j Bi  <math>\downarrow \beta</math>  <b>RaF(Po)</b> 140 j Po  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>RaG</b> stable Pb                 </p> <p>Famille Uranium-Radium</p>	<p style="text-align: center;"> <b>Th</b> <math>1,8 \times 10^{10}</math> a Th  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>MsTh1</b> 6,7 a Ra  <math>\downarrow \beta</math>  <b>MsTh2</b> 6,13 h Ac  <math>\downarrow \beta</math>  <b>RdTh</b> 1,90 a Th  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>ThX</b> 3,64 j Ra  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>Tn</b> 54,5 s Em  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>ThA</b> 0,14 s Po  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>ThB</b> 10,6 h Pb  <math>\downarrow \beta</math>  <b>ThC</b> 60,5 m Bi  <math>\swarrow \alpha \quad \searrow \beta</math>  <b>ThC'</b> <b>ThC''</b> <math>10^8</math> s Tl  <math>\swarrow \beta \quad \searrow \alpha</math>  <b>ThD</b> stable Pb                 </p> <p>Famille Thorium</p>	<p style="text-align: center;"> <b>AcU</b> <math>4,0 \times 10^8</math> a U  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>UY</b> 24,6 h Th  <math>\downarrow \beta</math>  <b>Pa</b> <math>3,2 \times 10^4</math> a Pa  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>Ac</b> 13,5 a Ac  <math>\downarrow \beta</math>  <b>RdAc</b> 18,9 j Th  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>AcX</b> 11,2 j Ra  <math>\downarrow \beta</math>  <b>An</b> 3,92 s Em  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>AcA</b> <math>2 \times 10^3</math> s Po  <math>\downarrow \alpha</math>  <b>AcB</b> 36,0 m Pb  <math>\downarrow \beta</math>  <b>AcC</b> 2,16 m Bi  <math>\swarrow \alpha \quad \searrow \beta</math>  <b>Tl</b> 4,76 m <b>AcC'</b> <b>AcC''</b> <math>10^3</math> s Po  <math>\swarrow \beta \quad \searrow \alpha</math>  <b>AcD</b> stable Pb                 </p> <p>Famille Actinium</p>
--	---	---

a) ÉNERGIES EXPRIMÉES EN ÉLECTRON-VOLTS  
des niveaux K des éléments de nombre atomique N

N	V	N	V	N	V	N	V
1	13,5	24	5.974	47	25.450	70	61.230
2	25,0	25	6.522	48	26.640	71	63.280
3	42,4	26	7.094	49	27.850	72	64.920
4	115,4	27	7.690	50	29.080	73	67.240
5	190,2	28	8.310	51	30.350	74	69.230
6	287,3	29	8.960	52	31.820	75	71.150
7	402,8	30	9.640	53	33.150	76	73.640
8	532,7	31	10.370	54	34.500*	77	76.120
9	692,0	32	11.080	55	35.820	78	78.230
10	875*	33	11.840	56	37.240	79	80.540
11	1.067	34	12.630	57	38.750	80	82.850
12	1.299	35	13.450	58	40.280	81	85.150
13	1.560	36	14.300*	59	41.830	82	87.820
14	1.838	37	15.160	60	43.380	83	90.420
15	2.142	38	16.060	61	45.050*	84	93.000*
16	2.468	39	17.020	62	46.690	85	95.550*
17	2.820	40	17.950	63	48.450	86	98.500*
18	3.192	41	18.940	64	50.140	87	101.100*
19	3.596	42	19.950	65	51.960	88	103.800*
20	4.026	43	20.940*	66	53.650	89	106.700*
21	4.479	44	22.110	67	55.660	90	109.470
22	4.953	45	23.150	68	57.190	91	112.200*
23	5.453	46	24.290	69	59.210	92	115.770

Les énergies marquées d'un astérisque ont été interpolées.

b) ÉNERGIES EXPRIMÉES EN ÉLECTRON-VOLTS  
des niveaux L à O pour les éléments de N = 81 à N = 92.

Niveau	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85	86 Em	87	88 Ra	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U
L <sub>I</sub>	15.290	15.800	16.320	16.920	17.500	18.100	18.650	19.250	19.850	20.430	21.080	21.720
L <sub>II</sub>	14.660	15.150	15.660	16.250	16.800	17.300	17.900	18.400	19.000	19.610	20.200	20.870
L <sub>III</sub>	12.620	12.910	13.380	13.750	14.100	14.550	15.000	15.400	15.800	16.230	16.700	17.120
M <sub>I</sub>	3.710	3.843	4.006	4.185	4.350	4.510	4.675	4.845	5.010	5.170	5.360	5.540
M <sub>II</sub>	3.440	3.550	3.705	3.840	4.000	4.150	4.310	4.500	4.640	4.800	4.980	5.174
M <sub>III</sub>	2.950	3.060	3.120	3.290	3.450	3.520	3.640	3.770	3.900	4.020	4.150	4.280
M <sub>IV</sub>	2.524	2.600	2.700	2.810	2.910	3.015	3.120	3.240	3.360	3.480	3.590	3.710
M <sub>V</sub>	2.402	2.495	2.592	2.680	2.780	2.890	3.000	3.110	3.210	3.315	3.450	3.554
N <sub>I</sub>	846	891	937	987	1.040	1.090	1.140	1.195	1.250	1.320	1.380	1.432
N <sub>II</sub>	741	783	823	871	914	960	1.005	1.055	1.100	1.160	1.210	1.261
N <sub>III</sub>	628	661	695	730	765	800	838	876	914	955	992	1.035
N <sub>IV</sub>	408	433	463	493	525	557	590	625	662	704	736	776
N <sub>V</sub>	386	414	440	470	500	532	565	595	630	670	705	734
N <sub>VI</sub>	144	164	183							339		326
N <sub>VII</sub>	138	156	175							326		371
O <sub>I</sub>	134	140										355
O <sub>II, III</sub>	100	87	149									208
O <sub>IV, V</sub>	29	10	26									79

Les énergies des différents niveaux des éléments de nombre atomique 84 à 89 et 91 ont été interpolées.

TABLES RELATIVES AUX RAYONS  $\alpha$ .

---

Valeurs fondamentales :

Masse au repos.....  $M_0 = 6,598.10^{-24}$  g.

Charge électrique.....  $2e = 9,540.10^{-10}$  U.E.S. =  $3,182.10^{-20}$  U.E.M.

Rapport de la charge à  
la masse .....  $\frac{2e}{M_0} = 4823$  U.E.M.

Notations et formules.

$v$  vitesse initiale.

$\beta$  rapport de la vitesse  $v$  à la vitesse de la lumière :  $\beta = \frac{v}{c}$ . La valeur adoptée pour les calculs est  $c = 2,9980.10^{10}$  cm./sec. Les tables donnent les valeurs du carré  $\beta^2$  qui figure dans toutes les corrections de relativité.

$E$  énergie cinétique initiale exprimée en ergs :

$$E = M_0 c \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

$V$  énergie cinétique initiale exprimée en électron-kilovolts :

$$V = \frac{E}{e} 3 \times 10^{-4} \text{ (} E \text{ en ergs, } e \text{ en U. E. S.)}$$

$V'$  énergie cinétique initiale du rayon de recul (électron-kilovolts) :

$$V' = \frac{M_0}{M'} V$$

où  $M'$  est la masse de l'atome de recul.

$W_1$  énergie totale libérée par la désintégration (électron-kilovolts) :

$$W = V + V'$$

$H\rho$  produit du champ magnétique par le rayon de courbure de la trajectoire décrite par la particule  $\alpha$  :

$$H\rho = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \frac{M_0}{2e} V$$

$\pi$  *Parcours moyen dans l'air à 760 mm. Hg et 15°.* Calculé par la relation :

$$(1) \quad \pi = A\bar{E}^2 Li\left(\frac{4m^2 v^2}{\bar{E}^2}\right) + \frac{3A\bar{E}^3}{4mc^2} Li\left(\frac{8m^3 v^6}{\bar{E}^3}\right) + \varphi(v)$$

obtenue en intégrant l'équation théorique de Bethe-Bloch ;  $m$  est ici la masse de l'électron et  $Li$  le symbole du logarithme intégral :

$$Li(x) = \int_0^x \frac{dx}{\log x} = 0,5772 + \log(\log x) + \sum_1^{\infty} \frac{1}{n} \frac{(\log x)^n}{n'}$$

$\varphi(v)$  est pratiquement constant aux grandes vitesses et représente alors la constante d'intégration dont la valeur numérique est déterminée en introduisant en (1) les valeurs relatives au groupe principal du  $ThC'$  :

$$v = 2,054_0 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.} \quad \pi = 8,533 \text{ cm.}$$

$\varphi(v)$  diminue aux faibles vitesses suivant l'intégrale des termes correctifs de F. Bloch. Les valeurs numériques des constantes  $A$  et  $\bar{E}$  sont :

$$A = \frac{M_0}{128\pi e^4 m N Z} = 9,44_0 \cdot 10^{17} \quad \bar{E} = 1,38 \cdot 10^{-10} \text{ erg} = 87 \text{ volts}$$

La valeur de  $\bar{E}$ , mal connue théoriquement, est déterminée empiriquement à partir des résultats expérimentaux.

$P$  *Parcours extrapolé dans l'air à 760 mm. Hg et 15°.* La différence  $P-\pi$  dépend des fluctuations de parcours. Dans le domaine des groupes de rayons  $\alpha$  naturels, on peut utiliser l'équation empirique :

$$P = 1,011 \pi$$

$k$  *Nombre de paires d'ions produits le long du parcours complet dans l'air.* On peut admettre que ce nombre est proportionnel à l'énergie cinétique initiale :

$$k = 1,80 \cdot 10^{10} \cdot E$$

Le facteur de proportionnalité est donné par la valeur expérimentale de  $k$  pour le groupe du  $RaC'$  :  $k = 2,20 \cdot 10^8$

$I$  *Intensité des composantes de structure fine et de long parcours,* rapportée en général à celle du groupe le plus intense.

a) Tables par valeurs croissantes de la vitesse  
des rayons  $\alpha$ .

v	$\beta^2$	E	V	$H\rho$	$\pi$	k
cm./sec.		ergs	kilovolts	gauss-cm.	em.	
$10^9 \times$	$10^{-3} \times$	$10^{-5} \times$		$10^5 \times$		$10^5 \times$
0,75	0,626	0,1857	1167	1,555 <sub>5</sub>	0,55	0,33
0,80	0,712	0,2113	1328	1,659 <sub>3</sub>	0,62	0,38
0,85	0,804	0,2385	1499	1,763 <sub>1</sub>	0,70	0,43
0,90	0,901	0,2674	1681	1,866 <sub>9</sub>	0,80	0,48
0,95	1,004	0,2980	1873	1,970 <sub>7</sub>	0,91	0,53 <sub>5</sub>
1,00	1,113	0,3302	2075	2,074 <sub>5</sub>	1,04	0,59 <sub>5</sub>
1,05	1,227	0,3641	2288	2,178 <sub>3</sub>	1,18	0,65 <sub>5</sub>
1,10	1,346	0,3996	2511	2,282 <sub>2</sub>	1,32	0,72
1,15	1,471	0,4368	2745	2,386 <sub>2</sub>	1,48	0,79
1,20	1,602	0,4756	2989	2,490 <sub>1</sub>	1,67	0,86
1,25	1,739	0,5161	3244	2,594 <sub>1</sub>	1,87	0,93
1,30	1,881	0,5583	3509	2,698 <sub>0</sub>	2,09	1,00
1,35	2,028	0,6022	3785	2,801 <sub>9</sub>	2,33	1,08
<b>1,40</b>	2,181	0,6477	4071	2,906 <sub>0</sub>	2,58 <sub>3</sub>	1,17
1,41	2,212	0,6570	4130	2,926 <sub>7</sub>	2,63 <sub>3</sub>	1,18
1,42	2,244	0,6664	4189	2,947 <sub>6</sub>	2,69 <sub>3</sub>	1,20
1,43	2,275	0,6758	4248	2,968 <sub>4</sub>	2,74 <sub>9</sub>	1,22
1,44	2,307	0,6853	4308	2,989 <sub>2</sub>	2,80 <sub>6</sub>	1,23
1,45	2,340	0,6948	4368	3,010 <sub>0</sub>	2,86 <sub>4</sub>	1,25
1,46	2,372	0,7044	4428	3,030 <sub>8</sub>	2,92 <sub>3</sub>	1,27
1,47	2,405	0,7141	4489	3,051 <sub>6</sub>	2,98 <sub>3</sub>	1,29
1,48	2,438	0,7239	4550	3,072 <sub>4</sub>	3,04 <sub>4</sub>	1,30
1,49	2,471	0,7338	4612	3,093 <sub>2</sub>	3,10 <sub>6</sub>	1,32
<b>1,50</b>	2,504	0,7437	4674	3,114 <sub>1</sub>	3,16 <sub>9</sub>	1,34
1,51	2,537	0,7537	4737	3,134 <sub>9</sub>	3,23 <sub>3</sub>	1,36
1,52	2,571	0,7637	4800	3,155 <sub>7</sub>	3,29 <sub>8</sub>	1,37
1,53	2,605	0,7738	4863	3,176 <sub>4</sub>	3,36 <sub>3</sub>	1,39
1,54	2,639	0,7839	4927	3,197 <sub>2</sub>	3,43 <sub>1</sub>	1,41
1,55	2,673	0,7941	4991	3,218 <sub>1</sub>	3,49 <sub>9</sub>	1,43
1,56	2,708	0,8044	5056	3,238 <sub>9</sub>	3,56 <sub>7</sub>	1,45
1,57	2,743	0,8148	5121	3,259 <sub>7</sub>	3,63 <sub>7</sub>	1,47
1,58	2,778	0,8252	5187	3,280 <sub>5</sub>	3,70 <sub>8</sub>	1,49
1,59	2,813	0,8357	5253	3,301 <sub>3</sub>	3,78 <sub>0</sub>	1,50

a) Tables par valeurs croissantes de la vitesse (suite).

v	$\beta^2$	E	V	H $\rho$	$\pi$	k
cm./sec.		ergs	kilovolts	gauss-cm.	cm.	
10 <sup>9</sup> ×	10 <sup>-3</sup> ×	10 <sup>-5</sup> ×		10 <sup>5</sup> ×		10 <sup>5</sup> ×
<b>1.60</b>	2,849	0,8463	5319	3,322 <sub>1</sub>	3,85 <sub>3</sub>	1,52
1,61	2,885	0,8570	5386	3,343 <sub>0</sub>	3,92 <sub>3</sub>	1,54
1,62	2,921	0,8677	5454	3,363 <sub>8</sub>	4,00 <sub>4</sub>	1,56
1,63	2,957	0,8784	5522	3,384 <sub>6</sub>	4,08 <sub>1</sub>	1,58
1,64	2,993	0,8893	5590	3,405 <sub>4</sub>	4,16 <sub>0</sub>	1,60
1,65	3,029	0,9002	5658	3,426 <sub>3</sub>	4,24 <sub>0</sub>	1,62
1,66	3,066	0,9112	5727	3,447 <sub>1</sub>	4,32 <sub>1</sub>	1,64
1,67	3,103	0,9222	5796	3,468 <sub>0</sub>	4,40 <sub>2</sub>	1,66
1,68	3,140	0,9333	5866	3,488 <sub>8</sub>	4,48 <sub>4</sub>	1,68
1,69	3,178	0,9445	5937	3,509 <sub>6</sub>	4,56 <sub>7</sub>	1,70
<b>1.70</b>	3,216	0,9558	6008	3,530 <sub>4</sub>	4,65 <sub>2</sub>	1,72
1,71	3,254	0,9671	6078	3,551 <sub>3</sub>	4,73 <sub>8</sub>	1,74
1,72	3,292	0,9785	6149	3,572 <sub>1</sub>	4,82 <sub>5</sub>	1,76
1,73	3,330	0,9899	6221	3,593 <sub>0</sub>	4,91 <sub>3</sub>	1,78
1,74	3,369	1,0014	6294	3,613 <sub>8</sub>	5,00 <sub>2</sub>	1,80
1,75	3,408	1,0129	6367	3,634 <sub>6</sub>	5,09 <sub>3</sub>	1,82
1,76	3,447	1,0245	6440	3,655 <sub>5</sub>	5,18 <sub>6</sub>	1,84
1,77	3,486	1,0362	6513	3,676 <sub>3</sub>	5,28 <sub>0</sub>	1,87
1,78	3,526	1,0480	6587	3,697 <sub>2</sub>	5,37 <sub>5</sub>	1,89
1,79	3,565	1,0599	6662	3,718 <sub>0</sub>	5,47 <sub>1</sub>	1,91
<b>1.80</b>	3,605	1,0718	6737	3,738 <sub>8</sub>	5,56 <sub>9</sub>	1,93
1,81	3,646	1,0837	6812	3,759 <sub>7</sub>	5,66 <sub>8</sub>	1,95
1,82	3,686	1,0958	6887	3,780 <sub>5</sub>	5,76 <sub>9</sub>	1,97
1,83	3,726	1,1079	6963	3,801 <sub>4</sub>	5,87 <sub>1</sub>	1,99
1,84	3,767	1,1200	7040	3,822 <sub>2</sub>	5,97 <sub>4</sub>	2,01
1,85	3,808	1,1322	7117	3,843 <sub>1</sub>	6,07 <sub>9</sub>	2,03
1,86	3,849	1,1446	7194	3,863 <sub>9</sub>	6,18 <sub>5</sub>	2,05
1,87	3,891	1,1570	7272	3,884 <sub>8</sub>	6,29 <sub>3</sub>	2,08
1,88	3,933	1,1695	7350	3,905 <sub>7</sub>	6,40 <sub>1</sub>	2,10
1,89	3,975	1,1820	7429	3,926 <sub>5</sub>	6,51 <sub>0</sub>	2,12
<b>1.90</b>	4,017	1,1945	7508	3,947 <sub>4</sub>	6,62 <sub>1</sub>	2,15
1,91	4,059	1,2071	7587	3,968 <sub>2</sub>	6,73 <sub>5</sub>	2,17
1,92	4,102	1,2199	7667	3,989 <sub>0</sub>	6,85 <sub>0</sub>	2,19
1,93	4,145	1,2327	7748	4,009 <sub>9</sub>	6,96 <sub>6</sub>	2,21
1,94	4,188	1,2455	7829	4,030 <sub>8</sub>	7,08 <sub>3</sub>	2,24
1,95	4,231	1,2584	7910	4,051 <sub>7</sub>	7,20 <sub>2</sub>	2,26
1,96	4,274	1,2714	7991	4,072 <sub>5</sub>	7,32 <sub>3</sub>	2,28
1,97	4,318	1,2845	8073	4,093 <sub>4</sub>	7,44 <sub>5</sub>	2,31
1,98	4,362	1,2976	8156	4,114 <sub>2</sub>	7,56 <sub>9</sub>	2,33
1,99	4,406	1,3108	8239	4,135 <sub>1</sub>	7,69 <sub>4</sub>	2,36

## a) Tables par valeurs croissantes de la vitesse (suite).

v	$\beta^2$	E	V	$H_p$	$\pi$	k
cm./sec.		ergs	kilovolts	gauss-cm.	cm.	
$10^9 \times$	$10^{-3} \times$	$10^{-5} \times$		$10^5 \times$		$10^5 \times$
<b>2,00</b>	4,451	1,3240	8322	4,156 <sub>0</sub>	7,82 <sub>1</sub>	2,38
2,01	4,496	1,3373	8406	4,176 <sub>9</sub>	7,95 <sub>0</sub>	2,40
2,02	4,541	1,3507	8490	4,197 <sub>8</sub>	8,08 <sub>1</sub>	2,43
2,03	4,586	1,3642	8575	4,218 <sub>7</sub>	8,21 <sub>2</sub>	2,45
2,04	4,631	1,3777	8660	4,239 <sub>5</sub>	8,34 <sub>5</sub>	2,48
2,05	4,677	1,3913	8745	4,260 <sub>4</sub>	8,47 <sub>9</sub>	2,50
2,06	4,723	1,4050	8831	4,281 <sub>3</sub>	8,61 <sub>5</sub>	2,53
2,07	4,769	1,4187	8917	4,302 <sub>2</sub>	8,75 <sub>3</sub>	2,55
2,08	4,815	1,4324	9003	4,323 <sub>1</sub>	8,89 <sub>3</sub>	2,57
2,09	4,861	1,4463	9090	4,343 <sub>9</sub>	9,03 <sub>4</sub>	2,60
<b>2,10</b>	4,907	1,4602	9178	4,364 <sub>8</sub>	9,17 <sub>7</sub>	2,62
2,11	4,954	1,4742	9266	4,385 <sub>7</sub>	9,32 <sub>2</sub>	2,65
2,12	5,001	1,4883	9354	4,406 <sub>6</sub>	9,46 <sub>9</sub>	2,68
2,13	5,048	1,5024	9443	4,427 <sub>5</sub>	9,61 <sub>7</sub>	2,70
2,14	5,096	1,5166	9532	4,448 <sub>4</sub>	9,76 <sub>7</sub>	2,73
2,15	5,144	1,5309	9622	4,469 <sub>3</sub>	9,91 <sub>9</sub>	2,76
2,16	5,192	1,5452	9712	4,490 <sub>2</sub>	10,07 <sub>3</sub>	2,78
2,17	5,240	1,5596	9803	4,511 <sub>1</sub>	10,22 <sub>9</sub>	2,81
2,18	5,288	1,5741	9894	4,532 <sub>0</sub>	10,38 <sub>6</sub>	2,83
2,19	5,337	1,5886	9985	4,552 <sub>9</sub>	10,54 <sub>5</sub>	2,86
<b>2,20</b>	5,386	1,6032	10077	4,573 <sub>9</sub>	10,70 <sub>6</sub>	2,88
2,21	5,435	1,6179	10169	4,594 <sub>8</sub>	10,86 <sub>8</sub>	2,91
2,22	5,484	1,6326	10262	4,615 <sub>7</sub>	11,03 <sub>2</sub>	2,94
2,23	5,533	1,6474	10355	4,636 <sub>6</sub>	11,19 <sub>8</sub>	2,96
2,24	5,583	1,6623	10449	4,657 <sub>5</sub>	11,36 <sub>6</sub>	2,99
2,25	5,633	1,6772	10543	4,678 <sub>4</sub>	11,53 <sub>6</sub>	3,02
2,26	5,683	1,6922	10637	4,699 <sub>3</sub>	11,70 <sub>5</sub>	3,05
2,27	5,734	1,7073	10731	4,720 <sub>2</sub>	11,88 <sub>2</sub>	3,07
2,28	5,785	1,7224	10826	4,741 <sub>1</sub>	12,05 <sub>8</sub>	3,10
2,29	5,836	1,7376	10922	4,762 <sub>0</sub>	12,23 <sub>6</sub>	3,13
<b>2,30</b>	5,887	1,7529	11018	4,783 <sub>0</sub>	12,41 <sub>6</sub>	3,16
2,35	6,145	1,8308	11504	4,887 <sub>6</sub>	13,43 <sub>3</sub>	3,29
<b>2,40</b>	6,410	1,9093	12001	4,992 <sub>2</sub>	14,32 <sub>2</sub>	3,44
2,45	6,680	1,9901	12508	5,136 <sub>9</sub>	15,35 <sub>8</sub>	3,58
<b>2,50</b>	6,955	2,0726	13027	5,201 <sub>6</sub>	16,44 <sub>1</sub>	3,73

b) Groupes naturels de rayons  $\alpha$ .

La valeur expérimentale de la vitesse sert de base pour les calculs. Dans les cas où la vitesse n'a pas fait l'objet de mesures directes (UI, UII, Io, AcU, Pa, Th), la valeur expérimentale de base est celle du parcours extrapolé.

## A. — GROUPES PRINCIPAUX.

Radioélément	v 10 <sup>9</sup> cm./sec.	E 10 <sup>-5</sup> ergs	V kilovolts	V' kilovolts	$\pi$ cm.	P cm.	k 105
Uranium I . . . . .	1,420	0,666	4190	71	2,69	<b>2,72</b>	1,20
Uranium II . . . . .	1,511	0,755	4740	81	3,24 <sub>5</sub>	<b>3,28</b>	1,36
Ionium . . . . .	1,498	0,742	4660	82	3,15 <sub>5</sub>	<b>3,19</b>	1,34
Radium (1) . . . . .	<b>1,519</b>	0,763	4795	86	3,29	3,33	1,37
Radon . . . . .	<b>1,625</b>	0,873	5488	100	4,04	4,08 <sub>5</sub>	1,57
Radium A . . . . .	<b>1,699</b> <sub>0</sub>	0,954 <sub>8</sub>	6001	112	4,64 <sub>5</sub>	4,69 <sub>5</sub>	1,72
Radium C (1) . . . . .	1,627 <sub>9</sub>	0,876 <sub>2</sub>	5508	105	4,06 <sub>5</sub>	4,11	1,58
Radium C' . . . . .	<b>1,922</b> <sub>0</sub>	1,222 <sub>4</sub>	7683	146	6,87	6,94 <sub>5</sub>	2,20
Polonium . . . . .	<b>1,597</b> <sub>2</sub>	0,843 <sub>3</sub>	5300	103	3,83	3,87	1,52
Actinouranium . . . . .	1,511	0,755	4740	82	3,24	<b>3,28</b>	1,36
Protactinium . . . . .	1,569	0,814	5115	90	3,63	<b>3,67</b>	1,47
Radioactinium (2)	<b>1,701</b>	0,957	6015	108	4,66	4,71	1,72
Radioactinium (4)	<b>1,663</b>	0,914	5748	103	4,34 <sub>5</sub>	4,39	1,65
Actinium X (1) . . . . .	<b>1,659</b>	0,910	5720	104	4,31	4,36	1,64
Actinon (1) . . . . .	<b>1,811</b> <sub>8</sub>	1,086 <sub>0</sub>	6826	127	5,68	5,74	<b>1,95</b>
Actinium A . . . . .	<b>1,884</b>	1,174 <sub>5</sub>	7382	140	6,44 <sub>5</sub>	6,51 <sub>5</sub>	2,11
Actinium C (1) . . . . .	<b>1,784</b> <sub>6</sub>	1,053 <sub>4</sub>	6621	128	5,42	5,48	1,90
Actinium C' . . . . .	<b>1,892</b>	1,184	7445	144	6,53	6,60	2,13
Thorium . . . . .	1,446	0,691	4345	77	2,84	<b>2,87</b>	1,24
Radiothorium (1) . . . . .	<b>1,615</b> <sub>0</sub>	0,862 <sub>4</sub>	5420	97	3,96 <sub>5</sub>	4,01	1,55
Thorium X . . . . .	<b>1,653</b> <sub>5</sub>	0,904 <sub>0</sub>	5681	103	4,26 <sub>5</sub>	4,31	1,63
Thoron . . . . .	<b>1,738</b> <sub>7</sub>	1,000 <sub>0</sub>	6284	116	4,99	5,04 <sub>5</sub>	1,80
Thorium A . . . . .	<b>1,805</b> <sub>2</sub>	1,078 <sub>1</sub>	6775	128	5,62	5,68	1,94
Thorium C (3) . . . . .	<b>1,707</b> <sub>0</sub>	0,963 <sub>7</sub>	6057	117	4,71	4,76	1,73
Thorium C' . . . . .	<b>2,054</b> <sub>0</sub>	1,396 <sub>8</sub>	8779	169	8,53	8,62	2,51

(1) Les nombres indiqués se rapportent à la composante A de structure fine, à la fois plus rapide et la plus intense.

(2) Les nombres indiqués se rapportent à la moyenne pondérée des composantes A, B, C de structure fine, formant le groupe le plus rapide.

(3) Les nombres indiqués se rapportent à la moyenne pondérée des composantes A et B de structure fine.

(4) Les nombres indiqués se rapportent à la moyenne pondérée des composantes H, I, J de structure fine, formant le groupe le plus lent.

b) Groupes naturels de rayons  $\alpha$  (suite).

## B. — GROUPES DE STRUCTURE FINE.

Radioélément	$v$	$V$	$W=V+V'$	$\pi$	$I$
	$10^9$ cm./sec.	e. kilovolts	kilovolts	cm.	
Radium . . . . .	{A 1,519	4795	4881	3,29	forte
	{B 1,490	4612	4697	3,10	faible
Radium C . . . . .	{A 1,627 <sub>9</sub>	5508	5613	4,06 <sub>5</sub>	
	{B 1,618 <sub>9</sub>	5446	5550	3,99 <sub>5</sub>	
Radioactinium . . . . .	{A 1,706 <sub>0</sub>	6050	6159	4,70	0,8
	{B 1,701 <sub>5</sub>	6019	6127	4,66	0,15
	{C 1,697 <sub>3</sub>	5989	6097	4,63	1,0
	{D 1,694	5967	6075	4,60	0,15
	{E 1,688	5923	6030	4,54	0,05
	{F 1,680 <sub>5</sub>	5870	5975	4,49	0,1
	{G 1,673	5816	5921	4,43	0,05
	{H 1,665 <sub>5</sub>	5765	5869	4,36	0,8
	{I 1,662 <sub>5</sub>	5744	5847	4,34	0,15
	{J 1,659	5719	5822	4,32	0,6
	{K 1,652 <sub>5</sub>	5674	5776	4,26	0,1
Actinium X . . . . .	{A 1,658 <sub>5</sub>	5717	5823	4,31	1,0
	{B 1,642	5605	5709	4,18	0,6
	{C 1,632 <sub>5</sub>	5532	5634	4,10	0,15
Actinon . . . . .	{A 1,811 <sub>8</sub>	6826	6953	5,68	1,0
	{B 1,778	6561	6683	5,35	0,1
	{C 1,759 <sub>5</sub>	6437	6556	5,18	0,1
Actinium C. . . . .	{A 1,784 <sub>6</sub>	6621	6749	5,42	1,0
	{B 1,737 <sub>3</sub>	6274	6396	4,98	0,2
Radiothorium . . . . .	{A 1,615 <sub>0</sub>	5420	5517	3,96 <sub>5</sub>	1,0
	{B 1,602	5335	5431	3,87	0,2
Thorium C. . . . .	{A 1,711 <sub>5</sub>	6089	6207	4,74 <sub>5</sub>	0,3
	{B 1,705 <sub>8</sub>	6049	6166	4,70	1,0
	{C 1,665	5762	5873	4,36	0,03
	{D 1,644	5617	5725	4,19	$10^{-3}$
	{E 1,641	5597	5705	4,17	0,02
	{F 1,623	5474	5579	4,03	$10^{-4}$

b) Groupes naturels de rayons  $\alpha$ . (suite).

## C. — GROUPES DE LONG PARCOURS.

Radioélément	$\nu$ 10 <sup>9</sup> cm./sec.	V kilovolts	W kilovolts	$\pi$ cm.	I	
Radium C' . . . . .	0	<b>1,922</b> <sub>0</sub>	7683	7829	6,87	<b>10</b> <sup>6</sup>
	1	1,995 <sub>0</sub>	8280	8437	7,76	0,43
	2	2,072 <sub>7</sub>	8941	9112	8,79	0,45
	3	2,087 <sub>6</sub>	9069	9242	9,00	22
	4	2,115 <sub>6</sub>	9315	9493	9,40	0,38
	5	2,135 <sub>5</sub>	9492	9673	9,70	1,35
	6	2,154 <sub>2</sub>	9660	9844	9,98	0,35
	7	2,167 <sub>6</sub>	9782	9968	10,19	1,06
	8	2,181 <sub>5</sub>	9908	10097	10,41	0,36
	9	2,200 <sub>0</sub>	10077	10269	10,71	1,67
	10	2,207 <sub>8</sub>	10149	10342	10,83	0,38
	11	2,227 <sub>2</sub>	10329	10526	11,15	1,12
12	2,246 <sub>4</sub>	10509	10709	11,47	0,23	
Thorium C' . . . . .	0	<b>2,054</b> <sub>0</sub>	8779	8948	8,53	<b>10</b> <sup>6</sup>
	1	2,135 <sub>4</sub>	9492	9674	9,69	34
	2	2,249 <sub>5</sub>	10538	10738	11,53	189

## N° 8

## TABLES RELATIVES AUX RAYONS H.

*Valeurs fondamentales :*

Masse du proton au repos  $M_H = 1,661_0 \cdot 10^{-24}$  g.

Charge électrique .....  $e = 4,77_0 \cdot 10^{-10}$  U.E.S. =  $1,591 \cdot 10^{-20}$  U.E.M.

Rapport de la charge à la  
masse.....  $\frac{e}{M_H} = 9579$  U.E.M.

*Notations et formules (voir les tables relatives aux rayons  $\alpha$ ).*

$v$  vitesse initiale

$\beta$  rapport de la vitesse  $v$  à la vitesse de la lumière.

$E$  énergie cinétique initiale exprimée en ergs.

$V$  énergie cinétique initiale exprimée en électron-kilovolts.

$H\rho$  produit du champ magnétique par le rayon de courbure de la trajectoire décrite par le proton ( $H\rho = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{M_H}{e} v$ )

$\pi$  Parcours moyen dans l'air à 760 mm. Hg. et  $15^\circ$ . Calculé par la même relation que pour les rayons  $\alpha$  en posant :

$$A_H = \frac{M_H}{32 \pi e^4 m N Z} = 1,007_0 A_\alpha$$

La valeur de la constante d'intégration  $\varphi$  est déterminée de manière que :

$$\pi = 8,20 \quad \text{pour} \quad v = 2,054 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$$

Les termes correctifs de Bloch et de variation de charge sont plus faibles pour les rayons  $H$  que pour les rayons  $\alpha$ . Il en a été tenu compte aux faibles vitesses. Aux grandes vitesses, il a été tenu compte des corrections de relativité.

Table par valeur croissante de la vitesse des rayons H.

$v$ cm./sec.	$\beta^2$	E ergs	V kilovolts	$H\rho$ gauss-cm.	$\pi$ cm.
$10^9 \times$	$10^{-3} \times$	$10^{-6} \times$		$10^5 \times$	
1,0	1,113	0,831	522	1,044	0,8
1,1	1,346	1,006	632	1,149	1,1
1,2	1,602	1,198	753	1,253	1,4
1,3	1,881	1,406	884	1,358	1,8
1,4	2,181	1,630	1025	1,463	2,3
1,5	2,504	1,872	1177	1,568	2,9
1,6	2,849	2,131	1340	1,673	3,6
1,7	3,216	2,406	1513	1,778	4,4
1,8	3,605	2,698	1697	1,883	5,3
1,9	4,017	3,007	1891	1,988	6,3
2,0	4,451	3,333	2095	2,093	7,5
2,1	4,907	3,676	2310	2,198	8,9
2,2	5,386	4,036	2536	2,304	10,4
2,3	5,887	4,414	2773	2,409	12,1
2,4	6,410	4,808	3021	2,514	14,0
2,5	6,955	5,219	3280	2,619	16,1
2,6	7,523	5,647	3649	2,725	18,4
2,7	8,113	6,092	3929	2,830	21,0
2,8	8,724	6,554	4120	2,936	23,9
2,9	9,358	7,034	4422	3,042	27,0
3,0	10,015	7,531	4734	3,148	30,4
3,1	10,694	8,045	5057	3,254	34,1
3,2	11,395	8,577	5391	3,360	38,2
3,3	12,118	9,126	5736	3,467	42,6
3,4	12,863	9,693	6092	3,573	47,4
3,5	13,631	10,277	6460	3,680	52,6
3,6	14,422	10,89	6838	3,786	58,2
3,7	15,234	11,51	7227	3,893	64,1
3,8	16,068	12,14	7628	4,000	70,5
3,9	16,925	12,79	8040	4,107	77,4
4,0	17,804	13,46	8463	4,214	84,8
4,1	18,705	14,15	8897	4,321	92,7
4,2	19,629	14,86	9343	4,428	101,3
4,3	20,575	15,59	9800	4,535	110,4
4,4	21,543	16,34	10270	4,643	119,9
4,5	22,534	17,10	10750	4,750	130,0
4,6	23,547	17,88	11240	4,858	140,8
4,7	24,581	18,68	11740	4,966	152,3
4,8	25,638	19,49	12250	5,075	164,6
4,9	26,717	20,32	12770	5,184	177,5
5,0	27,819	21,17	13310	5,293	191,1

RELATION DE LA VITESSE DES RAYONS  $\beta$   
avec leur énergie, avec leur rayon de courbure dans  
un champ magnétique H et avec la longueur d'onde du  
quantum de même énergie

$$V = \frac{m_0 c^2}{e} \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

$$H\rho = \frac{m_0 c}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\lambda = \frac{h}{m_0 c} \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1}$$

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$	W $\times 10^9$ ergs	W en électron- kilovolts	H $\rho$ gauss $\times$ cm.	$\lambda$ en unités X
<b>0,01</b>	1,00005	0,041	0,02553	17,0	483100
<b>0,10</b>	1,00504	4,095	2,574	171,2	4792
1	611	4,964	3,120	188,5	3953
2	728	5,915	3,718	205,9	3318
3	856	6,952	4,372	223,4	2822
4	995	8,064	5,080	240,8	2428
<b>0 15</b>	1,01144	9,295	5,842	258,4	2112
6	01305	10,60	6,664	276,1	1851
7	01477	12,00	7,543	293,9	1635
8	01660	13,49	8,477	311,7	1455
9	01855	15,07	9,473	329,7	1302
<b>0,20</b>	1,02062	16,75	10,530	347,7	1171
1	281	18,53	11,65	365,9	1059
2	512	20,41	12,83	384,2	961,7
3	755	22,38	14,07	402,6	876,8
4	1,03001	24,38	15,33	421,1	802,2
<b>0,25</b>	1,03280	26,65	16,75	439,8	736,4
6	3562	28,94	18,19	458,7	678,2
7	3857	31,34	19,70	477,7	626,2
8	4167	33,86	21,28	496,8	579,7
9	4490	36,48	22,93	516,2	538,1
<b>0,30</b>	1,04829	39,24	24,66	535,7	502,3
1	5182	42,10	26,46	555,4	466,2
2	5550	45,09	28,34	575,3	435,2
3	5934	48,21	30,30	595,5	407,1
4	6335	51,47	32,35	615,8	381,3

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ ergs	W en électron- kilovolts	H $\rho$ gauss $\times$ cm.	$\lambda$ en unités X
<b>0,35</b>	1,06752	54,86	34,48	636,4	348,7
6	7187	58,40	36,70	657,3	336,1
7	7639	62,07	39,01	678,4	316,2
8	8110	65,90	41,42	699,8	297,9
9	8600	69,88	43,92	721,5	280,9
<b>0,40</b>	1,09109	74,01	46,52	743,4	265,1
1	9639	78,32	49,22	765,7	251,6
2	1,10190	82,80	52,04	788,3	237,1
3	0763	87,45	54,96	811,3	224,4
4	1359	92,29	58,01	834,6	212,7
<b>0,45</b>	1,11979	97,33	61,17	858,3	201,7
6	2623	102,6	64,46	882,5	191,4
7	3293	108,0	67,88	907,0	181,8
8	3990	113,7	71,44	932,0	172,7
9	4716	119,6	75,15	957,5	164,1
<b>0,500</b>	1,15469	125,7	79,00	983,4	156,1
05	5858	128,8	80,98	999,6	152,3
10	6255	132,1	83,01	1010	148,6
15	6660	135,4	85,08	1023	145,0
20	7073	138,7	87,19	1037	141,5
<b>0,525</b>	7494	142,1	89,34	1051	138,0
30	7924	145,6	91,53	1065	134,7
35	8363	149,2	93,77	1079	131,5
40	8812	152,9	96,07	1093	128,4
45	9269	157,6	98,40	1107	125,4
<b>0,550</b>	1,19736	161,4	100,8	1122	122,4
55	20213	164,2	103,2	1136	119,5
60	0701	168,2	105,7	1151	116,6
65	1198	172,2	108,3	1166	113,9
70	1707	176,4	110,9	1182	111,2
<b>0,575</b>	2226	180,6	113,5	1197	108,6
80	2757	184,9	116,2	1213	106,1
85	3299	189,3	119,0	1229	103,7
90	3853	193,8	121,8	1245	101,2
95	4420	198,4	124,7	1261	98,92
<b>0,600</b>	1,25000	203,1	127,7	1278	96,62
05	5592	207,9	130,7	1294	94,38
10	6198	212,9	133,8	1311	92,21
15	6818	217,9	137,0	1329	90,07
20	7453	223,1	140,2	1347	88,00

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ ergs	W en électron- kilovolts	$H\rho$ gauss $\times$ cm.	$\lambda$ en unités X
<b>0,625</b>	8102	228,3	143,5	1365	85,96
30	8767	233,7	146,9	1383	83,98
35	9447	239,3	150,4	1401	82,03
40	30144	244,9	153,9	1420	80,13
45	0858	250,7	157,6	1439	78,28
<b>0,650</b>	1,31590	256,7	161,3	1458	76,47
55	2340	262,8	165,2	1478	74,70
60	3108	269,0	169,1	1497	72,97
65	3896	275,4	173,1	1518	71,26
70	4705	282,0	177,2	1538	69,60
<b>0,675</b>	5534	288,7	181,5	1559	67,98
80	6386	295,6	185,8	1581	66,38
85	7260	302,7	190,3	1602	64,83
90	8157	310,0	194,9	1624	63,31
95	9080	317,5	199,6	1647	61,81
<b>0,700</b>	1,40021	325,2	204,4	1670	60,34
05	1002	333,1	209,4	1692	58,91
10	2004	341,3	214,5	1717	57,51
15	3036	349,7	219,8	1742	56,13
20	4097	358,3	225,2	1767	54,78
<b>0,725</b>	5190	367,2	230,8	1793	53,46
30	46317	376,3	236,5	1819	52,16
35	47777	385,8	242,5	1846	50,88
40	48675	394,7	248,6	1874	49,63
45	49910	405,5	254,9	1902	48,40
<b>0,750</b>	1,51185	415,9	261,4	1931	47,20
55	52502	426,6	268,1	1961	46,01
60	53864	437,7	275,1	1992	44,85
65	55272	449,1	283,3	2023	43,70
70	56729	460,1	290,7	2056	42,58
<b>0,775</b>	58237	473,2	298,4	2089	41,47
80	59800	485,9	306,4	2123	40,40
85	61421	499,1	315,7	2158	39,32
90	63103	512,7	324,2	2195	38,28
95	64850	526,9	333,2	2242	37,25
<b>0,800</b>	1,66667	541,7	340,4	2271	36,23
2	67413	547,7	344,3	2287	35,83
4	68172	553,9	348,1	2303	35,43
6	68942	560,2	352,1	2319	35,06
8	69726	566,5	356,1	2336	34,65

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ ergs	W en électron- kilovolts	$H\rho$ gauss $\times$ cm.	$\lambda$ en unités X
<b>0,810</b>	1,70523	573,0	360,2	2353	34,25
2	71333	579,6	364,3	2370	33,86
4	72157	586,3	368,5	2387	33,47
6	72994	593,1	372,8	2405	33,09
8	73847	600,0	377,1	2422	32,71
<b>0,820</b>	1,74713	607,1	381,6	2440	32,33
2	75656	614,7	386,4	2460	31,93
4	76494	621,5	390,6	2487	31,55
6	77408	629,0	395,3	2496	31,20
8	78339	636,5	400,1	2515	30,85
<b>0,830</b>	1,79287	644,2	404,9	2535	30,46
2	80252	652,1	409,8	2555	30,09
4	81236	660,1	414,9	2575	29,74
6	82239	668,2	420,0	2595	29,37
8	83260	676,5	425,2	2616	29,01
<b>0,840</b>	1,84302	685,0	430,5	2637	28,64
2	85364	693,6	435,9	2659	28,30
4	86447	702,4	441,5	2680	27,95
6	87552	711,4	447,1	2703	27,59
8	88680	720,6	452,9	2725	27,24
<b>0,850</b>	89831	729,9	458,7	2749	26,89
2	91006	739,4	464,8	2772	26,54
4	92206	749,2	470,9	2796	26,20
6	93432	759,2	477,2	2820	25,88
8	94685	769,3	483,5	2845	25,51
<b>0,860</b>	95965	779,7	490,1	2871	25,17
2	97274	790,4	496,7	2897	24,83
4	98612	801,2	503,6	2923	24,49
6	99982	812,4	510,6	2950	24,16
8	2,01383	823,8	517,7	2978	23,82
<b>0,870</b>	2,02818	835,4	525,1	3006	23,49
2	04287	847,4	532,6	3034	23,16
4	05792	859,6	540,2	3064	22,83
6	07335	872,1	548,1	3094	22,50
8	08916	885,0	556,2	3125	22,17
<b>0,880</b>	2,10537	898,1	564,5	3156	21,86
2	12202	911,7	573,0	3188	21,53
4	13909	925,5	581,7	3221	21,21
6	15663	939,8	590,7	3255	20,88
8	17465	954,4	599,9	3289	20,56

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W \times 10^9$ ergs	W en électron- kilovolts	$H\rho$ gauss $\times$ cm.	$\lambda$ en unités X
<b>0,890</b>	2,19317	969,5	609,3	3325	20,24
2	21221	984,9	619,1	3361	19,93
4	23180	1001	629,1	3399	19,61
6	25197	1017	639,4	3437	19,30
8	27275	1034	650,0	3477	18,98
<b>0,900</b>	2,29416	1052	660,9	3517	18,86
2	31623	1069	672,2	3559	18,35
4	33900	1088	683,8	3602	18,04
6	36251	1107	697,8	3646	17,73
8	38680	1127	710,2	3692	17,42
<b>0,910</b>	2,41191	1147	723,0	3739	17,11
2	43789	1168	734,3	3787	16,80
4	46479	1190	748,0	3837	16,49
6	49265	1213	762,3	3889	16,18
8	52155	1236	777,0	3943	15,87
<b>0,920</b>	2,55155	1261	792,3	3999	15,57
2	58271	1286	808,2	4056	15,26
4	61511	1312	824,8	4116	14,96
6	64883	1340	842,0	4178	14,65
8	68398	1368	860,0	4243	14,33
<b>0,930</b>	2,72064	1398	878,7	4310	14,04
2	75894	1429	898,2	4380	13,73
4	79898	1462	918,7	4453	13,42
6	84090	1496	940,1	4529	13,11
8	88487	1531	962,5	4609	12,82
<b>0,940</b>	2,93105	1569	986,1	4693	12,51
2	97962	1609	1011	4781	12,20
4	3,03080	1650	1037	4874	11,89
6	08482	1694	1065	4971	11,58
8	14198	1740	1094	5074	11,27
<b>0,950</b>	3,20256	1790	1125	5182	10,97
2	26692	1842	1158	5299	10,66
4	33547	1898	1193	5420	10,34
6	40869	1957	1230	5551	10,03
8	48713	2021	1270	5690	9,711
<b>0,960</b>	3,57142	2089	1313	5840	9,394
2	66234	2163	1360	6001	9,073
4	76078	2243	1410	6175	8,750
6	86784	2330	1465	6364	8,420
8	98485	2425	1524	6571	8,093

$\beta$	$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$	$W \times 10^9$ ergs	W en électron- kilovolts	$H\rho$ gauss $\times$ cm.	$\lambda$ en unités X
<b>0,970</b>	4,11344	2530	1590	6797	7,758
2	25566	2645	1663	7046	7,420
4	41407	2774	1743	7323	7,076
6	59197	2919	1834	7634	6,725
8	79374	3083	1937	7986	6,360
<b>0,980</b>	5,02520	3271	2056	8389	6,002
2	5,29433	3489	2193	8856	5,625
4	5,61268	3748	2356	9408	5,237
6	5,99718	4060	2552	10070	4,834
8	6,47441	4448	2796	10900	4,412
<b>0,990</b>	7,08883	4947	3109	11950	3,967
1	7,47037	5257	3304	12610	3,733
2	7,92154	5624	3535	13390	3,490
3	8,46639	6067	3813	14320	3,235
4	9,14243	6616	4158	15480	2,967
<b>0,995</b>	10,0125	7323	4602	16970	2,680
6	11,1915	8282	5204	19060	2,370
7	12,9196	9686	6087	21940	2,027
8	15,8193	12042	7568	26890	1,630
9	22,3662	17362	10911	38060	1,131

## N° 10

RAYONS  $\gamma$  NUCLÉAIRES

Transformation	Energie en eKV.	Longueur d'onde en U.X.	Transformation	Energie en eKV.	Longueur d'onde en U.X.
<b>UX<sub>1</sub></b>	91,9	134		115	107
<b>UX<sub>2</sub></b>			<b>Th B <math>\rightarrow</math> Th C</b> (1)	176	70,1
<b>Ra</b>	189	65,2		238	51,8
				294	42,0
	52,9	233,1		299	41,3
<b>Ra B</b> (1)	240,6	51,27		39,9	309,2
	257,1	47,98		287	43,0
	293,7	42,00		298	41,4
	349,9	35,25	<b>Th C <math>\rightarrow</math> Th C''</b> (1)	327	37,7
				432	28,6
	58,8	210		451	27,4
	426	29,0		471	26,2
	498	24,8		617	20,0
	607	20,3			
	766	16,10			
<b>Ra C</b> (1)	933	13,22		276,5	44,61
	1120	11,01	<b>Th C'' <math>\rightarrow</math> Th D</b> (1)	510	24,2
	1238	9,96		282	21,2
	1379	8,94		2620	4,71
	1414	8,72			
	1761	7,00		726	17,00
	2193	5,63	<b>Th C <math>\rightarrow</math> Th C'</b> (1)	1623	7,60
<b>Ra D</b>	47,2	261		1802	6,85

(1) C. D. Ellis, Nombres de 1934.

(2) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 50, p. 5 (1928).(3) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 34, p. 807 (1925).(4) T. Graf, *C. R.* 197, p. 238 (1933).(5) *Black Roy. Soc. Proc.*, 106, p. 632 (1925).

Rayons  $\gamma$  nucléaires (suite).

Transformation	Energie en eKV.	Longueur d'onde en U.X	Transformation	Energie en eKV.	Longueur d'onde en U.X
<b>Pa</b> (1)	95	130	<b>Ac X</b> (3)	143	86,0
	294	41,9		153	80,4
	323	38,2		157	79
				200	62
<b>R Ac</b> (3)				268	46
	31,5	392		65,1	189,6
	43,7	282	<b>Ac</b> (B + C' + C'') (4)	349	35,4
	53,3	232		402	30,7
	61,4	201		424,5	29,1
	100,5	123		827	14,9
	149	82,8			58,1
	195	63,0		79,5	155
	254	48,6		129	95,4
	282	43,8		184	67,0
	300	41,1		249	49,4
		<b>M Th<sub>2</sub></b> (5)	319	38,7	
			338	36,5	
			408	30,2	
			462	26,7	
			915	13,5	
			970	12,7	
		<b>R Th</b>	86	143,4	

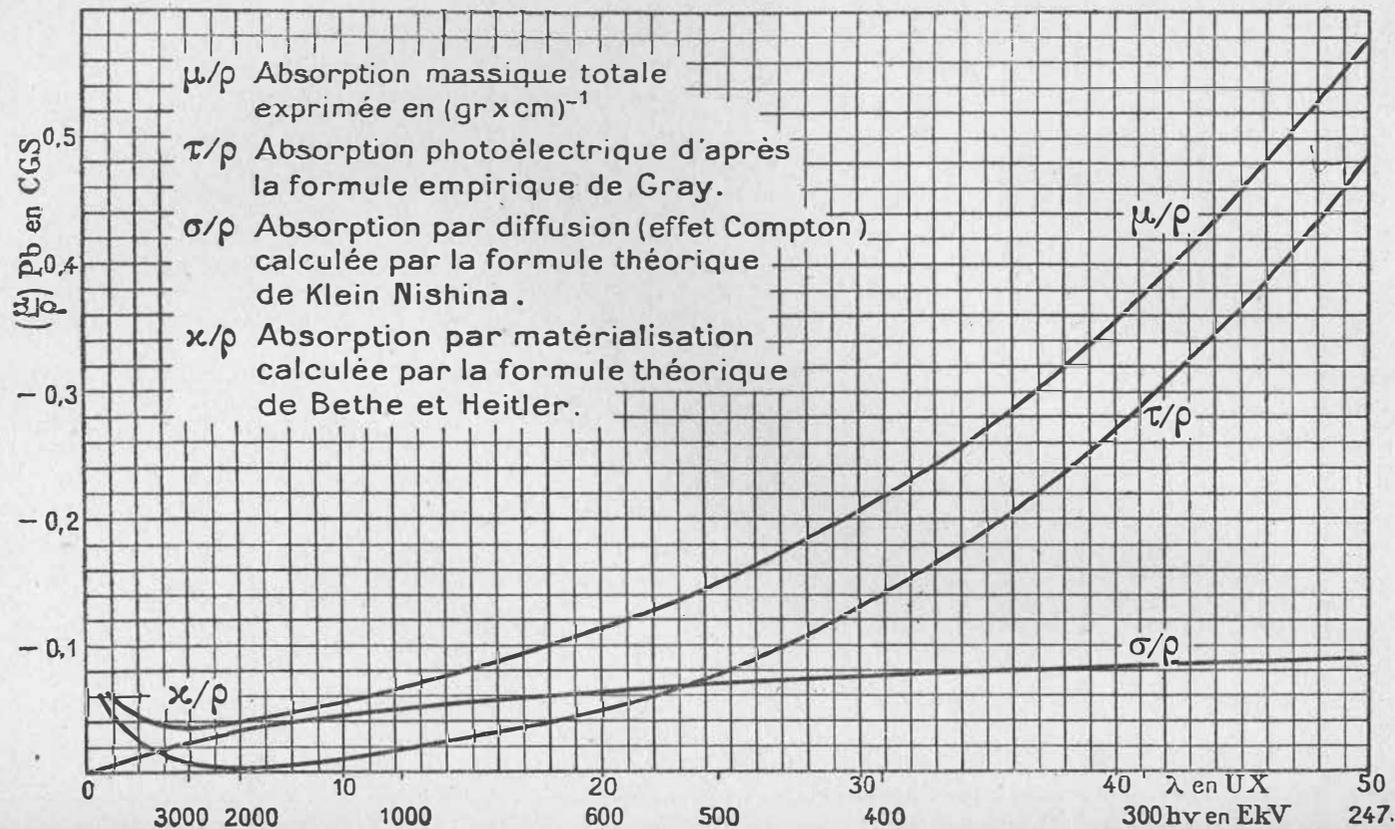
(1) C. D. Ellis, Nombres de 1934.

(2) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 50, p. 5 (1928).

(3) L. Meitner, *Zs. f. Phys.*, 34, p. 807 (1925).

(4) T. Graf, C. R. 197, p. 238 (1933).

(5) *Black Roy. Soc. Proc.*, 106, p. 632 (1925)..



DÉCROISSANCE DU RADON I = I<sub>0</sub> e<sup>-λt</sup>

Le tableau donne la variation de e<sup>-λt</sup> avec le temps en admettant pour la période du radon T = 3,823 jours, λ = 0,18131 jours<sup>-1</sup>.

Heures	0 jour	1 jour	2 jours	3 jours	4 jours	5 jours	6 jours	7 jours	8 jours	9 jours	10 jours
		0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,	0,
0	1,00000	83418	69585	58047	48421	40392	33694	28107	23446	19558	16315
1	0,99247	82790	69062	57610	48057	40088	33441	27895	23269	19411	16192
2	98500	82167	68542	57176	47695	39786	33189	27685	23094	19265	16070
3	97759	81548	68026	56746	47336	39487	32939	27477	22920	19120	15950
4	97023	80935	67514	56319	46980	39190	32691	27270	22748	18976	15829
5	96293	80326	67006	55895	46626	38895	32445	27065	22577	18833	15710
6	95569	79721	66502	55474	46275	38602	32201	26861	22407	18692	15592
7	94849	79121	66001	55057	45927	38311	31959	26659	22238	18551	15474
8	94135	78526	65504	54642	45581	38023	31718	26459	22071	18411	15358
9	93427	77935	65011	54231	45238	37737	31479	26260	21905	18272	15243
10	92724	77348	64522	53823	44898	37453	31242	26062	21740	18135	15128
11	92026	76766	64036	53418	44560	37171	31007	25866	21576	17998	15014
12	91333	76188	63554	53016	44225	36891	30774	25671	21414	17863	14901
13	90646	75615	63076	52617	43892	36614	30542	25478	21253	17728	14789
14	89964	75046	62602	52221	43562	36338	30312	25286	21093	17595	14677
15	89287	74481	62131	51828	43234	36065	30084	25096	20934	17463	14567
16	88615	73921	61663	51438	42908	35793	29858	24907	20777	17332	14457
17	87948	73364	61199	51051	42585	35524	29633	24719	20620	17201	14348
18	87286	72812	60738	50667	42265	35257	29410	24533	20465	17072	14241
19	86629	72264	60281	50285	41947	34991	29189	24349	20311	16943	14133
20	85977	71720	59827	49907	41631	34728	28969	24165	20158	16816	14027
21	85330	71180	59377	49531	41318	34466	28751	23984	20006	16689	13922
22	84688	70645	58930	49158	41007	34207	28535	23803	19856	16563	13817
23	84050	70113	58487	48788	40698	33950	28320	23624	19706	16439	13713

Heures	11 jours	12 jours	13 jours	14 jours	15 jours	16 jours	17 jours	18 jours	19 jours	20 jours	21 jours
	0,	0,	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0	13610	11353	94701	78998	65898	54971	45855	38251	31908	26617	22204
1	13507	11267	93989	78403	65402	54557	45510	37963	31668	26417	22036
2	13405	11182	93281	77813	64910	54146	45168	37678	31430	26218	21871
3	13305	11098	92579	77227	64421	53739	44828	37394	31193	26021	21706
4	13204	11015	91882	76646	63937	53334	44490	37113	30959	25825	21543
5	13105	10932	91191	76069	63455	52933	44155	36833	30726	25631	21380
6	13007	10850	90505	75497	62978	52535	43823	36556	30494	25438	21220
7	12908	10768	89823	74929	62504	52139	43493	36281	30265	25246	21060
8	12811	10687	89147	74365	62033	51747	43166	36008	30037	25056	20901
9	12715	10606	88477	73805	61566	51357	42841	35737	29811	24868	20744
10	12619	10527	87810	73250	61103	50971	42519	35468	29587	24681	20588
11	12524	10447	87150	72698	60643	50587	42199	35201	29364	24495	20433
12	12430	10369	86494	72151	60187	50206	41881	34936	29143	24310	20279
13	12336	10291	85843	71608	59734	49829	41566	34673	28924	24127	20127
14	12244	10213	85197	71069	59284	49454	41253	34413	28706	23946	19975
15	12152	10136	84556	70534	58838	49081	40943	34153	28490	23766	19825
16	12060	10060	83919	70004	58395	48712	40634	33896	28276	23587	19676
17	11969	09984	83288	69477	57956	48457	40329	33641	28063	23409	19527
18	11879	09909	82661	68954	57520	47982	40025	33388	27852	23233	19381
19	11790	09835	82039	68435	57087	47620	39724	33137	27642	23058	19235
20	11701	09761	81421	67920	56657	47262	39425	32887	27434	22885	19090
21	11613	09687	80809	67409	56231	46906	39128	32640	27227	22712	18946
22	11526	09614	80200	66901	55808	46553	38834	32394	27022	22542	18804
23	11439	09542	79597	66398	55387	46203	38541	32150	26819	22372	18662

Décroissance du radon I = I<sub>0</sub> e<sup>-λt</sup> (suite).

Décroissance du radon I =  $I_0 e^{-\lambda t}$  (suite).

Heures	22 jours	23 jours	24 jours	25 jours	26 jours	27 jours	28 jours	29 jours	30 jours
	<b>0,0</b>	<b>0,0</b>	<b>0,0</b>	<b>0,0</b>	<b>0,00</b>	<b>0,00</b>	<b>0,00</b>	<b>0,00</b>	<b>0,00</b>
<b>0</b>	18521	15450	12888	10751	89684	74812	62406	52058	43426
<b>1</b>	18382	15334	12791	10670	89009	74249	61937	51666	
<b>2</b>	18244	15219	12695	10590	88339	73690	61471	51277	
<b>3</b>	18107	15104	12600	10510	87593	73135	61008	50891	
<b>4</b>	17970	14990	12505	10431	87014	72585	60549	50508	
<b>5</b>	17835	14878	12411	10353	86359	72039	60093	50128	
<b>6</b>	17701	14766	12317	10275	85709	71497	59641	49751	
<b>7</b>	17568	14655	12224	10197	85064	70958	59192	49377	
<b>8</b>	17435	14544	12132	10121	84424	70424	58746	49005	
<b>9</b>	17304	14435	12041	10044	83789	69894	58304	48636	
<b>10</b>	17174	14326	11951	09969	83158	69368	57866	48270	
<b>11</b>	17045	14218	11861	09894	82532	68846	57430	47907	
<b>12</b>	16916	14111	11771	09819	81911	68328	56998	47546	
<b>13</b>	16789	14005	11683	09746	81295	67814	56569	47188	
<b>14</b>	16663	13900	11595	09672	80683	67304	56143	46833	
<b>15</b>	16537	13795	11508	09599	80075	66797	55721	46481	
<b>16</b>	16413	13681	11421	09527	79473	66294	55301	46131	
<b>17</b>	16289	13588	11335	09455	78875	65795	54885	45784	
<b>18</b>	16167	13486	11250	09384	78281	65300	54472	45439	
<b>19</b>	16045	13384	11165	09314	77692	64809	54062	45097	
<b>20</b>	15924	13284	11081	09244	77107	64321	53655	44758	
<b>21</b>	15805	13184	10998	09174	76527	63837	53251	44421	
<b>22</b>	15686	13085	10915	09105	75949	63356	52850	44087	
<b>23</b>	15568	12986	10833	09036	75379	62880	52453	43755	

Heures	0 jour	1 jour	2 jours	3 jours	4 jours	5 jours	6 jours	7 jours	8 jours
	<b>0,</b>			<b>2,</b>		<b>3,</b>	<b>3,</b>		<b>4,</b>
0		0,91457	1,6775	3139	2,8448	2876	6571	3,9652	2223
1	041531	94920	7064	3380	8649	3044	6710	9769	2320
2	082731	98356	7350	3619	8848	3211	6849	9885	2417
3	12360	1,0177	7635	3856	9046	3375	6987	9999	2513
4	16419	0515	7917	4092	9243	3539	7124	4,0114	2608
5	20446	0851	8198	4326	9438	3702	7259	0227	2702
6	24439	1185	8476	4558	9632	3864	7394	0339	2796
7	28410	1516	8752	4788	9824	4024	7527	0451	2889
8	32348	1844	9026	5017	3,0014	4183	7660	0561	2981
9	36253	2170	9298	5244	0204	4341	7792	0671	3073
10	40130	2494	9568	5469	0391	4497	7923	0780	3164
11	43980	2815	9836	5692	0577	4653	8053	0888	3254
12	47802	3133	2,0101	5914	0762	4807	8181	0996	3343
13	51591	3449	0365	6134	0946	4960	8309	1102	3432
14	55353	3763	0627	6352	1128	5112	8436	1208	3521
15	59087	4075	0886	6569	1309	5263	8562	1313	3608
16	62793	4384	1144	6784	1489	5413	8686	1417	3695
17	66472	4691	1400	6997	1667	5561	8810	1521	3781
18	70123	4995	1655	7209	1843	5708	8933	1623	3867
19	73747	5298	1907	7420	2019	5855	9055	1725	3952
20	77343	5598	2157	7628	2193	6000	9177	1826	4036
21	80911	5895	2405	7836	2366	6145	9297	1926	4120
22	84452	6191	2652	8041	2537	6288	9416	2026	4203
23	87971	6484	2896	8246	2708	6429	9535	2125	4286

Le tableau donne la variation avec le temps de la fonction  $tr = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$ , ou

ACCUMULATION DU RADON

DANS LE RADIIUM

temps réduit en admettant  $T = 3,823$  jours,  $\lambda = 0,18131$  jours<sup>-1</sup>,  $\theta = \frac{1}{\lambda} = 5,515$  jours.

Heures	9 jours	10 jours	11 jours	12 jours	13 jours	14 jours	15 jours	16 jours	17 jours	18 jours
	4,	4,	4,	4,		5,	5,	5,2	5,	5,3
0	4367	6156	7648	8893	4,9931	0797	1520	122	2625	045
1	4448	6224	7705	8940	4,9970	0830	1547	145	2644	061
2	4529	6290	7761	8987	5,0009	0863	1574	168	2663	076
3	4609	6357	7816	9033	0048	0895	1601	190	2682	092
4	4688	6424	7872	9079	0087	0927	1628	213	2700	107
5	4767	6490	7926	9125	0125	0959	1654	235	2719	123
6	4845	6555	7980	9170	5,0162	0990	1681	256	2737	138
7	4923	6620	8035	9215	0200	1022	1707	279	2756	153
8	5000	6684	8088	9260	0237	1052	1733	300	2773	168
9	5076	6747	8141	9305	0274	1083	1758	322	2791	183
10	5152	6811	8194	9348	0311	1114	1784	343	2809	198
11	5228	6873	8247	9392	0348	1145	1810	364	2827	213
12	5302	6936	8299	9435	5,0384	1175	1835	385	2844	227
13	5376	6997	8350	9478	0420	1205	1860	406	2861	242
14	5450	7059	8401	9521	0455	1234	1885	427	2879	256
15	5523	7120	8452	9564	0490	1264	1909	447	2896	271
16	5595	7181	8503	9606	0526	1293	1933	468	2913	285
17	5667	7241	8553	9648	0560	1322	1958	481	2930	299
18	5738	7300	8602	9689	5,0595	1351	1982	508	2946	313
19	5809	7359	8652	9730	0629	1379	2005	528	2964	326
20	5879	7418	8701	9771	0664	1408	2029	548	2980	340
21	5950	7476	8749	9811	0697	1436	2053	567	2996	354
22	6019	7534	8797	9852	0731	1464	2076	587	3013	368
23	6087	7591	8845	9891	0764	1492	2099	606	3029	381

$\frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$  de 0 à 18 jours.

## DÉSACTIVATION DU DÉPOT ACTIF DU RADIUM

Tableau donnant, au bout d'un temps  $t$  après activation saturée, les nombres d'atomes de  $RaA$ , de  $RaB$  et de  $RaC$  transformés par unité de temps.

Temps $t$	Radium A $\lambda_A \times A$	Radium B $\lambda_B \times B$	Radium C $\lambda_C \times C$
<b>0</b>	<b>100</b>	<b>100</b>	<b>100</b>
0 m. 30 s.	89,3	99,9	100
1 m.	79,7	99,7	100
2	63,5	99,0	100
3	50,6	97,9	99,9
4	40,4	96,6	99,8
5	32,2	95,0	99,7
8	16,3	89,7	99,0
10	10,4	85,8	98,2
12	6,6	81,9	97,2
15	3,3	76,2	95,4
20	1,1	67,2	91,6
25	0,3	59,1	86,9
30	0,1	51,9	81,8
35	$\epsilon$	45,7	76,5
40		40,1	71,0
45		35,3	65,7
50		31,0	60,4
1 h.		23,9	50,5
1 h. 10		18,5	41,7
1 h. 20		14,3	34,2
1 h. 30		11,0	27,7
1 h. 40		8,5	22,4
1 h. 50		6,6	17,9
2 h.		5,0	14,3
2 h. 30		2,3	6,9
3 h.		1,1	3,5
4 h.		0,2	0,8
5 h.		$\epsilon$	0,2
6 h.			$\epsilon$

## DÉSACTIVATION DU DÉPOT ACTIF DE L'ACTINIUM

Tableau donnant, au bout d'un temps  $t$  après activation saturée, les nombres d'atomes de  $AcB$ ,  $AcC$  et  $AcC''$  transformés par unité de temps.

Temps $t$	Actinium B $\lambda_B \times B$	Actinium C $\lambda_C \times C$	Actinium C'' $\lambda_{C''} \times C''$
<b>0</b>	<b>100</b>	<b>100</b>	<b>100</b>
1 s.	100	100	100
2	99,9	100	100
5	99,8	100	100
10	99,7	100	100
30	99,0	99,9	100
1 m.	98,1	99,7	100
2	96,2	99,0	99,9
3	94,4	98,0	99,7
4	92,6	96,5	99,4
5	90,8	95,4	98,9
6	89,1	93,9	98,4
7	87,4	92,3	97,6
8	85,8	90,8	96,8
9	84,1	89,2	95,9
10	82,5	87,6	94,8
15	75,0	81,9	88,7
20	68,1	72,5	81,9
25	61,9	65,9	75,6
30	56,2	59,8	68,5
40	46,4	49,4	56,7
50	38,3	40,8	46,9
1 h.	31,6	33,6	38,7
1 h. 10 m.	26,1	27,8	31,9
1 h. 20	21,7	23,0	26,4
1 h. 30	17,8	18,9	21,7
1 h. 40	14,6	15,1	18,0
2 h.	10,0	10,6	12,2
2 h. 20	6,8	7,2	8,3
2 h. 40	4,6	4,9	5,7
3 h.	3,2	3,4	3,9
3 h. 20	2,2	2,3	2,6
3 h. 40	1,5	1,6	1,8
4 h.	1,0	1,1	1,2
4 h. 20	0,7	0,7	0,8
4 h. 40	0,5	0,5	0,6
5 h.	0,3	0,3	0,4
5 h. 20	0,2	0,2	0,3
5 h. 40	0,1	0,2	0,2
6 h.	0,1	0,1	0,1
6 h. 20	0,1	0,1	0,1
6 h. 40	$\epsilon$	$\epsilon$	0,1

## DÉSACTIVATION DU DÉPOT ACTIF DU THORIUM

Tableau donnant, au bout d'un temps  $t$  après activation saturée, les nombres d'atomes de  $ThB$ ,  $ThC$  et  $ThC''$  transformés par unité de temps.

Temps $t$	Thorium B $\lambda_B \times B$	Thorium C $\lambda_C \times C$	Thorium C''	
			Total des Rayons $\lambda_{C''} \times C''$	Rayons de 4 cm. 78 35 % $\lambda_{C''} \times C''$
<b>0</b>	<b>100</b>	<b>100</b>	<b>100</b>	<b>35</b>
1 m.	99,9	100	100	35
5	99,5	100	100	35
10	98,9	99,9	100	35
15	98,4	99,9	100	35
20	97,8	99,8	99,9	35
25	97,3	99,6	99,8	34,9
30	96,8	99,5	99,7	34,9
40	95,7	99,2	99,4	34,8
50	94,7	98,7	99,0	34,7
1 h.	93,7	98,2	98,5	34,5
2	87,7	94,3	94,7	33,1
3	82,2	89,5	90,1	31,8
4	76,9	84,4	84,8	29,7
5	72,1	79,3	79,7	27,9
6	67,5	74,4	74,9	26,2
7	63,2	69,8	70,2	24,6
8	59,2	65,4	65,8	23,0
9	55,5	61,3	61,6	21,6
10	51,9	57,4	57,7	20,2
15	37,4	41,4	41,6	14,6
20	27,0	29,8	30,0	10,5
25	19,4	21,5	21,6	7,5
30	14,0	15,5	15,6	5,5
40	7,3	8,0	8,1	2,8
50	3,8	4,2	4,2	1,5
60	2,0	2,2	2,2	0,8
70	1,0	1,1	1,1	0,4
80	0,5	0,6	0,6	0,2
90	0,3	0,3	0,3	0,1
100	0,1	0,2	0,2	0,1

## TABLE DES MATIÈRES DU TOME II

---

### CHAPITRE XVII.

#### *Effets produits par le rayonnement des corps radioactifs.*

§ 100. Ionisation des gaz, des liquides et des solides. Effets de charge . . . . .	335
§ 101. Effets lumineux. Thermoluminescence . . . . .	339
§ 102. Effets photographiques . . . . .	341
§ 103. Effets colorants. Effets chimiques. Halos pléochroïques . . . . .	343
§ 104. Dégagement de chaleur par les radioéléments . . . . .	351

### CHAPITRE XVIII.

#### *Effets biologiques du rayonnement. Applications médicales.*

§ 105. Effets biologiques . . . . .	357
§ 106. Applications médicales . . . . .	361
§ 107. Protection contre le rayonnement . . . . .	364

### CHAPITRE XIX.

#### *La transmutation d'atomes légers sous le choc de rayons $\alpha$ . Les neutrons. Choc de protons.*

§ 108. Transmutation avec émission de protons . . . . .	367
§ 109. Excitation de rayons pénétrants dans les atomes légers sous le choc des rayons $\alpha$ . . . . .	374
§ 110. Le rayonnement de neutrons. Masse du neutron . . . . .	377
§ 111. Transmutation par le choc de protons . . . . .	380

### CHAPITRE XX.

#### *Création artificielle de radioéléments.*

§ 112. Production de substances radioactives nouvelles par le choc de rayons $\alpha$ ou d'autres particules . . . . .	385
---	-----

## CHAPITRE XXI.

*Notions sur la structure des atomes.*

§ 113. Eléments de structure. Stabilité. Essais de classification.....	389
§ 114. Les transformations radioactives spontanées.....	394
§ 115. Processus nucléaires artificiels.....	397

## CHAPITRE XXII.

*Classification des éléments.*

§ 116. Principes de classement.....	401
§ 117. Classement par familles.....	401
§ 118. Propriétés chimiques des radioéléments. Propriétés électro-chimiques. Valence.....	404
§ 119. Loi de déplacement de valence.....	414
§ 120. Groupes de radioéléments isotopes. Classement dans le système périodique .....	416
§ 121. Radioéléments indicateurs .....	419

## CHAPITRE XXIII.

*Famille de l'uranium. Son rapport avec celles du radium et de l'actinium.*

§ 122. Composition de la famille. Uranium I et uranium II. Etalons d'oxyde d'urane .....	421
§ 123. Uranium $X_1$ et $X_2$ . Uranium Z. Uranium Y .....	424
§ 124. Rapports entre le radium et l'uranium dans les minéraux.....	426
§ 125. Filiation du radium. Ionium.....	428
§ 126. Activité relative des radioéléments dans les minéraux d'urane....	430

## CHAPITRE XXIV.

*Famille du radium.*

§ 127. Composition de la famille. Radium.....	433
§ 128. Radon et dépôt actif à évolution rapide.....	434
§ 129. Dépôt actif à évolution lente.....	436
§ 130. Evolution du radium.....	442

## CHAPITRE XXV.

*Famille de l'actinium.*

§ 131. Composition de la famille. Protactinium. Actinium.....	445
§ 132. Radioactinium. Actinium X.....	447
§ 133. Actinon et son dépôt actif.....	450
§ 134. Evolution de la famille.....	452

## CHAPITRE XXVI.

*Famille du thorium.*

§ 135. Composition de la famille thorium.....	455
§ 136. Mésothorium 1 et Mésothorium 2.....	457
§ 137. Radiothorium. Thorium X.....	458
§ 138. Thoron et son dépôt actif.....	461
§ 139. Evolution du thorium et du mésothorium.....	463

## CHAPITRE XXVII.

× *Accumulation des radioéléments et des produits de leur transformation dans les minéraux radioactifs.*

§ 140. Produits terminaux des transformations radioactives. Hélium. Plomb d'uranium. Plomb de thorium.....	471
§ 141. Age des minéraux.....	475
§ 142. Les plombs isotopes.....	479
§ 143. Proportion des radioéléments dans les minéraux.....	481

## CHAPITRE XXVIII.

*La radioactivité dans la nature.*

§ 144. Dissémination des poussières radioactives et radioactivité des laboratoires.....	483
§ 145. Rayonnement du potassium et du rubidium.....	484
§ 146. Radioactivité du samarium.....	486
× § 147. Les radioéléments dans les terrains et les roches.....	486
§ 148. Les radioéléments dans les eaux et dans les gaz naturels.....	488
§ 149. Teneur de l'atmosphère en radon et en dépôt actif.....	491
§ 150. Ionisation de l'atmosphère. Ionisation en vase clos.....	495
§ 151. Radiation cosmique.....	499
§ 152. Relation de la radioactivité avec les conditions thermiques de la terre et du soleil.....	503

## CHAPITRE XXIX.

*Les laboratoires techniques de radioactivité.*

× § 153. Services de mesures et de contrôle.....	509
--	-----

## APPENDICE

N° 1. Fonction $e^{-x}$ et $\log_{10} e^{-x}$ .....	514
N° 2. Tableau des principales constantes.....	516
N° 3. Unités en radioactivité.....	519
N° 4. Système périodique des éléments.....	520
N° 5. a) Tableau des isotopes.....	521

	b) Tableau des isotopes radioactifs.....	524
	c) Tableau des familles radioactives.....	525
N° 6.	a) Energies exprimées en électron-volts des niveaux $k$ des éléments de nombre atomique $N$ .....	526
	b) Energies exprimées en électron-volts des niveaux $L$ à $O$ pour les éléments de $N=81$ à $N=92$ .....	527
N° 7.	Tables relatives aux rayons $\alpha$ .....	528
N° 8.	Tables relatives aux rayons $H$ .....	536
N° 9.	Relation de la vitesse des rayons $\beta$ avec leur énergie, avec leur rayon de courbure dans un champ magnétique $H$ et avec la longueur d'onde du quantum de même énergie.....	538
N° 10.	Rayons $\gamma$ nucléaires.....	544
N° 11.	Coefficient d'absorption des rayons $\gamma$ dans le plomb, en fonction de leur longueur d'onde.....	546
N° 12.	Décroissance du radon $I=I_0e^{-\lambda t}$ .....	547
N° 13.	Accumulation du radon dans le radium.....	550
N° 14.	Désactivation du dépôt actif du radium.....	552
N° 15.	Désactivation du dépôt actif de l'actinium.....	553
N° 16.	Désactivation du dépôt actif du thorium.....	554