

# ANNALES DE L'I. H. P.

W.M. ELSASSER

## La structure des noyaux atomiques complexes

*Annales de l'I. H. P.*, tome 5, n° 3 (1935), p. 223-262

[http://www.numdam.org/item?id=AIHP\\_1935\\_\\_5\\_3\\_223\\_0](http://www.numdam.org/item?id=AIHP_1935__5_3_223_0)

© Gauthier-Villars, 1935, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de l'I. H. P. » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme  
Numérisation de documents anciens mathématiques  
<http://www.numdam.org/>

# La structure des noyaux atomiques complexes

PAR

W. M. ELSASSER

---

## 1. Introduction.

Le grand essor que la recherche sur les noyaux atomiques a pris ces dernières années date de la découverte du neutron. Il y a bien longtemps, RUTHERFORD, afin d'expliquer d'une manière simple la structure des noyaux atomiques complexes, avait imaginé l'existence d'une particule lourde et non chargée ayant à peu près la masse d'un noyau d'hydrogène. En 1932, CHADWICK, se basant sur les travaux de BOTHE et de CURIE-JOLIOU, réussit à trouver expérimentalement cette particule. Il y avait alors lieu de faire l'hypothèse que tous les noyaux sont bâtis de protons et de neutrons ; les conséquences de cette idée ont d'abord été développées par HEISENBERG. [1]. Il est très plausible que les noyaux ne contiennent pas de particules légères, c'est-à-dire de particules ayant la masse d'un électron. En effet, d'après la théorie électromagnétique de la matière, le rayon de l'électron doit être de l'ordre de  $\frac{e^2}{mc^2} = 3 \cdot 10^{-13}$  cm et, d'après nos connaissances expérimentales, les rayons des noyaux complexes les plus légers sont du même ordre de grandeur. Une particule légère trouverait donc difficilement assez de place à l'intérieur d'un noyau. La conception des noyaux complexes considérés comme des assemblages de protons et de neutrons a toujours été confirmée jusqu'à présent et nous la prendrons donc comme base de nos développements ultérieurs.

Afin d'expliquer la stabilité des noyaux, nous devons faire l'hypothèse qu'entre neutrons et protons il existe à petite distance une force particulière qui les maintient ensemble. Nous ne savons pratiquement rien de précis sur la nature de cette force ; la seule chose que nous puissions affirmer avec certitude concerne son origine : de pareilles forces ne peuvent pas être d'origine électromagnétique puisqu'elles sont de beaucoup supérieures à la force de Coulomb qui s'exerce entre deux charges de grandeur  $e$  situées à une distance de quelques  $10^{-13}$  cm (dimensions nucléaires). Des recherches de WIGNER [2] ont montré que ces forces doivent décroître avec une rapidité extraordinaire quand la distance des deux particules augmente, de sorte qu'elles sont pratiquement inefficaces pour des distances supérieures à  $3 \cdot 10^{-13}$  cm. Ce fait rend très difficile leur étude expérimentale. Les expériences de diffusion (qui permettent notamment une détermination directe des interactions coulombiennes) ne donnent pas des résultats utilisables dans ce cas ; pour avoir des renseignements sur les interactions nucléaires on est réduit à employer des méthodes moins directes, ce qui complique sensiblement l'examen de la structure des noyaux.

Les moyens dont nous disposons pour analyser la structure des noyaux complexes, sont assez restreints en comparaison avec ceux qui nous ont permis d'étudier la composition des couches électroniques. Dans ce domaine nous n'avons pas de méthode qui serait comparable même de loin à la spectroscopie en précision et en simplicité. Seules les recherches étendues d'ASTON [5] effectuées à l'aide du spectrographe de masse s'en approchent ; elles ont une importance fondamentale dans les questions de structure nucléaire. On trouvera une description détaillée des méthodes expérimentales et des résultats obtenus dans le livre d'ASTON. La bibliographie à la fin de cet article ne contient que les travaux sur la spectrographie des masses [7, 8], qui ont paru après l'achèvement (1933) du livre cité. Un article résumant les mêmes travaux a récemment été publié par MATTAUCH [6]. Ces recherches nous fourniront les masses des isotopes et leurs fréquences relatives. Il s'agit donc ici d'un matériel *statistique* dont l'interprétation doit se faire avec des méthodes appropriées et avec la prudence qui convient dans ces cas. Nous n'en pourrions tirer que des conclusions d'une portée relativement restreinte ; mais nous verrons qu'on peut dégager toute une série de

régularités empiriques, que nous rattacherons aux problèmes de structure nucléaire.

Les données expérimentales sont un peu plus nombreuses uniquement pour les noyaux très lourds et spontanément radioactifs. Nous discuterons ces données à la fin de notre exposé.

Outre les données expérimentales indiquées, nous disposons encore de certaines informations sur la structure nucléaire, fournies par l'analyse de la structure hyperfine des raies spectrales dont nous pouvons déduire les moments mécaniques et magnétiques des noyaux. Il semble cependant difficile à l'heure actuelle, d'employer ceux-ci pour une interprétation théorique et nous n'en ferons pas usage dans la suite.

L'expérience a montré que les noyaux très légers ont un type de structure qui diffère un peu de celui des noyaux plus lourds et des noyaux très lourds. Les recherches qui suivent se rapportent surtout aux noyaux qui ne sont pas très légers.

## 2. Forces, défaut de masse, stabilité.

Nous analyserons tout d'abord d'une façon générale les propriétés que nous devons attribuer aux constituants élémentaires des noyaux. Nous supposerons toujours que les protons et les neutrons qui se trouvent à l'intérieur des noyaux peuvent être considérés comme des points matériels au sens de la mécanique. Ceci est peut-être une approximation et dans un stade ultérieur, plus avancé, de la théorie il se peut qu'on doive considérer ces particules comme des corps déformables, ayant une extension finie. Il est probable que les dimensions des particules sont de l'ordre de grandeur de  $\frac{h}{2\pi mc} = 2 \cdot 10^{-14}$  cm. En comparant cette longueur aux dimensions nucléaires qui sont de quelques  $10^{-13}$  cm, on voit qu'il est permis d'assimiler en première approximation une particule à un point matériel sans structure. Aussi pouvons-nous faire abstraction des effets relativistes, c'est-à-dire appliquer la mécanique de NEWTON ou plutôt la mécanique ondulatoire ordinaire de SCHRÖDINGER. En effet, un raisonnement simple utilisant un modèle nucléaire exposé par la suite nous montrera que les vitesses atteintes par les particules à

l'intérieur des noyaux ne dépassent pas un quart de la vitesse de la lumière. Puisque les termes relativistes dont il faut tenir compte sont de l'ordre de grandeur de  $v^2/c^2$ , il sera sans doute permis de négliger les corrections de quelques pourcents qu'ils comportent.

Les expériences, et en particulier celles de la spectroscopie des bandes, nous montrent que les protons aussi bien que les électrons obéissent au principe d'exclusion de PAULI. D'autres résultats de la spectroscopie des bandes nous indiquent que les neutrons sont également soumis au principe de PAULI ; enfin, il résulte avec grande certitude des mesures spectroscopiques que les neutrons aussi bien que les protons ont un spin  $1/2$ . Ces faits forment une base suffisante pour la discussion des traits généraux d'une théorie de la structure nucléaire qui n'admet que les protons et les neutrons comme constituants élémentaires.

Comme nous avons déjà mentionné, il est difficile d'obtenir une indication expérimentale directe sur l'allure des forces entre les neutrons et les protons. On obtient des renseignements indirectes par les mesures des défauts de masse des divers noyaux. Celles-ci nous donnent l'énergie de liaison d'un noyau quand nous connaissons la masse du proton et celle du neutron. Lorsque nous posons <sup>(1)</sup>  $^{16}\text{O} = 16$ , les masses des noyaux plus lourds sont sensiblement égales à des nombres entiers. Les meilleures valeurs de la masse atomique de l'hydrogène et de celle du neutron sont <sup>(2)</sup> probablement à l'heure actuelle  $m_p = 1.0081$ ,  $M_n = 1.0085$ . Le défaut de masse d'un atome d'oxygène construit à partir de protons et de neutrons est alors 1,33 unités de masse ou 124 millions volts, ce qui correspond à une énergie de liaison *moyenne* par particule de 7,7 millions volts. Cette dernière grandeur reste très approximativement constante pour tous les noyaux lourds ; elle croît encore un petit peu jusqu'au domaine des terres rares où elle est environ 8,3 millions volts et s'abaisse ensuite lentement ; pour les substances radioactives elle est de nouveau à peu près 7,7 millions volts. Le fait que l'énergie de liaison moyenne par particule reste très approximativement *constante* doit être considéré comme un phénomène fondamental de la structure nucléaire. Il montre que les

(1) Il est commode de comparer les atomes électriquement neutres entre eux au lieu de comparer les noyaux. Nos chiffres se rapportent toujours aux atomes.

(2) H. BETHE, *Phys. Rev.*, **47**, 633, 1935.

forces agissant entre les constituants du noyau sont d'une autre nature que, par exemple, les forces coulombiennes attractives entre deux charges électriques. Dans ce dernier cas, l'énergie potentielle varie comme  $M^2$  (où  $M$  est le nombre de particules) si le volume nucléaire est maintenu constant, tandis qu'en réalité, ainsi que nous venons de le voir elle est proportionnelle à  $M$ . Pour cette raison HEISENBERG [I, 4] a supposé que les forces agissant dans les noyaux ont un caractère semblable aux forces de valence chimiques et qu'elles sont comme celles-ci capables d'une *saturation*. D'après HEISENBERG, ces forces correspondent à l'échange de la charge entre un proton et un neutron et le système proton-neutron serait comparable à l'ion d'une molécule d'hydrogène, où un électron oscille entre les deux protons. MAJORANA [3] plus tard a mis cette hypothèse sous une forme quelque peu différente et plus appropriée aux phénomènes de la structure nucléaire. Selon cette conception on doit s'attendre surtout à une forte interaction entre neutrons et protons, tandis qu'en première approximation on n'aurait pas d'interaction du type neutron-neutron ou proton-proton. Par contre, GUGGENHEIMER [II] a indiqué que les forces entre particules de même espèce jouent probablement un rôle essentiel dans la structure nucléaire. Jusqu'ici on n'a pas pu trouver des arguments tout à fait décisifs pour ou contre la validité d'une de ces hypothèses et à l'heure actuelle la question reste encore obscure.

Jusqu'ici, nous n'avons parlé que du défaut de masse et de l'énergie de liaison *moyenne* d'une particule. Une grandeur propre à nous donner plus de détails sur la structure nucléaire, est l'énergie de liaison de la *dernière* particule, c'est-à-dire l'énergie qu'il faut appliquer afin d'arracher à un noyau donné un proton ou un neutron. Nous distinguons donc l'énergie de liaison du dernier proton  $E_p$  et l'énergie de liaison du dernier neutron  $E_n$ . Il est commode de compter ces deux grandeurs avec le signe *positif*. De plus, nous précisons que  $E_p$  ne représente pas l'énergie de liaison d'un proton isolé, mais le travail qui doit être effectué afin de retirer d'un atome donné un noyau d'hydrogène. Par la suite nous désignerons, d'une façon générale, par  $P$  le nombre de protons que contient un certain noyau et par  $N$  le nombre de neutrons. Soit  $M = P + N$  le nombre total de particules dans un noyau. A peu d'exceptions près, il existe des noyaux stables pour chaque  $M$  inférieur  $M = 209$ , qui correspond au bismuth. Il y

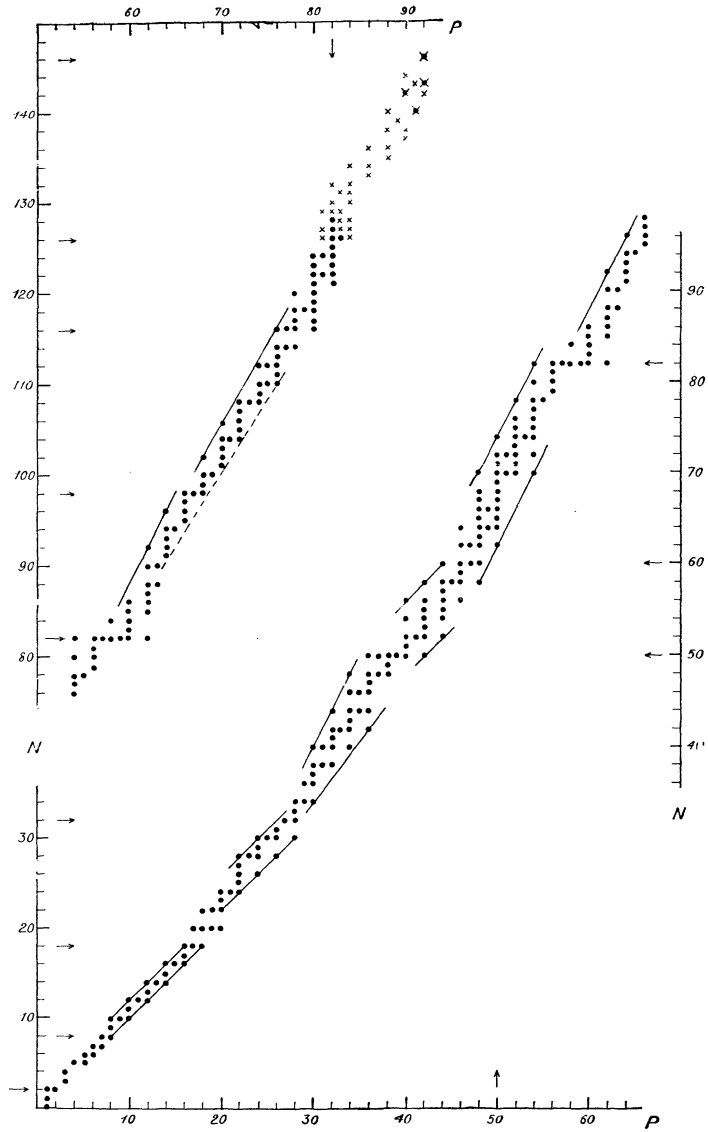


Fig. 1.

Noyaux stables × Noyaux radioactifs

- Limites de stabilité par rapport aux transformations  $\beta$ .
- - - Limite de stabilité par rapport aux transformations  $\alpha$ .

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

a lieu de supposer que les lacunes qui existent encore seront remplies au cours du temps (peut-être à l'exception de  ${}^5\text{He}$ .) Des noyaux ayant le même  $M$ , mais différents  $P$  et  $N$  s'appellent, comme on sait, des isobares. Des noyaux isobares peuvent se transformer les uns dans les autres par une ou plusieurs transformations  $\beta$ . Lorsque nous représentons les noyaux connus par des points dans un diagramme dont  $P$  sont les abscisses et  $N$  les ordonnées (fig. 1), les noyaux stables se trouvent situés à l'intérieur d'une bande étroite de direction à peu près diagonale. Les noyaux qui se trouvent en dehors de cette bande sont instables et se transforment par émission  $\beta$  en noyaux situés à l'intérieur de la bande. Les grandeurs  $E_P$  et  $E_N$  varient en fonction des deux variables indépendantes  $P$  et  $N$ . Lorsque  $N$  augmente,  $P$  étant constant,  $E_P$  augmente en général ; lorsque  $P$  augmente,  $N$  étant constant,  $E_N$  augmente en général :

$$\frac{\Delta E_P}{\Delta N} > 0, \quad \frac{\Delta E_N}{\Delta P} > 0.$$

Lorsqu'à la suite d'additions successives de neutrons,  $E_P$  a sensiblement surpassé  $E_N$ , un gain d'énergie se produit, si un ou plusieurs neutrons du noyau sont changés en protons par des transformations  $\beta^-$  ; lorsque, par contre,  $E_N$  est sensiblement plus grand que  $E_P$ , on gagne de l'énergie si un ou plusieurs protons du noyau sont changés en neutrons par des transformations  $\beta^+$ . A l'intérieur de la bande de stabilité,  $E_P$  et  $E_N$  seront en moyenne approximativement égaux. Dans la suite, nous étudierons de plus près la variation de  $E_P$  et  $E_N$  en fonction de  $P$  et  $N$ .

La largeur de la bande précédente, définie à partir de la stabilité par rapport aux transformations  $\beta$ , sera diminuée par le fait que certains noyaux stables pour des transformations  $\beta$  peuvent en réalité se décomposer avec émission  $\alpha$ . Mais cette diminution ne devient probablement importante que pour des noyaux assez lourds (environ à partir des terres rares). Ce sont alors les isotopes les plus légers d'un élément qui se décomposent. La limite de stabilité des éléments lourds par rapport aux décompositions  $\alpha$  est indiquée par la droite pointillée dans fig. 1. Pour les noyaux d'un poids moyen, l'énergie de liaison est, comme nous l'avons vu, un peu plus grande que l'énergie de liaison moyenne d'une particule à l'intérieur de la particule  $\alpha$ , de sorte qu'une petite variation de l'énergie de liaison fournit l'énergie



nécessaire à une transformation  $\zeta$ , mais non celle d'une émission  $\alpha$ . De plus, cette dernière énergie doit avoir une valeur minimum (qui dépend de P) à cause de la traversée préalable d'une barrière de potentiel de Gamow ; au-dessous de cette valeur le probabilité d'émission serait négligeable. Autrement dit, la possibilité d'une transformation  $\zeta$  ne dépend que de la *différence*  $E_P - E_N$ , tandis que la possibilité d'une transformation  $\alpha$  dépend de la valeur absolue de l'énergie de liaison de quatre particules. C'est en partie à la suite de ces faits que certaines régularités se dessinent assez nettement dans le domaine des noyaux de poids moyen et deviennent moins visibles pour les noyaux très lourds.

### 3. — Nombres quantiques. Un modèle élémentaire.

Afin de connaître de plus près la structure des noyaux, nous devons nous efforcer à étudier le type de mouvement des particules qui les constituent. Considérons donc une équation de Schrödinger pour un système de  $P + N$  particules et cherchons des énoncés d'ordre général qui pourraient s'en déduire. L'emploi de la méthode du champ self-consistent de Hartree <sup>(1)</sup> est tout indiqué dans ce cas. Des considérations théoriques très générales <sup>(2)</sup> montrent que dans la plupart des cas pratiques cette méthode donne une très bonne approximation de la solution exacte de l'équation de Schrödinger. Nous pouvons admettre que cela soit encore vrai pour les noyaux. La méthode de Hartree consiste à exprimer la force totale exercée sur une particule par toutes les autres, à l'aide d'un potentiel moyen approximativement le même pour toutes les particules <sup>(3)</sup>. Ce potentiel moyen se calcule à partir de la répartition moyenne des particules. Quant à ce dernier calcul, nous pourrions le faire approximativement dans notre cas puisque nous savons quelque chose — bien que très peu — sur la loi de force nucléaire. WIGNER [2] a montré que les forces agissant dans les noyaux (abstraction faite des forces coulombiennes entre protons que l'on peut négliger en pre-

(1) HARTREE. — *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **24**, p. 89, 111, 426 (1928) ; **25**, 225, 310 (1929) ; GAUNT *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **24**, 328 (1928).

(2) MÖLLER and PLESSET. — *Phys. Rev.* **46**, 618, (1934).

(3) L. BRILLOUIN. — La méthode de champs self-consistent et : Les champs self-consistents de HARTREE et de FOCK. *Actualités Scientifiques et Industrielles*, n° 71 et n° 159 ; Paris, Hermann & C<sup>o</sup>.

mière approximation) ne sont appréciables que dans des distances qui sont petites par rapport aux dimensions nucléaires. On peut, d'autre part admettre que la matière est répartie à l'intérieur des noyaux avec une densité à peu près uniforme. (Les expériences montrent que les rayons nucléaires croissent avec la racine cubique du nombre de particules, de sorte que la densité *moyenne* de la matière nucléaire est constante ; on peut alors supposer que la *répartition* de la densité à l'intérieur du noyau tend également vers une valeur limite constante). Il semble donc justifié de prendre en première approximation comme potentiel agissant sur une seule particule une valeur constante —  $U$  à l'intérieur d'une sphère  $r = r_0$  et une valeur égale à zéro à l'extérieur de cette sphère. Cette hypothèse comprend en particulier la *symétrie sphérique* du potentiel, ce qui est sans doute une bonne approximation dans le cadre du modèle de Hartree lorsque le nombre total de particules est grand. Les valeurs propres et les fonctions propres de ce problème sont faciles à calculer [15], surtout quand on y applique encore une petite simplification mathématique (en exigeant que  $\Psi$  soit rigoureusement zéro pour  $r \geq r_0$ ). On a alors pour  $r \leq r_0$ :

$$\Psi_{n,l}(r) = \frac{\sqrt{2}}{r_0^{j_{e+\frac{1}{2}}(X_n)}} \frac{1}{\sqrt{r}} j_{e+\frac{1}{2}}\left(\frac{X_n r}{r_0}\right)$$

où  $j_{e+\frac{1}{2}}$  est une fonction de Bessel de l'ordre  $l + \frac{1}{2}$ . Ici,  $l$  est le nombre quantique azimutal ( $l = 0, 1, 2, \dots$  correspond aux termes  $s, p, d, \dots$ ). Les  $X_n$  sont les zéros des fonctions de Bessel. Quant aux valeurs propres, nous nous bornons à indiquer la succession énergétique des termes les plus profonds. En employant la terminologie habituelle des spectroscopistes, elle est la suivante :

$$1s, 2p, 3d, 2s, 4f, 3p, 5g, 4d, 6h, \dots$$

On voit que cette suite progresse surtout selon les nombres quantiques azimutaux, ce qui la distingue du cas d'un potentiel coulombien où c'est principalement le nombre quantique principal qui détermine l'énergie. L'application ultérieure de notre méthode d'approximation, se fait maintenant en plaçant successivement sur les niveaux ainsi trouvés des particules, comme l'exige le principe de Pauli. La multiplicité d'un terme ayant le nombre quantique azimutal  $l$  est

de  $2(2l + 1)$ , où le facteur 2 provient des deux orientations possibles du spin. Par conséquent,  $2(2l + 1)$  est le nombre de particules appartenant à un certain niveau énergétique. Les schémas de niveaux doivent être déterminés et les cases remplies *séparément* pour les neutrons et pour les protons. On doit s'attendre à ce que le rayon  $r_0$  et le potentiel  $-U$  de notre modèle varient d'un noyau à l'autre et que  $U$  soit différent pour les neutrons et pour les protons. Néanmoins, on pourra admettre que la *forme* caractéristique de notre potentiel (« potentiel de trou ») se retrouvera approximativement dans tous les noyaux, malgré la variation de  $r_0$  et de  $U$ , et dans ce cas *la succession énergétique des termes sera toujours la même* (1).

Quant à l'énergie de liaison de la dernière particule, elle variera en général de manière continue d'un noyau à l'autre par suite de la variation de  $r_0$  et  $U$  ; mais lorsqu'un niveau est complet, la particule suivante devra se fixer sur le niveau plus élevé suivant ; il se produira alors une diminution *discontinue* de l'énergie de liaison. C'est en effet ce qu'on observe, ainsi que nous allons le montrer dans le paragraphe suivant. En ce sens, précisément, nous parlerons de *couches* de neutrons et de protons. Nous voudrions encore insister tout particulièrement sur le nombre très réduit d'hypothèses arbitraires, nécessaires pour garantir la validité de ces dernières conclusions. Il suffit d'exiger que la construction d'un modèle self-consistent de Hartree soit possible et de plus qu'on puisse remplacer le potentiel moyen par un potentiel à symétrie sphérique. Très probablement, si la première condition est remplie, la seconde le sera également, sauf toutefois dans le cas des noyaux très légers.

#### 4. Critères de stabilité. Couches de neutrons. (2)

Essayons maintenant de classer les données expérimentales fournies par le spectrographe de masses d'ASTON. En nous basant sur les

(1) A cette approximation, les fonctions propres et la succession des valeurs propres ne dépendent pas de  $U$  : la valeur de  $U$  intervient seulement comme constante additive des valeurs propres.

(2) La notion de couches neutroniques a été introduite par A. LANDÉ (*Phys. Rev.* **43**, 620, 624, 1933). Son point de vue diffère cependant sensiblement du nôtre, puisque Landé admet que les neutrons du noyau ne sont pas tous équivalents entre eux, mais se divisent en deux classes, les uns liés dans des particules  $\alpha$  et les autres « libres » ; seuls ces derniers participeraient à la formation des couches. On trouvera une critique de cette conception dans le paragraphe 9.

## LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

raisonnements du paragraphe précédant, nous allons tâcher d'en dégager des régularités. Sur la figure 1, on a représenté tous les noyaux stables connus jusqu'ici, par des points dans un système de coordonnées où le nombre  $P$  de protons est en abscisses et le nombre  $N$  de neutrons en ordonnées <sup>(3)</sup>. Les noyaux des familles radioactives sont représentés par des croix, les noyaux instables produits par activation artificielle ne sont pas indiqués. Remarquons d'abord un fait connu depuis longtemps et que HARKINS [9] a découvert le premier : il existe beaucoup plus de noyaux ayant  $P$  et  $N$  pair qu'ayant  $P$  et  $N$  impair. Nous reviendrons dans le paragraphe 9 sur la signification de ce fait très important pour la théorie de la structure nucléaire. Pour le moment, nous en concluons avec GUGGENHEIMER [17] qu'on ne peut comparer entre eux que des noyaux de même parité (en  $P$  ou en  $N$ ), mais non des noyaux ayant  $P$  pair à ceux ayant  $P$  impair et non plus des noyaux ayant  $N$  pair à ceux ayant  $N$  impair. On reconnaît tout de suite que les éléments pairs ont en général un grand nombre d'isotopes tandis que les éléments impairs en ont au maximum deux. Puisque la structure des noyaux est en première approximation symétrique par rapport aux protons et aux neutrons, on devra considérer, outre les noyaux isotopes situés sur la même droite verticale  $P = \text{const.}$ , des noyaux situés sur la même droite horizontale  $N = \text{const.}$  En suivant GUGGENHEIMER, nous les appellerons *isotones*. Des noyaux isotopes ont le même  $P$ ,  $N$  étant variable, des noyaux isotones ont le même  $N$ ,  $P$  étant variable. Il existe en général plus d'isotones pour  $N$  pair que pour  $N$  impair. Dans le dernier cas, on a un nombre maximum de deux isotones.

Dans la suite, nous employons le symbole  $(P,N)$  pour caractériser un noyau. Les noyaux très légers, jusqu'à  $(18, 18)$  environ, montrent un arrangement très régulier. On y distingue deux (plus exactement trois) groupes. Un de ces groupes commence par l'hélium  $(2,2)$  et finit par l'oxygène  $(8,8)$ , l'autre va de l'oxygène jusqu'à l'argon  $(18,18)$ . On peut ajouter un autre (premier) groupe, les isotopes de l'hydrogène. Les éléments du groupe He — O ont chacun deux isotopes, un premier « diagonal »,  $P = N$ , et un autre qui contient un neutron en plus (à l'exception du He et du Be. Le groupe suivant

(3) D'après MATTAUCH ([61] et *Zeits. f. Phys.*, **31**, 361, 1934), certains isotopes indiqués par Aston n'existent pas en réalité, mais sont dus à la formation d'hydrides. Nous avons cru utile de reproduire dans la figure 1 tous les isotopes trouvés expérimentalement.

se comporte un peu différemment, ses éléments pairs ont chacun trois isotopes et les éléments impairs un isotope. Ces régularités ont été signalées et interprétées par BARTLETT [13]. On remarquera que les trois groupes successifs contiennent 2, 6, 10 neutrons et autant de protons. Les nombres sont de la forme  $2(2l + 1)$  avec  $l = 0, 1, 2$ . En nous rapportant aux considérations du paragraphe précédent, nous pourrions supposer que ces valeurs  $l$  représentent les nombres quantiques azimutaux des particules correspondantes. Il n'est pas encore possible d'expliquer en détail les régularités trouvées. Nous n'y voyons tout d'abord que le signe d'une variation discontinue des énergies de liaison à certains endroits, ce qui s'accorde avec notre conception des couches. Il faut remarquer que les considérations du chapitre précédent ne s'appliquent qu'en partie aux noyaux très légers, puisque la méthode du potentiel moyen n'est utilisable avec des chances de succès que dans le cas d'un grand nombre de particules.

De telles régularités extrêmement simples ne se trouvent que dans la première partie « diagonale » de notre diagramme P-N. Pour les noyaux au delà de (18,18), le nombre des neutrons est sensiblement plus grand que celui des protons. Nous allons maintenant considérer les noyaux plus lourds jusqu'au début des terres rares (environ (58,82)). On reconnaît sur la figure 1 que ces noyaux s'arrangent en plusieurs groupes (1). Anticipant sur le résultat que nous allons trouver, nous pouvons affirmer que ces groupes proviennent de l'existence de *couches neutroniques*. Les droites auxiliaires dessinées dans la figure indiquent les *limites de stabilité* des groupes. Les noyaux situés à l'extérieur de ces limites ne sont pas stables, ils changent à la suite de transformations  $\beta$  spontanées en noyaux situés à l'intérieur des limites. Les limites indiquées se rapportent aux noyaux *pairs*. Pour les noyaux impairs on devrait tracer les droites correspondantes, mais qui sont moins écartées. On remarquera surtout que les deux limites de stabilité d'un groupe sont approximativement parallèles, tandis que leur inclinaison varie d'un groupe à l'autre. Cela signifie évidemment que le nombre de neutrons que l'on peut fixer par proton est fonction de la couche. C'est ce que nous avons déjà pu constater pour les trois premières couches. Ce fait ne semble pas pouvoir s'expli-

(1) Ce fait a d'abord été constaté par BARTON [12]. Quelques indications d'ordre qualitatif concernant l'existence des couches neutroniques ont été données par G. Gamow [14].

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

quer de manière satisfaisante à l'aide de nos connaissances actuelles. Nous allons maintenant tâcher de vérifier qu'il s'agit bien ici de couches neutroniques. En suivant les idées du paragraphe précédent, nous mettrons en évidence les discontinuités correspondantes dans les énergies de liaison.

Si l'énergie de liaison des neutrons diminue fortement à partir d'un certain neutron, il sera plus favorable du point de vue énergétique d'ajouter au noyau des protons au lieu de neutrons. Ceci s'exprimera dans le diagramme de la figure 1 par un déplacement de la bande de stabilité à droite (vers les P croissants). Ce phénomène est particulièrement accentué vers  $N = 50$  et  $N = 82$ . Lorsqu'on considère une série d'isotones en partant de l'isotone situé le plus à gauche (avec le plus petit P), ce noyau ne pourra, en général, s'attacher que des protons. Après l'addition de *deux* protons, il pourra s'incorporer de nouveaux neutrons. Aux endroits  $N = 50$  et  $N = 82$ , et là seulement, il faut que *quatre* protons soient intégrés au noyau avant que de nouveaux neutrons puissent être stables [17]. Nous montrerons plus tard que l'absence d'isotopes constatée ne provient pas de l'insuffisance des méthodes expérimentales employées. Cette hypothèse peut être écartée par des arguments que nous examinerons plus loin. Ainsi il est probable dans ces cas que des limites de couches sont situées sur les droites  $N = 50$  et  $N = 82$ , causant une diminution brusque de l'énergie de liaison des neutrons. En comparant ces discontinuités à la succession des niveaux déduite de notre modèle élémentaire du paragraphe précédent, on sera amené à supposer l'existence d'un système de couches neutroniques dont les limites sont indiquées par les flèches à gauche de notre diagramme. Cette succession résulte de notre modèle lorsqu'on y supprime les deux niveaux « intérieurs »  $2s$  et  $3p$ . On obtient alors le schéma suivant [18] :

Niveau . . . . .	1s	2p	3d	4f	5g	4d	6h
Neutrons . . . . .	2	6	10	14	18	10	22
Limite . . . . .	2	8	18	32	50	60	82

Nous arrêterons ici l'analyse du système de couches pour les

noyaux lourds, et nous ne la reprendrons qu'à la fin du paragraphe suivant avec des moyens accrus.

**5. Suite. Propriétés périodiques.**

Un examen plus approfondi des données expérimentales [18, 19], a montré qu'il existe encore un certain nombre de quantités présentant une allure systématique semblable à celle des limites de stabilité du paragraphe précédent. De façon générale, nous parlons de propriétés « périodiques » en employant le terme « périodique » dans le même sens généralisé qu'on lui donne quand on parle du système périodique des éléments. Dans la figure 2, on trouvera le nombre d'isotones des

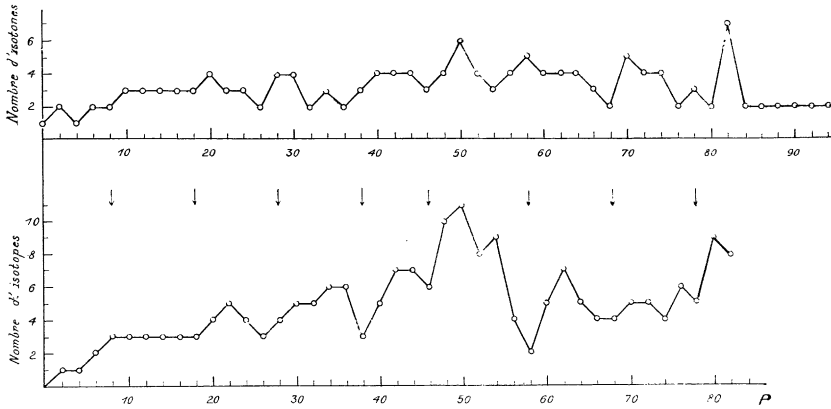


Fig. 2 et 3.

Courbe supérieure : nombres d'isotones pour N pair.  
 Courbe inférieure : nombres d'isotopes des éléments pairs.

noyaux à N pair en fonction de N ; on notera particulièrement les maxima pour  $N = 50$  et  $N = 82$  et la chute brusque après ces valeurs.

Les groupes de noyaux correspondant aux couches neutroniques sont caractérisés par une propriété remarquable, à savoir le déplacement de la bande de stabilité vers les P croissants qui a lieu chaque fois qu'une couche neutronique est complète, et dont nous avons déjà expliqué la signification physique. On saisit ce phénomène avec une netteté particulière dans la figure 4, où les poids atomique chimiques

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

des éléments sont portés en fonction de  $P$ . Aux fins d'une meilleure représentation on a choisi comme ordonnée non pas le poids atomique  $M_{ch}$  lui-même, mais la grandeur  $M_{ch} - 2P$  qui correspond à l'excès du nombre moyen de neutrons sur le nombre de protons. Les droites  $N = \text{const.}$ , ne sont alors plus horizontales, mais obliques. Dans ce cas encore, il faut porter séparément les éléments pairs et les éléments impairs. Les courbes utilisent autant que possible les poids atomiques

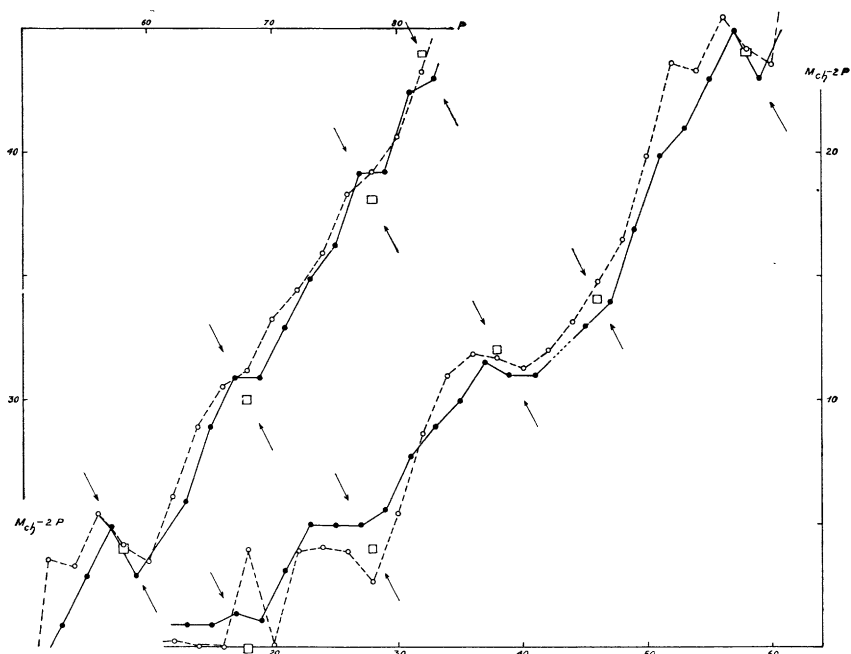


FIG. 4.

Poids atomiques chimiques.  
 — Eléments impairs ; - - - Eléments pairs.

déterminés par ASTON au lieu des valeurs chimiques internationales. Il y a lieu de supposer que les premières valeurs sont plus exactes ; aussi, nos courbes montrent-elles une allure beaucoup plus régulière qu'elle ne le serait avec les autres. Il n'est plus difficile, maintenant, de continuer le système de couches jusqu'à la fin ; on reconnaît que les courbes ont des discontinuités qui se prolongent jusqu'au noyaux les plus lourds.

Nous ne connaissons pas les propriétés des noyaux atomiques



directement en fonction de  $N$  ; les mesures nous les donnent comme propriétés des éléments, c'est-à-dire en fonction de  $P$ . Nous ne pouvons pas calculer davantage en fonction de  $N$  les grandeurs dans lesquelles intervient l'abondance relative des noyaux, puisque nous devrions pour cela connaître avec grande précision les fréquences relatives de différents éléments, ce qui n'est pas le cas. Cependant, il n'est pas immédiatement possible de représenter les couches de neutrons — pour qui  $N$  est la variable indépendante appropriée — en fonction de  $P$ . D'autre part, on peut conférer à une telle représentation un sens approximatif grâce au fait que la bande de stabilité dans le diagramme  $P$ - $N$  est relativement étroite. On a trouvé commode de fixer (de manière *arbitraire*) certains points du diagramme comme points initiaux, soit finaux des groupes de noyaux qui correspondent aux couches neutroniques. Ces points sont marqués dans la figure 4 par des petits carrés. Les abscisses de ces points sont signalées par des flèches dans les figures 3, 5, 6. On a ainsi une sorte de *projection* des couches neutroniques sur l'axe des  $P$ .

La figure 3 représente le nombre d'isotopes des éléments à  $P$  pair. Comme on le voit, il se produit un changement régulier entre des éléments riches et des éléments pauvres en isotopes. Les derniers se trouvent situés au voisinage immédiat des limites des couches. L'interprétation physique de ce phénomène est encore tout à fait incertaine.

Une autre propriété intéressante dont l'interprétation manque encore complètement est représentée dans la figure 5. Il s'agit ici de l'abondance relative des isotopes impairs (isotopes à  $N$  impair) dans l'ensemble des isotopes d'un élément à  $P$  pair. Cette figure montre la même variation que la figure 3, mais encore plus accentuée. La propriété représentée ici nous semble par conséquent très importante pour une théorie future de la structure nucléaire. On voit qu'au début d'une nouvelle couche, il n'y a pas ou presque pas d'isotopes impairs stables, tandis que le maximum de stabilité est atteint dans la deuxième moitié de la période.

Une des caractéristiques les plus importantes d'un noyau, est son abondance (= fréquence relative). En général, nous connaissons rarement assez bien l'abondance d'un noyau dans l'univers (soit dans le système solaire ou dans l'écorce terrestre), pour pouvoir utiliser cette connaissance d'une manière certaine ; nous nous bornons donc surtout

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

à la comparaison des abondances relatives à l'intérieur d'une série d'isotopes. Il apparaît alors un phénomène remarquable à savoir que les noyaux relativement fréquents se trouvent de préférence au voisinage immédiat des droites  $N = \text{const.}$  qui correspondent aux limites de couches. Cette propriété est même si accentuée qu'on en peut faire usage pour la détermination de ces limites. Le phénomène ne se produit pas encore pour les noyaux très légers, leurs isotopes les plus

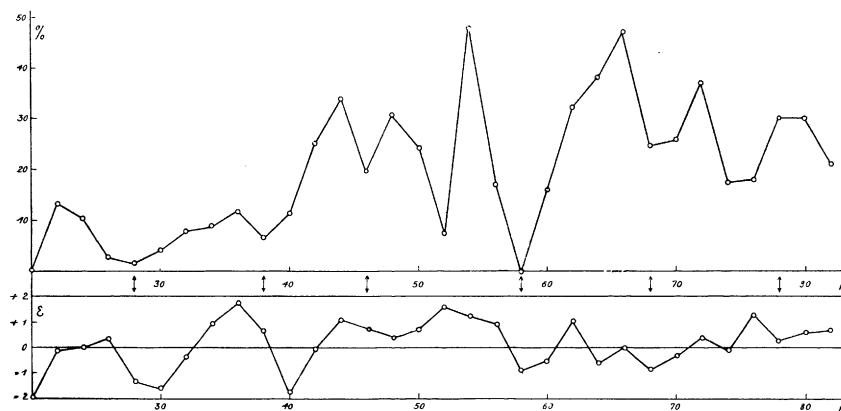


Fig. 5 et 6.

Courbe supérieure :

Pourcentage des isotopes à masse impaire dans les éléments à charge paire.

Courbe inférieure :

Excentricité :  $M_{ch} - \frac{1}{2} (M_{\max} - M_{\min})$

abondants se trouvant, en général, sur la diagonale  $N = P$ . Après la saturation de la couche  $d$ , (18,18), il apparaît un certain nombre de noyaux dont les abondances sont distribuées d'une façon anarchique (fig. 7) tandis que les groupes suivants montrent déjà une répartition régulière des abondances avec concentration sur la droite  $N = 50$ . Afin de saisir quantitativement ce phénomène, introduisons une grandeur que nous appelons « excentricité »  $\varepsilon$  et que nous définissons comme  $\varepsilon = M_{ch} - M_m$  où  $M_{ch}$  est le poids atomique chimique et  $M_m = \frac{1}{2} (M_{\max} - M_{\min})$  la moyenne des masses de l'isotope le plus lourd et l'isotope le plus léger d'un élément, pour ainsi dire le centre de symétrie d'une série d'isotopes. La grandeur  $\varepsilon$  en

fonction de  $P$  pour les éléments pairs est représentée dans la figure 6. Lorsque  $\varepsilon$  est négatif le « centre de gravité de l'abondance » est situé au-dessous du centre de symétrie, c'est-à-dire du côté des isotopes légers, ce qui est le cas au début d'une couche ; lorsque  $\varepsilon$  devient positif, le centre de gravité se déplace vers les isotopes plus lourds, c'est le cas de la fin d'une couche. Nous sommes inclinés à interpréter la concentration des isotopes aux limites des couches comme correspondant à une tendance à la formation de couches fermées, de manière analogue à la théorie des couches électroniques de KOSSEL. On n'en pourra juger plus précisément que quand on aura une connaissance numérique de la variation de l'énergie de liaison.

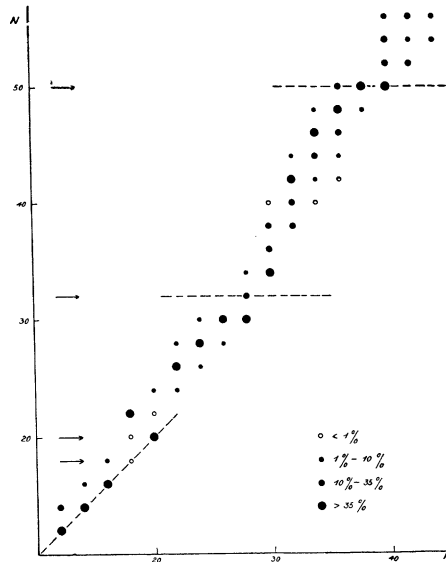


FIG. 7.

Remarquons encore que les limites des couches et en particulier  $N = 50$  et  $N = 82$  correspondent également à des valeurs maxima de l'abondance des éléments dans l'univers. Les éléments en question (spécialement Sr et Ba) ne sont pas d'une abondance maximum absolue, mais ils sont plus fréquents que les éléments voisins. Immédiatement après, il se produit une chute brusque de

l'abondance. Nous ne voulons pas entrer dans des détails puisque les mesures des fréquences relatives des isotopes du même élément sont beaucoup plus exactes. Les derniers résultats expérimentaux sur l'abondance des éléments se trouvent dans un livre de v. HEVESY [10].

Insistons encore un moment sur la question des abondances relatives des isotopes du même élément. Nous ne considérons que des éléments pairs, qui ont un plus grand nombre d'isotopes que les éléments impairs. Presque toujours les isotopes impairs sont sensiblement moins fréquents que les isotopes pairs. L'allure typique des fréquences relatives des isotopes pairs d'un élément pair est une croissance de l'abondance et ensuite une décroissance régulière en allant d'un bout à l'autre de la série d'isotopes, de sorte que l'isotope le plus léger et l'isotope le plus lourd sont relativement rares. Il existe cependant un certain nombre d'éléments qui font exception à cette règle et dont l'isotope le plus léger ou le plus lourd est en même temps le plus abondant. Dans ces cas, l'isotope le plus fréquent se trouve presque toujours (à une seule exception près) sur une limite de couches ou au voisinage immédiat d'une telle limite de telle manière que les autres isotopes moins fréquents sont plus éloignés de la limite.

Les isotopes d'éléments pairs et en même temps les plus légers et es plus abondants sont les suivants : Ni (28, 30) ; Zn (30, 34) ; Zr (40, 50) ; Ce (58, 82) ; Nd (60, 82) ; Er (68, 98).

Les isotopes d'éléments pairs et en même temps les plus lourds et les plus abondants sont : Sr (38, 50) ; Te (52, 78) ; Ba (56, 82) ; Dy (66, 98) ; Hf (72, 108) (peu accentué) ; Os (76, 116).

Le cas du Sr et du Ba situés sur les droites  $N = 50$  et  $N = 82$  est remarquable à plusieurs égards. Ces éléments ne sont pas seulement, ainsi que nous l'avons dit, très abondants dans l'univers, mais encore leur isotope le plus lourd surpasse de loin les autres en abondance (83 % et 74 %). Du fait que la série des isotopes s'arrête immédiatement après ce dernier, on peut conclure que les lacunes visibles dans la figure 1 au-dessus des droites  $N = \text{const.}$  représentent un phénomène réel et ne sont pas seulement dues à l'imperfection de nos mesures.

Les nombres précédents nous permettent aussi de fixer plus exactement les limites des couches fermées au-dessus de  $N = 82$  dont jusqu'ici nous n'avons pu déceler l'existence qu'à partir des disconti-

nités de la figure 4. La limite suivante se trouve sans doute à  $N = 98$  donc à une distance de 16 unités de la précédente. Il y a ensuite, probablement, une limite à  $N = 116$ . La dernière paire de flèches indiquée dans la figure 4 pour  $N = 126$  correspond à une limite dont nous dégagerons immédiatement l'existence en analysant des mesures radioactives, ce que nous ferons plus tard. Il est d'ailleurs probable que les deux isotopes les plus lourds du plomb mesurés par ASTON) et qui sont très rares) n'ont pas d'existence réelle, et cela pour la raison que le plus lourd serait identique à un noyau, connu comme étant radioactif. Le Pb (82, 126) serait alors l'isotope le plus lourd et le plus fréquent de cet élément.

### 6. Compléments. Couches de protons.

Jusqu'ici nous avons tacitement admis que les couches neutroniques dans un noyau sont disposées dans un ordre parfaitement déterminé. Cela n'est vrai cependant que si la forme du potentiel moyen agissant sur les neutrons est la même pour tous les noyaux. Or, le potentiel utilisé dans le paragraphe 3 ne représente qu'une approximation grossière et l'on peut admettre qu'en réalité non seulement la valeur absolue de la charge des noyaux, mais aussi la forme du potentiel varie lentement (c'est-à-dire change peu d'un noyau au noyau voisin). On supposera alors que les niveaux se déplacent les uns par rapport aux autres et que des niveaux ayant des  $l$  différents peuvent se couper. Il semble, en effet, que certains « regroupements » de ce genre puissent être effectivement réalisés. Prenons d'abord le cas du calcium (20, 20). Ca est un noyau dont l'abondance relative et absolue est très grande et c'est le dernier des noyaux diagonaux ayant  $P = N$  (Cf. fig. 7). D'après notre modèle du § 3, la couche  $3d$  finissant avec (18, 18) devrait être suivie par une couche  $2s$  que nous avons supprimée jusqu'ici. Nous pouvons admettre qu'une telle couche de neutrons, aussi bien que de protons est formée dans le Ca, mais devient plus tard par des raisons inconnues moins stable que les autres couches et par conséquent disparaît. Un autre cas d'occupation passagère d'une couche « intérieure » semble celui de la couche  $4d$  entre  $N = 50$  et  $N = 60$ . En effet, après la limite  $N = 82$  on trouve celle de  $N = 98$  et les 16 neutrons ajoutés ne peuvent pas former de couche fermée, le nombre

16 n'étant pas de la forme  $2(2l + 1)$ . Mais si l'on suppose que la couche  $4d$  n'est plus stable aux environs de  $N = 98$ , on dispose de 26 neutrons qui formeraient alors une couche  $7i$  ayant  $l = 6$  et s'attachant immédiatement à la couche précédente  $6h$  avec  $l = 5$ . On aurait alors pour les noyaux lourds un arrangement de neutrons qui progresse exclusivement selon les nombres quantiques azimutaux. Ceci signifie que les fonctions d'onde des neutrons s'arrangent concentriquement comme les pelures d'un oignon, de sorte que la conception de « couche » se justifie aussi de ce point de vue. Remarquons enfin, que l'étude approfondie de la répartition des fréquences relatives des isotopes (en particulier en ce qui concerne les déviations de leur croissance et décroissance régulière dans les séries d'isotopes) nous a amené à penser qu'il existe dans certains noyaux des sous-groupes comportant 6 ou 10 neutrons qui n'ont qu'une durée passagère et sont dissous ensuite dès qu'il y a assez de neutrons pour former une couche plus importante. De telles limites semblent, p. ex., se trouver à  $N = 14$  et à  $N = 70$ . Nous n'insisterons pas sur cette hypothèse puisqu'elle ne semble pas complètement étayée du point de vue expérimental.

Nous avons déjà dit qu'à beaucoup d'égards les noyaux légers ne se comportent pas de la même façon que les noyaux lourds. Les noyaux au-dessous de (18,18) préfèrent la diagonale  $N = P$  et leurs isotopes diagonaux sont d'une abondance prépondérante (à l'exception des noyaux très légers qui ont  $N$  impair et  $P$  impair. Ceux-ci sont moins fréquents que les isotopes des mêmes éléments ayant  $N$  pair, c'est-à-dire un neutron en plus). D'autre part, le groupe de noyaux entre  $N = 32$  et  $N = 50$  montre déjà l'arrangement régulier des abondances qui se retrouve chez les groupes ultérieurs. Entre  $N = 18$  et  $N = 32$ , on a un domaine de transition où la fréquence des isotopes varie de façon assez irrégulière (fig. 7). Les causes physiques de ces phénomènes nous sont encore entièrement inconnues.

Jusqu'ici nous n'avons parlé que de couches de neutrons et nous avons examiné leur influence sur la répartition des isotopes. Pour les noyaux légers « diagonaux » on pouvait supposer l'existence d'un système de couches protoniques correspondantes, grâce à la symétrie de l'arrangement des noyaux dans le diagramme P-N. Dans les noyaux plus lourds, les neutrons et les protons ne sont plus équivalents puisque leurs nombres sont assez différents ; mais il serait étonnant que les protons se comportassent différemment des neutrons. On a

pu constater qu'il existe un système de couches protoniques équivalent à celui des couches neutroniques, mais beaucoup moins accentué. On s'attendrait à ce que les propriétés caractérisant les couches protoniques puissent se déduire de celles des couches neutroniques en échangeant N et P dans tous les énoncés sur les couches neutroniques. Les couches protoniques sont si faiblement développées que l'on peut déceler seulement les discontinuités les plus fortes situées à  $P = 50$  et  $P = 82$ , ces dernières cependant avec pleine certitude. Signalons d'abord la *lacune* qui se présente après  $P = 50$  au milieu d'une figure d'ailleurs assez symétrique (fig. 1) et qui provient du fait que les isotopes les plus légers du tellure ( $52, N$ ) dont la présence est exigée par la symétrie, manquent en réalité. Cette lacune correspond exactement à celle qui se trouve au-dessus de  $N = 50$ . Le déplacement correspondant de la fréquence des isotopes vers les N croissants s'exprime nettement dans la figure 4. De plus, la figure 3 présente un nombre maximum d'isotopes pour  $P = 50$  et également au voisinage de  $P = 82$  qui correspond exactement au maximum du nombre d'isotones à la fin des couches neutroniques. Dans la figure 5, le minimum secondaire à l'endroit  $P = 52$  est particulièrement remarquable. Nous avons ici, après l'achèvement d'une couche protonique, une diminution de la stabilité des isotopes impairs, tout comme après l'achèvement d'une couche de neutrons. Quant à la limite  $P = 82$ , nous en assurerons l'existence à l'aide des méthodes plus directes du paragraphe suivant.

En résumant, nous pouvons dire que les nombres 50 et 82 jouent un rôle particulier pour les neutrons aussi bien que pour les protons et qu'il existe, par conséquent, une structure en couches analogue pour les deux sortes de particules, le deux systèmes de couches étant largement *indépendants*. La signification de ces nombres et cette conclusion ont été trouvées par GUGGENHEIMER [11]. Récemment, SELINOW [21] est arrivé indépendamment à quelques résultats analogues.

### 7. Discontinuités dans le domaine des noyaux radioactifs.

Les faits expérimentaux examinés jusqu'ici ne pouvaient nous donner que des renseignements d'ordre qualitatif sur la structure des noyaux. La variation de la fréquence des isotopes, l'existence

ou la non-existence de quelques espèces nucléaires indiquaient des variations correspondantes de l'énergie de liaison des dernières particules. (Nous reviendrons au dernier paragraphe sur la relation entre l'énergie de liaison et la fréquence des noyaux.) A l'heure actuelle, il nous manque encore pour la plupart des noyaux une connaissance quantitative de l'énergie de liaison. Il existe cependant un petit groupe de noyaux pour lequel nous avons ces renseignements à savoir les noyaux très lourds appartenant aux familles radioactives. Nous connaissons avec grande exactitude l'énergie libérée dans les transformations  $\alpha$  ; de même, nous connaissons l'énergie libérée lors d'une transformation  $\beta$  dans certains cas avec une précision plus petite, mais suffisante, dans l'hypothèse toutefois que la limite supérieure du spectre continu  $\beta$  correspond à cette énergie.

Commençons par l'étude des émissions  $\alpha$  [19]. Dans la figure 8 on a porté en ordonnées les énergies de décomposition (énergie cinétique de la particule  $\alpha$  + énergie cinétique de l'atome de recul) de toutes les émissions  $\alpha$  spontanées connues (en millions de volts). Comme abscisses on a pris le nombre N de neutrons du noyau produit. Les courbes tracées relient des transformations de noyaux isotopes et les chiffres apposés indiquent le nombre P de protons du noyau produit. La figure montre que l'énergie d'émission varie de façon extrêmement continue en fonction de N et P. Les points se placent (à une seule exception près) sur des courbes continues qui sont approximativement parallèles, presque également écartées. Mais cela n'est vrai que pour les points qui ont un  $N \geq 126$  et en même temps  $P \geq 82$ . Les points dont les nombres N ou P sont moins grands se comportent différemment. L'interprétation se base sur l'idée que les droites  $N = 126$  et  $P = 82$  correspondent à des limites de couches caractérisées par une diminution discontinue de l'énergie de liaison de la dernière particule. L'énergie W d'une émission  $\alpha$  est évidemment égale à

$$W = A - \sum_{i=1}^y E_i$$

où A est l'énergie interne de la particule  $\alpha$  et les  $E_i$  les énergies de liaison dans le noyau des quatre constituantes de la particule  $\alpha$  (A et



$E_i$  étant comptés positivement). L'énergie de décomposition est donc d'autant plus grande que l'énergie de liaison des particules dans le noyau est moins grande et *vice versa*. La variation continue des énergies d'émission dans la partie droite de la figure 8 permet de conclure que les énergies de liaison varient également de manière continue ; la diminution brusque au-dessous de  $N = 126$  correspond à une augmentation brusque de l'énergie de liaison quand, en venant d'en haut, on franchit cette droite. Pour abrégé nous parlerons, par la suite, d'une couche supérieure et d'une couche inférieure de neutrons. On peut

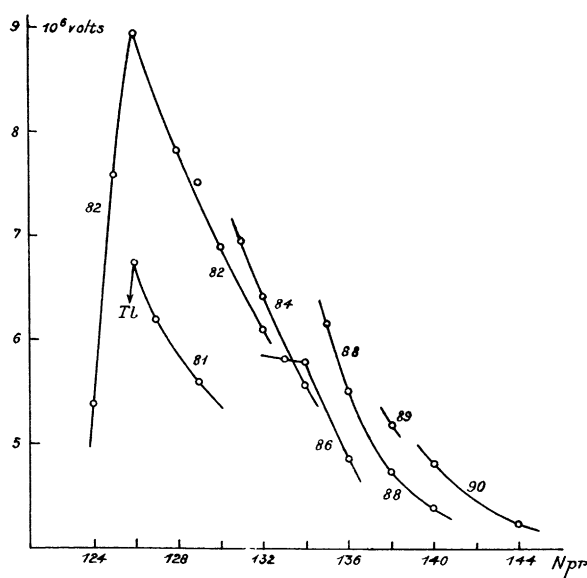


FIG. 8.

Energie des désintégrations  $\alpha$ . En abscisses nombre de neutrons du noyau produit. Les courbes relient des noyaux isotopes, le chiffre opposé indiquant le nombre de protons du noyau produit.

extrapoler à gauche la branche droite de la courbe  $N = 82$  et déterminer ainsi l'écart de l'énergie d'émission réelle, par rapport à cette énergie extrapolée. On obtient alors pour le point  $(82, 125)$  une dépression d'environ 2,2 millions de volts et pour le point  $(82, 124)$  une dépression de 5,3 millions de volts. Des deux neutrons que contient la particule expulsée dans la première de ces émissions, l'un ap-

partient à la couche supérieure ( $N > 126$ ) et l'autre à la couche inférieure, tandis que dans le cas de la deuxième émission, les deux neutrons appartiennent à la couche inférieure. Si la discontinuité de l'énergie de liaison était la même pour chaque neutron, on devrait s'attendre à ce que la deuxième différence d'énergie soit le double de la première. En effet, il en est grossièrement ainsi ; il faut probablement tenir compte des différences entre les noyaux pairs et impairs afin d'expliquer la déviation. Considérons, d'autre part, la courbe  $P = 81$ . Elle se trouve déplacée en bas par rapport aux autres courbes  $P = \text{const.}$ , ce qui s'explique par la présence d'une couche protonique fermée pour  $P = 82$ , de sorte que l'un des deux protons émis lors de ces transformations est plus fortement lié dans le noyau que l'autre. La discontinuité s'élève à 1,6 millions volts environ. La courbe  $P = 81$  est approximativement parallèle aux autres courbes, ce qui signifie que cette discontinuité est toujours à peu près la même, c'est-à-dire ne dépend que de  $P$  et non de  $N$ . Notons enfin, que sur la courbe  $P = 81$ , on devrait encore trouver une émission  $\alpha$  non observée expérimentalement, à savoir celle qui transformerait le bismuth (83, 126) en l'isotope du thallium (81, 124). Les deux neutrons émis dans ce cas appartiennent à la couche inférieure ( $N \leq 126$ ). En retranchant de l'énergie obtenue par extrapolation de la courbe  $P = 81$ , le chiffre de 5,3 millions de volts que nous venons de trouver pour la discontinuité de l'énergie de liaison de deux neutrons, nous obtenons une énergie d'émission de 2,7 millions de volts. Elle correspond, d'après la loi de GEIGER-NUTALL, à une durée de vie moyenne d'environ  $10^{25}$  ans, donnant lieu ainsi à une décomposition pratiquement inobservable. On décèle ainsi la raison énergétique de l'existence, à cet endroit, de la limite entre les noyaux stables et les noyaux radioactifs.

Des considérations analogues peuvent s'appliquer au cas du samarium qui présente, comme on sait, une radioactivité  $\alpha$  spontanée. En général, c'est bien l'isotope le plus léger qui émettra le plus facilement une particule  $\alpha$ . Dans ce cas, la discontinuité à  $N = 82$  intervient et fait que l'isotope le plus léger (62,82) du samarium est plus stable de beaucoup que l'isotope suivant (62,85). La radioactivité naturelle provient donc soit de ce dernier isotope, soit d'un isotope (62,84), non encore décelé jusqu'ici à cause de sa rareté.

Étant donné que le comportement des discontinuités constaté

tout à l'heure s'accorde complètement avec tout ce que nous avons déduit dans les paragraphes précédents d'une manière indirecte, il semble justifié de résumer nos résultats comme suit :

1. Les discontinuités intervenant dans l'énergie de liaison des neutrons sont en première approximation indépendantes du nombre de protons, et réciproquement.

2. Les discontinuités des protons et des neutrons se superposent en première approximation.

3. Les différences d'énergie sont sensiblement plus grandes pour les couches de neutrons que pour les couches de protons.

Le dernier point nécessite encore une explication. Il est probable que la couche de neutron fermée à  $N = 126$  donne lieu à une chute de l'énergie de liaison qui n'est pas très grande par rapport aux autres discontinuités neutroniques. (On peut comparer  $N = 126$  à  $N = 60$  où s'achève également une couche comportant 10 particules.) D'autre part, nous avons vu que la discontinuité  $N = 82$  est la plus grande de toutes les discontinuités neutroniques. On devrait s'attendre alors à ce que  $P = 82$  représente également une discontinuité relativement importante par rapport aux autres discontinuités protoniques. Puisque la discontinuité  $P = 82$  est déjà sensiblement plus petite que celle pour  $N = 126$ , on arrive à la conclusion que, d'une façon générale, les discontinuités de la liaison protonique sont de beaucoup plus petites que celles de la liaison neutronique. Ce résultat est en meilleur accord avec nos renseignements antérieurs qui ont montré que la répartition des isotopes est surtout déterminée par les couches de neutrons et accessoirement par les couches de protons.

Il est intéressant de comparer les discontinuités expérimentales à celles que présente notre modèle du paragraphe 3. On a, pour la différence de deux valeurs propres :

$$E_n - E_m = \frac{h^2}{8\pi^2 m r_0^2} (X_n^2 - X_m^2)$$

où  $m$  est la masse d'un neutron (ou d'un proton) et les  $X$  sont encore les zéros des fonctions de BESSEL. L'expérience montre que les rayons nucléaires croissent approximativement comme les racines cubiques des nombres de particules ; on peut poser.

$$r_0 = M^{1/3} \cdot 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

avec  $M = P + N$ , de sorte qu'on a (en millions de volts) :

$$E_n - E_m = 9,1 \cdot M^{-2/3} (X_n^2 - X_m^2).$$

Calculons ces valeurs pour quelques noyaux particuliers situés aux limites des couches (les noyaux indiqués dans la fig. 4 par des carrés). On obtient ainsi le tableau suivant :

Noyau.....	<sup>16</sup> O	<sup>36</sup> Ar	<sup>60</sup> Ni	<sup>88</sup> Sr	<sup>106</sup> Pd	<sup>140</sup> Ce
Couche.....	2p	3d	4f	5g	4d	6h
ΔE.....	18,5	13,0	10,8	7,3	1,9	7,8

Ces chiffres montrent que dans le cas des noyaux légers les discontinuités calculées sont beaucoup trop grandes pour être raisonnablement admises (il faut les comparer aux énergies de liaison moyennes par particule d'environ 8 millions de volts). Notre modèle des couches constitue donc une très mauvaise approximation pour les noyaux très légers. Pour les noyaux plus lourds, les discontinuités calculées sont encore sensiblement trop grandes, elles se rapprochent cependant de l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales. Notre modèle ne sera donc pas une trop mauvaise approximation pour les noyaux lourds.

**8. Tableaux des énergies de liaison.**

Nous allons maintenant examiner la valeur des énergies de liaison elles-mêmes [20]. On peut également les déterminer dans le domaine des noyaux radioactifs. Nous nous bornerons d'abord aux séries radioactives du radium et du thorium qui ne contiennent que des noyaux de masse paire. En faisant abstraction du petit nombre de noyaux à P impair et N impair, il ne nous reste que des noyaux à P pair et N pair. Nos renseignements porteront donc seulement sur les énergies de liaison de *paires* de protons et de neutrons. Il peut arriver qu'une série radioactive contienne deux noyaux isotopes ; le Th B, par exemple, a quatre neutrons de plus que le Th D. Nous connaissons l'énergie totale W, libérée lors de la transformation Th B → Th D qui a lieu

avec émission d'une particule  $\alpha$  et de deux électrons  $\beta$ . L'énergie de liaison totale  $E$  (comptée positivement) des quatre neutrons se détermine par le processus circulaire suivant : on ajoute quatre neutrons au Th D, on gagne l'énergie  $E$  et l'on obtient le Th B ; ensuite, on fait la transformation radioactive en Th D, en gagnant cette fois l'énergie  $W$ . La somme des énergies et des équivalents énergétiques des masses lors de ce processus doit être zéro <sup>(1)</sup>. On obtient ainsi comme énergie de liaison  $E = (4 m_n - m_\alpha) \cdot c^2 - W$  où  $m_n$  et  $m_\alpha$  sont les masses respectives du neutron et de la particule  $\alpha$ .

De façon générale, la connaissance des énergies de désintégration nous permet de déterminer le contenu en énergie d'un noyau par rapport au produit final de la série. Quand, d'autre part, on compare des noyaux appartenant à deux séries différentes, une constante additive reste évidemment indéterminée. Celle-ci peut, par exemple, s'interpréter comme traduisant le contenu en énergie du noyau final d'une série ( p. ex. Th D) par rapport au noyau final de l'autre série (Ra G). Heureusement, on arrive à trouver une méthode pouvant servir à déterminer cette constante avec une précision appropriée.

Dans le tableau suivant sont indiqués (en millions de volts), les *différences* entre les contenus en énergie des noyaux successifs. On calcule facilement le contenu en énergie d'un certain noyau en formant la somme de toutes les énergies de désintégration jusqu'au produit final de la série. Cette somme contient les énergies cinétiques de toutes les particules  $\alpha$  ( $\gamma$  compris l'énergie de recul) et la somme des limites supérieures de tous les spectres  $\beta$ . Dans certains cas (RaB, Ra C, Ra D, Th B, Ms Th<sub>2</sub>) on doit ajouter l'énergie d'une raie  $\gamma$  émise immédiatement après la transformation  $\beta$  <sup>(2)</sup>. Pour les noyaux de la série du thorium il faut augmenter le chiffre ainsi obtenu d'une constante additive de 0,94 millions de volts.

Cette constante est déterminée de la manière suivante. Sur les droites isotopiques  $P = 82$  et  $P = 84$ , les noyaux appartenant à l'une des séries radioactives succèdent alternativement à ceux de l'autre. Lorsqu'on change la constante entre le Th Pb et le Ra Pb, il est évident qu'une des différences successives diminue et la suivante aug-

(1) Il ne faut alors pas tenir compte des masses au repos des électrons  $\beta$ , lorsque nous rapportons les énergies de liaison aux atomes et non aux noyaux. Lors de chaque émission  $\beta$ , le noyau perd un électron  $\beta$ , mais il s'ajoute un nouvel électron dans les couches extérieures.

(2) Cf. C. D. ELLIS, *International Conference in Physics*, London 1934.

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

mente. On exige maintenant que toutes les différences d'énergie qui se trouvent au-dessus de la droite  $N = 126$ , varient de manière *continue* et *monotone* en fonction de  $N$ . Par contre, il doit se produire un changement brusque de l'énergie de liaison lors du passage de la droite  $N = 126$ , comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent. On peut facilement se convaincre que la condition ci-dessus détermine la constante disponible à peu d'unités de la dernière décimale près. D'autre part, on obtiendrait une variation tout à fait irrégulière des énergies si l'on ne voulait pas introduire de discontinuité pour  $N = 126$ .

82	84	86	88		$U_I$
$P \rightarrow$					(3,2)
				$UX_1$	(1,0) . . . . .
				3,4	(3,1)
				Th	1,4 $U_{II}$
				3,4	
			$MsTh_1$	1,0	$I_0$
			3,8		3,3
			Ra	1,48	RdTh
			4,04		
		Rn	0,83	ThX	136
		4,96			
	RaA	0,63	Tn		134
	5,77				
RaB	0,34	ThA			132
6,56		5,10			
ThB	1,80	RaC'			130
6,03		4,65			
RaD	3,18	ThC'			128
5,77		4,49			
ThD	4,46	Po			126
0,94					
RaG					$\uparrow$
					N 124

La valeur moyenne des énergies protoniques de notre tableau est

de 1,60 et la valeur moyenne des énergies neutroniques (en supprimant le chiffre le plus bas 0,94 qui est en dehors de la couche) est de 4,51. Les chiffres du tableau se rapportent tout d'abord aux énergies de désintégration. L'énergie de liaison d'une paire de protons ou de neutrons se calcule alors comme

$$E_{2P} = (2m_P - \frac{1}{2}m_\alpha) \cdot c^2 - \Delta W$$

$$E_{2N} = (2m_N - \frac{1}{2}m_\alpha) \cdot c^2 - \Delta W$$

où les  $\Delta W$  sont les différences du tableau. Avec (1)  $m_P = 1,0081$  et  $m_N = 1.0085$ ,  $m_\alpha = 4,0034$ , on a alors, en millions de volts

$$E_{2P} = 13,3 - \Delta W; \quad E_{2N} = 14,2 - \Delta W.$$

L'énergie de liaison moyenne par paire de protons est alors 9,7 et par paire de neutrons 11,7 millions de volts. L'énergie de liaison moyenne d'une seule particule s'élève donc dans cette couche à environ 5,3 millions volts ; elle est moins grande que l'énergie de liaison moyenne prise sur *tous* les constituants d'un noyau qui se calcule à partir du défaut de masse et qui est d'environ 8 millions volts. Ceci est en accord avec le fait, mentionné dans le paragraphe 2, que la dernière grandeur diminue lentement pour les noyaux lourds.

Dans ce tableau, la variation extrêmement régulière et continue des énergies de liaison en fonction de P et N à l'intérieur d'une couche saute aux yeux. La partie supérieure du tableau ne peut d'ailleurs prétendre qu'à une exactitude restreinte puisque dans ce domaine les énergies des désintégrations  $\beta$  sont peu sûres.

A part les noyaux pairs contenus dans le tableau ci-dessus, les séries radioactives de l'uranium-radium et du thorium comportent un certain nombre de noyaux dont la masse est également paire, mais composés d'un nombre impair de protons et de neutrons. En comparant ces noyaux entre eux on obtient les énergies de liaison de quelques autres

(1) H. BETHE, *Phys. Rev.* **47**, 633, 1935.

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

paires de particules. Ces noyaux sont indiqués dans le tableau suivant :

		RaC 6,16
RaC''	— 0,55	ThC
6,75	RaD	5,49
ThC''	0,71	RaE

L'indication de RaD au milieu sert seulement à fixer la situation de ce tableau par rapport au précédent. En comparant les nombres des deux tableaux, on peut facilement vérifier l'existence d'une discontinuité à  $P = 82$  dans l'énergie de liaison des protons, discontinuité que nous avons déjà signalée dans le chapitre précédent.

**9. Noyaux pairs et impairs.**

Revenons maintenant sur la question de la différence entre noyaux pairs et impairs dont il a été déjà souvent question. La distinction entre ces deux classes de noyaux a été d'abord établie par HARKINS [9]. Nous pouvons distinguer quatre types de noyaux selon que  $P$  est pair ou impair et en même temps  $N$  pair ou impair. On connaît aujourd'hui les nombres suivants de noyaux stables :

P \ N	Pair	Impair
	Pair	140
Impair	54	4

On reconnaît dans ce tableau la grande prépondérance des noyaux du type pair-pair ; les noyaux du type pair-impair et impair-pair ont à peu près la même fréquence et le type impair-impair



n'a que quatre représentants, à savoir (1,1), (3,3), (5,5), (7,7), isotopes de l'hydrogène, du lithium, bore et azote, donc seulement des noyaux très légers. Ceci se comprend facilement en admettant qu'un proton impair et un neutron impair sont moins fortement liés que les particules paires. Chaque noyau du type impair-impair peut, à la suite d'une simple émission  $\beta$ , se transformer en un noyau du type pair-pair et cette transformation arrivera toujours spontanément si le noyau pair-pair ainsi produit se place à l'intérieur de la bande de stabilité de la figure 1. Dès que cette bande est devenue assez large pour contenir sur chaque ligne d'isobares un noyau du type pair-pair il n'existe plus de noyaux du type impair-impair. La fréquence, à peu près égale, des noyaux des types pair-impair et impair-pair, permet de conclure que la différence entre l'énergie de liaison des particules paires et des particules impaires est à peu près le même pour les protons et pour les neutrons.

Les énergies de désintégrations radioactives nous donnent certaines informations sur le rapport des liaisons des particules paires et impaires. Les noyaux des types impair-pair et pair-impair se trouvent seulement dans la série de l'actinium, mais il ne semble pas possible jusqu'ici de fixer la constante additive pour l'énergie de cette série par rapport aux deux autres, de sorte que nous devons passer outre à la discussion des énergies de liaison de ces noyaux.

Les noyaux du type impair-impair apparaissent dans les séries du radium et du thorium entre deux émissions  $\beta$  successives, par exemple dans la suite Ra B  $\rightarrow$  Ra C  $\rightarrow$  Ra C. Il est plus avantageux de comparer le noyau du RaC aux deux voisins situés sur l'autre diagonale, c'est-à-dire au Th B et Th A. En partant du Th B on peut d'abord produire le Ra C par addition d'un proton et d'un neutron et ensuite le Th A par nouvelle addition d'un proton et d'un neutron. Les énergies de liaison d'une paire (proton + neutron) peuvent se calculer par la formule

$$E_{p+n} = (m_p + m_n - \frac{1}{2}m_x) \cdot c^2 - \Delta W$$

à partir des énergies de désintégration correspondant au  $\Delta W$  indiquées dans le tableau suivant. Outre le cas de RaC, il existe encore ceux du ThC et du RaE. Les noyaux qui, dans le tableau, se trouvent

LA STRUCTURE DES NOYAUX ATOMIQUES COMPLEXES

dans la même colonne verticale sont isotopes et se distinguent entre eux par deux neutrons.

RaC''	0,05	ThB	5,56	RaC	1,34	ThA
ThC''	0,77	RaD	5,43	ThC	2,40	RaC'
		ThD	5,71	RaE	3,24	ThC'

On voit que la paire (proton + neutron) dont les numéros sont impairs est toujours beaucoup plus faiblement liée que la paire dont les numéros sont pairs. Tandis que l'énergie de liaison de la première paire (proton et neutron impairs) est pratiquement constante, l'énergie de liaison de la seconde paire augmente fortement de bas en haut. De ce fait on peut tirer la conclusion importante que la variation en fonction des couches de la fréquence des isotopes impairs par rapport aux isotopes pairs (phénomène représenté dans la fig. 5) n'est pas due à une variation de l'énergie de liaison des isotopes impairs, celle-ci étant plutôt assez constante. Cette variation semble au contraire avoir son origine dans une variation en fonction des couches de l'énergie de liaison des particules *paires*.

Quant à la question de la signification physique de la différence entre noyaux pairs et impairs, elle n'est pas encore résolue. On y voyait d'abord un argument en faveur d'une conception (très vieille d'ailleurs) représentant les noyaux comme des agglomérations de particules  $\alpha$ . On s'imaginait alors les particules  $\alpha$  équivalentes entre elles comme les molécules d'un gaz obéissant à la statistique d'EINSTEIN-BOSE. On peut cependant démontrer [16] par des calculs appropriés que cette image n'est qu'une très mauvaise approximation, de sorte qu'elle n'a pas d'importance physique ; la structure nucléaire est surtout réglée par la validité du principe de Pauli entre les constituantes élémentaires (neutrons et protons).

GUGGENHEIMER [11, 17] a indiqué des arguments plus directs en faveur de l'hypothèse que la prépondérance des noyaux pairs par rapport aux noyaux impairs n'est pas due à une formation de particules  $\alpha$ , mais à une formation de *paires* de protons et de neutrons. Car, si dans le diagramme de la figure 1, on ne porte que les noyaux du type

pair-pair, on trouve que sur les lignes d'isotopes, aussi bien que sur les lignes d'isotones, il n'existe que des suites ininterrompues de noyaux. Autrement dit, si les noyaux  $(2P, 2N)$  et  $(2P, 2N + 4)$  existent, le noyau  $(2P, 2N + 2)$  sera également présent. De même, si  $(2P, 2N)$  et  $(2P + 4, 2N)$  existent il en sera de même de  $(2P + 2, 2N)$ . Cette règle est valable presque sans exception (1). Lorsqu'au lieu de  $P$  et  $N$  on prend comme variable indépendante le nombre de particules  $\alpha$  possibles dans le noyau ( $P$  pour un noyau de la forme  $(2P, 2N)$ ), et le nombre des neutrons « libres », c'est-à-dire non liés dans des particules  $\alpha$  (égal à  $2N - 2P$ ), une succession de noyaux ayant  $2N - 2P$  constant et  $P$  variable comporte très souvent des lacunes. Dans le diagramme de la figure 1 les droites  $2N - 2P = \text{const.}$  sont parallèles à la diagonale principale. On voit que ces droites sont loin d'être couvertes de points de manière ininterrompue. Ce comportement est en contradiction avec l'idée que les neutrons dans le noyau peuvent se diviser en neutrons liés dans des particules  $\alpha$  et neutrons « libres ». En effet nous devrions alors admettre qu'il se produit des oscillations très rapides de l'énergie de liaison en fonction du nombre de particules  $\alpha$ , tandis que la construction des noyaux à partir de protons et de neutrons équivalents n'exige qu'une variation continue de l'énergie de liaison, interrompue parfois par des changements discontinus.

Afin d'expliquer la liaison plus forte des noyaux pairs, GUGGENHEIMER a supposé qu'entre deux neutrons (et de même entre deux protons) situés sur la même orbite avec des spins antiparallèles agissent des forces d'attraction lesquelles, comme les forces de valence de la chimie seraient capables de saturation. Une des tâches les plus urgentes de l'analyse nucléaire est la recherche par une méthode directe de ces forces considérables entre particules de même espèce. Dans l'état actuel de nos connaissances la question ne peut être définitivement tranchée.

### 10. Abondance nucléaire et équilibre thermodynamique.

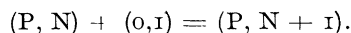
Nous allons maintenant examiner un problème qui en apparence n'est pas intimement relié aux considérations précédentes. On verra

(1) La seule exception est l'absence du noyau  $(62, 84)$ , qui s'explique par la radioactivité  $\alpha$  du Sm.

cependant que l'examen de cette question peut beaucoup servir à la compréhension théorique des données expérimentales qui précèdent.

Afin d'expliquer la genèse des noyaux lourds à partir des noyaux légers, on peut admettre qu'il existe quelque part dans le monde un excès de neutrons libres ou une source de neutrons qui subsiste pendant longtemps. On pourra alors construire tous les noyaux complexes à partir d'un proton par capture successive de neutrons et transformations  $\beta$ . Mais lorsqu'on regarde de plus près la figure 1, on voit que la répartition existante des noyaux ne peut s'expliquer uniquement de cette manière. Beaucoup d'isotopes légers d'éléments pairs ne sont pas fournis par la voie indiquée ; on obtiendrait plutôt des noyaux qui pour une masse égale contiendraient plus de neutrons et moins de protons. Pour les noyaux de poids moyen, on peut, comme nous l'avons montré dans le paragraphe 2, faire abstraction des désintégrations  $\alpha$  spontanées. L'addition directe de protons est un processus entièrement négligeable pour des noyaux qui ne sont pas trop légers, à cause de la répulsion de Coulomb. Il faut donc admettre que, lors de la formation des noyaux, non seulement des processus de construction, mais encore des processus de destruction interviennent <sup>(1)</sup>. Une conclusion simple s'impose : dans les régions de l'espace où se forment les noyaux, par exemple à l'intérieur de certaines étoiles, il règne des températures dont l'énergie moyenne  $kT$  est comparable comme ordre de grandeur aux énergies de liaison. (Puisque le neutron est probablement métastable et se transforme spontanément avec émission  $\beta$  en un proton, il faut déjà des températures de cet ordre pour qu'un nombre appréciable de neutrons libres en équilibre avec les protons, puisse exister). GUGGENHEIMER [11] a introduit l'hypothèse que les abondances relatives des différentes espèces de noyaux correspondent approximativement à la répartition d'un équilibre thermodynamique. On en peut déduire plusieurs conséquences capables d'être comparées directement avec l'expérience. Nous allons suivre l'exposé de GUGGENHEIMER.

Considérons par exemple, l'addition d'un neutron à un noyau donné :



(1) On pourrait attribuer de tels processus destructeurs à l'action du rayonnement cosmique. Mais on voit facilement que celui-ci est beaucoup trop faible pour pouvoir produire des transformations à grande échelle.

W. M. ELSASSER

Supposons qu'au début tous les composants soient présents en concentrations égales. L'énergie gagnée jusqu'au moment où l'équilibre thermodynamique s'est établi se calcule d'après le deuxième principe :

$$A = RT \log \frac{C_{(P,N+1)}}{C_{(O,1)} C_{(P,N)}}$$

où les C sont les concentrations à l'équilibre. La grandeur A mesure l'« affinité chimique » d'un noyau pour les neutrons et pour cela l'énergie de liaison d'un neutron. Cette formule contient la concentration des neutrons libres ; afin d'éliminer celle-ci, on peut se restreindre à la comparaison de deux réactions de ce type. Soit, par exemple, l'addition d'un neutron à chacun des deux noyaux isotoniques  $(P_1, N)$  et  $(P_2, N)$  ; on aura

$$A_1 - A_2 = RT \left( \log \frac{C_{(P_1, N+1)}}{C_{(P_1, N)}} - \log \frac{C_{(P_2, N+1)}}{C_{(P_2, N)}} \right). \quad (1)$$

La parenthèse du deuxième membre peut évidemment se calculer si l'on connaît expérimentalement les rapports des abondances isotopiques. On peut en tirer des conclusions concernant la variation de l'énergie de liaison en fonction de P et de N. GUGGENHEIMER a étudié de ce point de vue tous les rapports d'abondances connus.

Comparons d'abord des noyaux pairs uniquement. Un regard sur le tableau des énergies de liaison du paragraphe 7 nous montre qu'une paire de neutrons est, en général, d'autant plus fortement liée que P est plus grand pour N donné. Autrement dit, si nous ajoutons deux protons à un noyau donné, l'énergie de liaison de la dernière paire de neutrons augmentera :

$$\frac{\Delta^2 E}{\Delta(0,2)\Delta(2,0)} > 0,$$

où maintenant E désigne l'énergie de liaison totale du noyau <sup>(1)</sup>.

(1) En comparant à notre notation antérieure on a

$$E_{2N} = \frac{\Delta E}{\Delta(0,2)}$$

D'après la formule, (1) on s'attendrait à ce qu'en général

$$\frac{\Delta^2 \log C}{\Delta(0,2)\Delta(2,0)} > 0.$$

Cette grandeur n'est rien d'autre que la parenthèse du deuxième membre de (1). GUGGENHEIMER trouve que cette expression est positive dans 23 cas sur 28 et prend des valeurs négatives très petites dans les 5 autres cas. Il est caractéristique que les exceptions se trouvent toujours au début d'une couche neutronique. Ces résultats, comme ceux qui suivent, peuvent être considérés comme une confirmation expérimentale de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique.

L'énergie de liaison d'un neutron seul et impair croît également avec le nombre de protons. La relation

$$\frac{\Delta^2 \log C}{\Delta(0,1)\Delta(2,0)} > 0,$$

est valable dans 5 des 6 cas examinés. De plus, on peut montrer que, lors de l'addition d'un seul proton, l'énergie de liaison d'une paire de neutrons augmente. Dans 13 cas sur 14, on a

$$\frac{\Delta^2 \log C}{\Delta(1,0)\Delta(0,2)} > 0.$$

Lorsqu'on ajoute successivement à un noyau deux paires de neutrons on peut comparer les affinités de la première et de la seconde paire. D'après le tableau du paragraphe 7, on a

$$\frac{\Delta^2 E}{(\Delta(0,2))^2} < 0.$$

cependant la valeur absolue de cette grandeur n'est pas très élevée. GUGGENHEIMER trouve que

$$\frac{\Delta^2 \log C}{(\Delta(0,2))^2} < 0$$

est valable dans 31 cas sur 43. Pour effectuer le calcul des secondes différences examinées jusqu'ici, il faut connaître seulement les

rapports des abondances entre les isotopes d'un même élément. Si, d'après la même méthode, nous voulons étudier l'addition successive de deux paires de protons, nous devons connaître les rapports des abondances des différents éléments. On les connaît naturellement beaucoup moins bien. On a pu examiner 15 cas ; dans 12 d'entre eux on a

$$\frac{\Delta^2 \log C}{(\Delta(z,0))^2} < 0.$$

On peut encore se demander comment varient les affinités quand on compare deux paires de noyaux qui se distinguent par une particule  $\alpha$ . Dans ce cas on ne trouve plus de régularités aussi accentuées que celles que nous avons déjà mentionnées.

Comme résultat de ces considérations, on peut constater qu'il existe sans doute un rapport étroit entre l'abondance des noyaux et l'énergie de liaison de la dernière particule et que ce rapport ne s'éloigne probablement pas beaucoup du type de répartition qu'on pouvait attendre d'après l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique. Ce fait, très important en lui-même a pour nous une importance particulière puisqu'il justifie les méthodes appliquées dans les paragraphes 4-6. Là, nous avons déjà plus ou moins utilisé l'existence d'un rapport entre les énergies de liaison et les abondances des noyaux, en construisant des courbes qui présentaient une variation périodique d'une fonction quelconque de l'abondance. Nous sommes maintenant autorisés à supposer que les grandeurs énergétiques primaires présentent une variation analogue. Remarquons enfin que, de ce point de vue, il semble raisonnable de prendre l'existence ou la non-existence d'un noyau comme critère des conditions énergétiques, comme nous l'avons fait pour les propriétés représentées dans les figures 1-3. Car, si un noyau actuellement inconnu serait trouvé plus tard, il devrait selon toute probabilité être tellement rare que la chute brusque de l'abondance pourrait à elle seule servir comme critère d'une propriété de structure.

BIBLIOGRAPHIE

*Forces nucléaires :*

- 1) W. HEISENBERG. — *Zs. f. Phys.*, **77**, 1, 1932 ; **78**, 156, 1932 ; **80**, 587, 1933.
- 2) É. WIGNER. — *Phys. Rev.*, **43**, 252, 1933.
- 3) E. MAJORANA. — *Zs. f. Phys.*, **82**, 137, 1933.
- 4) W. HEISENBERG. — *Rapport 7<sup>e</sup> Congrès Solway*, Paris Gauthier-Villars, 1934.

*Spectrographie de masse (1) :*

- 5) F. W. ASTON. — *Mass Spectra and Isotopes* ; London, Arnold, 1933.
- 6) I. MATTAUCH. — *Phys. Zs.*, **35**, 567, 1934.
- 7) F. W. ASTON. — *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 46, 1934.
- 8) F. W. ASTON. — *Proc. Roy. Soc.*, **149**, 396, 1935. (Cd 118, Stenvinkel et Svensson, *Nature*, **135**, 955, 1935)

*Abondances d'isotopes :*

- 9) W. D. HARKINS. — *Phys. Rev.*, **38**, 1270, 1931 (aussi bibliographie des travaux antérieurs).
- 10) G. v. HEVESY. — *Chemical Analysis by X — Rays and its Applications* ; New York, McGrawHill 1932.
- 11) K. GUGGENHEIMER. — *Journ. de phys.*, **5**, 475, 1934.

*Structure en couches :*

- 12) H. A. BARTON. — *Phys. Rev.*, **35**, 408, 1930.
- 13) I. H. BARTLETT. — *Phys. Rev.*, **41**, 370, 1932 ; **42**, 145, 1932.
- 14) G. GAMOW. — *Zeits. f. Phys.* **89**, 592, 1934.
- 15) W. M. ELSASSER. — *Journ. de phys.*, **4**, 549, 1933.
- 16) W. M. ELSASSER. — *Journ. de phys.*, **5**, 71, 1934.
- 17) K. GUGGENHEIMER. — *Journ. de phys.*, **5**, 253, 1934.
- 18) W. M. ELSASSER. — *Journ. de phys.*, **5**, 389, 1934.
- 19) W. M. ELSASSER. — *Journ. de phys.*, **5**, 635, 1934.
- 20) W. M. ELSASSER. — *Journ. de Phys.* **6**, 473, 1935.
- 21) I. SELINOW. — *Sow. Phys.*, **7**, 82, 1935.

(1) Note ajoutée à la correction (1.10.35) : La constitution isotopique de Pd, Ir, Pt, Au a été découverte récemment. Les points correspondants ont été portés dans nos figures. Cf. Dempster, *Nature* **135**, 993, 1935 ; **136**, 65, 1935. Venketersacher et Sibaga (Ir), *Nature* **136**, 473, 1935.



W. M. ELSASSER

TABLE DES MATIÈRES

1. INTRODUCTION.....	223
2. Forces, défaut de masse, stabilité.....	225
3. Nombres quantiques. Un modèle élémentaire.....	230
4. Critères de stabilité. Couches de neutrons.....	232
5. Suite. Propriétés périodiques.....	236
6. Compléments. Couches de protons.....	242
7. Discontinuités dans le domaine des noyaux radioactifs.....	244
8. Tableaux des énergies de liaison.....	249
9. Noyaux pairs et impairs.....	253
10. Abondances nucléaires et équilibre thermodynamique .....	256
BIBLIOGRAPHIE .....	261

---

*Le Gérant : E. SCHNEIDER.*