



HAL
open science

Sur le principe de Pauli dans les noyaux - II.

W.M. Elsasser

► **To cite this version:**

W.M. Elsasser. Sur le principe de Pauli dans les noyaux - II.. Journal de Physique et le Radium, 1934, 5 (8), pp.389-397. 10.1051/jphysrad:0193400508038900 . jpa-00233250

HAL Id: jpa-00233250

<https://hal.science/jpa-00233250>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

SUR LE PRINCIPE DE PAULI DANS LES NOYAUX II.

Par W. M. ELSASSER.

Sommaire. — Les expériences indiquent que les neutrons et les protons du noyau sont disposés en couches successives. Un modèle simple du potentiel nucléaire peut approximativement rendre compte de la succession observée des nombres quantiques. Cette succession est la suivante : $1s, 2p, 3d, 4f, 5g, 4d, 6h$. Elle est la même pour les neutrons et pour les protons, mais les enveloppes des neutrons exercent une plus grande influence sur la structure des noyaux que celles des protons. Un certain nombre de propriétés des noyaux montrent une allure périodique et les périodes sont en relation étroite avec les enveloppes des neutrons. On a examiné le problème de la coexistence des enveloppes avec des sous-groupes. Les particules α représentent un type spécial de sous-groupe. L'existence dans les noyaux de sous-groupes d'un type plus général est vraisemblable.

1. Introduction. — Dans un mémoire précédent ⁽¹⁾ l'auteur avait indiqué l'importance que pouvait avoir une suggestion donnée par Bartlett ⁽²⁾ sur l'existence, dans le noyau, d'enveloppes successives. Résumons brièvement les résultats de cet article, cité dorénavant comme « I ». Les éléments plus légers que l'oxygène ont, à peu d'exceptions près, deux isotopes, les éléments, de l'oxygène jusqu'à l'argon, montrent un type de régularité différent, les éléments de charge paire ayant trois isotopes, les éléments de charge impaire un isotope chacun. (Ces régularités se montrent très nettement dans la partie inférieure de la fig. 1.) On avait vu dans ces régularités l'indice d'une structure intérieure du noyau. Bartlett avait émis l'hypothèse que les particules constituant les noyaux forment des enveloppes successives comme les électrons extérieurs. Chaque espèce de particules, les neutrons aussi bien que les protons, aurait un système d'enveloppes à part, le nombre maximum de particules de chaque espèce admis sur un certain niveau étant $2(2l + 1)$, où l est le nombre quantique azimutal de l'orbite. En prenant les noyaux ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$ et ${}^{36}_{18}\text{A}$ comme correspondant à des enveloppes fermées, on a donc une succession de 2 ; 6 ; 10 neutrons et autant de protons. Les nombres quantiques azimutaux seraient $l = 0, 1, 2$, permettant d'identifier les niveaux successifs comme étant très probablement $1s, 2p, 3d$. Nous avons ensuite cherché une forme du potentiel nucléaire agissant sur chacune des particules, qui assurerait cet ordre des niveaux, et nous avons trouvé que le modèle le plus simple de « trou » de potentiel (fig. 6 a), employé souvent comme

image schématique du potentiel nucléaire, suffit à cette condition. Les régularités simples qui règnent au début de la série des éléments sont étroitement liées au fait que les nombres de protons et de neutrons sont ici presque égaux. Ceci n'est plus le cas pour les éléments plus lourds. Certaines tentatives indiquées dans I, qui devaient permettre d'assigner des nombres quantiques aux particules formant les noyaux plus lourds, semblaient assez vagues.

Ce n'est que dernièrement que M. Guggenheimer ⁽¹⁾ a entrepris une étude systématique des propriétés de la stabilité des isotopes en fonction du nombre de protons et du nombre de neutrons contenu dans un noyau. Ces recherches ont abouti au résultat surprenant que *la stabilité des isotopes varie périodiquement* en fonction du numéro de l'élément ⁽²⁾. Ce fait est le point de départ du travail suivant.

Notations : Nous désignerons par P le nombre de protons, égal à la charge du noyau. Nous désignerons par N le nombre de neutrons contenus dans un noyau. Le nombre total de particules est désigné par M , donc $M = P + N$; pour les besoins de ce travail on peut négliger les défauts de masse et identifier M avec la masse atomique du noyau correspondant. Nous désignerons particulièrement par M_{ch} le poids atomique chimique d'un élément et par M_{max} et M_{min} les masses respectives de l'isotope le plus lourd et de l'isotope le plus léger d'un élément.

⁽¹⁾ *J. Phys.*, 1934, 5, 253. Je remercie tout particulièrement M. Guggenheimer de m'avoir communiqué ses résultats avant leur publication et de me permettre la reproduction de la fig. 1.

⁽²⁾ Le terme « périodique » ayant ici le même sens que dans l'expression courante : « Le système périodique des éléments chimiques. »

⁽¹⁾ *J. Phys.*, 1933, 7, 549.

⁽²⁾ BARTLETT, *Phys. Rev.* (1932), 41, 370; (1932), 42, 145.

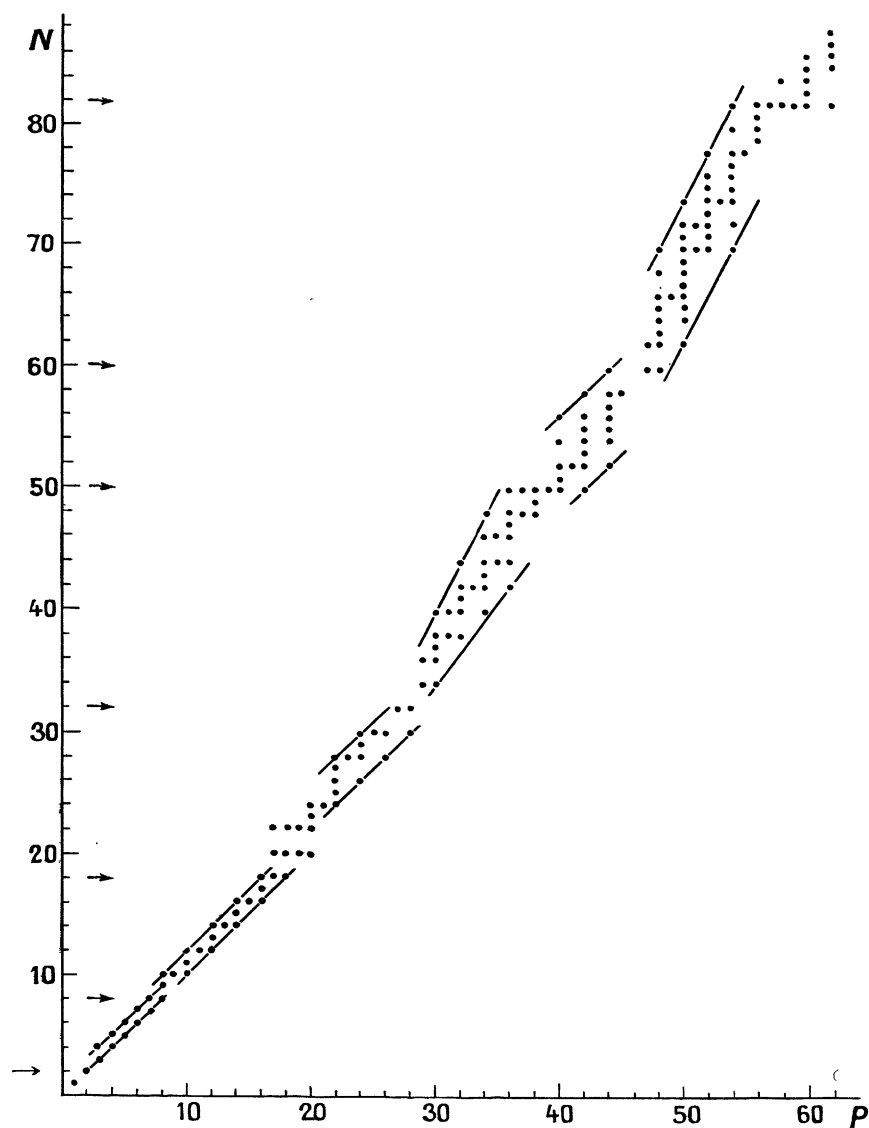


Fig. 1. — Limites de stabilité d'après Guggenheimer.

Première partie.

2. Enveloppes neutroniques. — Nous partons des régularités périodiques indiquées par Guggenheimer. Nous lui avons emprunté la figure 1, qui montre la variation périodique et régulière des limites de stabilité pour les éléments de masse paire. Outre les trois groupes du début, déjà mentionnés et finissant avec le ${}_{15}^{36}\text{A}$ nous distinguons quatre groupes ultérieurs ⁽¹⁾. Guggenheimer a donné des raisons pour attribuer au moins quelques-uns de ces groupes à la formation

⁽¹⁾ Quelques-uns de ces groupes ont été signalés il y a quelques années par H. A. Barton, *Phys. Rev.*, 1930, 35, 408, comme jouissant d'une symétrie remarquable autour d'un point central. Ils correspondent au troisième, cinquième et septième groupe du tableau I.

d'enveloppes de neutrons. Il a particulièrement insisté sur l'importance des chiffres de 50 et de 82 neutrons correspondant probablement à l'achèvement d'une enveloppe.

Ces chiffres sont en relation étroite avec le modèle du « trou » de potentiel (fig. 6 a) examiné dans I. Dans ce modèle, le potentiel a une valeur constante et négative à l'intérieur d'une certaine sphère et est nul à l'extérieur. On commet une faute relativement petite en admettant que les fonctions propres s'annulent rigoureusement à la limite du trou, la position relative des niveaux étant à peu près la même dans les deux cas. Les solutions de ce dernier problème sont bien connues et la succession des niveaux, qui a été indiquée dans I, est la suivante :

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

Ici, les symboles $s, p, d, f, g, h \dots$ correspondent aux nombres quantiques azimutaux $l = 0, 1, 2, \dots$. En supprimant dans cette succession les deux niveaux « intérieurs » $2s$ et $3p$, on obtient une suite de niveaux qui rend bien compte des périodicités trouvées par Guggenheimer. Dans le tableau I, on a indiqué le nombre $2 \cdot (2l + 1)$ de neutrons qui peuvent se trouver sur le même niveau et, en dernière ligne, la somme de tous les neutrons absorbés dans toutes les enveloppes formées jusqu'à la fin de l'enveloppe désignée. Ces chiffres sont représentés par des flèches dans la figure 1.

TABLEAU I.

Symbole	$1s$	$2p$	$3d$	$4f$	$5g$	$4d$	$6h$
$2 \cdot (2l + 1) \dots$	2	6	10	14	18	10	22
$\Sigma 2 \cdot (2l + 1) \dots$	2	8	18	32	50	60	82

Ayant ainsi interprété les périodes comme exprimant la construction successive des enveloppes neutroniques, nous allons chercher des vérifications expérimentales.

Tout d'abord nous nous rapportons aux arguments donnés par Guggenheimer en faveur de l'hypothèse que les enveloppes de neutrons peuvent produire des phénomènes périodiques presque indépendamment des protons. Guggenheimer a introduit la notion d'« isotones », ce sont des noyaux qui contiennent le même nombre de neutrons, mais des nombres différents de protons.

Le nombre et la largeur des isotones ont des valeurs maxima à la fin des périodes (surtout pour $N = 50$ et $N = 82$) et ces droites sont suivies par d'autres où très peu d'isotones sont stables. Ces phénomènes peuvent s'interpréter comme correspondant à l'achèvement d'une couche de neutrons et au commencement d'une nouvelle.

La largeur isotopique montre souvent une variation opposée à celle de la largeur isotonique, elle atteint ses valeurs minima à peu près à la fin des périodes (voir fig. 2 de Guggenheimer). Une allure analogue est présentée par notre figure 2, qui donne le nombre d'isotopes des éléments à charge paire. Les périodes des neutrons sont indiquées par des flèches, on a pu transposer ces périodes à l'échelle des protons à l'aide d'un procédé qui sera examiné plus tard.

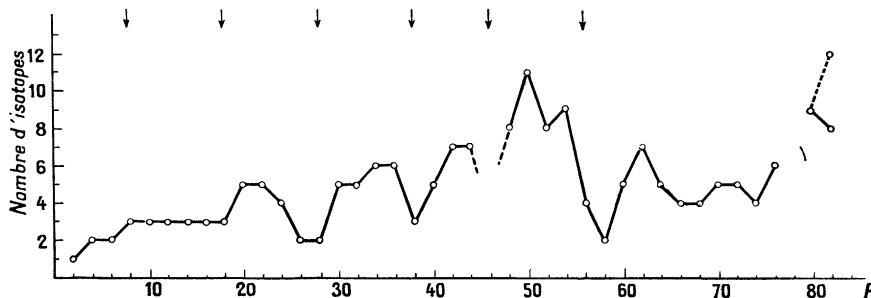


Fig. 2. — Nombre d'isotopes des éléments à charge paire.

Dans cette figure, les indices en faveur d'un système analogue d'enveloppes protoniques sont particulièrement remarquables. Pour $P = 50$ on a un nombre extraordinairement grand de 11 isotopes et pour $P = 82$ on a 8 isotopes stables et 4 radioactifs. Ces éléments sont suivis par d'autres, $P = 52$ et $P = 84$ qui montrent une stabilité fortement diminuée. Pour $P = 52$ la diminution du nombre d'isotopes par rapport aux éléments voisins est visible ; pour $P = 84$, il n'existe plus du tout d'éléments stables.

On reconnaît sur la figure 1, que non seulement l'inclinaison des limites de stabilité varie de période à période, mais aussi que chaque période est décalée par rapport à la précédente dans le sens des P croissants. Ceci s'interprète, d'après Guggenheimer, en disant qu'après l'achèvement d'une couche neutronique, l'intégration d'un ou de plusieurs protons au noyau est fortement favorisée, grâce à la faible énergie de liaison des neutrons au début d'une période.

Pour mieux saisir ce phénomène, on a représenté sur la figure 3 le poids atomique chimique des éléments à charge impaire. Pour gagner de la place, c'est la grandeur $M_{ch} - 2P$, qui a été portée en ordonnées. Le déplacement à droite que subit périodiquement cette courbe est bien visible. Les droites $N = \text{const.}$ correspondant aux enveloppes fermées sont signalées par des flèches. Il paraît justifié d'attribuer une grande importance à cette courbe. Le domaine de stabilité des éléments impairs forme une bande très mince dans le plan $P - N$, et on peut à bon droit interpréter l'allure de la courbe des poids atomiques comme présentant une expression directe des changements de la structure intérieure des noyaux. La courbe des poids atomiques des éléments pairs montre d'ailleurs à peu près la même allure. Mais en plus, elle présente encore des traits particuliers. Elle se rapproche de la courbe des éléments impairs et s'élève au-dessus de celle-ci au rythme des périodes.

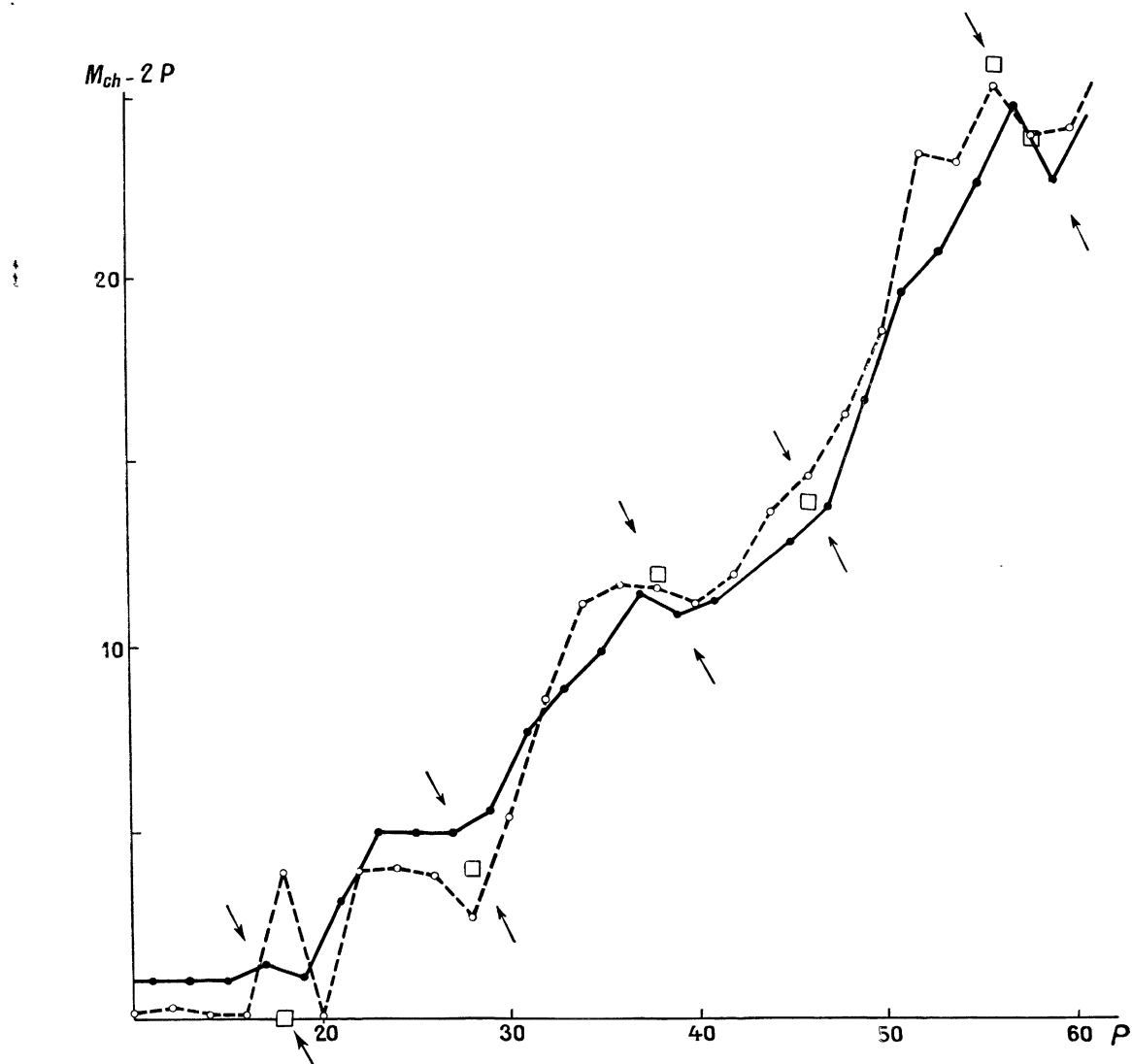


Fig. 3. — Poids atomiques chimiques.

— éléments impairs, - - - éléments pairs.

3. Fréquence des isotopes. — Certaines propriétés de la fréquence des différents noyaux donnent de nouveaux arguments en faveur de l'existence des périodes ⁽¹⁾.

Les régularités que présente la répartition des isotopes ont été étudiées en détail par Harkins ⁽²⁾ qui les a résumées en quatorze règles. Afin de pouvoir utiliser les résultats concernant la fréquence des éléments, nous avons besoin d'une hypothèse supplémentaire.

⁽¹⁾ Les considérations suivantes ont été suggérées par un travail plus étendu de M. Guggenheimer sur le rapport entre la fréquence des noyaux et les couches nucléaires. Ce travail paraîtra bientôt.

⁽²⁾ W. D. HARKINS, *Phys. Rev.*, (1931), **38**, 1270. Voir la bibliographie dans ce mémoire.

Nous admettrons, en gros, que la fréquence d'un noyau fournit une mesure qualitative de sa stabilité, les noyaux plus stables étant plus fréquents.

Harkins a remarqué (règle 12) que, en un certain domaine au moins, les isotopes les plus fréquents se groupent autour de certaines droites $N = \text{const}$. Elles sont presque identiques à celles indiquées dans notre tableau I comme limites des couches neutroniques. Considérons les fréquences relatives des isotopes à l'intérieur d'une série isotopique d'un élément à charge paire. Dans la figure 4, on a représenté une excentricité isotopique des éléments pairs, définie de la manière suivante : appelons d'abord centre de symétrie de la série des isotopes d'un élément, la moyenne arithmétique entre l'isotope le plus lourd et l'isotope le plus

léger. Les ordonnées de la figure 4 représentent la distance de la masse atomique chimique (centre de gravité de la série) au centre de symétrie ainsi défini, soit :

$$M_{ch.} - 1/2 (M_{max.} + M_{min.}).$$

Le caractère périodique est très net. La courbe montre qu'au début des périodes, le nombre des neutrons pré-

sents dans la couche en formation tend à diminuer. Vers la fin des périodes, au contraire, la couche presque achevée tend à se compléter. Nous y voyons une nouvelle confirmation de notre interprétation des périodes.

Une autre propriété dont l'analyse a montré l'allure périodique, est la proportion des isotopes à masse impaire dans un élément à charge paire. Cette grandeur est représentée dans la figure 5. Le pourcentage des

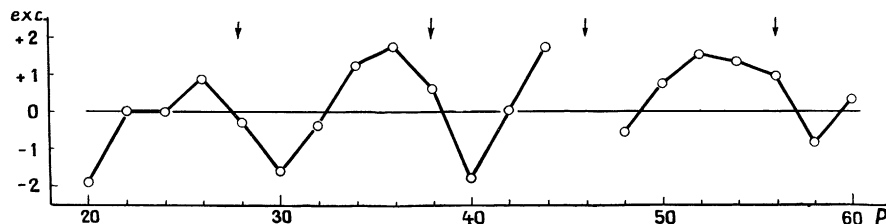


Fig. 4. — Excentricité (distance du poids atomique chimique au centre géométrique) des éléments pairs.

isotopes impairs augmente au fur et à mesure que la couche se construit, elle diminue de nouveau pour les derniers éléments dont le nombre de neutrons se tient encore au-dessous de la limite indiquée pour chaque période dans le tableau I. L'irrégularité apparente pour $P = 52$ est très intéressante. Cet élément, qui montre une diminution du nombre absolu d'isotopes par rapport à ses voisins (fig. 2) présente le même phénomène, de manière beaucoup plus accentuée, pour le pourcentage relatif des isotopes impairs. Nous avons déjà expliqué les causes de cette perturbation en la rattachant à l'existence d'une couche protonique close pour $P = 50$.

4. Remarques complémentaires. —

Une question particulièrement importante est celle de l'indépendance des propriétés périodiques. En effet, les périodes sembleront d'autant plus sûres que les arguments avancés en leur faveur dépendront moins les uns des autres, du moins d'un point de vue purement phénoménologique. A cet égard, les propriétés représentées dans les figures 2 et 3 sont entièrement indépendantes les unes des autres, bien qu'elles montrent les mêmes périodes. La figure 4 apporte aussi une information essentiellement nouvelle. Quant à la figure 5, il est possible qu'elle se relie de manière étroite à la figure 2, représentant le nombre absolu d'isotopes stables pour chaque élément. Toutefois, la courbe de la figure 5 fournit une information très précieuse, puisque la propriété représentée semble être la plus sensible aux perturbations. Il faut encore ajouter les périodes des isotones étudiées par Guggenheimer, et qui sont aussi de première importance. Somme toute, nous avons quatre propriétés indépendantes qui montrent les mêmes périodes et une certaine quantité d'indications supplémentaires dans le même sens.

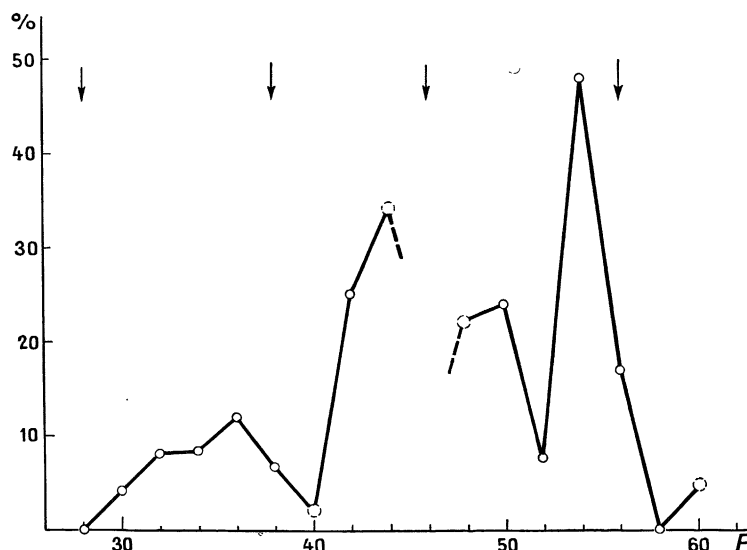


Fig. 5. — Pourcentage des isotopes impairs dans les éléments pairs. o valeurs mesurées (Aston), □ valeurs estimées.

Voici un essai pour attribuer des nombres quantiques aux neutrons au delà de $N = 82$. Nous le communiquons cependant avec une certaine réserve, puisque les résultats semblent moins sûrs que ceux des paragraphes précédents. La ligne $N = 116$ correspond probablement à la fin d'une enveloppe; la courbe des poids atomiques chimique montre là une discontinuité semblable à celle de la figure 3; en outre, la répartition des isotopes de l'osmium ($P = 76$) est irrégulière, l'isotope le plus lourd est le plus fréquent et il se trouve sur cette ligne, enfin la largeur isotonique montre un maximum de 4, tandis que la largeur ne dépasse pas 2 pour toutes les autres valeurs de $N \geq 84$. Les 34 neutrons ajoutés entre $N = 82$ et $N = 116$ auront probablement des orbites qui sont des combinaisons linéaires d'un terme $7i$ ($l = 6$, comportant 26 particules) et les termes intérieurs $2s$ et $3p$ qui manquent

jusqu'ici. Il nous reste jusqu'à l'uranium ($N = 146$) encore exactement 30 neutrons qui occuperont probablement les orbites $8k$ avec $l = 7$.

Nos conceptions théoriques permettent la prévision de la structure isotopique des éléments non encore mesurés. Le cas du palladium, $P = 46$, est particulièrement intéressant. Cet élément est situé près d'un endroit où la couche neutronique $4d$ va se trouver complète. On prévoit que le nombre d'isotopes sera très restreint, que le noyau $N = 60$ sera très fréquent et que d'ailleurs les isotopes impairs seront faibles. La structure isotopique du Pd sera donc à peu près la suivante : isotopes 104, 105, 106, 108, avec forte prépondérance de 106, faible pourcentage de 105.

Deuxième partie.

5. Forces nucléaires. — Du fait expérimental que l'énergie de liaison par particule est pratiquement la même pour tous les noyaux (à l'exception du ${}^2_1\text{H}$), Heisenberg ⁽¹⁾ a été conduit à l'idée que les forces qui relient les particules du noyau sont des forces de valence entre protons et neutrons, forces capables de saturation. Majorana ⁽²⁾ a ensuite proposé un type de force qui rend compte du fait que ce n'est pas le ${}^2_1\text{H}$, mais le ${}^4_2\text{He}$ qui présente le système saturé le plus simple. Quelques auteurs ont proposé un modèle de noyau à l'intérieur duquel serait formé le nombre maximum de particules α et où les valences des protons et neutrons seraient saturées à l'intérieur de ces particules. Il resterait alors encore quelques neutrons « libres ». Ce modèle a surtout été suggéré par les régularités que présentent les noyaux légers. Mais dans le cas des noyaux lourds, nos résultats montrent qu'il y a une certaine interaction entre les protons et tous les neutrons et non pas seulement avec une fraction de ceux-ci. Nous parlerons d'une interaction *globale*. Le potentiel global qui, dans le § 2 nous a fourni les niveaux des neutrons, représente l'action qu'exercent sur une seule particule toutes les autres ; cette image correspond à la construction d'un champ self-consistant pour les noyaux. Une analyse plus approfondie des données expérimentales a cependant montré que ce potentiel global seul ne suffit pas pour représenter les interactions des constituants du noyau. Il faut plutôt supposer qu'il se forme des agglomérations de particules liées plus étroitement entre elles qu'avec le reste du noyau. Nous parlerons, de façon générale, de *sous-groupes*. Comme nous l'avions déjà prévu dans I, le fait qu'il n'existe pas, dans les noyaux, de force centrale capable de maintenir un ordre hiérarchique entre les nombres quantiques, a pour conséquence qu'il se produit des *regroupe-*

ments, donnant lieu à des arrangements très variés des constituants du noyau. L'étude des rapports entre le potentiel global et l'existence des sous-groupes fera le sujet de cette deuxième partie de notre travail. Les indications expérimentales pour les sous-groupes, leur classification et le problème des regroupements seront traités dans un mémoire ultérieur.

6. Potentiel global. — Parler de potentiel global, c'est se placer à l'approximation où l'on fait abstraction de toutes les interactions individuelles des particules, c'est-à-dire de tous les sous-groupements. Le modèle le plus simple est celui du « trou » (fig. 6 a) étudié dans I. Pour simplifier le problème, on posera toujours que les fonctions propres disparaissent à la surface d'une sphère du rayon R_0 , ce qui correspond à un trou de profondeur infinie ⁽¹⁾. La succession de niveaux correspondant à ce modèle du trou comporte encore un niveau $2s$ intercalé entre les niveaux $3d$ et $4f$ et un niveau $3p$ intercalé entre les niveaux $4f$ et $5g$. Une forme de potentiel mieux appropriée à cette succession est donnée dans la figure 6 b. Le potentiel se relève au milieu du trou, comme le fond d'une bouteille. Le calcul des valeurs propres d'un tel potentiel est difficile ; il faut utiliser des méthodes numériques. On obtient une première orientation en se servant d'un calcul de perturbation. Nous partons des niveaux du simple trou et nous introduisons un potentiel perturbateur.

$$A \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\alpha^2 R_0^2}\right).$$

On obtient ainsi un déplacement maximum pour ces niveaux que nous trouvons actuellement déplacés ⁽²⁾. Il est commode de mesurer toutes les énergies en unités de $E_0 - U$, où E_0 est la valeur propre du niveau fondamental $1s$, et U l'énergie potentielle au fond du trou. La deuxième ligne du tableau II donne les énergies non perturbées (modèle 6a), la troisième ligne donne les valeurs perturbées (6b) pour $\alpha = 0,2$ et $A = 6 (E_0 - U)$.

⁽¹⁾ La partie radiale des fonctions propres normalisées à la forme

$$\Psi(r) = \frac{\sqrt{2}}{R_0 J_{l-\frac{1}{2}}(X_n)} \frac{1}{\sqrt{r}} J_{l+\frac{1}{2}}\left(\frac{X_n r}{R_0}\right)$$

ou X_n sont les zéros respectifs des fonctions de Bessel $J_{l+\frac{1}{2}}$,

données dans I, tableau III.

⁽²⁾ Pour calculer l'intégrale de perturbation on peut procéder de la manière suivante, puisque α est petit. On remplace la fonction de Bessel par le premier terme de la série de puissances et on étend l'intégration de $r = 0$ jusqu'à $r = \infty$. On obtient ainsi

$$\Delta E = \frac{AX_n^{2l+1} \alpha^{2l+3}}{2^{2l+1} J_{l-\frac{1}{2}}^2(X_n) \Gamma\left(l+\frac{3}{2}\right)}$$

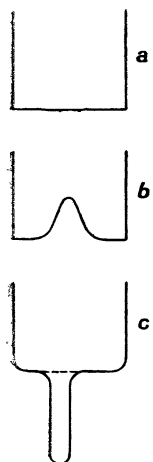
Les valeurs de l'énergie perturbée du tableau II sont calculées à l'aide de cette formule.

⁽¹⁾ W. HEISENBERG. *Z. Physik* (1932), **77**, 4; (1932), **78**, 436; (1933), **80**, 587.

⁽²⁾ E. MAJORANA, *Z. Physik* (1933), **82**, 137.

TABLEAU II.

Niveau.....	1s	2p	3d	2s	4f	3p	5g	4d	6h
($E-U$) non perturbé.	1	2,0	3,4	4,0	4,9	6,0	6,8	8,4	8,9
($E-U$) perturbé.....	1,4	2,1	3,4	5,7	4,9	7,0	6,8	8,7	8,9

Fig. 6.
Potentiels.

D'ailleurs, les constantes A et α sont assujetties à des restrictions assez fortes. Quand α dépasse sensiblement la valeur de 0,2, le déplacement du terme $4d$ devient trop grand, de sorte qu'il se range après le terme $6h$. Afin que le modèle du potentiel ne perde pas son sens physique, la valeur de A ne peut guère dépasser la profondeur U du trou. On peut facilement montrer que, pour $A \sim U$, le déplacement de tous les termes s est à peu près $2\alpha(E-U)$, où E est la valeur propre de l'état considéré⁽¹⁾. Ce déplacement ne suffit pas pour éloigner le terme $2s$ au delà de la série des niveaux du tableau II, comme cela est nécessaire pour obtenir la succession du tableau I. Nous concluons donc qu'il ne peut exister un simple modèle global possédant un sens physique et qui donnerait la succession observée des niveaux. Mathématiquement on peut probablement toujours construire un tel modèle, mais celui-ci comporterait une éminence centrale d'une hauteur extraordinaire.

7. Sous-groupes. — Nous avons annoncé au § 5 qu'il est nécessaire de supposer l'existence de sous-groupes en dehors de l'interaction globale. Un grand nombre de raisons en faveur de cette hypothèse apparaîtront au cours de ce paragraphe et du paragraphe suivant.

Les particules α sont des sous-groupes de 2 neutrons et de 2 protons. Mais peut-être sont-ils moins stables à l'intérieur des noyaux plus lourds que des sous-groupes comportant un plus grand nombre de particules. Toutefois, il ne peut pas être question de considérer un sous-groupe comme étant approximativement un système fermé se mouvant comme un point matériel sous l'influence d'un potentiel global extérieur. Dans un travail précédent⁽²⁾, l'auteur a montré que les centres de gravité des sous-groupes ne

sont pas des variables de séparation, qui permettraient de décomposer les mouvements à l'intérieur du noyau en mouvements des centres de gravité des sous-groupes et mouvements des particules relativement à ces centres. Ceci n'étant pas le cas, il faudra chercher un autre principe d'approximation qui permette de réduire le problème mécanique des noyaux complexes à des problèmes plus simples.

Quelques indications expérimentales suggèrent l'idée que la formation des sous-groupes dépend de la couche de neutrons (au sens des § précédents) à laquelle appartiennent les particules qui les constituent. Prenons par exemple le nombre d'isotopes des éléments pairs (fig. 2), ou la largeur isotopique de ces éléments (Gugg. fig. 2a). Aux éléments ayant beaucoup d'isotopes et une grande largeur isotopique succèdent vers la fin des périodes d'autres éléments où le nombre et la largeur des isotopes sont très petits. Le fait que les isotopes ne dépassent pas les droites $N = \text{const.}$ qui marquent la fin des périodes neutroniques (fig. 1) ne suffit pas pour expliquer cette diminution de stabilité. Car la stabilité ne se trouve pas seulement amoindrie à l'extrémité supérieure des séries d'isotopes situées aux endroits de la transition d'une période à l'autre, mais aussi à leur extrémité inférieure, où les couches neutroniques ne sont nullement complètes. Une autre propriété montrant une allure analogue à cet égard est le pourcentage des isotopes impairs dans les éléments de charge paire (fig. 3). Après un maximum qui coïncide avec l'endroit où se trouvent des éléments riches en isotopes, ce pourcentage décroît vers la fin des périodes.

L'existence d'un grand nombre d'isotopes stables et d'isotopes impairs dont la stabilité est presque égale à celle des isotopes pairs possède, quand le fait se produit, une signification physique simple. Elle indique que les liaisons des particules à l'intérieur des sous-groupes sont assez faibles et que le modèle du potentiel global donne une assez bonne approximation de la réalité. (Une forme plus quantitative de cet énoncé sera donnée au paragraphe suivant.) Admettons maintenant qu'il en soit ainsi. Evidemment, pour un système qui contient une centaine de particules, il est assez indifférent que l'on y ajoute ou lui enlève quelques neutrons, pourvu que chacun de ces neutrons occupe le même niveau énergétique. Car l'énergie de liaison du dernier neutron ne variera pas sensiblement dans une série d'isotopes, puisque le potentiel global varie relativement très peu. Si la transforma-

⁽¹⁾ Les fonctions propres des termes s ayant une tangente horizontale pour $r = 0$, restent pratiquement constantes dans le domaine central où le potentiel est petit. Les valeurs propres sont approximativement celles qui correspondent à un trou du rayon diminué $(1-\alpha)R_0$.

⁽²⁾ *J. Phys.*, 1934. 5, 71.

tion d'un neutron en proton par émission β est impossible à un de ces isotopes, pour des raisons d'ordre énergétique, elle ne sera pas possible non plus aux autres. D'où résultent de longues séries d'isotopes stables et une forte ressemblance entre la stabilité des isotopes pairs et impairs. Il en est tout autrement si les neutrons sont fortement liés en des sous-groupes. Ceux-ci contiendront un nombre assez petit de particules et les conditions de stabilité changeront sensiblement par addition d'une ou de deux nouvelles particules. Ici, où l'on trouve peu d'isotopes et de grandes différences entre les isotopes pairs et impairs, il faut admettre une forte influence des sous-groupes. Puisque des éléments de ce dernier type se trouvent à la fin des grandes périodes, où ils signalent probablement l'existence d'un sous-groupe fermé, nous énoncerons l'hypothèse suivante : A chaque couche de neutrons se rattache un certain nombre de protons de manière à former un sous-groupe dont la

construction procède parallèlement à la formation de l'enveloppe neutronique. Dans ces sous-groupes, le nombre de protons ne sera pas égal au nombre de neutrons. Dans le tableau III nous donnons un essai de détermination des limites des groupes protoniques. Les noyaux qui marquent les limites des groupes sont indiqués dans les deux dernières lignes, les points correspondants sont marqués par des carrés dans la figure 3. Ces points ont été choisis de telle manière que les lignes droites qui les relient sont en moyenne parallèles aux parties correspondantes de la courbe des poids atomiques chimiques. On reconnaît dans le tableau III la forte prépondérance des groupements à 10 protons. La quatrième ligne du tableau donne le rapport entre les nombres de neutrons et de protons dans un groupe. Ce chiffre est d'autant plus grand que l est plus élevé. Les flèches qui indiquent les limites des périodes dans les figures 2, 4, 5 se rapportent à la division des protons selon le tableau III.

TABLEAU III.

Niveau	1s	2p	3d	4f	5g	4d	6h	
Neutrons.....	2	6	10	14	18	10	22	
Protons.....	2	6	10	10	10	8	10	2
Rapport adjoints..	1,00	1,00	1,00	1,40	1,80	1,25	2,20	
Σ neutrons.....	2	8	18	32	50	60	82	82
Σ protons.....	2	8	18	28	38	46	56	58

8. Interaction des groupements. — Le potentiel qui dans le modèle self-consistant du noyau agit sur une certaine particule, peut se décomposer en deux parties. Les composants sont, d'une part le potentiel global provenant de toutes les particules du noyau et, d'autre part le potentiel produit par les constituants du sous-groupe auquel appartient la particule. Quand le nombre de particules absorbé à l'intérieur d'un sous-groupe est petit par rapport au nombre total des constituants du noyau, la décomposition est approximativement additive.

$$U(r) = U_1(r) + U_2(r)$$

Pour pouvoir examiner les questions qui se rattachent à un tel potentiel d'origine double, nous avons adopté un modèle schématique du potentiel (fig. 6 c). Là, le potentiel du sous-groupe est représenté par un trou plus profond, mais d'une extension moins grande que celui du potentiel global. Pour avoir des conditions simples nous supposerons que le volume du sous groupe soit petit par rapport au volume du noyau entier. Nous ne prétendons pas que ce modèle correspond à la réalité, c'est seulement une image schématique qui nous servira à dégager les traits essentiels provenant de l'action sur une particule d'un potentiel d'origine double. La fonction d'onde ψ d'une particule se décomposera approximativement en deux parties, l'une ω appartenant au noyau global, l'autre

φ au sous-groupe. ω et φ seront alors approximativement orthogonales. Soit

$$\psi = c_1 \omega + c_2 \varphi$$

si ω et φ sont normalisées, on aura $|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$. La portée du principe de Pauli est tout à fait différente pour les deux sortes de fonctions propres. La fonction ω d'une particule doit se distinguer de toutes les fonctions ω de toutes les particules de même espèce (protons ou neutrons) contenues dans le noyau. La fonction φ ne doit se distinguer que des fonctions φ des particules qui appartiennent au même groupement. A cet égard, il faut insister sur une conséquence de la mécanique quantique qui est de grande importance : *Les niveaux partiellement occupés ($|c_1|^2 < 1$) se comportent, quant à la validité du principe de Pauli, comme des niveaux complètement occupés.* Soit $\omega_1, \omega_2, \dots$ une suite de fonctions propres orthogonales pour une seule particule assujettie seulement à l'influence du potentiel global. Une fonction antisymétrique qui comporte k particules est donnée par le déterminant

$$\text{Det}_k(\omega)$$

où les ω sont k fonctions différentes de notre suite. Soit ψ la fonction d'onde représentant le système nucléaire dans l'espace de configuration. On écrira

$$\psi = c \cdot \text{Det}_k(\omega) + \psi'$$

où ψ contient en outre la partie de la fonction d'onde qui correspond aux sous-groupes. Si petite que soit la valeur de c , les fonctions ω doivent être différentes entre elles. En particulier, si la probabilité de trouver $k - 1$ particules sur les orbites $\omega_1 \dots \omega_{k-1}$ est très petite, il peut néanmoins arriver que la k -ième particule occupe l'orbite ω_k avec une probabilité voisine de l'unité.

On voit maintenant la différence entre le schéma de Landé ⁽¹⁾ pour les nombres quantiques des neutrons et le nôtre. Landé attribue des nombres quantiques aux neutrons qui se trouvent en dehors des sous-groupes fermés. Ce sont donc des nombres quantiques *effectifs* tandis que nos nombres quantiques du tableau I sont des nombres quantiques *vrais*. Pour le nombre d'électrons qui peuvent occuper une enveloppe extérieure d'un atome, les nombres quantiques vrais sont moins importants, puisque l'énergie d'un niveau dépend surtout du nombre quantique principal et peu du nombre quantique azimutal. Il en est autrement dans les noyaux où l'énergie d'une particule dépend fortement du nombre quantique azimutal et où il devient indispensable de tenir compte des nombres quantiques vrais pour cette partie de la fonction d'onde qui se rattache au noyau entier et non au sous-groupe.

L'énergie de liaison d'une certaine particule dépend d'une manière assez complexe des coefficients c_1 et c_2 . Sans aller dans les détails on pourra dire que l'énergie de liaison sera d'autant plus grande que le coefficient c_2 sera plus grand que c_1 , c'est-à-dire que la particule sera plus fortement liée à l'intérieur d'un sous-groupe. Dans une théorie plus précise, l'ordre dans lequel sont occupés les niveaux du potentiel global ne dépendra pas seulement de ce potentiel même, mais de l'énergie des sous-groupes adjoints, grâce à une interaction entre ces sous-groupes et l'enveloppe respective des neutrons. Il est probable que pour les noyaux lourds les sous-groupes à la base d'un terme d (comportant 10 particules de chaque espèce) sont plus stables que ceux à la base des termes p ou s (ces derniers groupements étant équivalents aux particules α). Cette idée nous permet d'expliquer pourquoi les termes $3p$ et $2s$ de notre succession sont moins stables que les termes à nombres quantiques supérieurs. En effet, les couches correspondant aux niveaux s et p ne contiennent pas assez de particules pour permettre un tel groupement. Le tableau III montre d'ailleurs

assez nettement cette prépondérance des groupements à 10 particules.

Nous sommes maintenant en état de répondre à une question qui se pose immédiatement en face des régularités dégagées de l'expérience. Pourquoi les couches des protons exercent-elles une influence tellement petite sur la structure des noyaux comparés à celle des neutrons? Ceci découle du fait que les neutrons sont en grand excès par rapport aux protons. Tous les protons peuvent trouver des places à l'intérieur des sous-groupes où ils sont plus fortement liés que par le potentiel global seul. Pour les protons, le coefficient c_2 sera voisin de l'unité et c_1 sera petit. Par contre, les neutrons ne peuvent pas tous se lier à l'intérieur des sous-groupes faute de protons correspondants, pour ceux qui sont en excédent, c_2 sera petit et c_1 sera voisin de l'unité. Ce sont donc ces neutrons qui produisent les grandes périodes.

L'idée que ce sont surtout les neutrons en excédent qui déterminent la répartition des isotopes semble donc assez justifiée. Mais la complication du problème réside dans l'attribution de nombres quantiques aux particules.

J'exprime ma vive reconnaissance à M. Francis Perin qui, par son aide efficace, m'a permis de mener à bien ces recherches; je le remercie aussi sincèrement de toutes les discussions intéressantes que j'ai pu avoir avec lui et qui m'ont été très précieuses.

Institut Henri Poincaré.

Manuscrit reçu le 25 mai 1934.

Remarque lors de la correction. — Nous avons récemment pu étudier les énergies de liaison des protons et des neutrons dans le domaine des noyaux radioactifs, où elles sont directement accessibles. (*C. R.*, 1934, 199, 46). Elles montrent en général une variation tout à fait continue en fonction des grandeurs P et N (ayant dûment tenu compte de la différence entre noyaux pairs et impairs). Mais on trouve deux droites dans le plan $P - N$, où les énergies de liaison changent brusquement. Ces sont $P = 82$ (déjà prévu dans le cadre général de notre théorie) et $N = 126$ (correspondant probablement à la fin d'une sous-couche de 10 neutrons, la fin d'une couche pour $N = 116$ ayant été signalée ci-dessus). Ces résultats peuvent être considérés comme une preuve expérimentale directe de l'existence de couches.

(1) L. LANDÉ, *Phys. Rev.* (1933), 43, 620 et 642.