Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 15 (1942)

Heft: III

Artikel: Classement des masses atomiques. IV, Les atomes radioactifs artificiels

Autor: Jacquerod, André

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111304

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Classement des masses atomiques IV.
Les atomes radioactifs artificiels

par **Adrien Jaquerod.**

(19. II. 1942.)

Les données nécessaires ont été empruntées à la source déjà mentionnée au début de ce travail[1]). Elles se rapportent exclusivement à la première catégorie d'atomes: ① atomes légers. Les auteurs ayant calculé les défauts de masse ΔM comme je l'ai fait moi-même pour les atomes naturels, je me suis borné à reproduire leurs valeurs dans le tableau VI. Ce tableau donne en plus: n, nombre de part. α figurant dans le noyau; l'*excès* proton-neutron; $\Delta' M$ calculé au moyen de l'expression (9); enfin le défaut de masse calculé comme il est indiqué plus bas, mais seulement pour les atomes de nombre de masse supérieur à 16.

Si l'on porte sur un graphique à grande échelle les ΔM en fonction de A, on retrouve un groupement quasi linéaire, à l'exception de la partie inférieure. Les festons si caractéristiques de la fig. 1 n'existent pas; néanmoins l'alignement des points figuratifs dans cette première partie est loin d'être parfait. Il devient meilleure dans la partie supérieure, et on retrouve là, par contre, une courbe sinueuse correspondant à celle de la fig. 3; ces deux courbes, l'une relative aux atomes naturels, l'autre aux atomes artificiels, sont très semblables, tout en étant décalées l'une par rapport à l'autre: les ΔM des atomes artificiels sont inférieurs à ceux des atomes naturels (moindre stabilité). Les deux courbes se rapprochent peu à peu et semblent se réjoindre au point Cr^{52} ($\Delta M = 0{,}487$). Il est naturel de penser qu'elles ne correspondent à rien de réel, mais sont produites par le jeu de l'ajustement des données expérimentales, les incertitudes portant sur les atomes stables se reproduisant sur les masses des atomes radioactifs.

Si l'on néglige cette sinuosité, les deux familles d'atomes sont représentées — abstraction faite d'une « structure fine » qui ne peut être précisée mais qui existe sûrement — par les deux relations:

$$\text{atomes naturels:} \quad \Delta M = 0{,}00982\, A - 0{,}0230 \qquad (17)$$

$$\text{atomes artificiels:} \quad \Delta M = 0{,}01000\, A - 0{,}0325 \qquad (18)$$

---

[1]) S. Flügge u. J. Mattauch. Phys. Ztschr. **42**, p. 1 (1941).

Tableau VI.

Atome	n	Excès proton-neutron	ΔM	$\Delta' M \times 10^3$	ΔM calc.	Diff. obs.-calc. $\times 10^3$
H^3	0	1 – 2	0,0090	9,0		
He^5	1	0 – 1	0,0277	– 2,6		
He^6	1	0 – 2	0,0311	0,8		
Li^8	1	1 – 3	0,0442	13,9		
Be^7	1	2 – 1	0,0403	10,0		
Be^{10}	2	0 – 2	0,0696	9,0		
B^9	2	1 – 0	0,0604	– 0,2		
B^{12}	2	1 – 3	0,0865	25,9		
C^{10}	2	2 – 0	0,0637	3,1		
C^{11}	2	2 – 1	0,0785	17,9		
C^{14}	3	0 – 2	0,1126	21,7		
N^{13}	3	1 – 0	0,1007	9,8		
N^{16}	3	1 – 3	0,1310	40,1		
O^{15}	3	2 – 1	0,1199	29,0		
F^{17}	4	1 – 0	0,1372	16,0	0,1375	– 0,3
F^{18}	4	1 – 1	0,1470	25,8	0,1475	– 0,5
F^{20}	4	1 – 3	0,1650	43,8	0,1675	– 2,5
Ne^{19}	4	2 – 1	0,1538	32,6	0,1575	– 3,7
Ne^{23}	5	0 – 3	0,1968	45,3	0,1975	– 0,7
Na^{22}	5	1 – 1	0,1875	36,0	0,1875	0,0
Na^{24}	5	1 – 3	0,2080	56.5	0,2075	+ 0,5
Mg^{23}	5	2 – 1	0,1954	43,9	0,1975	– 2,1
Mg^{27}	6	0 – 3	0,2392	57,4	0,2375	+ 1,7
Al^{26}	6	1 – 1	0,2276	45,8	0,2275	+ 0,1
Al^{28}	6	1 – 3	0,2491	67,3	0,2475	+ 1,6
Al^{29}	6	1 – 4	0,2596	77,8	0,2575	+ 2,1
Si^{27}	6	2 – 1	0,2340	52,2	0,2375	– 3,5
Si^{31}	7	0 – 3	0,2793	67,2	0,2775	+ 1,8
P^{30}	7	1 – 1	0,2676	55,5	0,2675	+ 0,1
P^{32}	7	1 – 3	0,2897	77,6	0,2875	+ 2,2
Cl^{36}	8	1 – 3	0,3302	87,8	0,3275	+ 2,7
Cl^{38}	8	1 – 5	0,3461	103,7	0,3475	– 1,4
A^{41}	9	0 – 5	0,3747	102,0	0,3775	– 2,8
Ca^{45}	10	0 – 5	0,4155	112,5	0,4175	– 2,0
Sc^{46}	10	1 – 5	0,4253	122,3	0,4275	– 2,2
V^{52}	11	1 – 7	0,4879	154,6	0,4875	+ 0,4

Les valeurs de ΔM calculées à l'aide de l'expression (18) figurent dans le tableau VI, sixième colonne; dans la dernière colonne sont reportées les différences entre les ΔM observés et calculés, multipliées par 10^3.

La droite (17) possède un coefficient angulaire p un peu inférieur à celui qui a été indiqué dans la partie II de ce travail, p. 82; le calcul a été effectué autrement.

Pour les atomes moyens et lourds je n'ai pu trouver de données sûres et assez nombreuses. Il semble bien cependant que, dans ces deux catégories d'atomes, on retrouvera des faits analogues aux précédents. Le défaut de masse des atomes artificiels sera une fonction linéaire du nombre de masse, et la droite sera encore mieux réalisée, la structure fine plus atténuée, peut-être à peine sensible. Cette droite coïncidera-t-elle à peu près avec celle relative aux atomes naturels? Sera-t-elle, ce qui est plus probable, sensiblement

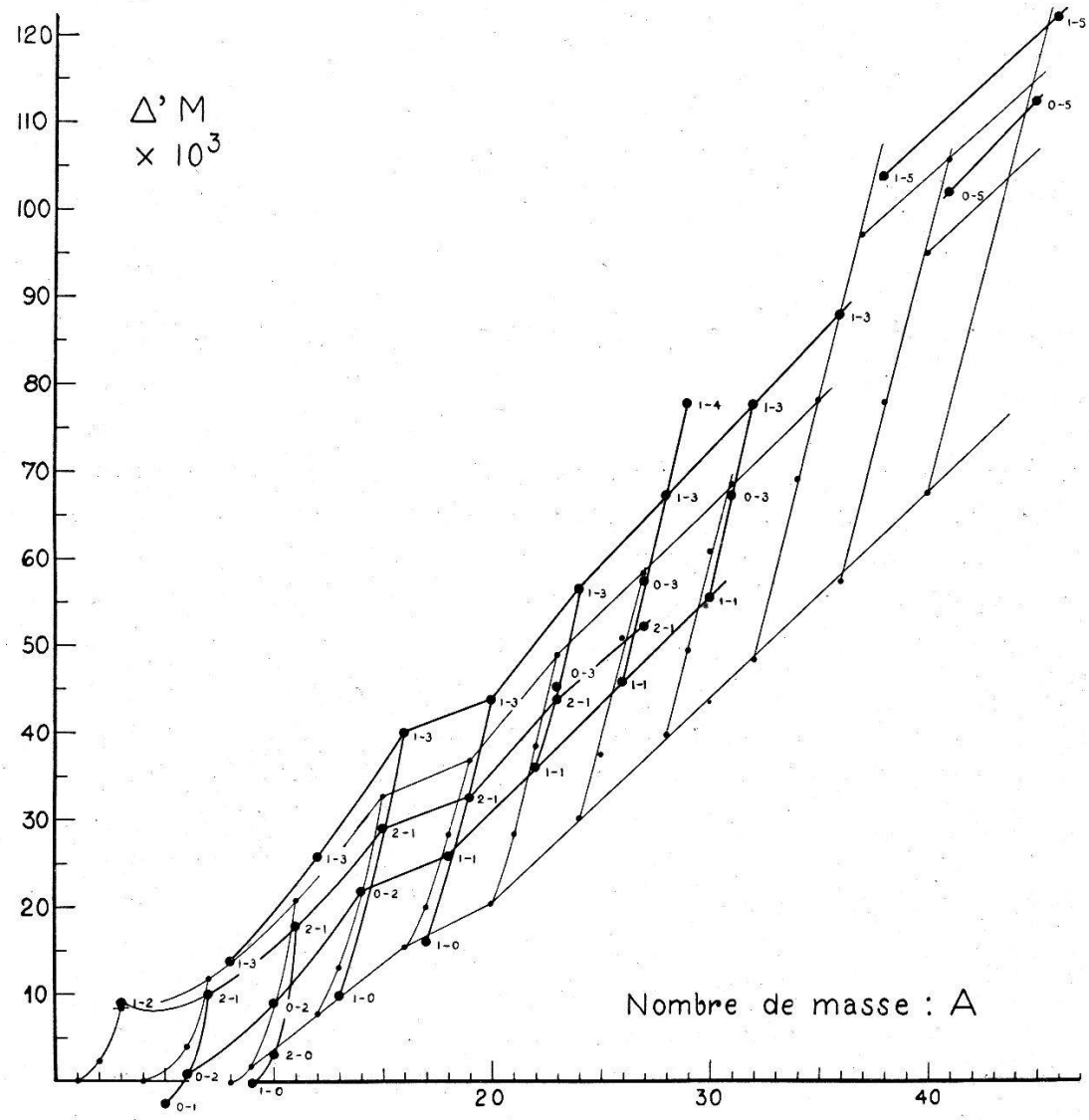

Fig. 8.

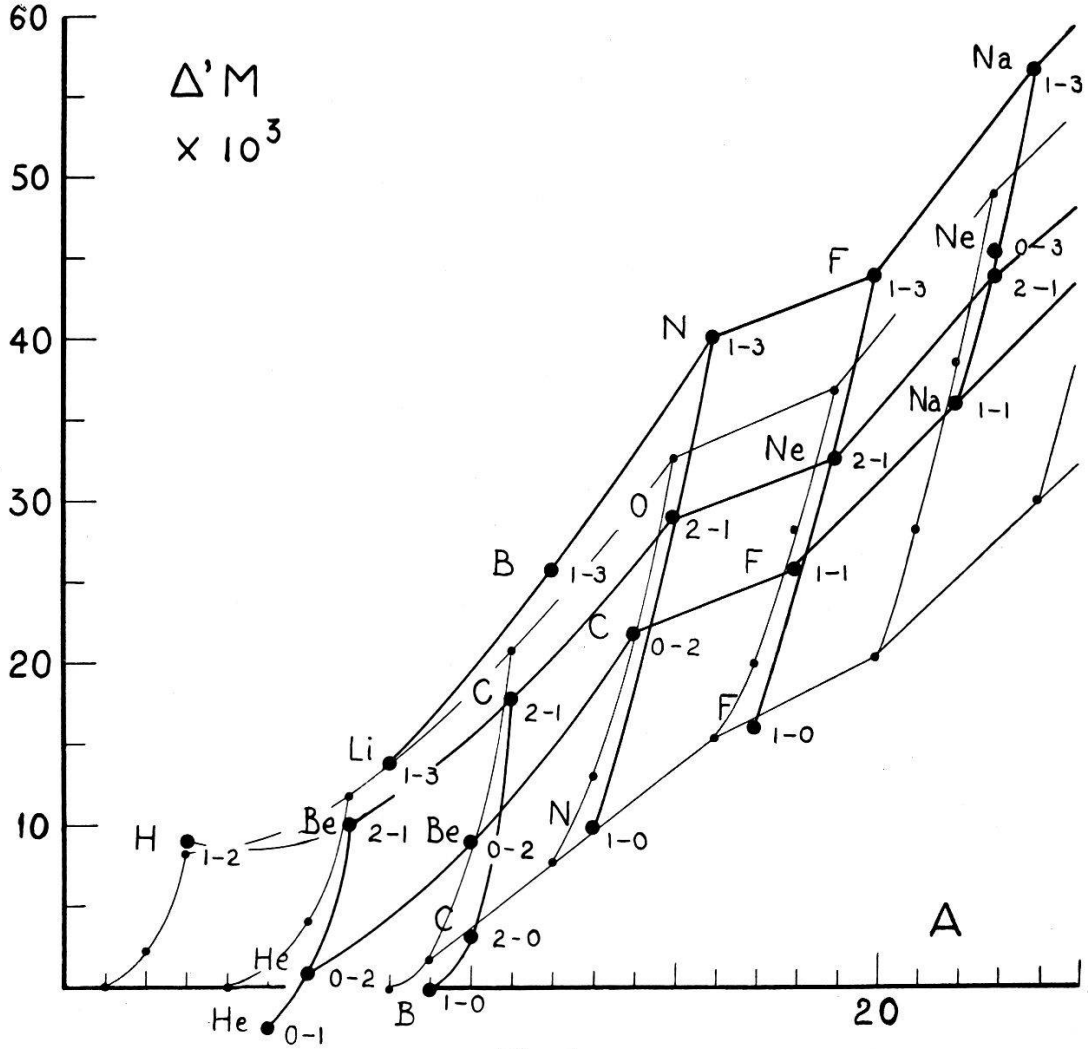

Fig. 9.

parallèle et légèrement inférieure à cette dernière? C'est impossible à prévoir. Mais lorsque les données expérimentales permettront de fixer ces points avec précision, on aura le moyen de calculer a priori la masse d'un atome artificiel arbitrairement choisi, par suite l'énergie mise en jeu dans sa désintégration. Les particularités du processus radioactif relatif à cet atome pourront donc être prévues.

Quant à la classe d'atomes qui nous occupe présentement, le graphique le plus intéressant s'obtient de nouveau en portant $\Delta' M$ en fonction de A. La fig. 8 en reproduit l'ensemble; la fig. 9 la partie inférieure à plus grande échelle. Les atomes radioactifs sont représentés par les gros cercles, joints par les traits gras; les atomes naturels par les petits cercles reliés par des traits plus fins. Les indications sont relatives exclusivement aux atomes artificiels.

Les réseaux ainsi obtenus pour les deux catégories d'atomes sont très semblables, mais décalés. Les $\Delta' M$ des atomes artificiels sont moindres que ceux des atomes naturels, à deux exceptions

près: ${}_4Be^{10}$ et ${}_6C^{14}$ dont les points figuratifs tombent sur les courbes relatives aux atomes naturels. Ces deux atomes ont l'excès 0—2.

Le fait le plus frappant mis en évidence par les fig. 8 et 9 est l'existence d'une discontinuité importante, déjà signalée sommairement dans la seconde partie (p. 81), située dans le voisinage de $A = 16$. Cette discontinuité est marquée par les caractères suivants:

a) *courbes* de même n et même e avant la discontinuité; *droites* après la discontinuité;

b) brusque diminution des coefficients angulaires pour les atomes de même excès, puis redressement;

c) les atomes artificiels ont des excès très différents dans les deux domaines limités par la discontinuité en question; les seuls excès qui se retrouvent de part et d'autre sont: 1—0; 1—3; 2—1. A ces exceptions près le premier domaine ne contient que les excès: 0—1; 0—2; 1—2; 2—1; le second: 0—3; 0—5; 1—1; 1—4; 1—5; 1—7.

Chez les atomes naturels, au contraire, les excès 1—1 ne se trouvent que dans le premier domaine; les excès 0—2 uniquement dans le second (voir fig. 4).

Il existe par conséquent dans la série entière des atomes *quatre discontinuités* que dévoile l'étude du défaut de masse, discontinuités qui reflètent certainement un caractère fondamental de la constitution nucléaire. Ces discontinuités partagent les atomes en cinq groupes naturels, et non en trois comme on le disait dans la première partie:

atomes très légers — atomes légers — atomes moyens — atomes lourds — atomes radioactifs.

Elles sont localisées avec assez de précision aux points suivants:

	A	Z	n
1ère discontinuité . . .	16	8	4
2ème « . . .	52	24	12
3ème « . . .	131	54	27
4ème « . . .	210	84	42

L'examen des fig. 4 et 9 montre cependant que l'on peut hésiter pour la première; si, pour les atomes du type 0—0 en effet, le hiatus se fait *après* O^{16}, pour les autres, naturels ou artificiels, il a lieu *avant*. La structure tétrahèdrique d'un noyau $n = 4$, formé de 4 part. α, ne semble donc pas jouer le seul rôle.

La dernière discontinuité est peut-être localisée après $n = 41$, $Z = 83$, donc à la fin de la série des éléments stables, ce qui semble assez probable, car ${}_{84}Po^{210}$ serait alors mieux à sa place, ainsi que

quelques atomes radioactifs naturels qui n'ont pas été pris en considération.

L'interprétation de ces faits dûment établis ne saurait être tentée par un représentant de la physique expérimentale; je laisse donc aux théoriciens, et plus particulièrement aux spécialistes de la physique nucléaire, le soin — et le privilège — de trouver cette interprétation. On songera peut-être, ainsi que j'y ai déjà fait allusion, à des « couches » concentriques de stabilité décroissante, la dernière se désagrégeant spontanément par une sorte de desquamation avec émission de part. α ponctuée de transformations β. On fera peut-être appel à la théorie simple de la « goutte liquide » à laquelle on compare souvent le noyau; je ne sais. Mais un dernier point que je voudrais marquer rend plausible cette seconde supposition.

Il s'agit du phénomène de *scission* récemment découvert, qui est le mieux connu pour l'élément ${}_{92}U^{235}$, et provoqué par la capture d'un neutron. On sait que cette scission, qui se produit avec un énorme dégagement d'énergie, entraîne la production d'atomes radioactifs artificiels qui évoluent pour aboutir finalement à des atomes stables, l'atome initial étant en première ligne scindé en deux autres plus légers.

D'après Louis-A. Turner[2]) les atomes sûrement identifiés parmi les produits, directs ou indirects, de la scission sont:

$${}_{35}\mathrm{Br};\ {}_{36}\mathrm{Kr};\ {}_{37}\mathrm{Rb};\ {}_{38}\mathrm{Sr};\ {}_{39}\mathrm{Y};\ {}_{42}\mathrm{Mo};$$

puis

$${}_{51}\mathrm{Sb};\ {}_{52}\mathrm{Te};\ {}_{53}\mathrm{I};\ {}_{54}\mathrm{Xe};\ {}_{55}\mathrm{Cs};\ {}_{56}\mathrm{Ba};\ {}_{57}\mathrm{La}.$$

Pour le problème qui nous occupe, la question essentielle est de savoir *où* se produit la scission du noyau. Il est assez naturel de supposer qu'elle a lieu à l'une des discontinuités mises en évidence par le présent travail. Celle qui paraît le plus marqué est la troisième. En effet on a vu que les coefficients angulaires p successifs sont à très peu près entre eux comme les nombres entiers 10, 9, 7, 6. Le plus grand saut se fait au passage de 9 à 7, donc à la troisième discontinuité ($Z = 54$). Il semble alors plausible d'admettre que l'atome U^{235}, le seul des isotopes de l'Uranium qui subisse le phénomène de scission, se partage comme suit:

$${}_{92}\mathrm{U} = {}_{54}\mathrm{Xe} + {}_{38}\mathrm{Sr}$$

avec « évaporation » de quelques neutrons. Les nombres de masse des atomes Xe et Sr formés seront considérables, car U^{235} con-

[2]) Louis-A. Turner. Nuclear fission. Rev. of modern Physics **12**, p. 1 (1940).

tient un grand excès de neutrons (51); ces atomes seront instables et, par transformations β successives, donneront:

le premier: ${}_{55}Cs$; ${}_{56}Ba$; ${}_{57}La$; ...
le second: ${}_{39}Y$; ${}_{40}Zr$; ${}_{41}Cb$; ${}_{42}Mo$; ...

dont la plupart ont été effectivement identifiés.

Pour expliquer la formation des atomes de nombre atomique plus petit dans les deux séries, on pourra envisager des transformations α, ou bien admettre que la scission ne se fait pas toujours *exactement* au point envisagé de la troisième dicontinuité.

Quoiqu'il en soit, il n'en reste pas moins vrai que les deux atomes Xe et Sr qui, selon notre hypothèse, sont les deux produits primaires de la scission, se trouvent au milieu des deux séries d'atomes dont la présence a été reconnue expérimentalement; la troisième discontinuité paraît bien constituer un point faible de l'édifice nucléaire et jouer un rôle essentiel dans le phénomène.

Neuchâtel, Institut de physique de l'Université.