Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 15 (1942)
Heft: I

Artikel: Classement des Masses atomiques. II
Autor: Jacquerod, Adrien
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111293

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: 10.12.2025

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

Classement des Masses atomiques. II

par **Adrien Jaquerod.**

(16. XII. 41.)

Ce travail faisant suite à celui publié dans le précédent numéro des H.P.A.[1], les équations, tableaux et graphiques seront numérotés en suivant, de façon à éviter des renvois et des répétitions inutiles.

Nous allons admettre que, dans un atome quelconque, qui contient au moins, dans son noyau, $2n$ protons et $2n$ neutrons, il se forme n particules α (ou hélions), ayant une existence propre dans ce noyau, et liées entre elles ainsi qu'aux protons et neutrons en excès de façon à assurer la stabilité de l'ensemble. Nous admettrons de plus que chacune de ces particules α se forme avec le même dégagement d'énergie que le noyau d'Helium, soit pratiquement que l'atome d'Helium, que le défaut de masse correspondant soit par conséquent (voir tableau I ou tableau IV):

$$[\alpha] = 0{,}03030$$

En toute rigueur, il faudrait tenir compte encore de l'énergie de liaison des électrons satellites, mais cette énergie ne comporterait qu'un défaut de masse négligeable vis-à-vis de celui du noyau à la précision actuellement atteinte; nous en ferons complètement abstraction.

Un noyau contiendra donc n part. α, correspondant à un défaut de masse

$$n[\alpha], \text{ soit } 0{,}03030\, n.$$

Formons la différence:

$$\Delta' M = \Delta M - n[\alpha] \tag{9}$$

Cette différence $\Delta' M$ donnera la mesure de l'énergie de liaison des part. α entre elles et avec les protons et neutrons que le noyau peut encore contenir en *excès*. La différence en question, multipliée par 10^3, est reportée dans le tableau IV pour chacun des atomes déjà étudiés précédemment, et figurant dans le tableau I. On a en outre fait le même calcul pour quelques atomes dont la

---

[1]) Helv. phys. acta. Vol. XIV, page 606 (1941).

Tableau IV.

Atome	n	Excès: prot.-neutr.	ΔM	$\Delta' M \times 10^3$	Atome	n	Excès: prot.-neutr.	ΔM	$\Delta' M \times 10^3$
H^{1}	0	1 – 0	0	0	*Br^{79}	17	1 – 10	0,727	212
H^{2}	0	1 – 1	0,00235	2,35	*Br^{81}	17	1 – 12	0,745	230
He^{3}	0	2 – 1	0,00818	8,18	Kr^{78}	18	0 – 6	0,724	179
He^{4}	1	0 – 0	0,03030	0	Kr^{82}	18	0 – 10	0,765	220
Li^{6}	1	1 – 1	0,03432	4,02	Kr^{84}	18	0 – 12	0,784	239
Li^{7}	1	1 – 2	0,04203	11,73	Kr^{86}	18	0 – 14	0,801	256
Be^{8}	2	0 – 0	0,06051	—0,09	*Rb^{85}	18	1 – 12	0,780	235
Be^{9}	2	0 – 1	0,06231	1,71	*Rb^{87}	18	1 – 14	0,800	255
B^{10}	2	1 – 1	0,06923	8,63	Mo^{95}	21	0 – 11	0,871	235
B^{11}	2	1 – 2	0,08145	20,85	Mo^{96}	21	0 – 12	0,879	243
C^{12}	3	0 – 0	0,09860	7,70	Mo^{97}	21	0 – 13	0,889	253
C^{13}	3	0 – 1	0,10387	12,97	Mo^{98}	21	0 – 14	0,899	263
N^{14}	3	1 – 1	0,11204	21,14	Ru^{96}	22	0 – 8	0,878	211
N^{15}	3	1 – 2	0,12357	32,67	Ru^{99}	22	0 – 11	0,906	239
O^{16}	4	0 – 0	0,13664	15,44	Pd^{104}	23	0 – 12	0,947	250
O^{17}	4	0 – 1	0,14109	19,89	Pd^{105}	23	0 – 13	0,957	260
O^{18}	4	0 – 2	0,14962	28,42	Pd^{106}	23	0 – 14	0,966	269
F^{19}	4	1 – 2	0,15813	36,93	Pd^{108}	23	0 – 16	0,986	289
Ne^{20}	5	0 – 0	0,17191	20,41	Pd^{110}	23	0 – 18	1,005	308
Ne^{21}	5	0 – 1	0,17973	28,23	Ag^{107}	23	1 – 14	0,971	274
Ne^{22}	5	0 – 2	0,19012	38,62	Ag^{109}	23	1 – 16	0,990	293
Na^{23}	5	1 – 2	0,20039	48,89	Sn^{116}	25	0 – 16	1,055	297
Mg^{24}	6	0 – 0	0,21196	30,16	Sn^{118}	25	0 – 18	1,076	318
Mg^{25}	6	0 – 1	0,21928	37,48	Sn^{119}	25	0 – 19	1,086	328
Mg^{26}	6	0 – 2	0,23274	50,94	Sn^{122}	25	0 – 22	1,107	349
Al^{27}	6	1 – 2	0,2402	58,4	Sn^{124}	25	0 – 24	1,126	368
Si^{28}	7	0 – 0	0,2518	39,7	*Sb^{121}	25	1 – 20	1,100	342
Si^{29}	7	0 – 1	0,2615	49,4	*Sb^{123}	25	1 – 22	1,118	360
Si^{30}	7	0 – 2	0,2730	60,9	X^{129}	27	0 – 21	1,164	346
P^{31}	7	1 – 2	0,2807	68,6	X^{132}	27	0 – 24	1,191	373
S^{32}	8	0 – 0	0,2908	48,4	*Cs^{133}	27	1 – 24	1,207	389
S^{34}	8	0 – 2	0,3114	69,0	La^{139}	28	1 – 26	1,242	394
Cl^{35}	8	1 – 2	0,3205	78.1	*Pr^{141}	29	1 – 24	1,262	383
Cl^{37}	8	1 – 4	0,3395	97,1	Nd^{146}	30	0 – 26	1,297	388
A^{36}	9	0 – 0	0,3301	57,4	Nd^{148}	30	0 – 28	1,314	405
A^{38}	9	0 – 2	0,3506	77,9	Nd^{150}	30	0 – 30	1,326	417
A^{40}	9	0 – 4	0,3677	95,0	Gd^{155}	32	0 – 27	1,358	388
K^{41}	9	1 – 4	0,3783	105,6	Gd^{156}	32	0 – 28	1,368	398
*Ca^{40}	10	0 – 0	0,3705	67,5	Gd^{157}	32	0 – 29	1,377	407
Sc^{45}	10	1 – 4	0,4157	112,7	Os^{190}	38	0 – 38	1,600	449
Ti^{48}	11	0 – 4	0,446	113	Os^{192}	38	0 – 40	1,618	467
Ti^{49}	11	0 – 5	0,457	124	Ir^{191}	38	1 – 38	1,606	455
Ti^{50}	11	0 – 6	0,466	133	Ir^{193}	38	1 – 40	1,623	472
V^{51}	11	1 – 6	0,477	144	Pt^{194}	39	0 – 38	1,632	450
Cr^{52}	12	0 – 4	0,487	123	Pt^{195}	39	0 – 39	1,641	459
*Mn^{55}	12	1 – 6	0,513	149	Pt^{196}	39	0 – 40	1,652	470
Fe^{54}	13	0 – 2	0,502	108	Pt^{198}	39	0 – 42	1,664	482
Fe^{56}	13	0 – 4	0,523	129	Au^{197}	39	1 – 40	1,659	477
*Co^{59}	13	1 – 6	0,549	155	Tl^{203}	40	1 – 42	1,693	481
Ni^{60}	14	0 – 4	0,555	131	Tl^{205}	40	1 – 44	1,711	499
Cu^{63}	14	1 – 6	0,584	160	Pb^{204}	41	0 – 40	1,701	459
Cu^{65}	14	1 – 8	0,603	179	Pb^{208}	41	0 – 44	1,737	495
Zn^{64}	15	0 – 4	0,592	137	Bi^{209}	41	1 – 44	1,747	505
Zn^{66}	15	0 – 6	0,614	159	Po^{210}	42	0 – 42	1,752	479
Zn^{68}	15	0 – 8	0,628	173	Rn^{222}	43	0 – 50	1,822	519
Zn^{70}	15	0 – 10	0,648	193	Ra^{226}	44	0 – 50	1,840	507
Ga^{69}	15	1 – 8	0,637	182	Th^{232}	45	0 – 52	1,875	511
Ga^{71}	15	1 – 10	0,657	202	U^{238}	46	0 – 54	1,910	516

masse a été calculée par les formules (7) et (8), et pour lesquels une vérification a été donnée; les atomes en question sont marqués d'un astérisque.

L'*excès* en protons et neutrons sera exprimé par deux nombres reliés par un trait-d'union, le premier relatif aux protons et le second aux neutrons, dont la somme donne l'*excès total e* sans spécification. Ainsi 1—2 représentera un excès de 1 proton et 2 neutrons sur le nombre n de part. α du noyau, l'excès total étant $e = 3$.

De cette façon, les atomes ${}_2He^4$, ${}_4Be^8$, ${}_6C^{12}$, ${}_8O^{16}$ ... seront caractérisés par les nombres $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$ de part. α contenues dans le noyau, et par l'*excès* 0—0; leur noyau est formé exclusivement de part. α.

Les atomes ${}_3Li^7$, ${}_5B^{11}$, ${}_7N^{15}$, ${}_9F^{19}$, ... seront caractérisés par les nombres $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$ comme ceux ci-dessus, mais en plus par l'*excès* 1—2, $e = 3$; ils contiennent en effet tous, en plus de n part. α, un proton et deux neutrons. Et ainsi de suite.

Un atome quelconque sera par conséquent caractérisé par 4 nombres entiers: Z et A, nombre atomique et nombre de masse, n, nombre de part. α du noyau, et e excès total en protons et neutrons, ce dernier restant le même quelle que soit la répartition des protons et neutrons dans l'excès, car, ainsi qu'on le verra par la suite, ces deux particules jouent à peu près le même rôle dans le défaut de masse; c'est-à-dire qu'un proton ou un neutron introduits dans un noyau déterminent la même variation du défaut de masse ΔM, ceci naturellement à la précision qui nous intéresse des déterminations de masses. Ainsi les atomes 0—1 ou 1—0 d'excès 1; 0—2 et 1—1, d'excès 2; 0—4 et 1—3, d'excès 4, etc., seront d'une même catégorie.

Le tableau IV donne, pour chaque atome, n, nombre de part. α, l'excès protons-neutrons, le défaut de masse ΔM, et enfin $\Delta' M$ calculé par la relation (9) multiplié par 10^3.

Portons maintenant sur un graphique cette dernière valeur $\Delta' M$ en fonction du nombre de masse A. Nous obtenons le résultat saisissant reproduit par les figures 4, 5 et 6, qui se rapportent aux diverses régions de la série atomique.

Les trois régions précédemment définies se retrouvent avec une netteté encore plus impressionnante que sur la fig. 2, et les discontinuités qui limitent ces régions prennent un aspect encore plus significatif.

En gros, les atomes occupent les nœuds d'un réseau formé par deux familles de droites parallèles et équidistantes, dont les coefficients angulaires varient d'une région à l'autre. Chacune des

droites de faible coefficient angulaire est caractérisée par le même *excès e*; chacune des droites de grand coefficient angulaire est caractérisée par le même nombre *n*.

Lorsqu'on passe des éléments légers aux éléments moyens, les deux coefficients angulaires diminuent brusquement (v. fig. 5); de même lorsque l'on passe des éléments moyens aux éléments lourds (v. fig. 6).

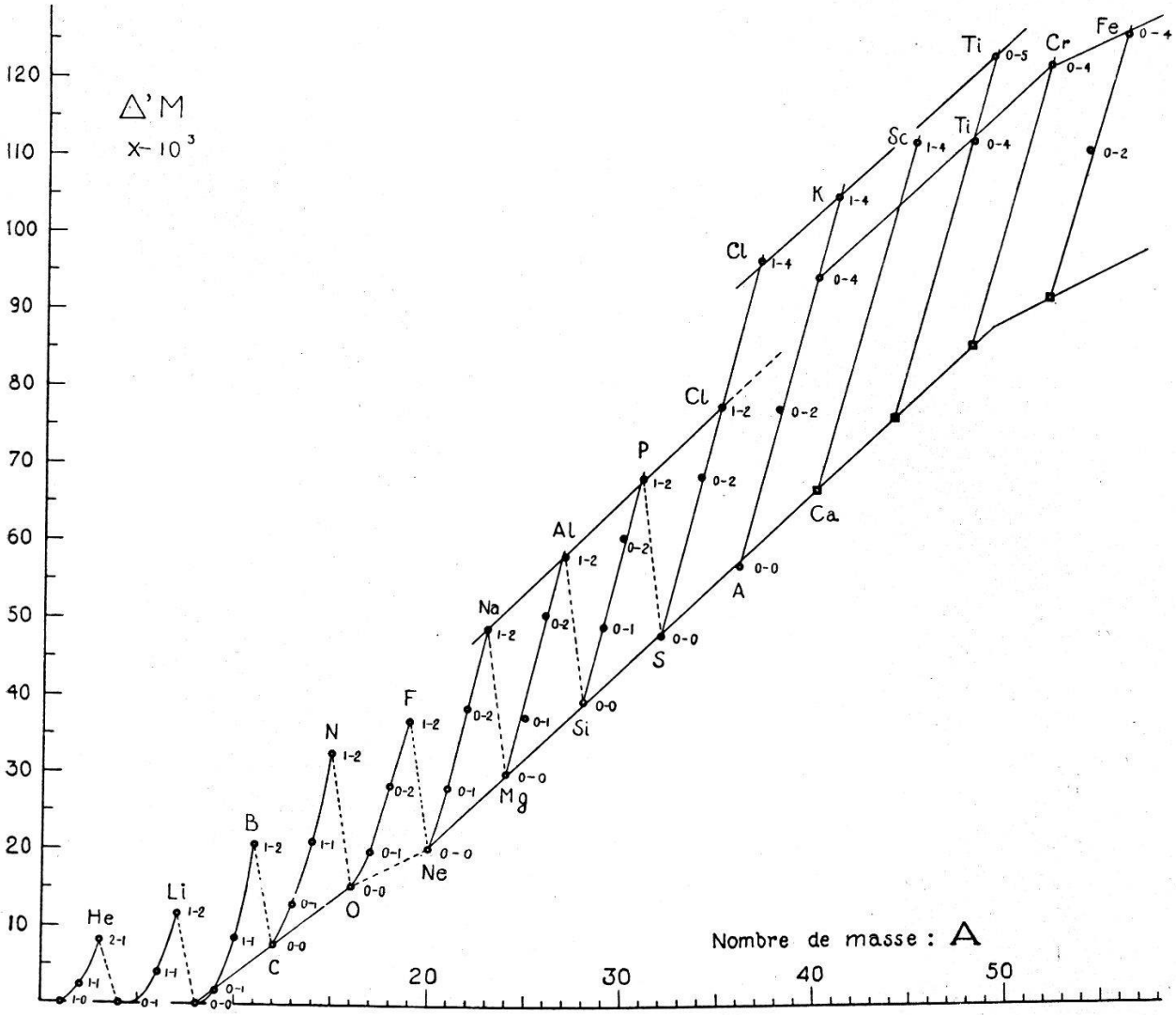

Fig. 4.

On peut relever sur les graphiques une foule de faits intéressants; nous allons en énumérer quelques-uns.

Commençons cette étude en considérant tout d'abord le groupe des éléments légers (fig. 4). Ce groupe contient les atomes qui sont de beaucoup les mieux connus du point de vue qui nous occupe; la précision y est donc maximum. C'est aussi celui où la complication est la plus grande comme on a déjà pu le constater par l'étude des graphiques 1, 2 et 3. Le réseau de droites n'est

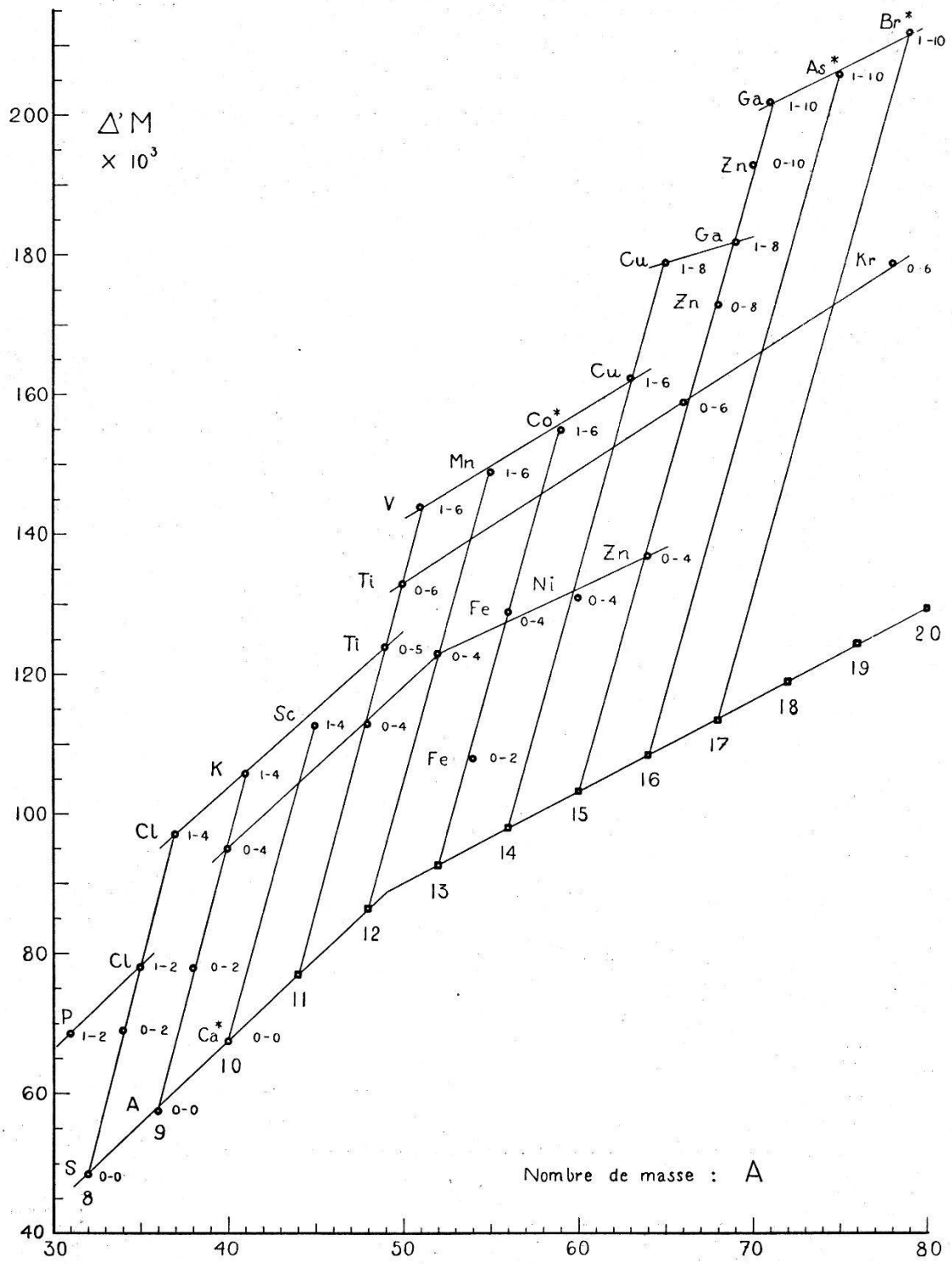

Fig. 5.

nettement réalisé qu'à partir de Mg environ, c'est-à-dire pour la partie supérieure de ce groupe. Mais alors l'alignement est superbe.

Au début de la série atomique, de H à Mg, le classement est plus compliqué. Les atomes de même n se placent non sur des droites, mais sur des courbes, très incurvées au début, puis de plus en plus redressées, et qui deviennent finalement pratiquement

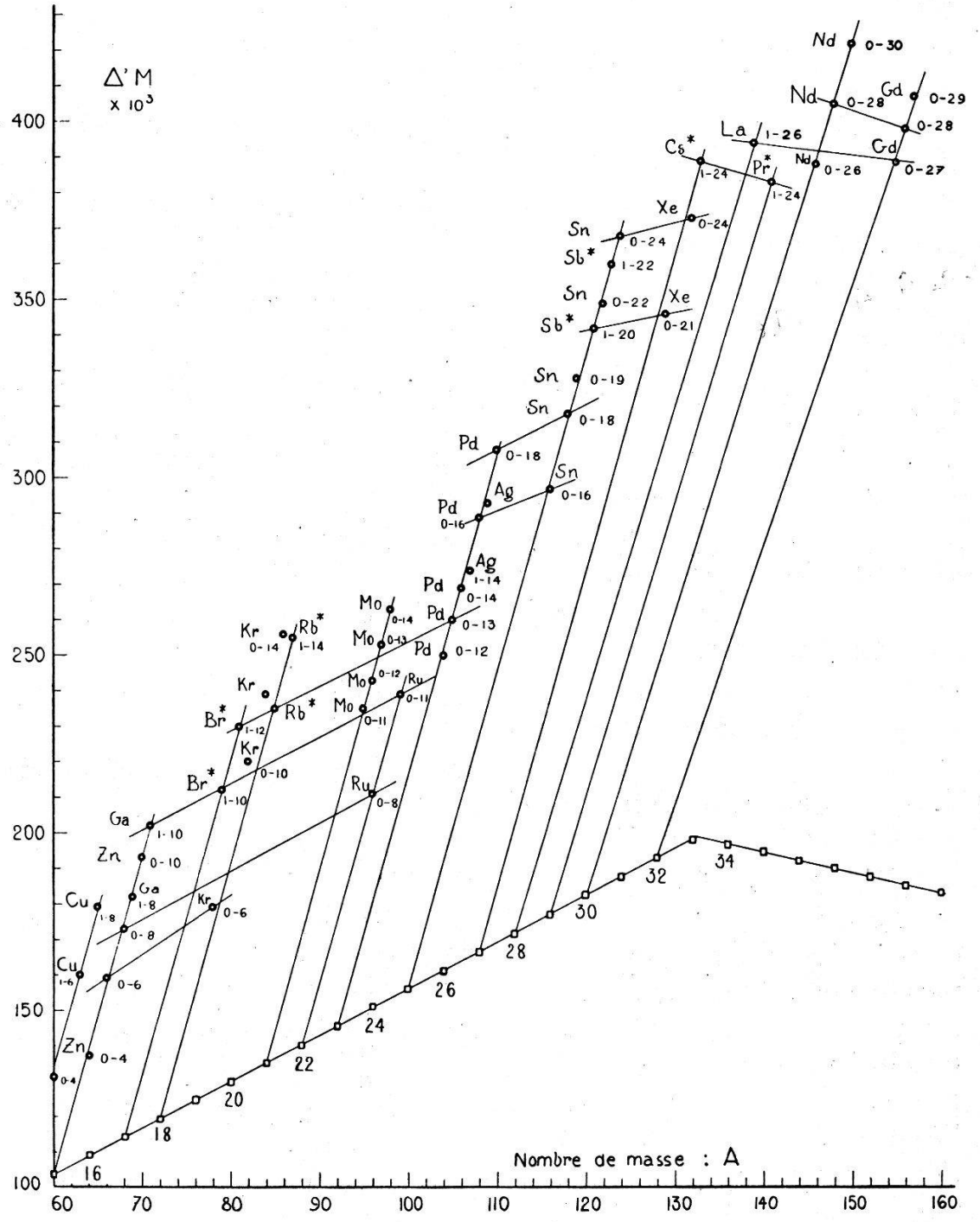

Fig. 6.

rectilignes, à partir de $n = 6$. Les courbes correspondent naturellement aux festons de la fig. 1, qu'elles reproduisent dans un autre arrangement.

A partir de $n = 8$ les écarts avec la droite pourraient bien, en partie tout au moins, provenir d'erreurs expérimentales. Ainsi l'introduction dans le noyau d'un proton ou d'un neutron supplémentaire correspond en gros au même accroissement du défaut de masse, donc de l'énergie de liaison.

Les droites de même *excès* sont aussi étonnamment réalisées, du moins pour les atomes d'excès 0—0 et 1—2, et dans la partie supérieure du graphique. Pour les excès $e = 1$ et $e = 2$, les points figuratifs se placent sur des lignes sinueuses qui n'ont pas été tracées afin de ne pas surcharger le dessin. Ces lignes offrent une certaine régularité qui pourra peut-être une fois être interprêtée; elles se rectifient peu à peu à mesure que l'on s'élève dans l'échelle atomique, et tendent vers des droites. Les documents manquent malheureusement pour suivre leur évolution jusqu'à l'extrémité de la région ①.

Fait bien digne de remarque, jusqu'à $n = 7$ aucun atome naturel ne possède un excès dépassant 3; avec $n = 8$ apparaît ${}_{17}Cl^{37}$ d'excès 1—4, donc $e = 5$, et dorénavant les excès supérieurs à 3, et de plus en plus élevés, sont la règle, et cela jusqu'à la fin de la série atomique: les neutrons semblent jouer un rôle de plus en plus nécessaire dans la consolidation de l'édifice nucléaire, et former comme le ciment qui joint entre elles les part. α du noyau.

En même temps, les atomes du type 0—0, c'est-à-dire formés exclusivement de part. α, cessent d'avoir une existence réelle; le dernier est ${}_{20}Ca^{40}$ pour lequel $n = 10$. Les points calculés relatifs aux atomes fictifs de ce type continuent à figurer sur les graphiques 4, 5 et 6; pour les distinguer des atomes réels on les a représentés par un carré au lieu d'un cercle.

L'atome ${}_{4}Be^{8}$ occupe une situation spéciale: la valeur $\Delta' M$ qui lui correspond est très voisine de zéro; elle est même négative d'après les données du tableau IV. Cela signifie que les deux part. α constituant son noyau sont à peine liées entre elles, et rend compte de l'instabilité de ce noyau, reconnue depuis longtemps. Son défaut de masse ΔM est cependant élevé, ainsi qu'on le constate par l'examen du tableau I et du graphique de la fig. 1; mais l'énergie correspondante est en totalité absorbée par la constitution des deux part. α, sans laisser aucun excès pour leur liaison mutuelle.

L'atome de nombre de masse $A = 5$ fait défaut, du moins comme atome naturel; c'est peut-être la seule exception dans toute la série atomique. Il existe à l'état instable, comme ${}_{2}He^{5}$ qui est radioactif artificiel; il pourrait aussi exister comme ${}_{3}Li^{5}$. Le premier de ces atomes a l'*excès* 0—1; le second l'excès 1—0. Or, l'examen du tableau IV ou de la fig. 4 fait voir qu'à la seule exception de ${}_{2}He^{3}$ (2—1) le *nombre des protons en excès dans le noyau est toujours inférieur ou au plus égal au nombre des neutrons en excès*. Il semble donc que ${}_{3}Li^{5}$ doive être encore plus instable

que $_2He^5$. La forte incurvation de la courbe $n = 1$ montre d'ailleurs que l'atome de masse 5 aura une très faible stabilité.

Le noyau de $_8O^{16}$ est formé de 4 part. α et l'on peut imaginer un schéma de structure tétraèdrique particulièrement stable. La part. α suivante, la cinquième, est beaucoup moins solidement fixée au noyau, comme le montre la valeur relativement faible de $\Delta' M$ pour $_{10}Ne^{20}$. Il se marque en ce point un accident dans l'alignement des atomes du type 0—0; cet accident se retrouve d'ailleurs, encore plus accusé, chez les atomes du type 1—2, dans le voisinage de $_7N^{15}$.

Le point relatif à Sc^{45} fait nettement figure d'anomalie: il est beaucoup plus bas que la droite 1—4 qui lui correspond; de plus, la droite $n = 10$ tracée par ce point n'est pas parallèle aux autres. Il semble bien qu'on puisse attribuer cette anomalie à une erreur portant sur la masse atomique.

Passons maintenant à la région ②, celle des éléments moyens. J'insiste tout d'abord encore une fois sur l'évidence de la discontinuité qui se produit vers $A = 52$ (voir fig. 5).

Les alignements sont moins parfaits dans cette région que dans la précédente: les masses atomiques sont moins bien connues. Cependant les écarts dépassent rarement 2 à 3 unités sur $\Delta' M \times 10^3$, donc 2 à 3 unités de la troisième décimale des masses atomiques. Comme écarts notables nous retrouvons ceux signalés précédemment:

Kr — Ici l'erreur sur la masse atomique est évidente, bien plus encore que sur le graphique fig. 2; les quatre points relatifs à cet élément sortent complètement de l'alignement général (fig. 6).

Mo — Les points sont bien alignés sur la droite $n = 21$, mais le coefficient angulaire de cette droite est trop élevé.

Ag — Les deux points Ag^{107}, Ag^{109}, sont nettement en dessous de la droite $n = 23$, passant par les points relatifs à Pd, qui elle présente la bonne inclinaison.

Xe — Les deux points sont très en dehors de la droite passant par le point *calculé* Cs^{133}.

La région (3), éléments lourds, ne nous retiendra pas longtemps. La discontinuité (voir fig. 6) qui sépare cette région de la précédente est un peu plus floue que la première discontinuité. On remarque cependant que les droites de même excès sont maintenant toutes *descendantes* à partir de $A = 132$ environ. Le phénomène serait encore plus net si le point relatif à La^{139} ne se trouvait pas passablement trop bas: nous retrouvons ici une erreur sur la masse atomique mise déjà en évidences par le graphique fig. 2.

La partie supérieure de cette région n'a pas été figurée. Les

points y sont trop rares, leur position trop imprécise pour qu'il en vaille la peine. Les droites de même e, mal guidées, ont des inclinaisons très variables; elles sont cependant toutes descendantes, indiquant une stabilité décroissante de l'édifice nucléaire.

Il est temps maintenant de procéder à la comparaison des deux modes de représentation que nous avons envisagés, et qui sont utilisés pour la construction des graphiques 1, 2 et 3 d'une part, des graphiques 4, 5 et 6 d'autre part.

Ces deux représentations ne sont naturellement pas indépendantes l'une de l'autre; bien au contraire, et comme il est facile de s'en rendre compte, elles sont la constatation d'un seul et même fait fondamental: *le défaut de masse* (exception faite pour les atomes les plus légers) *est une fonction linéaire du nombre de masse A.* Ces deux modes de représentation se contrôlent l'un l'autre en présentant les mêmes choses sous un angle différent. Ils révèlent la même harmonie dans la distribution des masses atomiques et font apparaître les mêmes défauts, en mettant en évidence les mêmes erreurs expérimentales.

D'après les conclusions de la première partie de ce travail, on peut mettre ΔM sous la forme

$$\Delta M = pA + q \tag{10}$$

p et q étant des constantes qui prennent des valeurs différentes dans les trois régions du système atomique. Ces valeurs sont:

	p	q
atomes légers	0,009955	— 0,0272
atomes moyens	0,008890	0,0244
atomes lourds.	0,007006	0,2740

(il est bien entendu que les atomes les plus légers font exception.)

Combinant (10) avec (9):

$$\Delta' M = pA + q - n[\alpha] \tag{11}$$

D'une façon générale, un nombre de masse A quelconque pourra toujours, d'après ce qui précède, se mettre sous la forme:

$$A = 4n + e; \quad n = \frac{A}{4} - \frac{e}{4} \tag{12}$$

substituant dans (11) il vient:

$$\Delta' M = (4p - \alpha)\, n + pe + q \tag{13}$$

expression qui représente le réseau de droites relatives au second mode de classement.

Pour n constant, on obtient les droites reliant les atomes qui contiennent dans leur noyau le même nombre de part. α; le coefficient angulaire de ces droites est p. L'introduction d'un proton ou d'un neutron supplémentaire augmente chaque fois ΔM de p.

Pour avoir les droites de même *excès* sous la forme qu'elles ont dans les graphiques, introduisons A dans l'expression (13) en remplaçant n par sa valeur (12). Il vient

$$\Delta' M = \left(p - \frac{[\alpha]}{4}\right) A + \frac{[\alpha]}{4} e + q \qquad (14)$$

Pour e constant, cette dernière relation représente des droites de coefficient angulaire $(p - \frac{[\alpha]}{4})$ ce qui donne les valeurs numériques:

atomes légers	$p - \frac{[\alpha]}{4} =$	0,002375
atomes moyens		0,001315
atomes lourds		— 0,000571

Ces derniers coefficients, multipliés par 4, donnent l'énergie de liaison de chaque part. α supplémentaire dans le noyau. Cette énergie diminue brusquement lorsque l'on passe de la région ① à la région ②, ce qui donne lieu à la première discontinuité (voir fig. 5.) Elle diminue de nouveau (voir fig. 6) en passant à la région ③ et devient négative, ce qui montre que la stabilité du noyau devient de plus en plus faible à mesure que l'on s'élève dans la série atomique. L'apparition des éléments radioactifs naturels manifeste cette stabilité décroissante.

Ainsi qu'on l'a déjà indiqué, il est possible qu'une troisième discontinuité existe dans le voisinage de Po^{210}, soit à l'entrée de la région des atomes radioactifs. Contrairement à ce que je disais dans l'article précédent, cette discontinuité est rendue plausible par les considérations suivantes:

Admettons-la réelle, et précisons la position des trois discontinuités; on trouve:

	A	Différences	Z	Différences	n	Différences
1ère discontinuité	52		24		12	
2ème »	131	79	54	30	27	15
3ème »	210	79	84	30	42	15

Ces *discontinuités seraient équidistantes;* on pourrait y voir l'indication de l'existence, dans le noyau, de « couches » analogues à celles qui se manifestent dans les électrons satellites.

Dans un troisième article on montrera la réalité de cette troisième discontinuité, en précisant la position des atomes radioactifs naturels dans le classement général. Un dernier article, enfin, traîtera des atomes *radioactifs artificiels.*

Résumé. Si l'on calcule le *défaut de masse total* des atomes naturels rapporté à leur constitution (protons, neutrons, électrons) ce défaut de masse est une fonction du *nombre de masse* qui permet de classer les atomes en 3 groupes naturels: atomes légers, atomes moyens, atomes lourds. Des discontinuités très nettes séparent les trois régions.

Dans la première région, l'existence autonome des part. α (hélions) qui figurent dans le noyau se manifeste par une allure caractéristique des graphiques.

Chez les éléments moyens et lourds le défaut de masse est une fonction linéaire du nombre de masse. Des formules sont données qui permettent de calculer avec précision la masse d'un atome quelconque dont on connaît le nombre atomique et le nombre de masse.

Divers graphiques font ressortir avec évidence le rôle joué par la part. α dans la constitution du noyau.

Je remercie vivement M. Claude Attinger qui a dessiné avec grand soin les graphiques figurant dans ce travail.

Neuchâtel. Institut de Physique de l'Université.