



HAL
open science

Énergies et périodes des désintégrations α - II. - Les périodes

André Berthelot

► **To cite this version:**

André Berthelot. Énergies et périodes des désintégrations α - II. - Les périodes. Journal de Physique et le Radium, 1942, 3 (3), pp.52-56. 10.1051/jphysrad:019420030305200 . jpa-00233798

HAL Id: jpa-00233798

<https://hal.science/jpa-00233798>

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.

ÉNERGIES ET PÉRIODES DES DÉSINTÉGRATIONS α

PAR M. ANDRÉ BERTHELOT.

Laboratoire de Chimie nucléaire, Collège de France.

II. — LES PÉRIODES

Sommaire. — On propose pour étudier la variation de la période de désintégration α en fonction de l'énergie de grouper les éléments non par famille radioactive comme on le fait d'ordinaire, mais par famille d'isotopes. En utilisant ce mode de groupement, on procède à une réévaluation des rayons nucléaires qui conduit à des valeurs intermédiaires entre celles de Gamow et celles de Bethe. Enfin, on examine la signification de la relation énergie-période pour les corps à structure fine.

1. Les relations empiriques. — Dès 1911, Geiger et Nuttall ont énoncé la loi d'après laquelle le logarithme de la constante radioactive est, pour les éléments de chaque famille, une fonction linéaire du parcours dans l'air de la particule α émise. Ce dernier étant proportionnel à $E^{\frac{1}{2}}$ on peut également dire que $\log \lambda$ est fonction linéaire de $\log E$. Il est également bien connu qu'il ne s'agit là que d'une approximation et que les courbes expérimentales diffèrent sensiblement des droites théoriques. Dans ces conditions, la considération du logarithme perd une partie de son intérêt et, dans ce qui suit, nous prendrons pour variables l'énergie et le logarithme de la période.

Comme on n'est guidé par aucune considération théorique sur la forme que doit présenter la courbe relative à chaque famille, on se borne à la tracer de manière à répartir les points expérimentaux de part et d'autre. C'est de cette façon que nous avons tracé les courbes en traits pleins sur la figure 1. Il en résulte, surtout pour les points aux extrémités, une certaine indétermination. Ainsi, dans le cas de la famille de Ac, on voit que l'on pourrait sans difficulté faire passer la courbe par Ac U ou par Pa en augmentant l'écart de l'autre point.

Nous avons porté sur la figure les points correspondant aux mesures les plus récentes des périodes de RaC' ($1, 5 \cdot 10^{-4}$ sec) et de ThC' ($3 \cdot 10^{-7}$ sec) (1). On constate que pour que ces points se placent sur les courbes de leur famille, il faudrait que celles-ci subissent une grande variation de courbure dont on ne trouve pas trace sur la courbe de la famille de Ac.

Par ailleurs, on peut remarquer qu'on a l'habitude de porter sur les courbes de Geiger Nuttall, l'énergie maximum du spectre lorsque la désintégration se fait avec structure fine. Ceci est illogique car la

période qu'on utilise pour l'autre coordonnée correspond à l'émission de toutes les raies et pas seulement de la plus énergétique. C'est pourquoi sur la figure 1 nous avons porté non seulement l'énergie maximum mais aussi l'étendue du spectre dans le cas où il y en a un. Il semblerait plus normal d'associer la période observée à une valeur moyenne de l'énergie de désintégration qu'à la valeur maximum.

Dans le cas des corps à embranchement (corps C et Ac), la période T_x à faire intervenir est naturellement celle qu'on observerait en l'absence d'émission β et qui s'exprime, à partir de la période T observée, par l'expression

$$T_x = T \frac{1}{\frac{dn_\alpha}{dn}}$$

$\frac{dn_\alpha}{dn}$ représentant la proportion de désintégrations α par rapport à l'ensemble des désintégrations. Ce sont ces valeurs qui ont été utilisées pour construire la figure 1. Dans le cas de Ac le rapport d'embranchement a été pris égal à $1/1000^e$, mais cette valeur est mal connue et susceptible d'une assez grosse erreur qui se retrouvera sur T_x . On constate que des quatre points ainsi déterminés, seul AcC se place sur la courbe de sa famille.

2. Le groupement par isotopes. — Nous pouvons maintenant nous demander s'il est logique de grouper les points expérimentaux par familles radioactives. La théorie nous indique que les périodes peuvent se mettre sous la forme $T = \frac{T_0}{P}$, T_0 étant un certain temps et P la perméabilité de la barrière de potentiel. Cette dernière est une fonction du rapport $\frac{E}{B}$ de l'énergie de désintégration à la hauteur de la barrière de potentiel, laquelle est elle-même une fonction de Z et du rayon nucléaire. Si donc nous groupons les éléments par isotopes, la variable Z n'interviendra plus. Comme, d'autre part, le rayon nucléaire varie comme $A^{\frac{1}{3}}$, nous pourrions, en première approximation, négliger sa variation d'un isotope à l'autre, si bien que T devient une fonction de la seule variable E . En effet, si nous associons

(1) On sait que les premières estimations de ces courtes périodes avaient été faites par extrapolation des courbes de Geiger Nuttall. Les premières mesures pour RaC' [1] avaient confirmé l'ordre de grandeur ainsi obtenu (10^{-6} sec). Des mesures plus récentes [2] ont donné un nombre assez différent et l'explication de cette divergence a été donnée par M. Joliot [3]. Ce sont finalement les résultats les plus récents qui paraissent exacts.

(lignes pointillées de la figure 1) les éléments par familles d'isotopes, nous constatons, en nous limitant au cas des éléments à Z pair, qu'ils se trouvent répartis sur une famille de courbes de même allure, régulièrement décalées les unes par rapport aux autres dans le sens des périodes croissantes en même temps que Z .

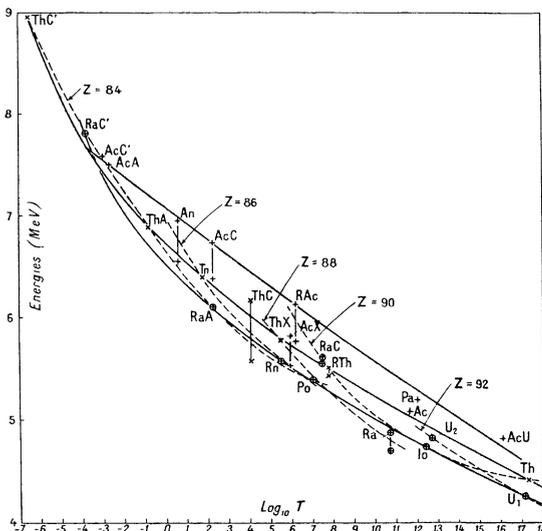


Fig. 1.

La courbe $Z = 84$ mérite d'être examinée particulièrement. On en possède cinq points avec certitude : Po, RaA, ThA, AcA et AcC'. Il est clair que la valeur ancienne (10^{-6} sec) pour la période de RaC' est tout à fait incompatible avec le prolongement de cette courbe. Au contraire, la valeur récente ($1,5 \cdot 10^{-4}$) se place exactement sur ce prolongement, ainsi d'ailleurs que la valeur $3 \cdot 10^{-7}$ de la période de ThC'.

De plus, nous pouvons remarquer que dans le cas des corps à structure fine, la courbe correspondante vient bien passer par un point moyen du spectre et non pas par la limite supérieure. Et nous constatons, en particulier, que AcX cesse d'être un élément anormal.

En ce qui concerne les corps C, l'existence d'un spectre rend le tracé de la courbe imprécis, mais, en gros, on peut dire qu'elle a la même allure que les autres mais se trouve déportée du côté des périodes plus longues. Un décalage du même genre s'observe également pour Ac et pour Pa. Il semble donc que d'une façon générale les éléments à Z impair aient des périodes plus élevées que les éléments à Z pair.

Un élément est nettement aberrant : AcU. Nous avons déjà vu que son énergie était anormale. Il en va de même de sa période.

Nous allons maintenant préciser et compléter les indications précédentes en utilisant les résultats de la théorie de l'émission α .

3. La transparence de la barrière de potentiel et la détermination des rayons nucléaires. — La théorie bien connue de Gamow donne la période de l'émission α sous la forme

$$T = T_0 e^{2C}.$$

T_0 est pratiquement une constante dont la théorie fournit l'expression pour les différents noyaux en cause et qui est égale à $3,3 \cdot 10^{-21}$ sec.

e^{2C} est l'inverse de la pénétrabilité de la barrière et C possède l'expression suivante :

$$C = \frac{2zZ'e^2}{\hbar v} \left[\arccos x^{\frac{1}{2}} - x^{\frac{1}{2}}(1-x)^{\frac{1}{2}} \right],$$

dans laquelle x est le rapport de l'énergie de désintégration E à la hauteur de la barrière $B = \frac{Z'e^2}{R}$, R le rayon nucléaire, $Z'e$ et ze les charges du noyau final et de la particule α , et v la vitesse de cette dernière.

Cette formule permet, connaissant E et T , de calculer R et les valeurs du rayon nucléaire ainsi calculées par Gamow s'échelonnent dans le domaine des émetteurs α de $7,2$ à $9,4 \cdot 10^{-13}$ cm, soit une fluctuation de ± 10 pour 100 autour de la valeur moyenne.

Le point de vue du modèle nucléaire à un corps qu'avait utilisé Gamow est maintenant abandonné par les physiciens. Cependant, on admet que dans le modèle à plusieurs corps l'expression de la période a la même forme, T_0 étant maintenant la période d'émission en l'absence de barrière de potentiel. La difficulté consiste à en fixer la valeur. En admettant qu'elle est la même que celle d'émission d'un neutron de même énergie, Bethe a estimé T_0 à $0,7 \cdot 10^{-15}$ sec et a procédé sur cette base à une réévaluation des rayons nucléaires qu'il a trouvés échelonnés de $10,6$ à $13,9 \cdot 10^{-13}$ cm [4]. Il admet comme valeur moyenne $R = 12,3 \cdot 10^{-13}$ cm d'où il déduit pour le rayon élémentaire moyen, par la formule

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$$

$$r_0 = 2,65 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

alors que la valeur obtenue par Gamow était

$$r_0 = 1,58 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

On doit cependant remarquer que les rayons ainsi calculés présentent de larges déviations par rapport à la loi en $A^{\frac{1}{3}}$.

Nous avons cherché si l'expérience ne pouvait pas nous fournir à la fois T_0 et R . Comme nous l'avons déjà fait remarquer si nous nous limitons à des éléments isotopes, la période peut être considérée comme dépendant seulement de l'énergie.

Le problème consiste alors à choisir la valeur de T_0 pour que la variation observée de la période en fonction de l'énergie soit conforme à la variation

calculée. De plus nous pourrions, pour préciser la concordance, tenir compte de la variation du rayon nucléaire en comparant des éléments de nombres de masse assez différents, ceci en admettant la loi $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$.

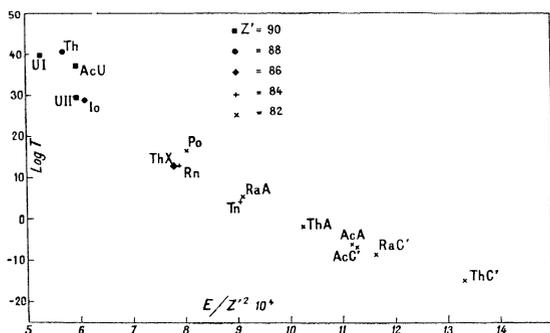


Fig. 2.

Pratiquement, on opère de la façon suivante. Nous avons dit que

$$T = T_0 e^{2C},$$

donc

$$\text{Log } T = \text{Log } T_0 + 2C,$$

et C peut être mis sous la forme suivante [5] :

$$C = g(Z', R) \gamma(x),$$

avec

$$g(Z', R) = \frac{(2MzZ'e^2R)^{\frac{1}{2}}}{\hbar},$$

M , masse réduite de la particule α et du noyau final,

$$\gamma(x) = x^{-\frac{1}{2}} \arccos x^{\frac{1}{2}} - (1-x)^{\frac{1}{2}}.$$

Dans la région des éléments radioactifs naturels, M varie de 0,982 à 0,984 M_α . On peut prendre la valeur moyenne 0,983 $M_\alpha = 6,47 \cdot 10^{-24}$ g, et en remplaçant les lettres par leur valeur

$$g(Z', R) = 23,3 \cdot 10^5 (RZ')^{\frac{1}{2}},$$

et de même si l'on exprime E en MeV

$$x = 3,48 \cdot 10^{12} \frac{ER}{Z'}.$$

On voit clairement que la perméabilité ne dépend en réalité pas de trois variables indépendantes mais de deux, puisque seules les combinaisons RZ' et $\frac{ER}{Z'}$ interviennent dans son expression. Il va être particulièrement commode de prendre pour variables

$$u = RZ' \quad \text{et} \quad v = \frac{E}{Z'^2},$$

nous avons alors

$$\text{Log } T = \text{Log } T_0 + 46,6 \cdot 10^5 u^{\frac{1}{2}} \gamma[3,48 \cdot 10^{12} uv].$$

L'expérience nous donne pour chaque désintégration la valeur de v . Si nous considérons une série d'éléments isotopes, il leur correspond pratiquement la même valeur de u . Donc, en principe, il nous suffirait de connaître E et T pour deux isotopes pour en déduire les valeurs de T_0 et u , donc aussi de R . Pratiquement, nous opérerons comme suit. D'une part, nous traçons sur un papier calque les points expérimentaux donnant $\log T$ en fonction de $\frac{E}{Z'^2}$ par famille d'isotopes (fig. 2). D'autre part, nous traçons sur un autre papier, pour différentes valeurs de u , la courbe donnant en fonction de v (fig. 3),

$$\text{Log } T' = 46,6 \cdot 10^5 u^{\frac{1}{2}} \gamma[3,48 \cdot 10^{12} uv].$$

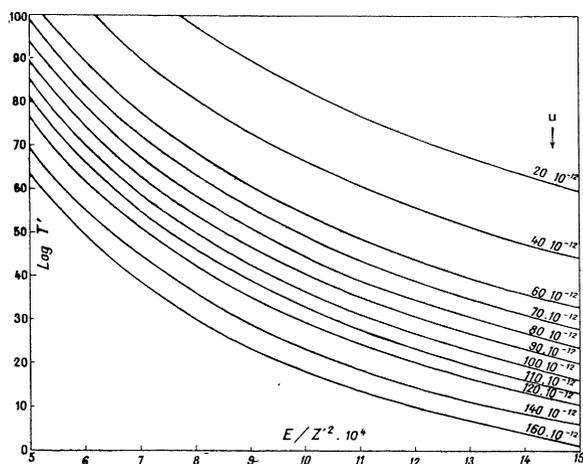


Fig. 3.

On place le calque sur le graphique de manière que les échelles d'abscisses coïncident et on le déplace parallèlement à l'axe des ordonnées jusqu'à ce que soient réalisées les conditions suivantes :

1° Les éléments isotopes sont situés sur une même courbe $u = \text{const.}$

2° Quand on passe des isotopes de Po ($Z' = 82$) à ceux de U ($Z' = 90$), la valeur de u a dû augmenter en valeur relative de

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{\Delta(RZ')}{RZ'} = \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta Z'}{Z'}.$$

Si l'on admet la loi $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{3} \frac{\Delta A}{A},$$

donc

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{1}{3} \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta Z'}{Z'} = \frac{1}{3} \frac{22}{225} + \frac{8}{86} = 0,032 + 0,093 = 0,125.$$

Nous avons utilisé pour cette détermination seulement les éléments dont le spectre est simple

et qui ne donnent pas lieu à un embranchement. Nous disposons alors

3 pts	pour $Z' = 90$	(U I, U II, Ac U)
2 »	$Z' = 88$	(Io, Th)
1 »	$Z' = 86$	(Th X)
2 »	$Z' = 84$	(Rn, Th)
7 »	$Z' = 82$	(Po, Ra A, Th A, Ac A, Ac C', Th C' et Ra C').

Comme on le voit sur la figure, les courbes se déforment peu lorsque u varie, si bien que si la condition 1^o est remplie pour une courbe elle l'est aussi pour les courbes voisines. C'est donc cette condition que l'on utilise pour dégrossir la recherche, et la condition 2 sera utilisée pour préciser la superposition des deux dessins. On constate alors que le meilleur résultat est obtenu lorsqu'on place les isotopes de Po sur la courbe $u = 90 \cdot 10^{-12}$ avec une erreur possible de ± 10 pour 100. La figure 4 représente cette superposition. Nous y avons reporté tous les émetteurs α . D'où pour le rayon moyen des noyaux produits par la désintégration des isotopes de Po

$$R = \frac{90 \cdot 10^{-12}}{82} = 11 \cdot 10^{-13} \text{ cm},$$

d'où l'on déduit, en prenant égal à 210 le nombre de masse moyen des noyaux produits par les isotopes de Po, la valeur du rayon du rayon élémentaire

$$r_0 = \frac{11 \cdot 10^{-13}}{210^{\frac{1}{3}}} = 1,85 \cdot 10^{-13} \text{ cm},$$

valeur intermédiaire entre celles de Gamow et de Bethe.

La valeur correspondante de la constante T_0 a pour logarithme le décalage en ordonnée des deux graphiques, soit -41 , ce qui correspond à

$$T_0 = 1,6 \cdot 10^{-18} \text{ sec.}$$

On peut constater que les valeurs récemment mesurées pour Ra C' et Th C' se placent bien sur la courbe des isotopes du polonium.

Par ailleurs, nous observons quatre points nettement aberrants : Po, Pa, Ac U et Th, qui tous ont des périodes plus grandes que ce que donnent les courbes semi-théoriques correspondantes (en gros 100 fois plus grandes).

Comme on ne voit pas de raisons pour que le rayon nucléaire subisse des discontinuités, il paraît plus normal de supposer que c'est la constante T_0 qui est responsable des déviations observées et que la structure de ces noyaux particuliers rend plus difficile la formation d'une particule α .

On peut aussi, comme il s'agit dans ces quatre cas de désintégrations de faible énergie, supposer que le trou de potentiel de Gamow n'a pas des parois verticales jusqu'en bas, mais se rétrécit au-dessous d'une certaine énergie, ce qui équivaut, pour les énergies inférieures, à une diminution du rayon nucléaire.

A ces exceptions, il faut ajouter le cas des corps C et de Ac corrigés du rapport d'embranchement. Sous cette forme, nous les avons également portés sur la figure 4 et nous retrouvons l'anomalie précédemment signalée d'une valeur trop grande de la période.

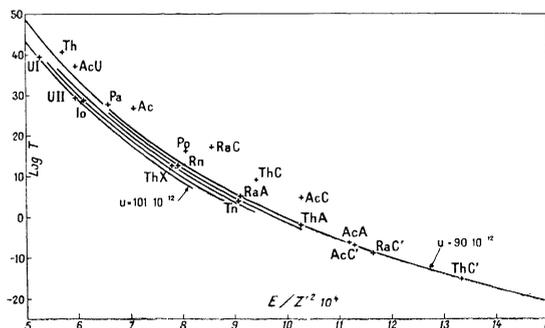


Fig. 4.

On peut observer que les trois corps C se trouvent à peu près placés sur une courbe parallèle aux courbes précédentes, ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle les variations de période seraient dues à des variations, non du rayon, mais de la constante T_0 . Les éléments présentant ces valeurs trop élevées de T_0 sont donc : les éléments à Z impair, plus Po, Th et Ac U.

4. Le cas des corps à structure fine. — Les courbes de la figure 4 nous permettent de déterminer la période d'un corps quelconque connaissant son énergie de désintégration. En particulier, dans le cas des corps à structure fine, nous pouvons déterminer ce que serait la période pour chacune des raies supposée seule émise.

Si maintenant nous considérons successivement chacune des raies du spectre, nous pouvons écrire, pour la raie α_0 par exemple, que la probabilité d'émission λ_0 par unité de temps et par atome est égale au produit $p_0 q_0 r_0$ dans lequel p_0 est la probabilité de formation de la particule α ; q_0 est la probabilité de laisser le noyau dans l'état excité correspondant à l'émission de α_0 ; r_0 est la probabilité de traverser la barrière de potentiel.

A la probabilité λ_0 correspond la période

$$T_0 = \frac{0,693}{\lambda_0} = \frac{0,693}{p_0 q_0 r_0}.$$

Dans le cas particulier de la désintégration avec raie unique, $q_0 = 1$ et la période est

$$T'_0 = \frac{0,693}{p_0 r_0}.$$

C'est cette quantité T'_0 que nous donnent les courbes précédentes.

Soit donc un spectre qui donne les raies $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_l$ avec les intensités n_0, n_1, \dots, n_l . Nous avons

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{n_0}{\sum n_i}, \quad \lambda_0 = \lambda \frac{n_0}{\sum n_i},$$

ou

$$T_0 = T \frac{\sum n_i}{n_0}$$

T étant la valeur relative à l'ensemble du spectre, c'est-à-dire correspondant à la décroissance globale de la substance considérée. De données expérimentales nous déduisons donc T_0 par la formule précédente; des courbes semi-empiriques nous tirons T'_0 , d'où finalement

$$q_0 = \frac{T'_0}{T_0} = \frac{T'_0}{T} \frac{n_0}{\sum n_i}.$$

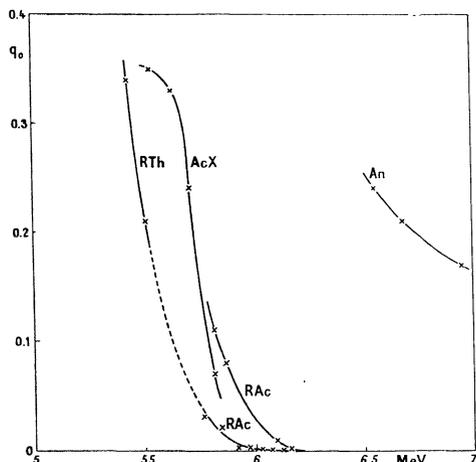


Fig. 5.

Nous pouvons donc déterminer pour chaque élément à structure fine la probabilité qu'a le corps formé de rester sur chacun des états excités possibles, à condition de connaître l'intensité relative des différentes raies. Nous avons calculé q_0 pour les corps : RTh, An, AcX et RAc, les autres éléments à structure fine ne se prêtant pas à ce calcul, soit parce que les intensités relatives ne sont pas assez bien connues (Ra), soit parce que les corps ne suivent pas la loi normale (corps C).

La variation de q_0 en fonction de l'énergie est représentée par les courbes de la figure 5 au sujet desquelles nous allons faire quelques remarques :

1° q_0 est toujours une fonction décroissante de l'énergie et c'est seulement dans le cas de AcX qu'on observe l'amorce d'un maximum.

2° Dans le cas de RAc, les points se groupent, non pas sur une mais sur deux courbes, toutes deux décroissantes comme si certaines raies correspondaient à des transitions permises et les autres à des transitions interdites. Il est d'ailleurs à remarquer que la courbe relative à ces dernières se place dans le prolongement de l'élément de courbe relatif à RTh qui est un isotope de RAc, ce qui suggère qu'en première approximation la variation de q_0 avec l'énergie pourrait, comme c'était le cas pour la période, ne dépendre que de Z .

3° La somme des valeurs de q_0 observées doit, en principe, être égale à 1. C'est le cas pour AcX, mais dans les autres cas le total est inférieur à l'unité. Cela veut probablement dire qu'il existe des raies qui ont échappé à l'observation. En effet, pour des énergies inférieures à l'énergie la plus basse observée, la valeur de q_0 augmente sans doute encore mais la pénétrabilité de la barrière de potentiel diminue très vite si bien que l'intensité résultante de la raie doit devenir très faible. Par exemple, dans la région des énergies de RAc, une diminution de 100000 V augmente la période d'un facteur égal à environ 8,6. Si, par exemple, on compare deux raies dont les q_0 sont dans le rapport 3 à 1, la première étant d'énergie 300000 V inférieure à la seconde, son intensité sera en définitive 200 fois plus faible et, malgré un q_0 supérieur, pourra passer inaperçue.

4° Si l'on regarde la courbe de AcX, on voit que q_0 doit devenir très faible pour des énergies de l'ordre de 6 MeV. On peut alors s'expliquer l'anomalie signalée au paragraphe 2 (1^{re} Partie) relative à l'énergie de désintégration de AcX. Les courbes de la figure 2 nous indiquent que AcX devrait avoir une énergie de désintégration voisine de 6,4 MeV. Si une raie de cet ordre existe dans le spectre, la valeur de q_0 doit être extrêmement petite et l'intensité correspondante trop faible pour être expérimentalement observable.

Il m'est agréable de remercier M. le Professeur Joliot qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et à qui je suis redevable de diverses remarques qui m'ont été précieuses.

Manuscrit reçu le 2 octobre 1941.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] JACOBSEN, *Nature*, 1927, **120**, p. 874.
 [2] DUNWORTH, *Nature*, 1939, **144**, p. 132.
 [3] F. JOLIOT, En cours de publication.

- [4] BETHE, *Rev. of Mod. Phys.*, 1937, **9,2**, p. 166.
 [5] BETHE, *Rev. of Mod. Phys.*, p. 166, formules 600, 600 a, 600 b.