HAL
open science

Mise en évidence de l'influence du degré de l'ionisation de l'atome sur la période du nuclide 7Be

R. Bouchez, P. Daudel, R. Daudel, R. Muxart, A. Rogozinski

To cite this version:

R. Bouchez, P. Daudel, R. Daudel, R. Muxart, A. Rogozinski. Mise en évidence de l'influence du degré de l'ionisation de l'atome sur la période du nuclide 7Be. Journal de Physique et le Radium, 1949, 10 (6), pp.201-206. 10.1051/jphysrad:01949001006020101 . jpa-00234171

HAL Id: jpa-00234171

https://hal.science/jpa-00234171

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SÉRIE VIII, TOME X, JUIN 1949.

MISE EN ÉVIDENCE DE L'INFLUENCE DU DEGRÉ DE L'IONISATION DE L'ATOME SUR LA PÉRIODE DU NUCLIDE ^{7}Be

Par R. BOUCHEZ,
P. DAUDEL, R. DAUDEL et R. MUXART.
Laboratoire Curie, Institut du Radium.

A. ROGOZINSKI.
Laboratoire de Physique cosmique, Observatoire de Meudon.

Sommaire. — On a mis en évidence une différence de période de 1 pour 100 environ entre deux sources radioactives de ^{7}Be : l'une à l'état métal-élément, l'autre à l'état de combinaison chimique (fluorure). L'étude expérimentale a été réalisée à l'aide d'un montage différentiel sensible, constitué par deux chambres d'ionisation identiques et une lampe électromètre fonctionnant en grille isolée. Le résultat s'accorde assez bien avec les estimations théoriques; mais une théorie exacte du phénomène se heurte à des difficultés considérables.

1. **Introduction.** — A la suite des articles de E. Segré [1] et R. Daudel [2] signalant la possibilité d'une variation de la période du nuclide ^{7}Be sous l'influence d'une ionisation de l'atome, nous avons entrepris une série d'expériences pour étudier ce phénomène.

Une première étude a été effectuée à l'aide d'un ensemble de compteurs montés en parallèle permettant des comptages élevés sans perte : nous avons indiqué dans un article précédent [3] les renseignements obtenus; ces premiers résultats expérimentaux donnaient une nette indication en faveur de la variation de la période du ^{7}Be sans toutefois permettre de conclure d'une manière certaine à l'existence du phénomène.

Il nous a semblé utile de reprendre cette étude en utilisant, d'une part, un dispositif expérimental plus sensible susceptible de mesurer de très petites différences d'activité entre des sources intenses, d'autre part, en réalisant de telles sources suffisamment différenciées du point de vue chimique.

Cette double amélioration nous a permis d'observer une variation de la période du nuclide ^{7}Be entre l'état métallique et l'état fluorure.

2. **Indications théoriques.** — Le but des

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:01949001006020101

présentes expériences est la comparaison de la période du bérylium métallique et de celle du fluorure de berylium. Il est difficile théoriquement d'évaluer la différence entre ces deux périodes.

Pour donner un ordre de grandeur de cette différence comparons d'abord la période d'un atome neutre de bérylium et de celle d'un ion Be^{++} [3].

On sait que la probabilité par unité de temps p_K de la capture d'un électron K est proportionnelle à $(\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 \mid \psi_K \mid^2$.

ε_0 étant la différence d'énergie entre le noyau initial et le noyau final;

ε_K étant l'énergie de l'électron K, $\mid \psi_K \mid^2$ la densité de l'électron K *dans le domaine nucléaire.*

De même la probabilité de capture p_{L_1} d'un électron L_I est proportionnelle à $(\varepsilon_0 + \varepsilon_{L_1})^2 \mid \psi_{L_1} \mid^2$.

La probabilité de capture pour l'atome neutre s'écrit donc

$$p = p_K + p_{L_1}$$

et pour l'ion Be^{++},

$$p' = p_K.$$

Si l'on admet que la probabilité p_K n'est pas modifiée par le départ des électrons L; on est donc conduit pour la variation relative de période à la valeur

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{p_{L_1}}{p_K} = \left(\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_{L_1}}{\varepsilon_0 + \varepsilon_K}\right)^2 \left|\frac{\psi_{L_1}}{\psi_K}\right|^2 \simeq \left|\frac{\psi_{L_1}}{\psi_K}\right|^2.$$

On peut en première approximation attribuer aux fonctions d'onde ψ des valeurs hydrogénoïdes solutions d'une équation de Schrödinger.

On obtient alors

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{1}{8}\left(\frac{Z_{L_1}}{Z_K}\right)^3.$$

On introduit alors l'effet d'écran selon la méthode de Slater [4], ce qui donne

$$Z_{L_1} = Z - 2{,}05,$$
$$Z_K = Z - 0{,}3,$$

d'où

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq 2 \text{ pour } 100.$$

En fait, les fonctions d'onde ne sont pas hydrogénoïdes, et le départ des électrons L provoque une augmentation de la probabilité p_K. Quand on tient compte de ces deux effets selon la méthode de Hartree on s'aperçoit que $\frac{\Delta T}{T}$ s'élève à environ 3 pour 100 (1) (le premier effet étant prépondérant).

Pour passer de l'étude de ce cas schématique (comparaison de la période d'un atome neutre et de celle d'un atome doublement ionisé) au cas concret qui nous préoccupe, nous devons faire les deux remarques suivantes :

a. Dans le métal, Pauling [5] estime que les électrons L possèdent un caractère s de 50 pour 100 et un caractère p de 50 pour 100. Comme la probabilité de capture des électrons p est négligeable, on voit que le terme p_{L_1} se trouve ici divisé par deux;

b. Dans le fluorure, le bérylium n'est que partiellement ionisé [6] (environ 87 pour 100).

Dans ces conditions, la variation relative de période peut être évaluée à

$$\frac{\Delta T}{T} = 0{,}03 \times 0{,}87 \times 0{,}5 \simeq 1{,}3 \text{ pour } 100.$$

Cette dernière estimation reste encore très grossière car nous avons négligé la possibilité pour le noyau de bérylium d'absorber les électrons de l'oxygène.

Des calculs plus précis sont en cours, mais il faut tout de suite signaler que ces calculs n'entraîneront pas la certitude étant donnée la nature des approximations qu'on est obligé de faire.

En résumé, il est difficile d'évaluer par la théorie la densité des électrons au voisinage d'un noyau; seules des expériences comme celles-ci pourront permettre cette évaluation.

3. **Préparation des sources.** — Le bérylium radioactif est obtenu à partir d'une cible de Li irradiée par des deutons de 6,7 MeV au cyclotron du Collège de France (temps d'irradiation $\simeq$ 100 h; quantité d'électricité $\simeq$ 1600 μ A.h).

Le bérylium est donc dilué dans une grande masse de lithium, et doit être amené partie à l'état métallique, partie à l'état de fluorure.

La cible de lithium irradiée (de l'ordre de 5 g) découpée en fragments est jetée peu à peu dans 500 à 600 cm³ d'eau contenue dans un bécher de 4 l.

On amène à pH = 1 en ajoutant de l'acide sulfurique. L'entraîneur destiné à floculer le bérylium radioactif est constitué par 90 mg de sulfate de bérylium.

Après cette addition on ramène le pH en zone basique (environ 8) en traitant par de l'ammoniaque. La glucine apparaît; on la flocule par chauffage et on la filtre selon le procédé Sue.

La glucine obtenue, une fois séchée, est transformée en chlorure de bérylium; cette opération se fait en deux étapes :

a. On chauffe d'abord vers 800° la glucine avec du charbon de sucre dans une atmosphère d'anhydride carbonique.

Le mélange (12 mg de glucine pour 30 mg de charbon) très intime et légèrement humecté d'eau, est porté par une nacelle de quartz contenue dans un tube de porcelaine traversé par un courant de CO_2.

(1) P. Benoist, *C. R.*, 1949, **228**, p. 309.

b. Après 30 mn de chauffe la nacelle de quartz est introduite dans un tube de quartz à 900° parcouru par un courant très sec de chlore [9].

Le chlorure de bérylium sublime sur les parois du tube de quartz. Recueilli, il est introduit par parties égales dans deux nacelles d'alumine fondue. On recouvre le chlorure d'un excès de sodium purifié par distillation sous vide.

Les nacelles sont ensuite chauffées modérément dans un tube de verre pyrex parcouru par un courant d'hydrogène.

On obtient ainsi deux nacelles identiques renfermant du bérylium peut-être un peu allié à du sodium (cet excès de sodium, élément très positif, ne peut qu'accroître l'écart entre les périodes).

Le contenu de l'une des nacelles est ensuite transformé, dans sa nacelle, en fluorure de bérylium, celui de la seconde nacelle n'est pas altéré.

Il est important de noter que, selon ce mode opératoire, bérylium métal et fluorure ont subi les mêmes traitements et, par conséquent, contiennent les mêmes impuretés radioactives, s'ils en contiennent.

Les deux nacelles sont ensuite remplies de paraffine fondue qui par refroidissement immobilisera et protégera les matières actives. La nacelle qui renferme le métal constitue la source M, l'autre forme la source S.

4. **Principe des expériences.** — Le rayonnement de 480 keV accompagnant la capture par ^{7}Be permet de suivre l'activité relative des deux échantillons.

On a utilisé, pour la mesure des très petites différences d'intensité entre les sources M et S, deux chambres d'ionisation montées en système différentiel; le courant I_M produit dans une chambre par la source M est compensé par le courant I_S produit dans l'autre par la source S.

On réalise le montage de manière qu'au temps $t = 0$ les deux sources produisent le même courant dans les deux chambres; on a alors

$$I_M = I_S = I_0.$$

En admettant que la source S possède une probabilité plus faible de se transformer, les courants produits par les sources M et S au temps t sont

$$I_S = I_0\, e^{-\lambda t},$$
$$I_M = I_0\, e^{-(\lambda+\Delta\lambda)t}$$

d'où

$$\Delta I = I_S - I_M \simeq I_0\, e^{-\lambda t}\, t\, \Delta\lambda;$$

posons

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \eta,$$
$$\Delta T \simeq I_0\, \eta\, e^{-\lambda t}\, \lambda\, t.$$

La différence entre les courants passe donc par un maximum pour $t = \frac{1}{\lambda} \simeq 78$ jours. La valeur de ce maximum est $\Delta I = \frac{I_0}{e}$. (e, base des log népériens).

D'après les estimations théoriques précédentes,

$$\frac{\Delta T}{T} = \eta \simeq 1{,}3 \text{ pour } 100 \qquad \text{d'où} \quad \frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\eta}{e} \simeq 5.10^{-3}$$

on peut donc s'attendre à une *difference relative maximum de l'intensité entre les sources de l'ordre de* 5.10^{-3} *au bout d'un temps égal à la vie moyenne du* ^{7}Be.

5. **Appareillage.** — *Description et caractéristiques.* — Le dispositif expérimental (*fig.* 1 *a* et 1 *a'*) se compose de deux chambres d'ionisation en cuivre de 1 mm d'épaisseur, portées à des tensions opposées de 90 V et contenant de l'air à la pression atmosphérique; les électrodes sont reliées à la grille G, isolée, d'une lampe électromètre triode (²) (type VX 32, $V_f = 1{,}3$ V, $I_f \simeq 10$ mA, $V_p \simeq 4{,}5$ V, $V_G \simeq -1{,}5$ V).

Les variations du courant de chauffage du filament sont compensées automatiquement grâce à un montage mis au point par l'un de nous [7]. Dans les conditions d'utilisation indiquées ci-dessus la pente de la lampe était 15 μA : V; les variations du courant étaient suivies à l'aide d'un galvanomètre de sensibilité telle qu'une variation de potentiel de la grille de 10^{-3} V correspondait à un déplacement du spot lumineux de 1,5 mm.

L'appareil est resté en fonctionnement ininterrompu pendant toute la durée de l'expérience, soit quatre mois, au cours desquels la dérive totale du spot lumineux n'a été que de 20 mm; ce qui correspond à une variation de potentiel de la grille de 15.10^{-3} V environ. Dans les conditions d'utilisation du dispositif expérimental, dont la capacité électrostatique était de l'ordre de 30 cm, la constante de temps était supérieure à 1 h.

Les expériences ont été réalisées au Laboratoire de Physique Cosmique de l'Observatoire de Meudon (Seine-et-Oise). On a pu utiliser la pièce d'une tour [10] particulièrement inactive, où l'intensité du rayonnement se trouve réduite par un écran quasi-sphérique de 1 m d'épaisseur d'eau distillée inactive, pesant 60 t (cette pièce sert d'ordinaire à effectuer des mesures sur le rayonnement cosmique). Le mouvement propre, à l'intérieur de la tour, est uniquement dû à la partie pénétrante du rayonnement cosmique. L'intensité absolue de ce rayonnement y est égale à 70 pour 100 de sa valeur à l'air libre (celle-ci a été déterminée par A. Rogozinski et M. Lesage [11] : $2{,}8.10^{-2}$ rayons $\times$ cm^{-2} $\times$ sec^{-1}). Cette valeur permet d'estimer le courant produit

(²) Cette lampe miniature nous a été obligeamment prêtée par le C. E. A. que nous remercions vivement.

par le rayonnement cosmique dans une de nos chambres d'ionisation, soit : $1{,}2 . 10^{-6}$ u. e. s.

Or en l'absence de sources extérieures, l'intensité du courant produit dans une des chambres est environ $2 . 10^{-6}$ u. e. s.; la différence, inférieure à 10^{-6} u. e. s., représente le léger courant résiduel dû principalement à des contaminations radioactives. Toujours en l'absence de sources extérieures, lorsque les chambres sont montées en système différentiel, on observe des déplacements du spot lumineux autour de la position zéro, d'amplitude moyenne de 5 mm (observations faites pendant plusieurs heures). Ces déplacements sont dus aux fluctuations du mouvement propre des deux chambres. Ces fluctuations correspondent à un courant moyen de $3 . 10^{-17}$ A environ ($\lesssim 10^{-7}$ u. e. s.).

Sensibilité de la méthode. — La sensibilité de la méthode est limitée par les fluctuations statistiques des sources et du mouvement propre. Les sources M et S, à l'instant initial avaient une intensité I_0 égale entre elles à quelques pour cent près. Elles produisaient le même courant que le rayonnement γ fourni par une source de 40 μC de Ra placée au même endroit que la source de Be ($I_\gamma \simeq 3 . 10^{-13}$ A). D'après des mesures antérieures effectuées avec des compteurs, chaque source émettait, au temps zéro, 10^9 rayons γ par seconde, dans l'angle solide (environ 10 pour 100) utilisé avec chaque chambre d'ionisation.

Les fluctuations statistiques du spot lumineux dues aux sources M et S représentaient 20 à 25 mm; ceci ne permet de mettre en évidence que des déplacements du spot supérieurs à environ 30 mm, ce qui correspond à une variation d'intensité relative $\frac{\Delta I}{I_0} \simeq 6 . 10^{-4}$ (3). Cette variation est toutefois nettement supérieure à la variation relative maximum $\frac{\Delta I}{I_0} \simeq 5 . 10^{-3}$ à laquelle on peut s'attendre d'après les calculs du paragraphe 4.

6. **Résultats expérimentaux.** — Au temps initial, les sources sont placées de manière à produire le même courant dans les deux chambres d'ionisation : le réglage approximatif est obtenu en faisant varier légèrement la distance des sources par rapport aux chambres d'ionisation; le réglage fin, en couvrant la source M d'écrans de Cu d'épaisseur convenable.

On observe alors, en fonction du temps, un déplacement lent de la position moyenne d'équilibre du spot dans un sens correspondant à une *augmentation apparente de l'intensité de la source S*; de déplacement atteint environ 150 mm en 30 jours. Lorsqu'on échange la position des sources M et S (position II), on constate que le déplacement du spot a lieu toujours dans le sens correspondant à une augmentation apparente de l'intensité de la source S.

On a représenté (*fig.* 1) les déplacements du spot lumineux pour les 30 premiers jours de l'expérience et pour les deux positions I et II occupées par les sources M et S; dans ces deux positions l'intensité relative de la source S semble augmenter par rapport à la source M.

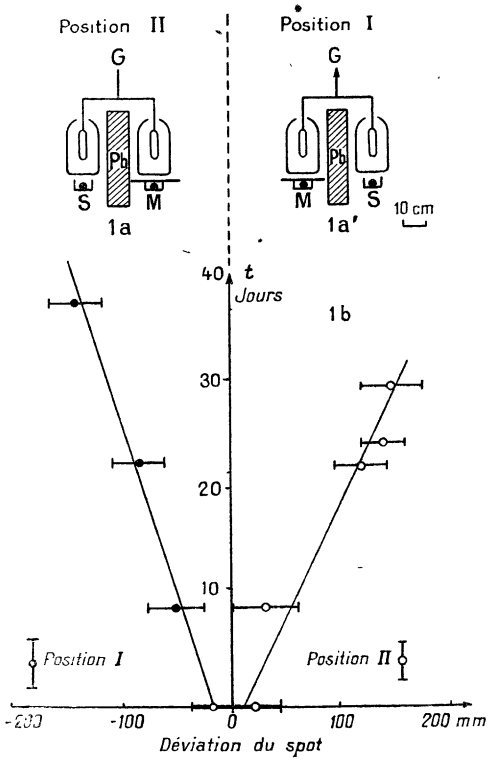

Fig. 1 *a* et 1 *a'*. — Schéma du dispositif expérimental (Positions I et II).

Fig. 1 *b*. — Courbes représentant, en fonction du temps, les déviations du spot lumineux pour les positions I et II des sources M et S.

On a également représenté (*fig.* 2) les déplacements du spot pour deux épaisseurs différentes d'écrans de Cu (entre la source M et la chambre d'ionisation correspondante).

7. **Discussion et interprétation des résultats expérimentaux.** — Les déplacements du spot ne peuvent être expliqués, ni par un phénomène parasite indépendant des sources, ni par une dissymétrie du dispositif expérimental, puisque l'effet se conserve lorsqu'on inverse la position des sources.

La cause de cette variation semble donc résider dans les sources elles-mêmes; cette cause peut provenir dans ce cas, soit d'une contamination des sources par un produit radioactif qui provoquerait

(3) Cette sensibilité est meilleure que celle prévue dans notre précédent article [8].

le déplacement observé, soit d'une différence de période entre les sources S et M. En ce qui concerne la première possibilité, rappelons que les deux sources ont été préparées à partir du même échantillon de bérylium métal, dont une moitié a servi à former la source métal et l'autre moitié a subi la transformation fluorure. Toute contamination dans ce dernier traitement chimique semble totalement exclue. Les deux sources ont été enrobées ensuite dans la paraffine pour éviter toute modification de structure avec le temps sous l'influence de l'air et de l'humidité.

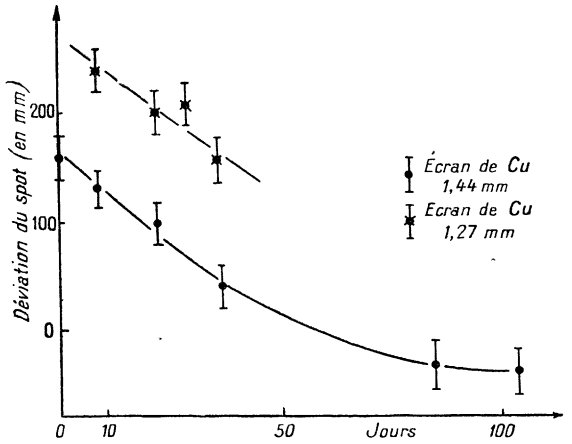

Fig. 2. — Déplacements, en fonction du temps, du spot lumineux pour deux épaisseurs d'écrans de cuivre sur la source M (Position II).

Nous sommes ainsi amené à supposer que la source M possède une probabilité légèrement plus grande de se transformer en Li que la source S.

D'après les calculs effectués au paragraphe 4 on peut écrire pour λt petit $\frac{\Delta I}{I_0} \simeq \lambda t \eta$. La variation relative d'intensité est bien proportionnelle au temps comme on l'a observé et le spot se déplace toujours vers la source qui possède la période la plus grande, soit en l'occurence vers la source S.

Détermination de l'ordre de grandeur de la différence relative entre les périodes des sources S et M. — *Les expériences précédentes permettent d'affirmer que les sources S et M ont une période légèrement différente, mais la détermination de la valeur précise de cette différence est délicate.*

Nous avons seulement déterminé l'ordre de grandeur de la différence relative entre les périodes des sources S et M. Pour effectuer cette détermination nous avons utilisé l'observation suivante : toute diminution au cours du temps de l'intensité relative de la source M peut être compensée en augmentant convenablement l'intensité absolue I_M produite par M dans la chambre d'ionisation correspondante. Cette augmentation de l'intensité I_M a été obtenue en diminuant l'épaisseur des écrans de Cu, placés entre la source M et la chambre d'ionisation.

Nous avons effectué cette expérience en utilisant les sources dans la position II. Au début de l'expérience (*fig.* 2), un écran de 1,44 mm de Cu était placé sur la source M et l'intensité $(I_M)_0$ produite par la source M, était légèrement supérieure à l'intensité $(I_S)_0 = I_0$ produite par la source S.

Nous avons représenté (*fig.* 2) les résultats de cette expérience : la courbe inférieure, correspondant à un écran de 1,44 mm de Cu sur la source M, indique les déplacements du spot lumineux pendant toute la durée de l'expérience; la courbe supérieure correspondant à un écran de 1,27 mm de Cu sur la source M, indique les déplacements du spot lumineux pendant les 40 premiers jours.

Posons :

$$I_S = I_0 \, e^{-\lambda t};$$
$$I_M = I_0 (1+\varepsilon) \, e^{-(\lambda+\Delta\lambda)t}.$$

A partir de ces équations on trouve que la différence relative d'intensité $\frac{\Delta I}{I_0}$ varie avec le temps suivant une loi (légèrement différente de celle trouvée au paragraphe 4)

$$\frac{\Delta I}{I_0} \simeq e^{-\lambda t}(\varepsilon - \lambda t \eta),$$

$\frac{\Delta I}{I_0}$ s'annule au temps t_1 pour $\varepsilon = \lambda t_1$; expérimentalement, on observe (*fig.* 2) que $\frac{\Delta I}{I_0} = 0$ pour $t_1 = 60$ jours, d'où $\frac{\varepsilon}{\eta} \simeq 0{,}75$ (à environ 10 pour 100.)

Exprimons que le spot lumineux peut être ramené au bout de 40 jours, à la position qu'il occupait au temps $t = 0$, en diminuant l'épaisseur des écrans sur la source M d'une quantité δm. En posant δI_t : différence des intensités entre les instants $t = 0$ et t, on peut écrire

$$\delta I_t = I_M \frac{\mu}{\rho} \delta m \simeq I_0 \, e^{-\lambda t} \frac{\mu}{\rho} \delta m,$$

$\frac{\mu}{\rho}$ étant le coefficient d'absorption massique du rayonnement de 480 keV dans le Cu.

D'autre part δI_t peut s'exprimer en fonction des variations avec le temps de la différence relative d'intensité $\frac{\Delta I}{I_0}$

$$\frac{\delta I_t}{I_0} = \left(\frac{\Delta I}{I_0}\right)_{t=0} - \left(\frac{\Delta I}{I_0}\right)_t \simeq \varepsilon - e^{-\lambda t}(\varepsilon - \lambda t \eta),$$

d'où l'on déduit

$$\varepsilon - e^{-\lambda t}(\varepsilon - \lambda t \eta) \simeq e^{-\lambda t} \frac{\mu}{\rho} \delta m$$

et finalement,

$$\frac{\Delta T}{T} = \eta \simeq \frac{\frac{\mu}{\rho}\,\delta m}{\frac{\varepsilon}{\eta}\,\frac{1-e^{-\lambda t}}{e^{-\lambda t}} + \lambda t}.$$

Cette formule permet de déterminer $\frac{\Delta T}{T}$ connaissant $\delta m = 150$ mg : cm², $t = 40$ jours, $\frac{\varepsilon}{\eta} \simeq 0{,}75$ déterminé ci-dessus et $\frac{\mu}{\rho}$, le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$ correspondant à notre dispositif expérimental est difficile à préciser. Toutefois, la source M étant très près de la chambre d'ionisation, et aucune canalisation du rayonnement n'étant utilisée, on peut partiellement négliger la perte des photons par diffusion : le coefficient massique total $\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = 8{,}6.10^{-2}$ [12] tandis que le coefficient de diffusion massique $\frac{\sigma\,\text{diff}}{\rho} \simeq 4{,}10^{-2}$; la valeur de μ dans notre expérience est donc comprise entre 8.10^{-2} et 5.10^{-2} environ. Si

$\frac{\mu}{\rho} = 8.10^{-2}$ on trouve $\frac{\Delta T}{T} \simeq 1{,}2$ pour 100,

$\frac{\mu}{\rho} = 5.10^{-2}$ on trouve $\frac{\Delta T}{T} \simeq 0{,}75$ pour 100.

On peut donc écrire, en tenant compte de l'erreur sur $\frac{\varepsilon}{\eta}$ (environ 10 pour 100)

$$0{,}7 \text{ pour } 100 < \frac{\Delta T}{T} < 1{,}3 \text{ pour } 100.$$

Par suite de la faible activité des sources utilisées, il n'a pas été possible d'obtenir mieux qu'un résultat qualitatif, et ceci malgré les conditions très favorables en ce qui concerne les mouvements propres des appareils.

Il serait très souhaitable de répéter les mêmes expériences avec des sources beaucoup plus intenses, afin de déterminer une valeur précise de la différence de période des sources de ^{7}Be à l'état de différentes combinaisons chimiques.

8. **Conclusion.** — Nous avons mis en évidence une faible différence de période entre deux sources radioactives de ^{7}Be : l'une dans l'état métallique, l'autre dans l'état de fluorure. Les résultats de nos expériences permettent d'affirmer que l'*ionisation du* ^{7}Be *augmente la période de capture du noyau d'environ* 1 *pour* 100.

Ces expériences montrent l'étroite dépendance qui existe entre la probabilité de transformation d'un noyau par capture d'électrons périphériques et la densité de ces électrons au voisinage du noyau; cette variation de période due à la capture des électrons L constitue aussi une preuve indirecte de l'existence de ce mode de capture (capture L).

Nous devons à la bienveillance du Professeur Dauvillier d'avoir pu effectuer ce travail dans son Laboratoire. Nous exprimons notre reconnaissance envers le Professeur I. Curie pour les conseils qu'elle nous a donnés.

Nous tenons à remercier le Professeur F. Joliot pour l'intérêt bienveillant porté à cette étude; nous remercions enfin M. Gondet, Directeur général des Laboratoires de Bellevue du C. N. R. S. pour l'aide qu'il nous a fournie dans la réalisation des appareils.

Note ajoutée sur épreuves. — E. Segré et C. E. Wiegand (*Phys. Rev.*, 75, **38**, 1949) viennent de publier un article sur le même sujet : Ces auteurs ont étudié la variation de période entre Be-métal et la forme BeO en utilisant la même méthode différentielle. Leurs résultats expérimentaux donnent une valeur relative

$$\frac{T(\text{BeO}) - T(\text{Be})}{T(\text{Be})} = (3{,}0 \pm 1{,}8)\,10^{-4}$$

dans le même sens mais environ 50 fois plus faible que celle observée par nous entre Be-métal et la forme F_2Be.

Signalons enfin que la méthode différentielle utilisée dans les expériences de ces auteurs et dans les nôtres avait déjà été utilisée dans un but tout à fait analogue par Mme Curie (*Ann. de Physique*, **22**, 1924, p. 405) pour essayer de déceler une variation de période entre une ampoule de radon ordinaire et une ampoule de radon concentré sous très petit volume où les chocs sont nombreux.

Manuscrit reçu le 17 janvier 1949.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] E. Segré, *Phys. Rev.*, 1947, **71**, p. 274.
[2] R. Daudel, *La Revue Scientifique*, Paris, 1947, **85**, p. 162.
[3] R. Bouchez, R. Daudel, P. Daudel et R. Muxart, *J. Phys. Rad.*, 1947, **11**, p. 336.
[4] Slater, *Phys. Rev.*, 1930, **36**, p. 57.
[5] Pauling, Conférences d'Oxford, 1948.
[6] D'après les électronégativités et les courbes de Pauling.
[7] A. Rogozinski, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, p. 427.
[8] R. Bouchez, R. Daudel, P. Daudel et R. Muxart *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **227**, p. 525.
[9] Schmidt, *These Sciences*, Paris, 1929; *Annales de Chimie*, 10e série, **11**, p. 351.
[10] A. Dauvillier, *Bull. Astronomique*, 1937, **10**, p. 123.
[11] A. Rogozinski et M. Lesage, *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, p. 1131-1133.
[12] Tables de Constantes et données numériques, R. Grégoire, *Physique nucléaire*, Paris, 1948.