Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 35 (1962)

Heft: III

Artikel: Etude des spectres de positrons des désintégrations du Bi^205 et du Bi^206

Autor: Perdrisat, C.F. / Brunner, J.H. / Leisi, H.J.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113274

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: 06.01.2026

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

Etude des spectres de positrons des désintégrations du Bi^{205} et du Bi^{206}

par **C. F. Perdrisat, J. H. Brunner** et **H. J. Leisi** *)
(Lab. Phys. des Hautes Energies, E.P.F., Zurich)

(13. I. 1962) **)

Summary. A study of the positron spectra emitted in the decay of Bi^{205} and Bi^{206} leads to the observation of the monoenergetic K-positrons of two transitions following electron capture desintegrations. For the 1720 keV transition which depopulates the 3404 keV level in Pb^{206}, the number of K-positrons emitted per gamma is found to be: $(7{,}2 \pm 2{,}1) \cdot 10^{-8}$ (r.m.s. error). From this result the total mean life of the initial level is computed with the help of a new value for the coefficient of monoenergetic positron formation. This leads to $\tau = 0{,}92 \cdot 10^{-14}$ s. For the 1863 keV transition in Pb^{205}, the number of K-positrons emitted per gamma is found to be: $(2{,}7 \pm 1{,}1) \cdot 10^{-6}$ (r.m.s. error). If we assume the decay scheme proposed by STOCKENDAL, this value leads to a total mean life for the 2566 keV level in Pb^{205} of $\tau = 1{,}8 \cdot 10^{-16}$ s.

Three new transitions with energy 1845, 1880 and 1903 keV are detected from their conversion lines and the internal pair spectra; all three belong to the Bi^{206} decay. The first two are identified as El transitions, and the third can be an E2 or M1. The upper limit for the K-positrons branching ratio is $9 \cdot 10^{-6}$ and $2{,}8 \cdot 10^{-6}$ positron per gamma for the 1845 keV and the 1880 keV transitions respectively.

The β^+-continuum belonging to the Bi^{205} has a maximum energy of 990 ± 10 keV and a log ft-value of $9{,}35 \pm 0{,}3$. A β^+-continuum which depopulates the Bi^{206} ground state was found; the maximum energy is 977 ± 33 keV and the log ft is $11{,}0 \pm 0{,}3$, The decay schemes of both isotopes are discussed in view of these results.

Introduction

Les positrons émis au cours de phénomènes de désexcitation nucléaires ont pour origine:

a) des désintégrations bêta avec émission d'un continu de positrons, et

b) des processus secondaires de l'émission gamma; lorsque l'énergie d'une transition est supérieure à $2\, m_0\, c^2$, une paire électron-positron peut

*) Actuellement à la «Bartol Research Foundation of the Franklin Institute», Swarthmore, Pa., USA.

**) Les manuscripts ont été envoyés le 15. IX. 1961.

être créée dans le voisinage du noyau (formation de paires internes); si l'électron de la paire est absorbé dans une lacune du cortège électronique, seul un positron est émis (formation de positrons monoénergétiques).

L'analyse de ces différents spectres permet de déterminer un certain nombre de grandeurs caractéristiques des états nucléaires.

La création de paires internes et l'émission de positrons monoénergétiques sont des modes de transition apparentés à la conversion interne. Pour une transition donnée, le nombre de positrons monoénergétiques émis par gamma est fonction, entre autres, de la durée de vie du niveau initial. Les durées de vie qui peuvent étre déduites d'une mesure d'intensité d'une ligne de positrons sont comprises entre 10^{-14} et 10^{-17} seconde. Le rapport des probabilités de transition par création d'une paire interne et par conversion interne est très sensible à la nature multipolaire d'une transition; la mesure des intensités des spectres de positrons de paires internes permet la détermination de la multipolarité.

La connaissance de l'énergie maximum des positrons d'un continu est utile à la discussion des énergies de désintégration bêta; cette grandeur ne peut en général pas être mesurée directement lorsque le noyau initial ne se désintègre que par capture électronique.

Résultats antérieurs et objectifs de cette étude

Une ligne de positrons a été mise en évidence dans la désintégration du Bi^{206} par LEISI *et al.*[1]). Ces positrons monoénergétiques ont été interprétés comme appartenant à la transition dipolaire électrique de 1720 keV issue du niveau 5- à 3404 keV dans le Pb^{206}. Plusieurs questions restaient à résoudre après la conclusion de ce travail; en particulier il s'avérait nécessaire de déterminer plus précisement la nature du continu présent sous la ligne de positrons; dans un autre ordre d'idées, le problème de l'étalonnage en impulsion n'avait pu être résolu de manière entièrement satisfaisante.

Cette étude représente donc en premier lieu un développement du travail[1]). Les spectres de positrons émis parallèlement aux désintégrations du Bi^{205} et du Bi^{206} ont été mesurés avec une précision accrue. L'intensité de la ligne de positrons K détectée par LEISI *et al.* a été redéterminée. Une seconde ligne de positrons K, liée à la transition dipolaire électrique de 1863 keV dans le Pb^{205} a été mise en évidence.

Le spectre de conversion des transitions de haute énergie de ces deux isotopes a été étudié en détail. Trois nouvelles transitions, attribuées à la désintégration du Bi^{206}, et dont les énergies sont de 1845, 1880 et 1903 keV, ont été identifiées; la multipolarité de ces trois transitions a été déterminée à partir de l'intensité de leurs spectres de paires internes. Les

limites supérieures des intensités des lignes de positrons K des deux premières transitions sont données.

La multipolarité des transitions de 1863 et 1906 keV dans le Pb^{205}, telle qu'elle a été déduite des intensités relatives de leurs spectres de paires internes, est en accord avec les résultats obtenus par d'autres méthodes.

Le continu β^+ appartenant à la désintégration du Bi^{205} a fait l'objet d'une analyse qui devait permettre de déterminer son énergie limite et la probabilité de transition réduite. Un continu β^+, attribué à la désintégration du Bi^{206}, a également été identifié; énergie limite et probabilité de transition réduite sont déterminées. L'énergie de désintégration bêta de ces deux isotopes est discutée en fonction des résultats obtenus.

Enfin, dans une dernière partie, les durées de vie d'un certain nombre de niveaux dans le Pb^{205} et le Pb^{206} sont calculées à partir des intensités des lignes de positrons K observées.

I. Formation de positrons monoénergétiques

1. *Description du phénomène*

La formation de positrons monoénergétiques constitue un mode de désexcitation du noyau. Formellement identique à la conversion interne et à la formation de paires internes, elle résulte de l'interaction du champ électromagnétique de la transition nucléaire avec un électron de Dirac.

La création de positrons monoénergétiques peut être décrite ainsi: l'énergie W disponible pour une transition entre deux niveaux du noyau est transmise à un électron du continu d'énergie négative. Cet électron effectue une transition jusqu'à un état lié vacant (d'énergie positive) dans une des couches du cortège électronique. La transition ne peut avoir lieu qu'en présence d'une place libre dans les couches électroniques. La lacune apparaissant ainsi dans le continu d'énergie négative constitue un positron. L'énergie cinétique E_x du positron émis (pour lequel l'électron de la paire a été absorbé dans la couche X) est entièrement déterminée par l'énergie W libérée par la transition nucléaire ainsi que par l'état final de l'électron:

$$E_x = W - 2\, m_0\, c^2 + B_x\,. \tag{1}$$

B_x est l'énergie de liaison de l'électron dans l'état lié final. Ce passage d'un électron d'un état d'énergie négative à un état d'énergie positive est comparable à la création d'une paire électron-positron dont il ne diffère que par l'état final de l'électron. Le terme $(2\, m_0\, c^2)$ figurant dans l'expression (1) représente l'énergie de masse d'une paire électron-positron.

Aux différents états liés possibles pour l'électron correspond une suite de valeurs discrètes pour l'énergie cinétique E_x du positron. L'énergie des

positrons X est plus élevée que l'énergie maximum du continu des paires internes de la même transition; la différence d'énergie est B_x.

2. *Approche théorique*

Le coefficient pour la formation de positrons monoénergétiques en présence d'une lacune électronique permanente, $\alpha_{e^+}^x$, a été calculé par SLIV[2]). $\alpha_{e^+}^x$, le rapport des probabilités de transition avec émission d'un positron X ($T_{e^+}^x$) et émission d'un gamma (T_γ), est obtenu en utilisant le théorie des perturbations. De manière semblable au résultat de la conversion interne, on a:

$$\alpha_{e^+}^x = \frac{T_{e^+}^x}{T_\gamma} = 2\,\pi^3\,k \sum (\langle f \,|\, \mathscr{H} \,|\, i \rangle)^2 . \tag{2}$$

La parenthèse du membre de droite est le carré de l'élément de matrice de la perturbation $\mathscr{H}$ entre les états initial i (électron dans le continu d'énergie négative) et final f (électron dans un état lié X). k est l'énergie de la transition ($k = W/m_0\,c^2$). $\mathscr{H}$ est l'hamiltonien de la transition; il a la forme usuelle:

$$\mathscr{H} = e\,(A_0 + \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{A}) \tag{3}$$

où A_0 et $\boldsymbol{A}$ sont les potentiels scalaire et vectoriel d'une onde électromagnétique émergente, normés pour l'émission d'un photon par seconde; ils sont solutions de l'équation de MAXWELL. $\boldsymbol{\alpha}$ est l'opérateur matriciel de DIRAC.

Le noyau est supposé ponctuel et l'effet d'écran dû aux électrons atomiques est négligé.

La partie numérique des calculs de SLIV a été reprise récemment par LOMBARD et RYS[3]) pour les transitions dipolaire électrique et un électron K dans un noyau de charge $Z = 82$, 63 et 30. L'électron étant dans un état final $s_{1/2}$, les deux transitions possibles (différence de moment angulaire $\Delta L = 1$, changement de parité) sont:

$$p_{1/2} \rightarrow s_{1/2} \quad \text{et} \quad p_{3/2} \rightarrow s_{1/2} .$$

Le résultat de ce calcul diffère de celui de SLIV. Les écarts constatés sont dus à la plus grande précision avec laquelle les fonctions hypergéométriques ont été calculées par LOMBARD *et al.* Le comportement asymptotique en fonction de l'énergie n'est pas le même (sur la figure 1, les valeurs obtenues par SLIV figurent à titre de comparaison). Remarquons encore que le coefficient $\alpha_{e^+}^x$ est très sensible à la nature multipolaire de la transition, et qu'il est maximum pour une transition dipolaire électrique. $\alpha_{e^+}^x$ est plus sensible à la charge nucléaire que le coefficient de formation de

paires internes; la fonction d'onde d'un état lié dépend plus directement de Z que celle d'un état libre.

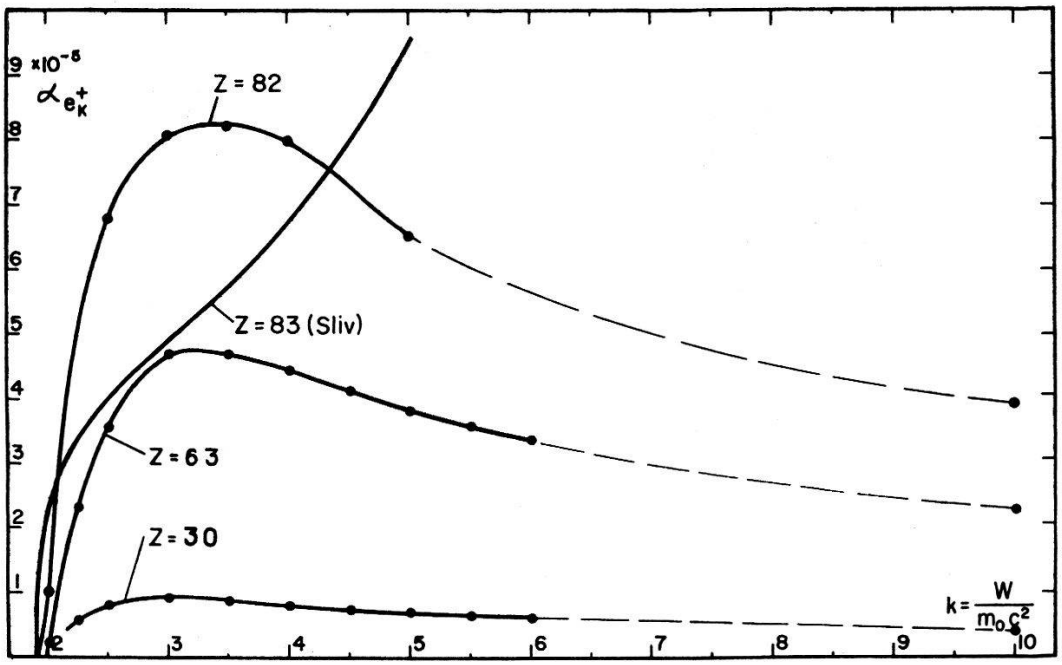

Fig. 1

Coefficient $\alpha_{e^+}^k$ pour la formation de positrons monoénergétiques K en présence d'une lacune électronique permanente. Transition E1. • points calculés par LOMBARD *et al.*

3. *Nombre de positrons monoénergétiques par transition gamma*

Le nombre de positrons émis dépend de plus de la probabilité d'existence d'une lacune dans le cortège électronique. Deux facteurs sont à considérer: la probabilité que l'état initial soit excité par un mode de transition créant une lacune électronique, et la probabilité pour qu'au moment où le noyau effectue la transition la lacune existe encore.

Nous nous limiterons à la capture d'un électron K, excluant à priori les autres modes théoriquement possibles. Appelons:

$N_{e^+}^k$ le nombre de positrons K émis par sec. pour la transition $i \to f$,
N_γ le nombre de gamma émis par sec. pour la transition $i \to f$,
τ la durée de vie du niveau nucléaire initial i,
τ_k la durée de vie de la lacune électronique K,
P_k la probabilité que l'état initial i soit excité par capture K.

La probabilité qu'une lacune K créée par capture électronique existe encore lorsque la transition se produit est: $\tau_k/\tau_k + \tau$. Le nombre de positrons K émis par transition gamma est:

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma} = P_k \frac{\tau_k}{\tau_k + \tau} \alpha_{e^+}^k . \tag{4}$$

P_k dépend du degré d'interdiction de la capture électronique et de l'énergie.

La détermination expérimentale de $N_{e^+}^k/N_\gamma$ permet l'évaluation de la durée de vie τ du niveau nucléaire initial en fonction de celle de la lacune électronique τ_k.

II. Appareillage et méthode de mesure

Le spectromètre à lentille magnétique[21]) a été spécialement transformé en vue de la mesure de spectres de positrons de faible intensité (ces transformations sont décrites par LEISI *et al.*[1])).

La séparation électrons-positrons est obtenue en sélectionnant le sens de rotation des trajectoires, au moyen de deux écrans en secteur assistés par des aubes hélicoïdales. La direction du champ d'induction détermine le signe de la charge des particules qui peuvent atteindre le détecteur.

1. *Etalonnage en impulsion pour la mesure de positrons*

L'image d'une source émettant des particules monocinétiques est de forme annulaire. L'angle moyen α sous lequel les trajectoires quittent la source est déterminé par l'écran principal. Une ouverture placée dans le plan focal ne laisse passer que les trajectoires pour lesquelles une focalisation du premier ordre en α est réalisée. La valeur du champ nécessaire pour observer le maximum d'une ligne dépend d'une part des propriétés de focalisation du spectromètre, et d'autre part de la position de l'image par rapport à l'ouverture de l'écran focal; le diamètre de l'ouverture de ce dernier étant constant, l'impulsion des particules atteignant le détecteur est proportionnelle à l'induction moyenne (le champ est inhomogène).

L'étalonnage doit permettre de déterminer le courant nécessaire pour mesurer le maximum d'une ligne d'impulsion connue; il est obtenu pour un seul sens du courant, avec les électrons d'une ligne de conversion. Un tel étalonnage ne reste valable pour le sens inverse du courant que si, en chaque point des trajectoires, le champ est exactement inversé et garde la même valeur absolue. Un champ parasite non-proportionnel au courant dans l'aimant fausse donc l'étalonnage; les bobines du spectromètre étant entourées d'un cylindre de fer, l'existence d'un tel champ (qui ne serait pas éliminé par le mode de démagnétisation utilisé), doit être envisagée.

L'image dans le plan focal peut être photographiée (films Kodak «No-Screen»). Le problème de l'étalonnage du spectromètre serait entièrement résolu s'il était possible de déterminer la forme, les dimensions et la position relative des images formées par des électrons et des positrons de même impulsion. Les positrons monoénergétiques sont trop peu nombreux pour qu'il soit possible de les utiliser à cette fin; on n'obtient

des renseignements relatifs aux deux sens du courant et avec des électrons seulement qu'en supprimant les écrans du séparateur électrons-positrons.

Antérieurement à ce travail, des photographies d'image dans le plan focal nous avaient montré que la condition de superposition des images lors de l'inversion du courant n'était pas réalisée. L'effet constaté pouvait être expliqué par l'existence d'un champ perturbateur perpendiculaire à l'axe du spectromètre (env. 0,5 Gauss). Une bobine de compensation appropriée nous avait permis d'éliminer cet effet. Toutefois les résultats de ce travail devaient nous montrer que la correction ainsi faite pouvait ne pas être suffisante, particulièrement lorsque la source n'est pas exactement centrée.

L'influence du centrage de la source a été étudiée au cours d'une nouvelle série de photographies de l'image dans le plan focal. Nous avons pu constater que la superposition des images obtenues pour les deux sens du courant n'est plus réalisée lorsque la source n'est pas dans l'axe géométrique du spectromètre. Les images ne sont alors plus circulaires et leurs dimensions diffèrent pour les deux sens du courant; ceci peut s'expliquer par l'inhomogénéité du champ parasite Lorsque la source se trouve, par exemple, à 3 mm de l'axe de symétrie du spectromètre, la différence d'étalonnage occasionnée peut atteindre 2% (pour les électrons de la ligne 344-K dans Eu^{152}, pour lesquels $B\varrho = 2075$ [G. cm]); le signe de l'écart dépend de la position de la source par rapport au séparateur électrons-positrons.

2. *Modifications apportées à l'appareillage*

La méthode de mesure a été décrite dans la référence [1]). Les modifications suivantes ont été apportées à l'appareillage:

a) le courant des bobines de champ principales est stabilisé électroniquement; la stabilité est meilleure que $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ en courant; le courant est réglable de manière continue entre 0,2 et 50 Ampères.

b) les sources sont montées sur des supports de grand diamètre (15 cm) afin de minimiser les effets de diffusion.

c) le détecteur se compose d'un scintillateur plastique de 1 cm d'épaisseur (NE 102, Nuclear Entreprises Ltd.), d'un guide de lumière en polyvinyltoluène et d'un photomultiplicateur EMI 6097 B.

d) l'écran absorbant mobile utilisé à la mesure du fond est constitué de 2,5 mm de plexiglas et de 2 mm de béryllium; le nombre de paires externes pouvant sortir de l'absorbant est environ 1000 fois plus petit que celui des paires internes émis par la source (calculé pour une énergie gamma de 1,5 MeV).

3. *Transparence du spectromètre*

L'efficacité du séparateur électrons-positrons a été contrôlée par une mesure du spectre de «positrons» pour des impulsions voisines de celle des électrons de la ligne de conversion 661,1-K du Cs^{137}; le Cs^{137} n'émet pas de positrons. La source utilisée avait une intensité de 7,5 mC, un diamètre de 5 mm et la demi-largeur de la ligne 661,6-K était ainsi de 2,2%.

La mesure de contrôle a été faite dans des conditions en tout point identiques à celles d'une mesure de positrons; le domaine d'impulsion mesuré s'étendait sur une largeur de 10% en-dessous et en-dessus de la position de la ligne de conversion. Aucune ligne n'a été observée; la transparence du spectromètre est inférieure à $2 \cdot 10^{-7}$ [«positron» par électron de la ligne de conversion] (3 fois l'erreur statistique par point de la mesure).

4. *Préparation des sources*

Les raisons à l'origine du choix de la désintégration du Bi^{206} pour une première étude de la formation de positrons monoénergétiques sont exposées dans la référence [1]).

Les réactions du type $(d, x\,n)$ utilisées pour obtenir le Bi^{206} à partir du plomb naturel donnent lieu à la formation simultanée de Bi^{205}. La quantité de Bi^{205} formée dépend de l'énergie des deutérons.

Réactions utilisées. Plusieurs cibles de plomb naturel spectroscopiquement pur ont été irradiées au cyclotron de l'Université de Birmingham. Les trois réactions intéressantes sont:

a) à partir du Pb^{206} (26,3%): $Pb^{206}(d, 2\,n)Bi^{206}$, seuil vers 6,6 MeV*)
b) à partir du Pb^{207} (20,8%): $Pb^{207}(d, 3\,n)Bi^{206}$, seuil vers 13,3 MeV
c) à partir du Pb^{206}: $Pb^{206}(d, 3\,n)Bi^{205}$, seuil vers 13,8 MeV.

Des autres isotopes du bismuth produits, seul le Bi^{207} se désintègre en émettant des gamma d'énergie plus grande que 1 MeV; la très longue durée de vie de cet isotope facilite son identification.

Deux types de sources ont été préparés, se distinguant par l'énergie des deutérons:

Source A: deutérons de 14 MeV; prédominance de Bi^{206} à partir des réactions a) et b),

Source B: deutérons de 20 MeV; quantité de Bi^{205} comparable à celle de Bi^{206} en raison de la forte contribution de la réaction c).

Préparation des sources. Le métal des cibles irradiées a été prélevé couche par couche par grattage; cette technique autorise une mesure de

*) Les seuils sont calculés à partir des masses atomiques selon SEEGER[19]), en négligeant l'effet de recul du noyau.

l'activité spécifique en fonction de la profondeur. Les deutérons de 14 MeV n'ont une énergie supérieure au seuil de la réaction c) que sur les quelques premiers dixièmes de millimètre de leur parcours dans la cible. La quantité de Bi^{205} présente dans une source peut être réduite par un choix approprié des profondeurs de prélévement du métal (source A).

Chimie. Les copeaux sélectionnés contiennent, en plus du bismuth actif et du plomb de la cible, des traces de différentes impuretés (cuivre provenant du support de la cible, et fer de l'outil de grattage). La méthode chimique permet d'extraire le bismuth de ces éléments.

Les copeaux sont mis en solution dans l'acide nitrique. Le bismuth est entraîné par le cupferronate puis extrait avec le chloroforme[22]). Il repasse en solution en milieu chlorhydrique. A ce stade, la solution contient des traces de cuivre, de plomb et de fer. Au-dessus de pH=1 se forment des sels de bismuth colloïdaux qui sont entraînés par l'hydroxyde de fer[23]). Les traces de plomb sont adsorbées par l'hydroxyde, mais le cuivre reste en solution (pH=5). Le précipité contenant le fer, le plomb et le bismuth est dissous dans l'acide chlorhydrique 8n; le fer est extrait par l'éther isopropylique[24]). Les traces de plomb sont éliminées en répétant l'extraction par le cupferronate.

Le bismuth est finalement déposé par électrolyse sur une mince feuille d'or. La tension est maintenue à 2 Volts et la solution agitée par un courant d'hydrogène humide. La durée de l'électrolyse est de 20 à 30 heures et son rendement d'environ 70%.

Tableau 1
Caractéristiques des sources.

Source	Intensité*) du		Epaisseur**)		Diamètre de la source	Résolution pour 1720-K
	Bi^{206}	Bi^{205}	source	support		
A	19 mC	0,21 mC	1,7 mg/cm²	3,3 mg/cm²	2,6 mm	1,25%
B	13 mC	2,0 mC	2,2 mg/cm²	3,6 mg/cm²	2,7 mm	1,15%

*) Les intensités sont calculées au début de la mesure de positrons.
**) Le support de source se compose d'une feuille de mylar aluminisé d'épaisseur totale de 1 mg/cm² et d'une feuille d'or dont l'épaisseur était de 2,3 mg/cm² pour la source A et de 2,6 mg/cm² pour la source B.

Caractéristiques des sources. Les caractéristiques essentielles des sources A et B sont résumées dans le tableau 1. Les intensités sont calculées approximativement à partir des lignes de conversion 1720-K (pour le Bi^{206}) et 1766-K (pour le Bi^{205}).

Paires externes. Le nombre des paires externes créées dans la source et son support peut être évalué à partir des données du tableau 1. Pour la source A et une énergie gamma de 1,7 MeV, ce nombre est environ 20 fois plus petit que celui des paires internes (la transition étant supposée dipolaire électrique). Les intensités des différents spectres de paires internes déterminées par la suite ne sont pas corrigées; la forme des spectres de paires externes de cette énergie n'est pas connue. La plus grande correction à envisager est de l'ordre de grandeur de l'incertitude statistique.

Bi^{207}. La quantité de Bi^{207} présente dans la source B a été évaluée à partir de la ligne de conversion K de la transition E2 (+ M1) de 1,77 MeV; elle correspondait à environ 50 μC.

5. *Séparation des activités*

Les sources A et B contiennent toutes deux les isotopes 205 et 206 du bismuth. Les spectres de positrons appartenant à chacun de ces isotopes peuvent être calculés. Ce calcul nécessite la connaissance, pour chaque source et en fonction du temps, des taux de désintégration dans chacun des isotopes. La notation qui sera utilisée est définie dans le tableau 2.

Tableau 2

Notation utilisée pour la séparation des activités.

Isotope	Ligne de conversion référence	Notation pour la ligne de conversion		Spectre de positions calculé
		Source A	Source B	
Bi^{206}(I)	1720-K	$N_A^{\mathrm{I}}\ (t_A = 0)$	$N_B^{\mathrm{I}}\ (t_B = 0)$	$R\ (p, t_A = 0) = \dfrac{N_{e^+}^{\mathrm{I}}\ (p, t_A = 0)}{N_A^{\mathrm{I}}\ (t_A = 0)}$
Bi^{205}(II)	1766-K	$N_A^{\mathrm{II}}\ (t_A = 0)$	$N_B^{\mathrm{II}}\ (t_B = 0)$	$S\ (p, t_B = 0) = \dfrac{N_{e^+}^{\mathrm{II}}\ (p, t_B = 0)}{N_B^{\mathrm{II}}\ (t_B = 0)}$
Spectre de positrons mesuré		$Y(t_A, p)$	$Z(t_B, p)$	

$t_{A,B}$: temps de la mesure pour l'impulsion p, compté à partir du début de la mesure A, respectivement B.
$\lambda^{\mathrm{I,II}}$: constante de désintégration de l'isotope I (Bi^{206}), respectivement II (Bi^{205}).

Chaque couple de valeurs $Y(t_A, p)$ et $Z(t_B, p)$ mesuré permet d'écrire un système de deux équations:

$$\begin{aligned} &\text{source } A\text{:}\ Y(t_A, p) = R(p)\, N_A^{\mathrm{I}} \exp(-\lambda^{\mathrm{I}} t_A) + S(p)\, N_A^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{II}} t_A), \\ &\text{source } B\text{:}\ Z(t_B, p) = R(p)\, N_B^{\mathrm{I}} \exp(-\lambda^{\mathrm{I}} t_B) + S(p)\, N_B^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{II}} t_B). \end{aligned} \tag{5}$$

Ces systèmes d'équations peuvent, pour chaque valeur p de l'impulsion, être résolus en $R(p)$ et $S(p)$:

$$R(p) = \frac{Y(t_A, p)\, N_B^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{II}} t_B) - Z(t_B, p)\, N_A^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{II}} t_A)}{N_A^{\mathrm{I}}\, N_B^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{I}} t_A - \lambda^{\mathrm{II}} t_B) - N_B^{\mathrm{I}}\, N_A^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{II}} t_A - \lambda^{\mathrm{I}} t_B)},$$

$$S(p) = \frac{Z(t_B, p)\, N_A^{\mathrm{I}} \exp(-\lambda^{\mathrm{I}} t_A) - Y(t_A, p)\, N_B^{\mathrm{I}} \exp(-\lambda^{\mathrm{I}} t_B)}{N_A^{\mathrm{I}}\, N_B^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{I}} t_A - \lambda^{\mathrm{II}} t_B) - N_B^{\mathrm{I}}\, N_A^{\mathrm{II}} \exp(-\lambda^{\mathrm{II}} t_A - \lambda^{\mathrm{I}} t_B)}. \tag{6}$$

Conformément à la définition donnée dans le tableau 2, $R(p)$ représente le nombre de positrons émis dans la désintégration du Bi^{206}, pour la valeur p de l'impulsion et par électron de conversion K de la transition de 1720 keV. $S(p)$ a une signification correspondante pour le spectre du Bi^{205}.

Les spectres ainsi calculés ne seront corrects que si les conditions suivantes sont satisfaites:

a) Les spectres $Y(p)$ et $Z(p)$ doivent avoir été mesurés, avec chacune des sources, pour les mêmes valeurs de l'impulsion p,

b) demi-largeur et forme de raie correspondant à des positrons monoénergétiques doivent être comparables pour les deux sources,

c) les épaisseurs de la source et de son support doivent également être comparables pour les deux sources, afin que le nombre des paires externes créées soit identique.

6. *Analyse des spectres de positrons*

Les spectres de positrons des isotopes Bi^{205} et Bi^{206} doivent être étudiés en fonction de leurs différentes composantes. Trois sortes de spectres sont attendues: des continus β^+, des continus de positrons des paires internes et des lignes de positrons. Les spectres différentiels (R/h et S/h, où h, caractérisant le courant d'induction, est proportionnel à l'impulsion) obtenus par séparation des isotopes (voir § II.5) seront intégrés; leurs surfaces doivent être comparées à celle de la ligne de conversion de référence. La hauteur d'une ligne de positrons est, dans notre représentation, directement égale au nombre de positrons par électron de conversion de la ligne de référence.

Spectres de positrons de paires internes. Les intensités relatives des spectres de paires internes, que nous désignerons par N_π/N_k peuvent être comparées aux rapports α_π/α_k, α_k désignant le coefficient de conversion théorique selon Sliv *et al.*[8]) et α_π le coefficient de formation de paires internes intégré. Le coefficient α_π est égal au rapport des probabilités de transition par émission d'une paire interne et par émission gamma.

Les rapports α_π/α_k sont très sensibles à la multipolarité d'une transition; pour une énergie voisine de 1,7 MeV, nous avons:

$$\frac{\alpha_\pi}{\alpha_k}\,(\mathrm{E}\,1) \sim 5\,\frac{\alpha_\pi}{\alpha_k}\,(\mathrm{E}\,2) \sim 20\,\frac{\alpha_\pi}{\alpha_k}\,(\mathrm{M}\,1)\,. \tag{7}$$

La précision requise sur le quotient N_π/N_k pour une détermination univoque de la multipolarité est appréciablement moins grande que celle nécessaire lorsque cette détermination doit être faite par la mesure du coefficient de conversion interne; les relations du type (7) deviennent d'autant plus favorables que l'énergie de la transition est grande.

Les seuls calculs de la formation de paires internes pour les noyaux lourds sont dus à JAEGER *et al.*[4]). Ils sont approximatifs; les hypothèses simplificatrices sont identiques à celles admises par SLIV[2]) dans le cas de la formation de positrons monoénergétiques: noyau pontuel, effets d'écran négligés.

Les résultats de JAEGER *et al.* comprennent d'une part le coefficient différentiel $(d\alpha_\pi/dp)$ pour quatre valeurs de l'impulsion du positron, une transition E1 de 1533 keV (noyau de charge $Z = 84$), et d'autre part le coefficient intégré α_π, pour des transitions E1 et E2 d'énergie comprise entre 1,0 et 3,5 MeV.

La forme du spectre différentiel calculée par JAEGER *et al.* (fig. 2a) est comparable à celle observée pour la transition E1 de 1720 keV dans le Pb^{206} (fig. 2d). Au-dessous de 400 keV, le spectre expérimental indique un excès de positrons qui peut être expliqué par la diffusion dans la source ou par d'autres continus β^+ faibles. Entre 400 et 700 keV, les points expérimentaux sont compatibles avec la répartition de JAEGER *et al.* (ligne pointillée sur la fig. 2d). Dans le voisinage de l'impulsion limite, le spectre réel n'est pas discontinu comme prévu par JAEGER *et al.*, mais présente un flanc (fig. 2c) dont la largeur est comparable à celle d'une ligne de conversion d'énergie équivalente (fig. 2b).

Le spectre de paires internes de la transition E1 de 1720 keV a une intensité relative:

$$\frac{N_\pi}{N_k} = 0{,}35 \pm 0{,}02\,,$$

valeur à comparer avec celle calculée à partir du résultat de JAEGER *et al.*:

$$\frac{\alpha_\pi}{\alpha_k} = 0{,}38\,;$$

les approximations à la base de ce calcul ne permettent probablement pas de garantir une précision comparable à celle du résultat expérimental: aussi les intensités relatives des différentes transitions E1 que nous rencontrerons dans ce travail seront-elles reportées à des valeurs α_π/α_k

présentant la même dépendance en énergie que celles de JAEGER *et al.* (log α_π/α_k en fonction de l'énergie est une droite; voir BRUNNER *et al.*[6])), mais normées sur le résultat précédent.

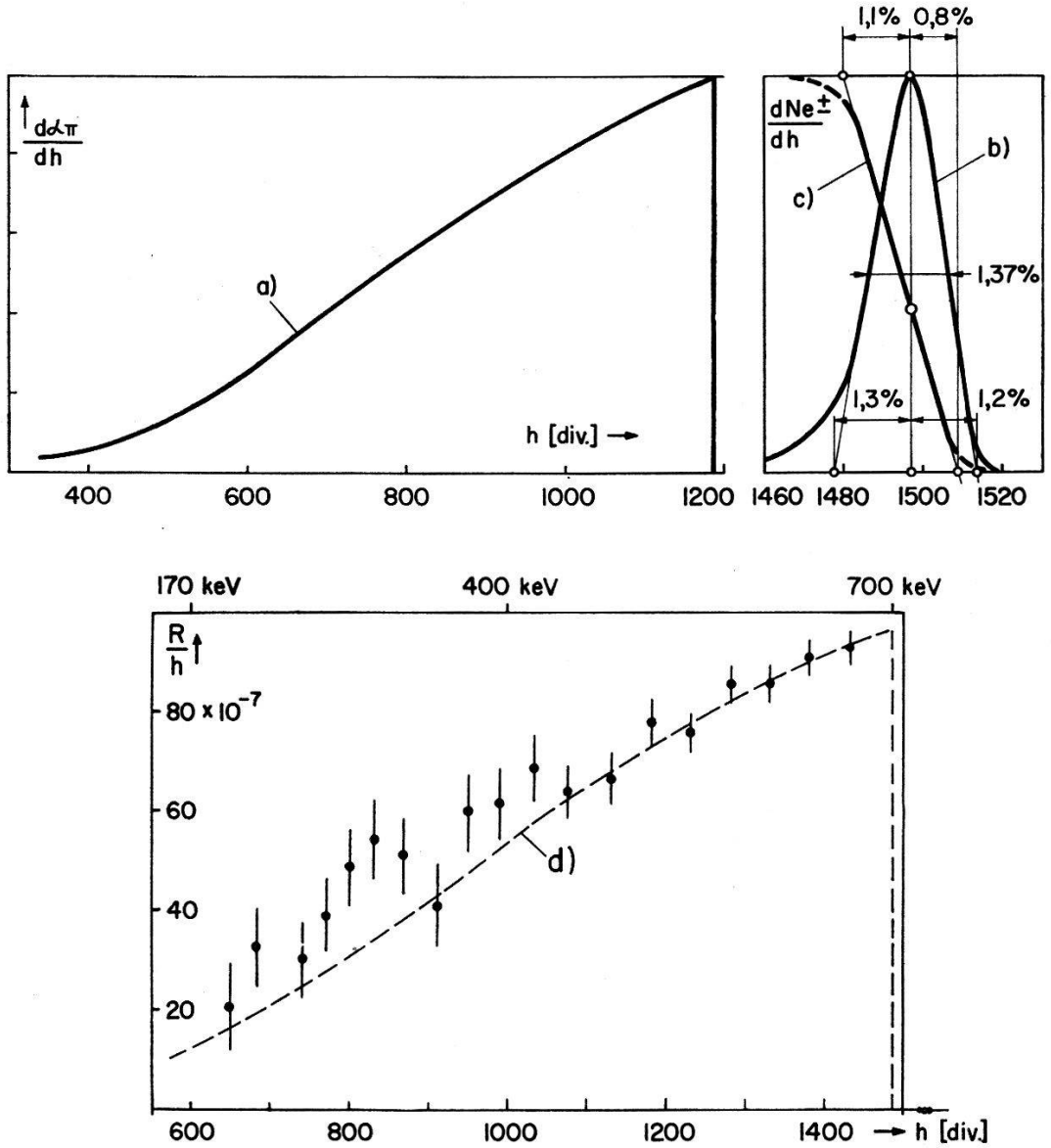

Fig. 2

a) Coefficient différentiel $d\alpha_\pi/dh$ pour les positrons de la formation de paires internes selon JAEGER *et al.* Transition E1, énergie 1533 keV, $Z = 84$.

b) Forme de raie d'une ligne de conversion (énergie 700 keV).

c) Fin de spectre pour les positrons de paires internes (énergie de la transition 1720 keV; E1).

d) Spectre de positrons de paires internes de la transition E1 de 1720 keV; résultat expérimental (représentation différentielle).

Les valeurs α_π/α_k pour les transitions E2 (JAEGER *et al.*[4])), qui ne seront utilisées ici qu'à titre de comparaison, ne seront pas corrigées;

de même, pour les transitions M1, il nous suffira de considérer les résultats de ROSE[5]), valables pour $Z \sim 0$.

7. *Durées de vie du Bi^{205} et du Bi^{206}*

La mesure de la décroissance de lignes de conversion rend possible une détermination précise des durées de vie lorsque plusieurs isotopes sont présents simultanément dans une source. Des paramètres difficiles à contrôler tels que la nature composite du fond, dont la durée de vie apparente varie au cours du temps, et la non-reproductibilité du champ d'induction, sont éliminés lorsque la répartition complète de la ligne est mesurée.

Nous avons comparé les résultats de mesures réparties sur plusieurs durées de vie en les corrigeant avec la meilleure valeur disponible de la constante de désintégration. L'écart relatif moyen, calculé à partir de tous les points d'une même mesure, est proportionnel au temps écoulé à partir d'une mesure initiale. La moyenne pondérée de tous les écarts détermine la correction sur la constante de désintégration initiale.

Les résultats sont les suivants:

$$\mathrm{Bi}^{206}\colon\ \lambda^{\mathrm{I}} = (7{,}710 \pm 0{,}003) \cdot 10^{-5}\ (\mathrm{min})^{-1}; \qquad T^{\mathrm{I}}_{1/2} = 6{,}243 \pm 0{,}003 \text{ jours},$$

$$\mathrm{Bi}^{205}\colon\ \lambda^{\mathrm{II}} = (3{,}145 \pm 0{,}008) \cdot 10^{-5}\ (\mathrm{min})^{-1}; \qquad T^{\mathrm{II}}_{1/2} = 15{,}31 \pm 0{,}04 \text{ jours}.$$

λ^{I} a été obtenu à partir de la ligne de conversion 803-K. Deux sources différentes ont été suivies pendant environ 16 durées de vie. λ^{II} a été obtenu à partir de la décroissance des lignes non-séparées 1766-K et 1777-K. La contribution de 1720-($K + L + M$) a été soustraite; les rapports K/L et K/M de cette transition proviennent des données de ALBURGER *et al.*[7]).

Dans les deux cas, les erreurs sur λ ont été augmentées d'environ 50%, en fonction du résultat d'une analyse statistique (χ^2).

III. Spectres de positrons dans le Bi^{206}

1. *Nouvelles transitions*

Le spectre des lignes de conversion d'énergie supérieure à 1600 keV a été mesuré avec la source A à trois reprises. Le schéma de désintégration proposé par ALBURGER *et al.*[7]) (voir représentation partielle sur la figure 3) ne contient qu'une transition dont les lignes de conversion appartiennent à ce domaine: la transition dipolaire électrique de 1720 keV.

Trois nouvelles transitions ont été identifiées à partir de leurs lignes de conversion (voir BRUNNER *et al.*[6])); leur existence sera de plus confirmée

par la mesure de leurs spectres de paires internes. Les résultats de l'analyse sont résumés dans le tableau 3. Le haut de la figure 4 montre la région du spectre où apparaissent les nouvelles lignes de conversion, ainsi que le spectre résultant de la soustraction des lignes connues antérieurement*). Le bas de cette même figure représente les lignes de conversion soustraites.

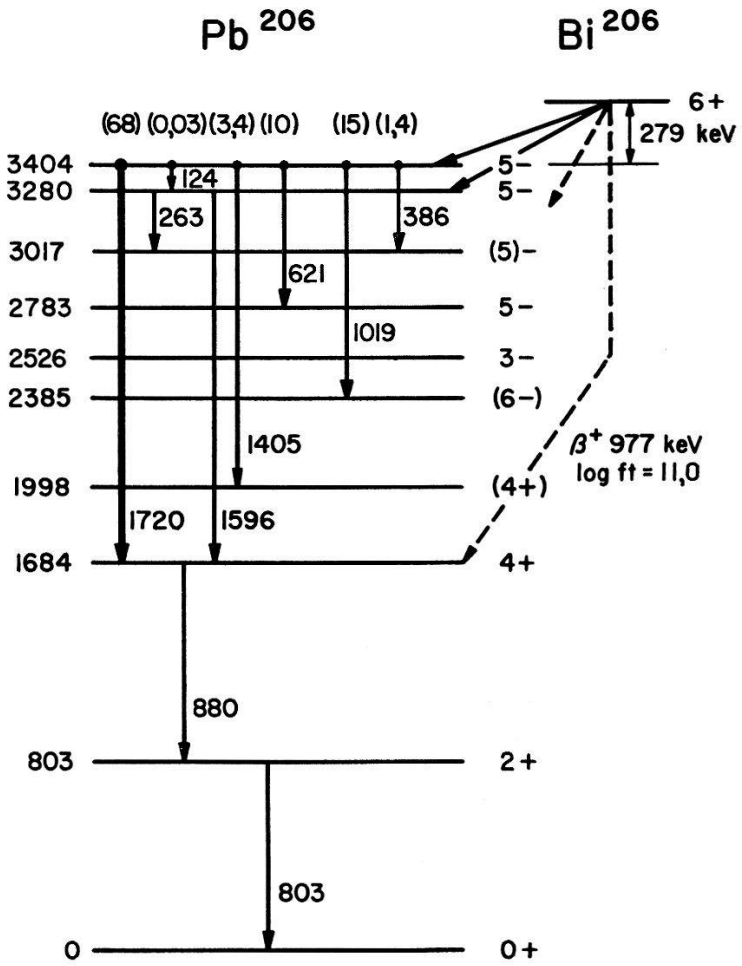

Fig. 3
Schéma de désintégration partiel du Bi^{206}, selon ALBURGER *et al.*

Les trois nouvelles transitions appartiennent au Bi^{206}; elles ne trouvent pas place dans le schéma proposé par ALBURGER *et al.*[7]).

2. *Spectres de paires internes et continus β^+*

Le résultat obtenu avec la source A est représenté sur la fig. 5, sans correction de durée de vie ni séparation des isotopes. Une fraction importante de ce spectre est due à la désintégration du Bi^{205}; le spectre du Bi^{205},

*) La transition de 1880 keV nous était connue avant ce travail; son existence nous a été confirmée par Mme. WU (communication privée).

indiqué à titre de comparaison (courbe b)), est calculé à partir des résultats de l'analyse du chapitre IV.

Tableau 3

Nouvelles lignes de conversion dans le Bi^{206}.

Energie de la ligne keV*)	Durée de vie [jours]	Identification		Intensité relative (1720-K = 100)
		Ligne	Transition	
1757 ± 2	3 ± 3	K	1845	1,3 ± 0,1
1792 ± 1	6,6 ± 0,6	K	1880	5,0 ± 0,1
1830 ± 2	**)	K	1903	0,6 ± 0,1
1830 ± 4		L	1845	0,2 ± 0,1
1865 ± 2		L	1880	0,9 ± 0,1
1888 ± 5		L	1903	≦ 0,2

*) Les énergies ont été déterminées à partir de la position de 1720-K.
**) La ligne 1906-K (Bi^{205}) a été soustraite (intensités relatives selon STOCKENDAL[11])).

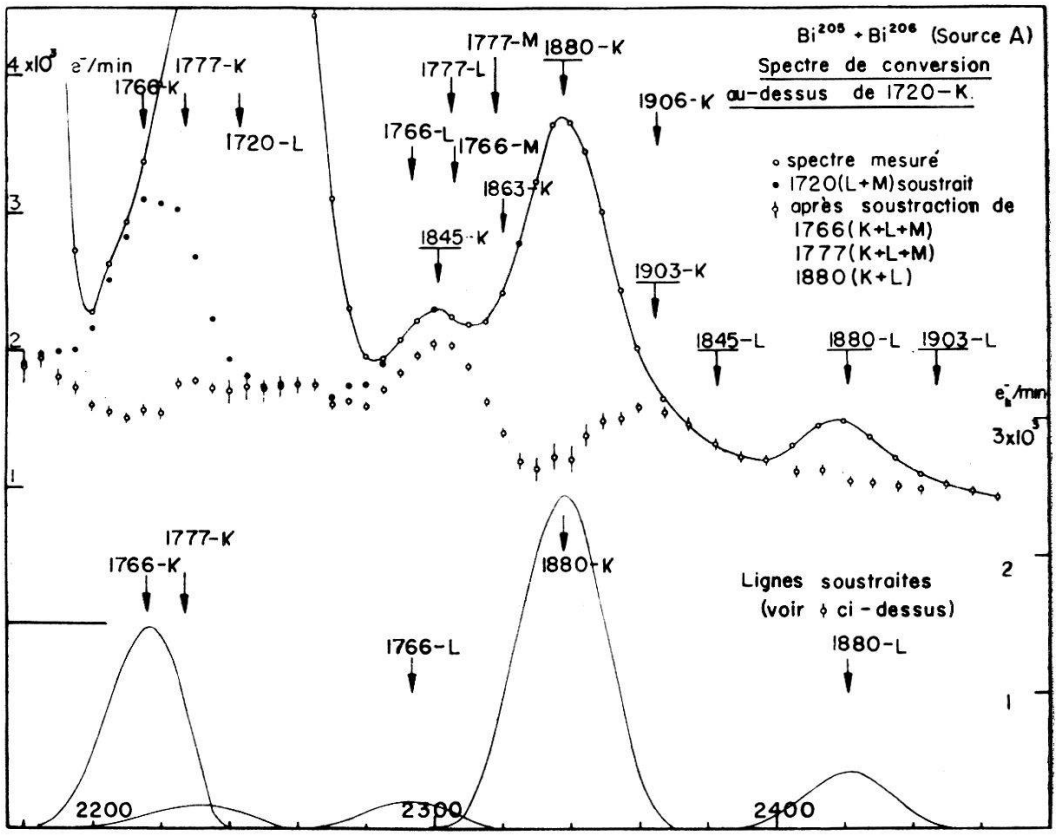

Fig. 4

La séparation des isotopes, pratiquée selon les principes décrits au § II.5 (formule (6)), fait intervenir le résultat de la mesure avec la source B. Le spectre différentiel séparé, $R(h)/h$, est illustré par la figure 6.

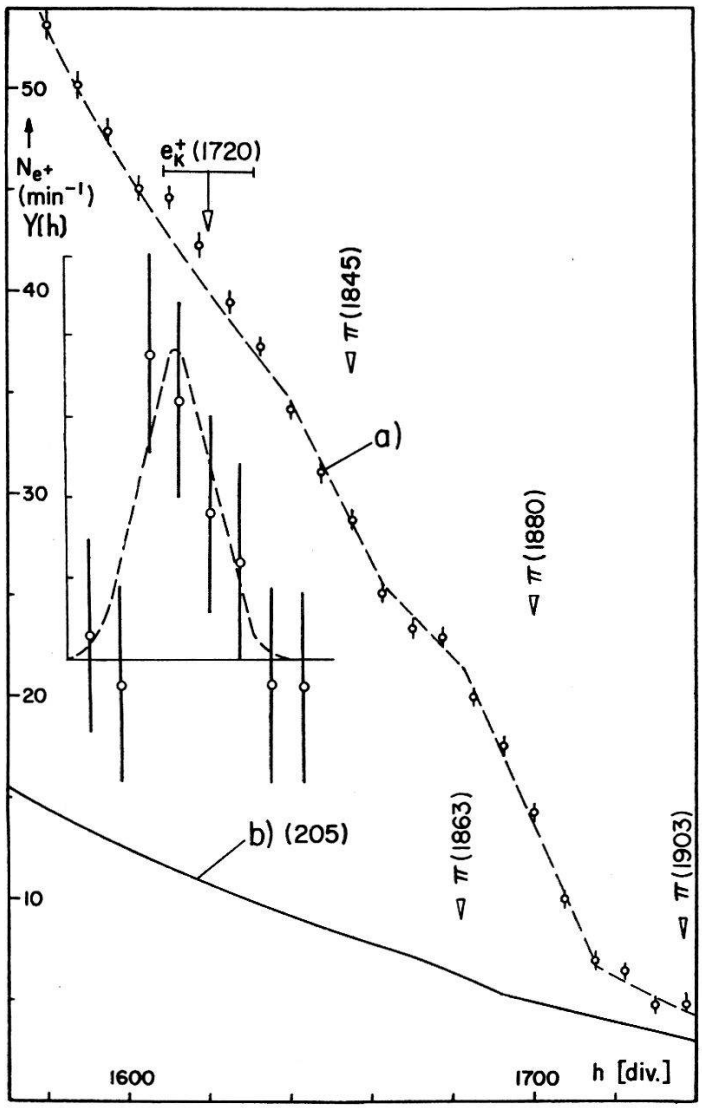

Fig. 5
Résultat de la mesure de positrons avec la source A (représentation partielle).

L'interprétation de ce spectre doit être cherchée en fonction des données du spectre de conversion (paragraphe précédent). Les brusques diminutions qui peuvent être constatées directement sur la figure 6 coïncident avec les impulsions maxima des positrons de paires internes des transitions de 1845, 1880 et 1903 keV. Attribuant successivement différentes multipolarités aux trois transitions dont les maxima sont attendus dans le domaine d'impulsion en discussion, les hauteurs des spectres de paires internes correspondantes sont calculées à partir des indications du § II.6.

Pour toutes les multipolarités, la forme de la répartition en fonction de l'énergie a été supposée identique à celle d'une transition E 1. De l'ensemble des combinaisons de multipolarité possibles, une seule a été retenue: les transitions de 1845 et 1880 keV sont de nature dipolaire électrique, celle de 1903 keV est de nature quadrupolaire électrique ou dipolaire magnétique.

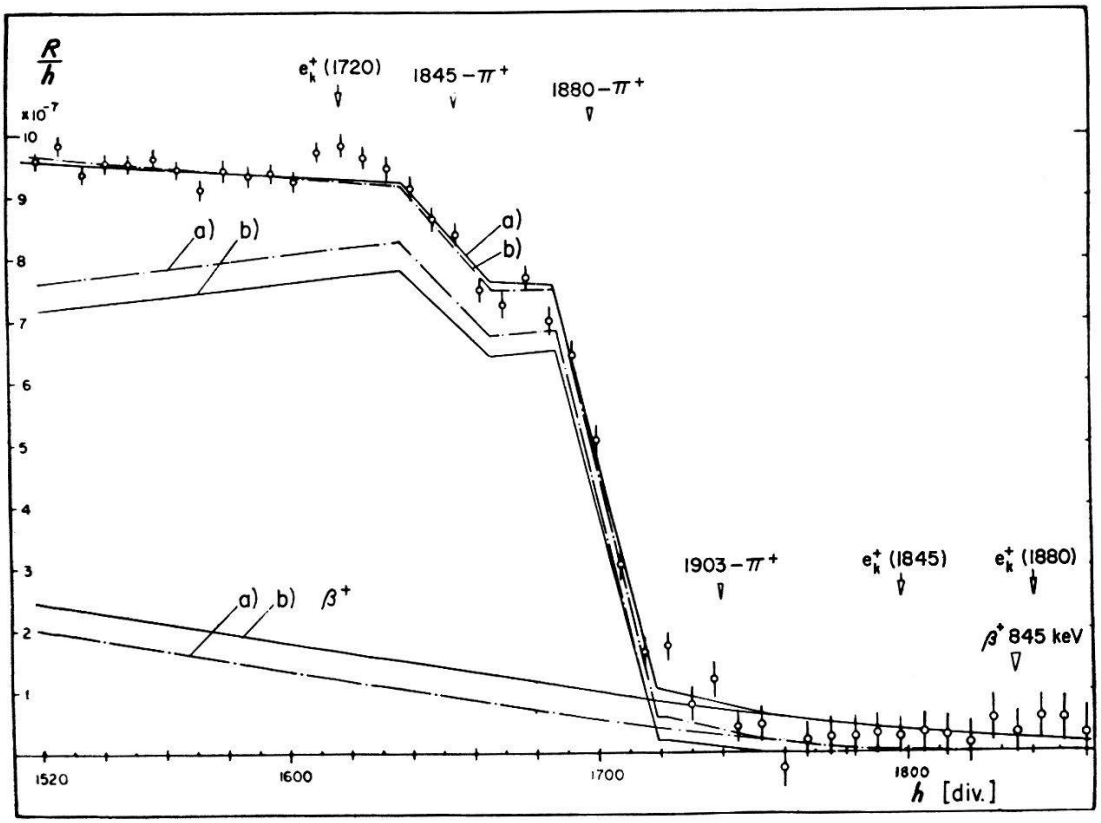

Fig. 6

Spectre de positrons de la désintégration du Bi^{206} (représentation différentielle).

Les valeurs de α_π/α_k utilisées pour cette analyse figurent sur les trois premières lignes du tableau 4 (l'erreur supposée pour E 1 est de $\pm$ 6 %, conformément au résultat obtenu pour la transition de 1720 keV).

Le spectre résultant de la soustraction des positrons de paires internes (les différentes transitions ayant les multipolarités indiquées ci-dessus) est représenté sur un diagramme de Kurie (fig. 7); la droite a) est obtenue avec les valeurs initiales de α_π/α_k; les droites b) et c) correspondent aux valeurs de α_π/α_k diminuée et augmentée de 6 %. Le continu β^+ résultant, obtenu par analyse des moindres carrés, a les caractéristiques suivantes:

énergie maximum: 977 $\pm$ 33 keV
intensité intégrée: $(8{,}4 \pm 1{,}4) \cdot 10^{-6}$ [β^+ par désintégration du Bi^{206}].

logarithme de la probabilité de transition réduite:

$$\log ft = 11{,}0 \pm 0{,}3$$

(cette dernière valeur est calculée selon l'abaque de WAPSTRA[8])).

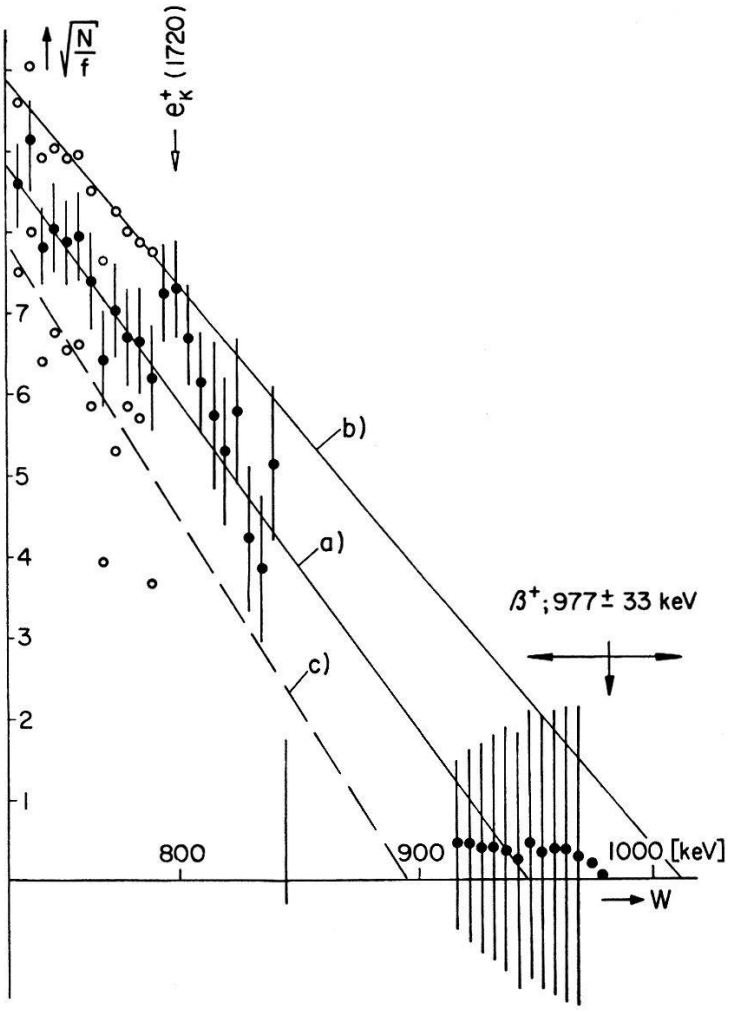

Fig. 7

Diagramme de Kurie du continu β^+ dans le Bi^{206}.

a) valeur nominale des coefficients α_π/α_k.

b), c) valeurs diminuée et augmentée respectivement de 6 %.

Les intensités des spectres de paires internes peuvent être redéterminées à partir des caractéristiques du continu β^+ ci-dessus (valeurs N_π/N_k dans le tableau 4). Elles diffèrent légèrement des valeurs initiales de α_π/α_k mais sont compatibles avec les multipolarités admises.

Les continus β^+ correspondant à la droite de Kurie a) (valeurs nominales de α_π/α_k) et b) (valeurs diminuées de 6 %) sont représentés sur la figure 6.

L'intensité maximum d'un second β^+, dont l'énergie serait inférieure à 400 keV, est de $\sim 10^{-5}$ [β^+ par désintégration du Bi^{206}].

Tableau 4

Multipolarité des transitions de 1845, 1880 et 1903 keV.

Analyse	Transition (keV)				Multi-polarité
	1720	1845	1880	1903	
α_π/α_k	0,35 ± 0,02 0,07 0,026	0,55 ± 0,03 0,10 0,044	0,60 ± 0,03 0,11 0,048	0,64 ± 0,03 0,12 0,058	E1 E2*) M1**)
Résultat expérimental					
N_π/N_k Multipolarité		0,53 ± 0,06 E1	0,58 ± 0,04 E1	0,20 ± 0,16 E2 ou M1	

*) D'après JAEGER *et al.*[4]).
**) D'après ROSE[5]).

3. *Positrons K de la transition E1 de 1720 keV*

L'analyse ci-dessus met en évidence une ligne dont le maximum se situe dans le voisinage de $h = 1620$ div. (voir fig. 5 et 6). La répartition résultant de la soustraction des trois spectres de positrons de paires internes (avec N_π/N_k selon le tableau 4) et du continu β^+ répondant aux caractéristiques de la page précédente, est représentée sur la figure 8. L'analyse de cette répartition devrait être faite par comparaison avec une forme de raie correspondant à des positrons monoénergétiques; cette forme est supposée identique à celle mesurée avec les électrons de conversion de la ligne 803-K, dont l'impulsion est voisine. Les 4 paramètres nécessaires à la définition de la ligne compatible avec la répartition expérimentale sont déterminés par une analyse des moindres carrés.

La position du maximum est: $h = 1619 \pm 3$ [div], et

la hauteur du maximum est de: $(0{,}90 \pm 0{,}26) \cdot 10^{-4}$ [positron par électron K de la transition de 1720 keV]. L'erreur sur la hauteur est uniquement statistique; la consistence entre le résultat expérimental et la forme de ligne supposée est vérifiée en calculant la fonction χ^2. Le résultat de cette analyse montre que les erreurs évaluées à partir des résultats avec les sources A et B sont suffisantes.

Rapportée au temps initial de la mesure, la hauteur du maximum représente un taux de comptage de $4{,}2 \pm 1{,}2$ [positrons par minute]. La position observée pour le maximum de la ligne équivaut à une impulsion de:

$$B\,\varrho = 4010 \text{ [G. cm]} \; (\pm\, 9 \text{ [G. cm]}\,,$$

erreur probable selon analyse des moindres carrés).

La ligne de conversion 803-K a été utilisée à la définition de l'étalonnage. Remarquons que l'impulsion des positrons K de la transition de 1720 keV est de:

$$B\varrho = 3976 \text{ [G. cm]} (\pm 2 \text{ [G. cm]},$$

erreur due essentiellement à l'indétermination de l'énergie de la transition).

L'écart entre ces deux valeurs est discuté à la fin du § IV.3.

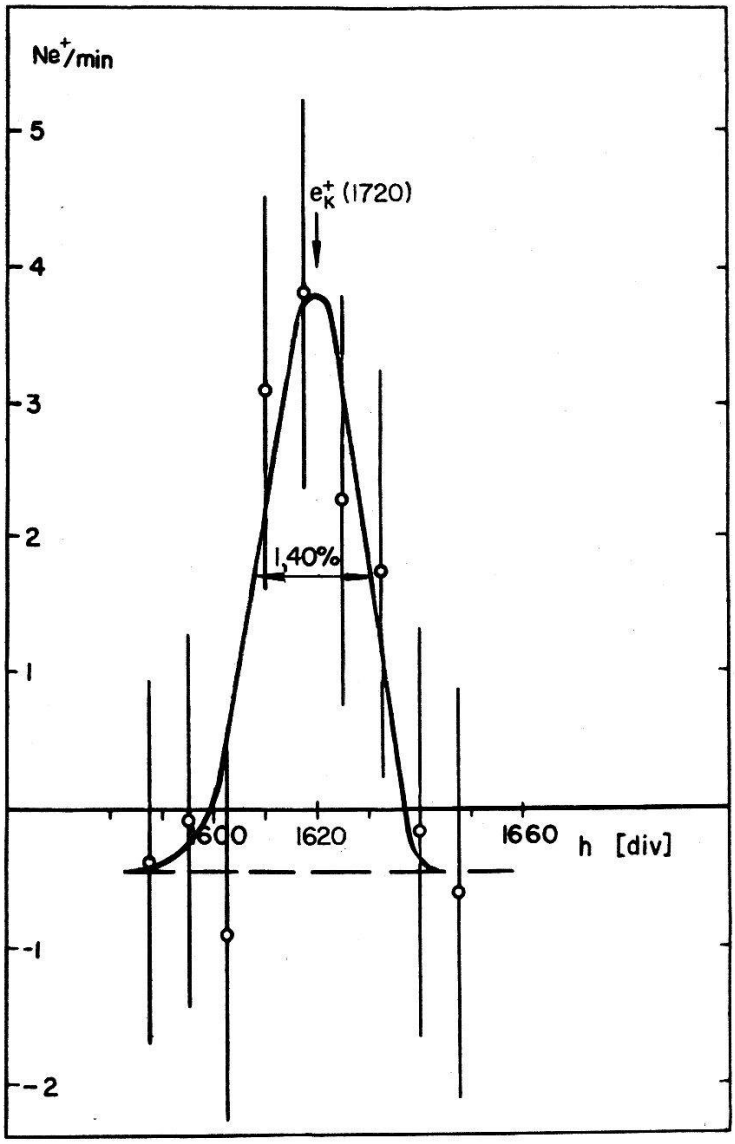

Fig. 8

Répartition résultante pour la ligne de positrons K de la transition E1 de 1720 keV. Forme de raie d'après la ligne de conversion 803-K.

Discussion. La ligne observée n'est pas due aux électrons d'une ligne de conversion traversant le séparateur électrons-positrons. Les deux seules lignes dont l'impulsion soit voisine de 4010 [G. cm] sont:

a) 880,5-K ($B\varrho = 4000$ [G. cm]); l'intensité de cette ligne, comparée à celle de 1720-K, est selon ALBURGER *et al.*[7]) de 16,5.

b) 895,1-K ($B\varrho = 4053$ [G. cm]); l'intensité relative de cette ligne est de 11 (même référence que pour a)).

La ligne a) pourrait être à l'origine, par défaut de séparation électrons-positrons (voir résultat de la mesure de transparence au § II.3), d'une ligne dont la hauteur serait inférieure à $3{,}3 \cdot 10^{-6}$ [«positron» par électron de 1720-K], valeur au moins 27 fois plus petite que la hauteur de ligne observée.

La possibilité d'un défaut de séparation pour des électrons de conversion d'énergie supérieure à celle des cas a) et b) ci-dessus, a été envisagée. Une telle éventualité peut être exclue si l'on admet que les impulsions et intensités de ces hypothétiques électrons doivent être dans des rapports comparables aux impulsions et intensités des deux lignes de positrons observées dans ce travail (pour la seconde ligne, voir § IV.2).

Nous pouvons envisager le cas où les probabilités de transition par conversion interne pour les transitions de 1845 et 1880 keV seraient diminuées (on a en effet $\tau \approx \tau_k$, selon la notation du § I.3). Dans ces conditions, un des électrons K est absent pendant un laps de temps appréciable et la probabilité de transition par conversion interne est réduite. Le nombre d'électrons K réellement émis par transition gamma est, exprimé dans la notation définie au § I.3:

$$\frac{N_k}{N_\gamma} = \alpha_k \left\{1 - \frac{1}{2} P_k \frac{\tau_k}{\tau_k + \tau}\right\} \leqq \alpha_k \tag{8}$$

ce qui implique que:

$$\frac{N_\pi}{N_k} = \frac{N_\pi}{N_\gamma} \frac{N_\gamma}{N_k} \geqq \frac{\alpha_\pi}{\alpha_k}$$

c'est-à-dire que le nombre de positrons de paires internes observé par électron K devient plus grand que α_π/α_k. Le second terme de la parenthèse dans (8) peut être évalué à partir du nombre de positrons K émis, et cela même lorsque le niveau initial de la transition n'est pas connu. On a en effet, en utilisant la relation (4) du § I.3:

$$P_k \frac{\tau_k}{\tau_k + \tau} = \frac{N^k_{e^+}/N_k}{\alpha^k_{e^+}/\alpha_k}\,. \tag{9}$$

L'erreur sur la somme des spectres de paires internes des transitions de 1845 et 1880 keV, calculée à partir des résultats du § III.4 et des valeurs du tableau 6 du § IV.2, est au plus de l'ordre du pour cent. Les considérations ci-dessus ne permettent pas d'expliquer la présence d'une ligne de positrons.

Résultat. La ligne observée et discutée ci-dessus est attribuée aux positrons K de la transition dipolaire électrique de 1720 keV. Le nombre de positrons K émis par transition gamma peut être calculé à l'aide du coefficient de conversion théorique selon SLIV *et al.*[9]):

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma} = \frac{N_{e^+}^k}{N_k}\,\frac{N_k}{N_\gamma} = (7{,}2 \pm 2{,}1) \cdot 10^{-8}\,.$$

Remarque. Le résultat ci-dessus peut être comparé avec celui de LEISI *et al.*[1]) (voir aussi BRUNNER *et al.*[13])):

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma} = (23{,}4 \pm 3{,}8) \cdot 10^{-8}\,.$$

Le nouveau résultat est environ 3,2 fois plus petit que l'ancien; cette différence s'explique si l'on remarque que l'analyse de la ligne mesurée par LEISI *et al.* a été faite en supposant premièrement que le fond sous la ligne est dû à des spectres de positrons appartenant au Bi^{205} et au Bi^{206}, secondement que chacun de ces spectres pouvait être remplacé par une droite dans le domaine d'impulsion sous la ligne. La cause de cette différence est donc la diminution brusque du spectre de positrons immédiatement au-dessus de la ligne, occasionnée par la fin du continu des paires internes de la transition de 1845 keV.

4. *Lignes de positrons K des transitions E1 de 1845 et 1880 keV*

Ces deux lignes n'étant pas observées (voir fig. 6), nous donnerons comme limite supérieure de leur hauteur le triple de l'erreur statistique moyenne:

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_k} \leqq 1{,}3 \cdot 10^{-2}\,; \qquad \frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma} \leqq 9 \cdot 10^{-6}$$

pour la transition de 1845 keV, et

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_k} \leqq 0{,}4 \cdot 10^{-2}\,; \qquad \frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma} \leqq 2{,}8 \cdot 10^{-6}$$

pour la transition de 1880 keV.

Les intensités relatives des lignes de conversion K nécessaires au calcul des grandeurs ci-dessus figurent dans le tableau 3 (coefficient de conversion interne selon SLIV *et al.*[9])).

IV. Spectres de positrons dans le Bi^{205}

1. *Continu β^+ et spectres de paires internes*

La région du spectre correspondant à l'impulsion limite des positrons de paires internes des transitions de 1766 keV et de 1777 keV a fait

l'objet d'un travail antérieur (BRUNNER *et al.*[6])). Seul le domaine d'impulsion pour lequel $3925 \leqq B\varrho \leqq 4715$ [G. cm] sera discuté ici (les énergies correspondantes sont 772 et 991 keV).

Un continu β^+, dont l'existence est connue depuis le travail de SCHMORAK *et al.*[10]), constitue la composante principale du spectre dans le domaine défini ci-dessus; à ce continu se superposent les positrons de paires internes de deux transitions dont les énergies sont 1863 et 1906 keV; toutes deux sont, selon STOCKENDAL *et al.*[11]), de nature dipolaire électrique (voir schéma de désintégration partiel selon STOCKENDAL[12]), fig. 9).

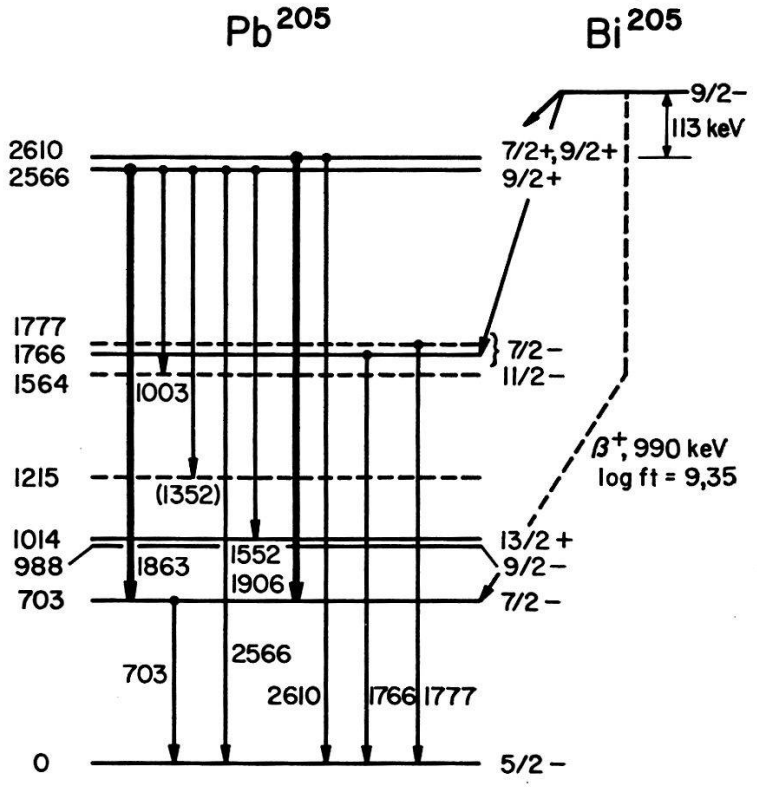

Fig. 9

Schéma de désintégration partiel du Bi^{205}, selon STOCKENDAL.

La figure 10 représente le spectre différentiel séparé $S(h)/h$, calculé selon la formule (6) du paragraphe II.5, à partir des mesures avec les sources B et A; en raison de sa nature dominante, le continu β^+ a déja été soustrait. La méthode appliquée pour effectuer cette soustraction du continu β^+ est analogue à celle décrite au paragraphe III.2 (Bi^{206}): les deux transitions de 1863 et de 1906 keV sont supposées de nature dipolaire électrique (il n'est pas nécessaire d'envisager d'autres multipolarités*); les spectres de paires internes correspondants sont calculés à partir

*) Les résultats indiqués dans la référence [6]) ont été obtenus avec une méthode moins sensible.

des coefficients α_π/α_k (voir les indications données au paragraphe II.6) et des intensités relatives des lignes de conversion K (selon la référence [11])). La somme des deux spectres de paires est soustraite de la répartition calculée $S(h)/h$ (spectre séparé initial); la différence est représentée sur un diagramme de Kurie (fig. 11). Compte tenu d'une correction d'écran, le diagramme de Kurie calculé est compatible avec une droite; les erreurs par point, augmentées en raison de la soustraction des spectres de paires internes, ne permettent pas de détecter une courbure: le degré d'interdiction de la transition ne peut être précisé à partir de la forme du spectre. Les constantes de la droite du diagramme de Kurie sont déterminées par une analyse des moindres carrés. Le continu β^+ résultant a les caractéristiques suivantes:

énergie maximum: 990 $\pm$ 10 keV*)
intensité intégrée: $(5{,}8 \pm 1{,}0) \cdot 10^{-4}$ [β^+ par désintégration du Bi^{205}].
logarithme de la probabilité de transition réduite:

$$\log ft = 9{,}35 \pm 0{,}3$$

(valeur calculée à partir des abaques donnés par WAPSTRA[8])).

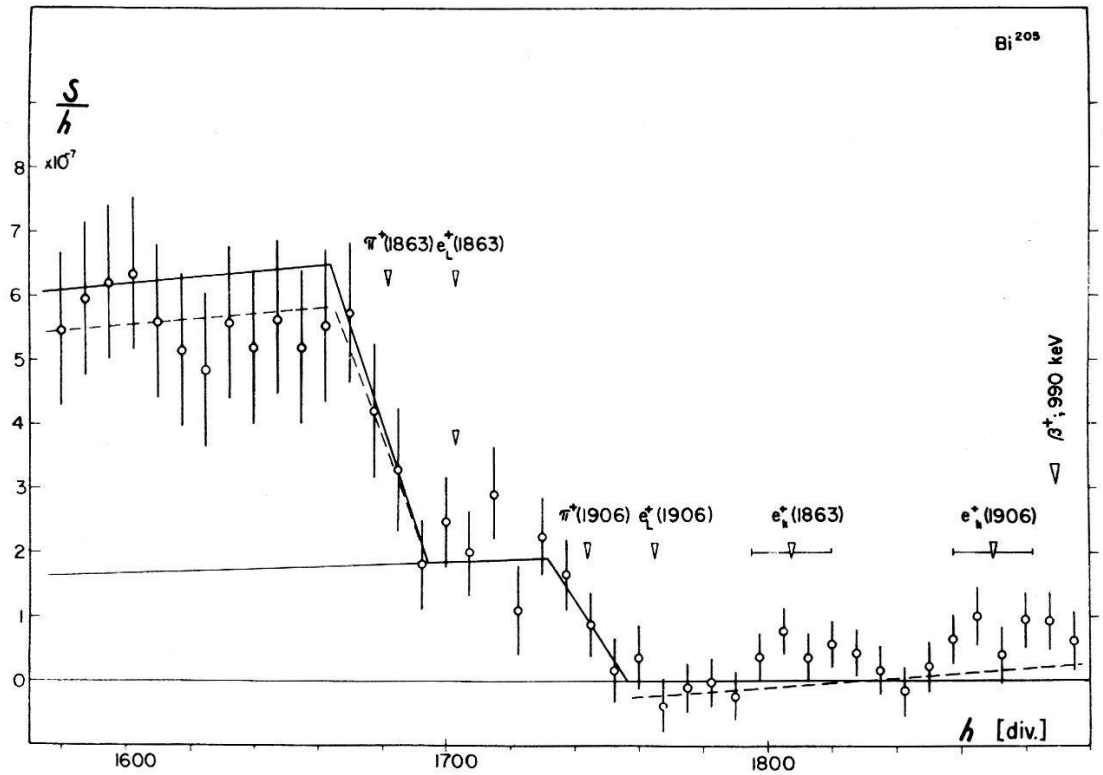

Fig. 10
Spectre de positrons de la désintégration du Bi^{205} (représentation différentielle).

*) La valeur de 955 $\pm$ 25 keV indiquée dans la référence [6]) doit être modifiée au vu d'un contrôle de l'étalonnage en impulsion pour les positrons.

L'intensité intégrée est obtenue en utilisant les intensités relatives des lignes 1766-K et 703-K selon STOCKENDAL *et al.*[11]), le coefficient de conversion interne théorique selon SLIV *et al.*[9]) (la transition de 703 keV est quadrupolaire électrique), ainsi que l'intensité gamma relative de la transition de 703 keV selon SCHMORAK *et al.*[10]).

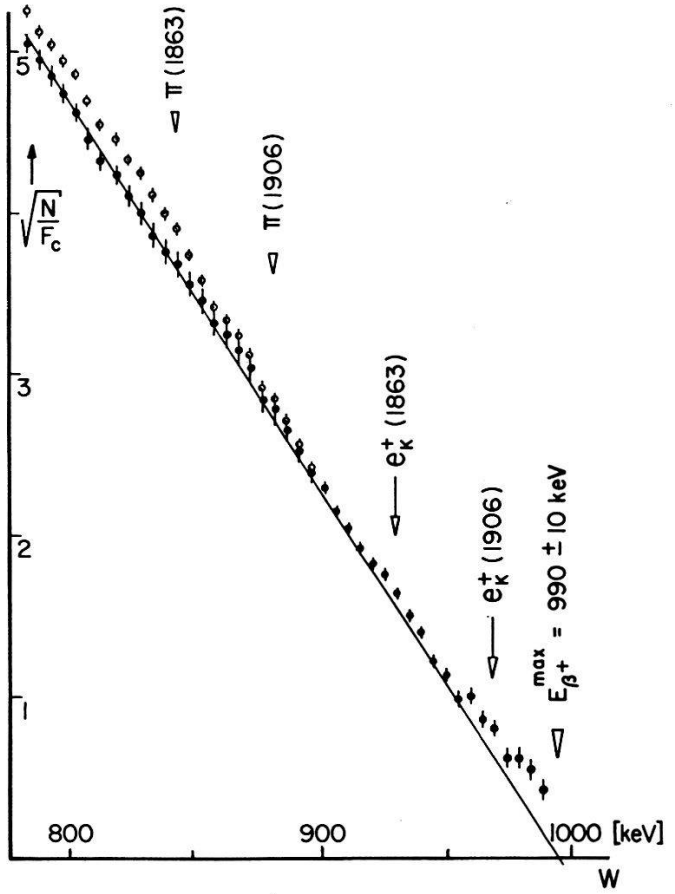

Fig. 11

Diagramme de Kurie du continu β^+ dans la désintégration du Bi^{205}.

○ à partir du spectre total,

● après soustraction des spectres de paires des transitions E1 de 1863 et 1906 keV.

Les spectres de paires internes redéterminés à partir des caractéristiques du continu β^+ ci-dessus ont des intensités relatives N_π/N_k différant légèrement des valeurs α_π/α_k supposées au début de l'analyse; ces différentes grandeurs figurent dans le tableau 5.

2. *Positrons K de la transition E1 de 1863 keV*

Le résultat de la mesure avec la source B, sans correction de durée de vie ni séparation des isotopes et pour des valeurs de l'impulsion voisines de celle des positrons K de la transition de 1863 keV, est illustré sur la figure 12. La fraction du spectre appartenant à la désintégration du Bi^{206} est

très petite (courbe b, calculée à partir du résultat de l'analyse du paragraphe III.2). La ligne de positrons K est directement visible sur cette figure; le fond sous la ligne n'est composé ici que de la superposition des continus β^+ du Bi^{205} et du Bi^{206}. La même ligne est encore visible sur le spectre différentiel séparé de la figure 10; la répartition dans le voisinage de la ligne, continus β^+ soustraits, est représentée sur la figure 13. L'analyse de cette répartition est faite à nouveau par comparaison avec la forme de raie de la ligne de conversion 803-K (mesurée avec la source B). Les valeurs des paramètres nécessaires pour adapter la forme de raie sur la répartition expérimentale sont déterminées par la méthode des moindres carrés.

Tableau 5

Multipolarité des transitions de 1863 et de 1906 keV.

Analyse	Transition (keV)			Multipolarité
	1720	1863	1906	
α_π/α_k	0,35 ± 0,02*) 0,070	0,58 ± 0,03 0,11	0,64 ± 0,03 0,12	E1 E2**)
Résultat expérimental				
N_π/N_k		0,49 ± 0,12	0,73 ± 0,24	

*) Valeur sur laquelle les résultats de JAEGER *et al.*[4]) sont normés.
**) Résultat non-modifié du calcul de JAEGER *et al.*

La position du maximum est: $h = 1809 \pm 3$ [div], et

la hauteur du maximum est de: $(1{,}56 \pm 0{,}48) \cdot 10^{-5}$ [positron par électron K de la transition de 1766 keV.] L'erreur sur la hauteur est uniquement statistique et calculée à partir des mesures avec les sources B et A; les erreurs par point sont suffisantes (analyse χ^2).

La hauteur de ligne observée correspond à un taux de comptage, rapporté au temps initial de la mesure avec la source B, de $2{,}12 \pm 0{,}62$ [positrons par minute].

A la position du maximum de la ligne correspond une impulsion:

$$B\varrho = 4495 \pm 8 \text{ [G. cm]} .$$

(étalonnage à partir de la ligne de conversion 803-K).

Cette valeur doit être comparée à l'impulsion des positrons K de la transition de 1863 keV:

$$B\varrho = 4492 \pm 4 \text{ [G. cm]} .$$

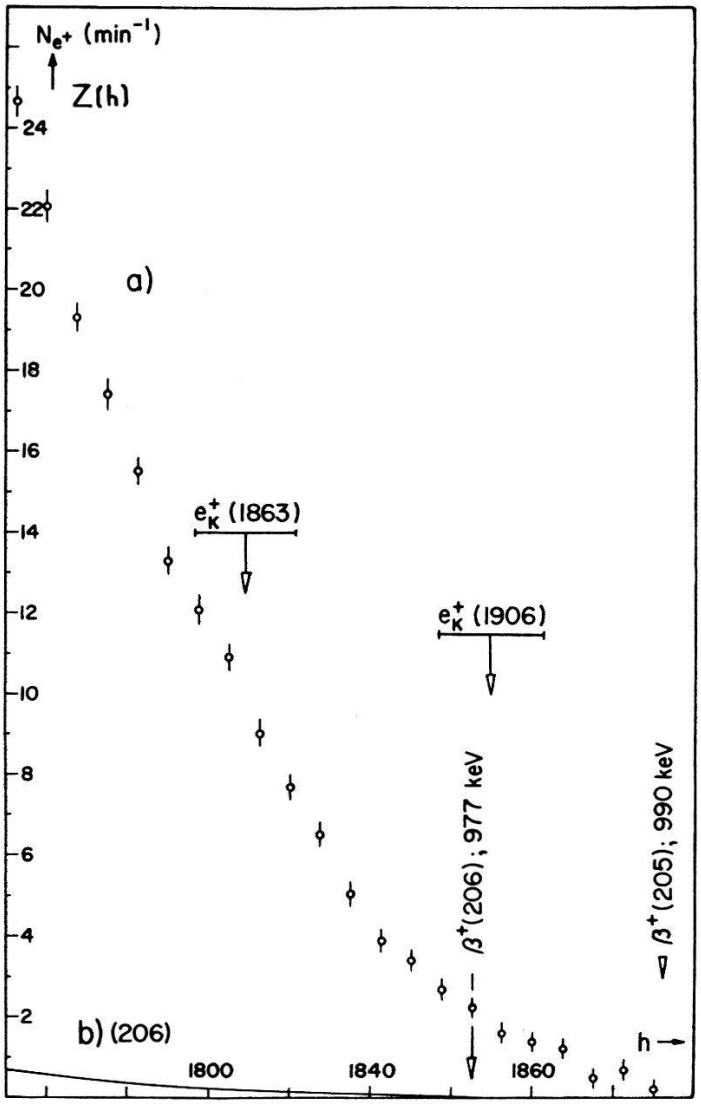

Fig. 12

Résultat de la mesure des positrons avec la source B dans les environs de la ligne de positrons K de la transition de 1963 keV.

Résultat. Il n'existe pas, dans ce domaine d'impulsion, de ligne de conversion dont l'intensité soit telle que nous devions craindre un manque d'efficacité du séparateur électrons-positrons.

L'origine de la ligne est attribuée aux positrons monoénergétiques K de la transition de 1863 keV. Le nombre de positrons K émis par électron de conversion K de la transition est calculé à partir des intensités relatives des lignes 1766-K et 1863-K (selon STOCKENDAL *et al.*[11])):

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_k} = (3{,}8 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-3}$$

(l'erreur indiquée tient compte d'une incertitude de $\pm$ 10% sur les intensités relatives des lignes de conversion).

Le résultat précédent correspond à un nombre de positrons K par transition gamma de:

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma} = (2{,}7 \pm 1{,}1) \cdot 10^{-6}\,.$$

(valeur évaluée à partir du coefficient de conversion interne théorique pour un E1, selon SLIV *et al.*[9])).

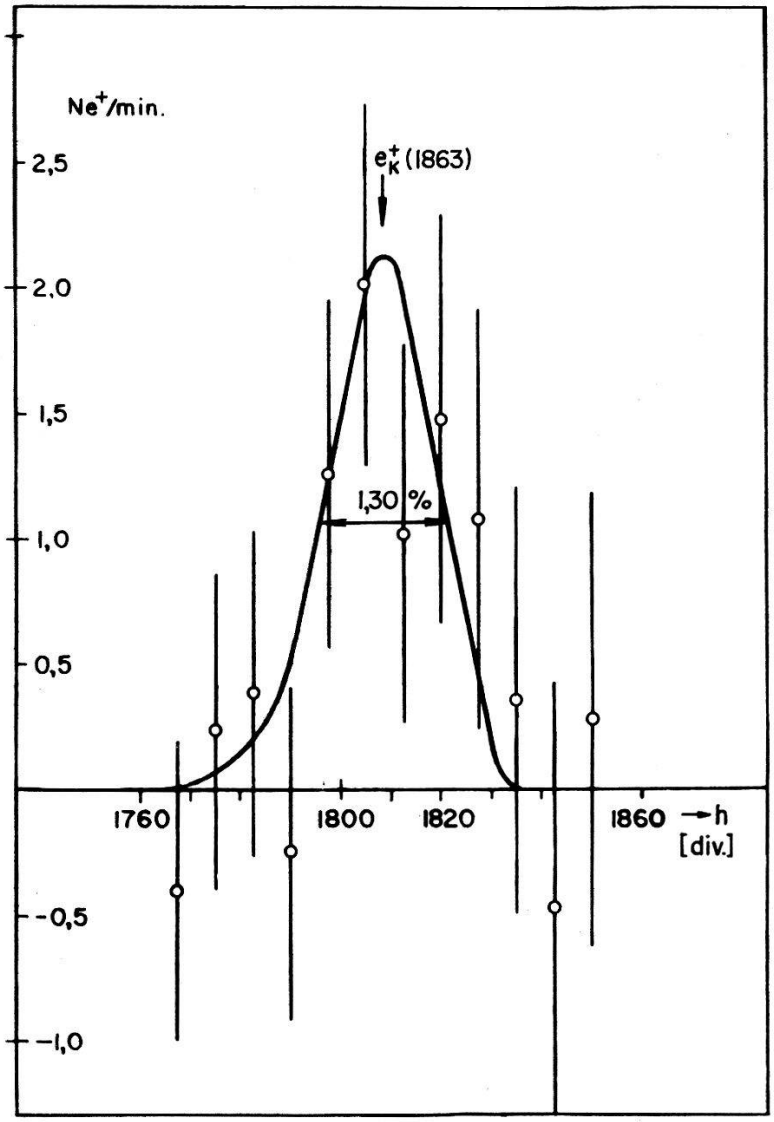

Fig. 13

Répartition résultante pour la ligne de positrons K de la transition de 1863 keV. Forme de raie d'après la ligne de conversion 803-K.

3. *Partie supérieure du spectre des positrons dans le* Bi^{205}

Le spectre différentiel représenté sur la figure 10 semble indiquer l'existence d'une seconde ligne de positrons dont la position coïncide avec celle des positrons K de la transition de 1906 keV. L'impulsion des posi-

trons K de cette transition est approximativement 4646 [G. cm]. Il convient toutefois de remarquer que l'impulsion maximum des positrons du continu β^+ est environ 4770 [G. cm]. L'augmentation soudaine du spectre dans cette région pourrait être due à la présence d'un faible continu se prolongeant au-delà du domaine mesuré.

Deux transitions de haute énergie sont connues dans la désintégration du Bi^{205}. Les états initiaux de ces deux transitions sont à 2566 et 2610 keV au-dessus du niveau fondamental; toutes deux aboutissent directement dans le niveau fondamental du Pb^{205}. Leur multipolarité n'est pas connue.

Il est donc possible que l'excroissance constatée en fin de spectre ait pour cause l'existence de continus de positrons de paires internes appartenant à ces deux transitions.

Le spectre de positrons n'a pas été mesuré assez haut en impulsion pour qu'il soit possible d'interpréter cette excroissance avec certitude.

Nous donnerons comme limite supérieure de la hauteur de la ligne de positrons K de la transition E1 de 1906 keV, le triple de l'erreur statistique moyenne dans la région d'impulsion correspondante, soit:

$$\frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma} \leqq 1{,}2 \cdot 10^{-5}$$

(valeur calculée à partir des intensités relatives des lignes 1766-K et 1906-K selon STOCKENDAL *et al.* [11]), et du coefficient de conversion interne théorique selon SLIV *et al.* [9])).

Remarque au sujet de l'étalonnage en impulsion du spectromètre

Les différences d'étalonnage constatées à partir des positions des lignes de positrons K des transitions de 1720 et 1863 keV sont de l'ordre de: $(0{,}75 \pm 0{,}50) \cdot 10^{-2}$ (en impulsion).

Si l'on tient compte du fait que ces lignes de positrons ont été mesurées avec des sources différentes, l'écart constaté est expliqué si l'on observe que les sources A et B se trouvaient dans des positions différentes par rapport à l'axe du spectromètre. La position exacte de chacune des sources n'a pas été observée (voir discussion au paragraphe II.1).

V. Discussions et conclusions

1. *Schémas de désintégration*

Les schémas de désintégration du Bi^{205} et du Bi^{206} présentent de nombreuses analogies; ces deux isotopes se désintègrent essentiellement par capture électronique. Le nombre de niveaux excités dans le Pb^{205} et le Pb^{206} est grand; l'énergie totale de désintégration bêta est dans les deux cas suffisante pour que des transitions β^+ soient possibles.

La nature complexe des schémas de niveaux de ces deux isotopes du plomb peut être rapprochée des propriétés du noyau doublement magique du Pb^{208}; ce noyau est particulièrement rigide, ainsi que le démontre, par exemple, la grande énergie du premier niveau excité dû à un proton, situé à 2,6 MeV*).

Plusieurs travaux théoriques ont permis d'établir les propriétés d'un certain nombre de niveaux dans le Pb^{206} et le Pb^{205} à partir de celles des niveaux dans le Pb^{207} (une seule lacune de neutron). La plus grande partie des niveaux de ces deux isotopes peut être attribuée à des états excités de 2, respectivement 3 lacunes de neutron. Selon TRUE *et al.*[14]), les niveaux 2526 keV (3−), 3280 keV (5−) et 3404 keV (5−) dans le Pb^{206} sont dus à l'excitation supplémentaire d'un proton (core excitation); d'après TRUE[15]) seul le niveau 2610 keV (9/2+ selon ce même auteur) dans le Pb^{205} pourrait être dû à l'excitation d'un proton. Les captures électroniques pour lesquelles, dans l'état final, un proton est excité sont fortement favorisées par rapport aux autres; alors que les premières ne nécessitent la transition que d'un seul nucléon, les secondes mettent en jeu plusieurs nucléons (et lacunes de neutron) et sont, dans le cadre d'un modèle en couche élémentaire, interdites.

Niveau final de la transition β^+ dans le Pb^{206}. Selon le résultat du paragraphe III.2, le Bi^{206} se désintègre par l'intermédiaire d'au moins une transition β^+; l'énergie maximum des positrons du continu est de 977 ± 33 keV et la valeur «log ft» de la transition est de 11,0 ± 0,3. Une telle valeur «log *ft*» serait en principe caractéristique d'une transition interdite d'ordre 1 et «unique» ($\Delta J = 2$, changement de parité). Il faut toutefois s'attendre ici à ce que les valeurs «log *ft*» soient intermédiaires entre celles de transitions à une particule et celles caractéristiques de transitions à plusieurs particules; de plus, en raison de la proximité du noyau doublement magique Pb^{208}, les probabilités de transitions peuvent être considérablement modifiées; les valeurs à une particule ou au contraire celles à plusieurs particules peuvent être favorisées. La valeur expérimentale ne permet que d'affirmer que la transition est une ou deux fois interdite, «unique» ou «non-unique». Le niveau fondamental du Bi^{206} étant un état 6+, les états finaux entrant en ligne de compte pour la transition β^+ sont: 4±, 5−, 6−, 7−, et 8±. Nous n'envisagerons ici que les niveaux connus à partir du travail de ALBURGER *et al.*[7]). L'énergie minimum du niveau final de la transition β^+ (permettant la capture L dans le niveau 3404 keV) étant de 1420 keV, seuls les niveaux 1684 (4+), 1998 (4+) et 2200 keV (7−) doivent être considérés.

*) La nature collective de ce niveau a été mise en évidence depuis (cf. Proceedings of the Rutherford Conference, Manchester 1961, édité par J. B. BIRKS, Londres). (Note ajoutée pendant l'impression).

Les rapports «capture K/désintégration β^+» peuvent être calculés en utilisant les intensités totales des différentes transitions dans le Pb^{206} selon TRUE *et al.*[14]). Le rapport K/β^+ de transitions autorisée et interdite d'ordre 1 «unique» est connu (voir WAPSTRA[8]) pour les premières et ZWEIFEL[16]) pour les secondes); de même il existe des résultats théoriques pour les transitions interdites d'ordre 1 «non-unique» (transition du type $2- \rightarrow 2+$, voir KONIJN *et al.*[17])). Pour les ordres d'interdiction supérieurs, le rapport K/β^+ dépend des éléments de matrice nucléaires.

Pour une transition autorisée dont l'énergie est de 2000 keV, et pour $Z = 83$, le rapport K/β^+ est de l'ordre de 90; si la transition est interdite «non-unique», le rapport K/β^+ peut être 1,55 fois plus grand, alors que si la transition est interdite d'ordre 1 mais «unique», le rapport peut être 4 fois plus grand.

Le niveau isomérique à 2200 keV (7−) ne peut être l'état final de la transition β^+, le rapport K/β^+ étant de l'ordre de 10^6. Les deux niveaux 4+ (à 1684 et 1998 keV respectivement), correspondent à des rapports K/β^+ de 1900 et 785 respectivement.

L'étude systématique des énergies de désintégration bêta pour les noyaux de même Z par exemple (voir WOOD *et al.*[18])), permet de prévoir pour la désintégration $Bi^{206} \rightarrow Pb^{206}$ un $Q_\beta \cong 3{,}7$ MeV. Les calculs les plus récents basés sur une formule semi-empirique pour la masse atomique (SEEGER[19])) donnent $Q_\beta = 3{,}778$ MeV (cette formule tient compte par exemple des périodicités liées aux nombres magiques et aux maxima de déformation du noyau). Ces dernières valeurs favorisent le niveau 1684 keV (4+) pour l'état final de la désintégration; la valeur correspondante de Q_β est alors de $3{,}683 \pm 0{,}033$ MeV*).

Dans ces conditions, l'énergie disponible pour la capture électronique alimentant le niveau 3404 keV (5−) (niveau initial de la transition E1 de 1720 keV) est de 279 ± 33 keV, et la probabilité que ce niveau soit excité par capture K est, selon WAPSTRA[8]):

$$P_k = 0{,}71 \pm 0{,}02\,.$$

Cette valeur nous est nécessaire pour l'évaluation de la durée de vie du niveau 3404 keV à partir de l'intensité de la ligne de positrons K due à la transition de 1720 keV. (si le niveau 1998 keV (4+) devait être effectivement l'état final de la transition β^+, on aurait: $P_k = 0{,}83$).

Energie de désintégration bêta du Bi^{205}. SCHMORAK *et al.*[10]) font aboutir la transition β^+ liée à la désintégration du Bi^{205} dans le niveau 703 keV (7/2 − ou 9/2 −). Dans ces conditions la transition β^+ est autorisée, le niveau

*) A. H. WAPSTRA (communication privée) nous a fait remarquer que les données disponibles ne permettent pas d'exclure absolument le niveau 1998 keV (4+) comme état final de la transition β^+.

fondamental du Bi^{205} étant un état 9/2−. La valeur $\log ft$ mesurée pour cette transition (ce travail: $\log ft = 9{,}35 \pm 0{,}3$) est élevée; toutefois il est probable que plusieurs nucléons participent à cette transition. Le rapport K/β^+ calculé à partir des intensités relatives selon STOCKENDAL *et al.*[11]) est de l'ordre de 120, soutenant l'hypothèse d'une transition autorisée. Nous supposerons ici que la transition β^+ alimente le niveau 703 keV*).

Dans ces conditions, l'énergie totale de désintégration bêta est de 2715 ± 10 keV. Cette valeur est comparable à celle calculée par SEEGER[19]) à partir de la formule empirique pour les masses atomiques ($Q_\beta = 2{,}721$ MeV).

La probabilité P_k pour que le niveau initial probable de la transition E1 de 1863 keV (niveau 2566,6 keV) soit excité par capture K est alors égale à $0{,}55 \pm 0{,}04$.

2. *Durées de vie de niveaux dans le Pb^{205} et le Pb^{206}*

Les durées de vie de quelques niveaux dans le Pb^{205} et le Pb^{206} seront maintenant évaluées à partir des intensités ou limites supérieures des différentes lignes de positrons K discutées aux chapitres III et IV.

La durée de vie totale τ du niveau initial d'une transition peut être déduite de l'expression (4) du § I.3.

$$\tau = \tau_k \left\{ \frac{P_k \, \alpha_{e^+}^k}{N_{e^+}^k / N_\gamma} - 1 \right\} \tag{10}$$

$\alpha_{e^+}^k$ est le coefficient pour la formation de positrons monoénergétiques K en présence d'une lacune électronique K permanente. En fonction du résultat de LOMBARD et RYS[3]) (voir courbe de la fig. 1), nous pourrons utiliser pour toutes les transitions dont il est question ici la valeur: $\alpha_{e^+}^k = 8{,}25 \cdot 10^{-5}$.

τ_k, la durée de vie d'une lacune K, ne dépend que de Z et peut être évaluée à partir de la formule empirique établie par LEISI *et al.*[1]):

$$\Gamma_k(\text{eV}) = 1{,}73 \cdot 10^{-6} \cdot Z^{3{,}93} \tag{11}$$

formule qui nous donne: $\tau_k = 1{,}15 \cdot 10^{-17}$ [sec.].

Les valeurs de P_k ont été discutées au paragraphe précédent.

Lorsque le niveau initial de la transition n'est pas connu, le résultat sera exprimé en fonction de:

$$P_k \frac{\tau_k}{\tau_k + \tau} = \frac{N_{e^+}^k / N_\gamma}{\alpha_{e^+}^k} . \tag{12}$$

*) Les différentes données relatives à ce schéma de désintégration permettent en fait de considérer le niveau 988 keV (9/2−) comme également probable pour l'état final de la transition (A. H. WAPSTRA, communication privée).

L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau 6. Toutes les transitions en question sont de nature dipolaire électrique.

Tableau 6

Durées de vie de niveaux dans le Pb^{205} et le Pb^{206}.

Transition (keV)	$\frac{N_{e^+}^k}{N_\gamma}$	$P_k \frac{\tau_k}{\tau_k+\tau}$	Niveau initial	τ (sec.)
1720; Pb^{206}	$(7{,}2\pm2{,}1)\cdot10^{-8}$	$(0{,}88\pm0{,}26)\cdot10^{-3}$	3404; 5–	$0{,}92\cdot10^{-14}$
1863; Pb^{205}	$(2{,}7\pm1{,}1)\cdot10^{-6}$	$(33\pm13)\cdot10^{-3}$	2566; *)	$1{,}8\cdot10^{-16}$*)
1845; Pb^{206}	$9\cdot10^{-6}$	$1{,}1\cdot10^{-1}$	–	–
1880; Pb^{206}	$2{,}8\cdot10^{-6}$	$0{,}34\cdot10^{-1}$	–	–
1906; Pb^{205}	$1{,}2\cdot10^{-5}$	$1{,}5\cdot10^{-1}$	2610; **)	–

*) Valeur de τ calculée à partir des données du schéma de désintégration proposé par STOCKENDAL[12]).
**) Selon STOCKENDAL[12]).

Remarque concernant le niveau 3404 keV (5–) dans le Pb^{206}. La durée de vie totale du niveau 3404 keV obtenue par LEISI *et al.*[1]) était de $0{,}18\cdot10^{14}$ [sec], soit 5,1 fois plus courte que celle figurant dans le tableau 6 de ce travail. Cette différence provient d'une part de la nouvelle valeur expérimentale de $N_{e^+}^k/N_\gamma$ (voir remarque à la fin du § III.3) et d'autre part de la valeur de $\alpha_{e^+}^k$ utilisée ici ($\alpha_{e^+}^k = 8{,}25\cdot10^{-5}$ selon LOMBARD et RYS[3]), à comparer avec $\alpha_{e^+}^k = 5{,}2\cdot10^{-5}$ selon SLIV[2])). Les probabilités d'émission gamma pour les différentes transitions issues du niveau 3404 keV sont ainsi diminuées d'un facteur 5,1. Les facteurs de ralentissement déterminés par comparaison avec les probabilités d'émission gamma pour la transition d'un proton (approximation de WEISSKOPF, valeurs selon WAPSTRA[8])) sont augmentés en proportion; les nouvelles valeurs des facteurs de ralentissement figurent dans le tableau 7.

Remarque sur la durée de vie de la transition de 1863 keV. La valeur de P_k calculée à la fin du paragraphe V.I (p. 35) présuppose que le schéma de désintégration du Bi^{205}, tel que l'a proposé STOCKENDAL[12]), est définitif; il est toutefois probable que ce schéma subira encore des modifications. Sur la base de l'hypothèse précédente, et à partir de la valeur expérimentale de $N_{e^+}^k/N_\gamma$ pour la transition de 1863 keV, la durée de vie totale du niveau initial de cette transition, situé à 2566,5 keV au-dessus de l'état fondamental, est de $1{,}8\cdot10^{-16}$ [sec]. Le facteur de ralentissement de la transition dipolaire électrique de 1863 keV n'est alors que de l'ordre de 5.

Selon STOCKENDAL[12]) d'autres transitions, dont certaines de multipolarité élevée, sont issues de ce niveau; leur durée de vie, évaluée à partir de la valeur de τ obtenue dans ce travail, serait extrêmement courte.

Il est évident qu'une solution définitive au problème posé par la très grande rapidité des transitions issues du niveau 2566,5 keV ne pourra être trouvée que lorsque le schéma de désintégration du Bi^{205} aura été définitivement établi.

Tableau 7

Facteurs de ralentissement des transitions issues du niveau 3404 keV dans le Pb^{206}.

Transition	1720	1405	1019	621	386	126
Multi-polarité	E1*)	E1*)	M1+ (E2)	M1+ (E0+E2)	M1+ (E0+E2)	M1+ (E0+E2)
Facteur de ralentissement	250	2750	2,0	1/1,6	1,2	1,7

*) La nature dipolaire électrique de ces deux transitions avait été établie à partir des coefficients de conversion par NOVAKOV *et al.* [25]) et STOCKENDAL et HULTBERG[11]). Elle a été confirmé dans le cas de la transition de 1720 keV par l'intensité relative de la formation de paires internes (BRUNNER *et al.*[6])) et ce travail).

Nous tenons à exprimer ici notre très vive gratitude à Monsieur SCHERRER, Professeur, pour l'intérêt constant qu'il a manifesté pour ce travail, ainsi qu'à Monsieur BLASER, Professeur, pour l'appui qu'il a bien voulu nous accorder.

Nos remerciements sincères vont également à Madame G. A. CHACKETT de l'Université de Birmingham, qui s'est chargée de l'exécution de plusieurs irradiations avec des deutérons, ainsi qu'à Monsieur Dr STUBER qui a bien voulu effectuer les séparations chimiques indispensables à ce travail.

Nous remercions également Monsieur ALDER, Professeur, pour de nombreuses et enrichissantes discussions.

Note added in proof: At the Spring Meeting of the American Physical Society (April 23–26, 1962) a paper has been submitted[1]) in which the existance of the monoenergetic positron line of the 1.72 MeV transition has been confirmed. Within the statistical uncertainties the intensity of the positron line does not disagree with our result[2]). The three gamma lines found by WIENER *et al.* are identical with those reported at the Spring Meeting of the Swiss Physical Society (May 6, 1961) and subsequently published[3]).

[1]) P. WIENER, P. HARIHAR and C. S. WU, Bull. Am. Phys. Soc. *7*, 353 (1962).
[2]) The results of this publication have been submitted as a Ph. D. thesis (Promotion No. 3211) at the Federal Institut of Technology on September 15th 1961, date on which preprints of the present publication have been distributed.
[3]) J. H. BRUNNER, R. LOMBARD, C. F. PERDRISAT and H. J. LEISI, Helv. Pys. Acta *34*, 472 (1961).

Bibliographie

[1]) H. J. LEISI, J. H. BRUNNER, C. F. PERDRISAT et P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta *34*, 161 (1961).
[2]) L. A. SLIV, J. Exptl. Theoret. Phys. URSS *25*, 7 (1953); J. Phys. Radium *16*, 589 (1955).
[3]) R. LOMBARD et F. RYS, Nucl. Phys. *31*, 163 (1962).
[4]) J. C. JAEGER et H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. *148*, 708 (1935).
[5]) M. E. ROSE, Phys. Rev. *76*, 678 (1949).
[6]) J. H. BRUNNER, R. LOMBARD, C. F. PERDRISAT et H. J. LEISI, Helv. Phys. Acta *34*, 472 (1961).
[7]) D. E. ALBURGER et M. H. L. PRYCE, Phys. Rev. *95*, 589 (1955).
[8]) A. H. WAPSTRA, G. J. NIJGH, R. VAN LIESHOUT, Nuclear Spectroscopy Tables, North-Holland publishing Comp. Amsterdam 1959.
[9]) L. A. SLIV et I. M. BAND, Coefficients of Internal Conversion of Gamma Radiation, Académie des Sciences d'URSS, Moscou 1956.
[10]) M. SCHMORAK, R. STOCKENDAL, J. A. MCDONNELL, I. BERGSTRÖM, Nucl. Phys. *2*, 193 (1956–57).
[11]) R. STOCKENDAL et S. HULTBERG, Ark. f. Fysik *15*, 33 (1959).
[12]) R. STOCKENDAL, Ark. f. Fysik *17*, 553 (1960).
[13]) J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, C. F. PERDRISAT et P. SCHERRER, Phys. Rev. Letters *2*, 207 (1959).
[14]) W.W. TRUE et K. W. FORD, Phys. Rev. *109*, 1675 (1958).
[15]) W.W. TRUE, Nucl. Phys. *25*, 155 (1961).
[16]) P. F. ZWEIFEL, Phys. Rev. *107*, 329 (1957).
[17]) J. KONIJN, B. VAN NOOIGEN et A. H. WAPSTRA, Nucl. Phys. *16*, 683 (1960).
[18]) K. WAY et M. WOOD, Phys. Rev. *49*, 119 (1954).
[19]) P. SEEGER, Nucl. Phys. *15*, 1 (1961).
[20]) HERRLANDER, Ark. f. Fysik *20*, 71 (1961).
[21]) W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta *21*, 179 (1948).
[22]) H. BODE et H. HEINRICH, Z. anal. Chem. *135*, 98 (1952).
[23]) A. SMONT et L. SMITH, Analyst *58*, 475 (1933).
[24]) R. J. MYERS, D. E. METZLER, J. Am. Chem. Soc. *72*, 3, 772 (1950).
[25]) T. NOVAKOV, S. HULTBERG et B. ANDERSSON, Ark. f. Fysik *13*, 117 (1958).