HAL
open science

Périodes de niveaux excités du calcium 40 et de l'iode 132

S. Gorodetzky, N. Schulz, Jacques Chevallier, A.C. Knipper

▶ **To cite this version:**

S. Gorodetzky, N. Schulz, Jacques Chevallier, A.C. Knipper. Périodes de niveaux excités du calcium 40 et de l'iode 132. Journal de Physique, 1966, 27 (9-10), pp.521-525. 10.1051/jphys:01966002709-10052100 . jpa-00206438

HAL Id: jpa-00206438

https://hal.science/jpa-00206438v1

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.

PÉRIODES DE NIVEAUX EXCITÉS DU CALCIUM 40 ET DE L'IODE 132

Par S. GORODETZKY, N. SCHULZ,
J. CHEVALLIER et A. C. KNIPPER,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg, France.

Résumé. — Cet article présente la mesure de la période, $T_{1/2} = (2{,}15 \pm 0{,}08)$ ns du premier niveau excité de ^{40}Ca. Les mesures de coïncidences différées dans ^{132}I ont permis de fixer l'ordre d'émission des deux rayons gamma de 52 keV et 232 keV ; les périodes sont égales à $T_{1/2} = (0{,}96 \pm 0{,}04)$ ns pour le niveau à 52 keV et à $T_{1/2} = (1{,}42 \pm 0{,}05)$ ns pour le niveau à 284 keV. Ces valeurs, et des mesures du coefficient de conversion interne α_K, permettent d'attribuer les ordres multipolaires $M1 + E2$ et $E2$ respectivement pour les transitions de 52 et 232 keV.

Abstract. — The half-life $T_{1/2} = (2.15 \pm 0.08)$ ns has been measured for the first excited state in ^{40}Ca. Delayed coincidence measurements in ^{132}I determine the emission order of the 52 keV and 232 keV gamma-rays ; half-lives have been measured as $T_{1/2} = (0.96 \pm 0.04)$ ns for the 52 keV level and $T_{1/2} = (1.42 \pm 0.05)$ ns for the 284 keV level. These values, together with measured internal conversion coefficients α_K, allow assignment of multipole orders $M1 + E2$ and $E2$ respectively for the 52 keV and 232 keV transitions.

Les mesures de vies moyennes décrites dans ce travail ont été effectuées à l'aide d'un montage lent-rapide comprenant un convertisseur temps-amplitude basé sur le principe du chevauchement des impulsions [1]. Les pentes des courbes de coïncidences retardées obtenues avec des scintillateurs NE 102 couplés à des photomultiplicateurs 56 AVP, étaient analysées par la méthode des moindres carrés (1).

I. **Période du niveau excité à 3,35 MeV du calcium 40.** — I-1. Mesure. — Une cible de calcium naturel évaporé sur un support d'alumine était bombardée par un faisceau de protons à la résonance de 5,4 MeV [3]. Les électrons des paires internes par lesquelles le niveau à 3,35 MeV de ^{40}Ca se désexcite étaient détectées par un scintillateur plastique de 4,5 mm d'épaisseur et de 10 mm de diamètre. Les feuilles d'aluminium interposées entre ce cristal et la cible correspondaient à 70 mg/cm^2 d'absorbant, c'est-à-dire à une perte d'énergie de 0,3 MeV pour les électrons et de 6 MeV pour les protons. Ceux-ci étaient détectés dans un scintillateur NE 102 de 0,2 mm d'épaisseur couplé directement (sans graisse de silicone) à la photocathode du photomultiplicateur et maintenu par une feuille de 0,005 mm d'aluminium. La sélection d'énergie était placée sur le pic p_1' des protons conduisant au premier état excité (*fig.* 1).

(1) Les valeurs des trois mesures de vies moyennes ont été reportées, comme résultats préliminaires, dans un résumé des vies moyennes mesurées à l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg [2].

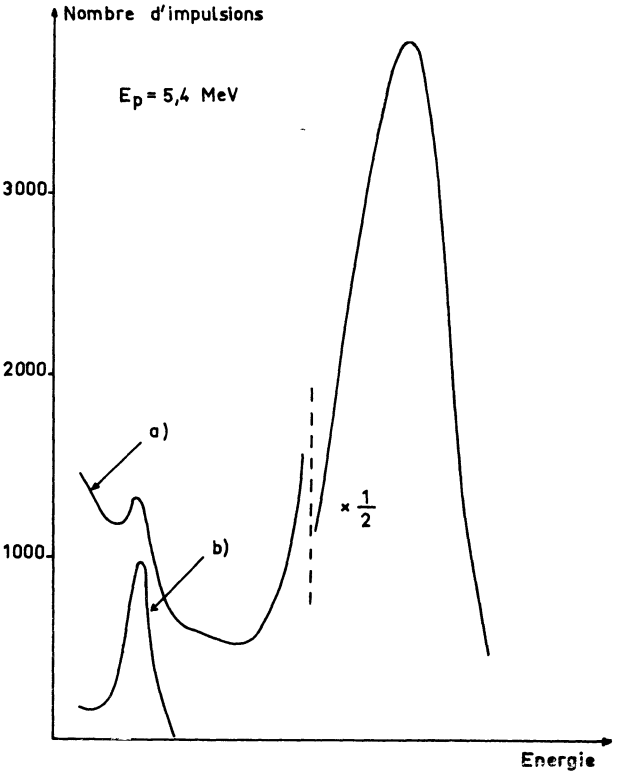

Fig. 1. — Réaction ^{40}Ca(pp'). Courbe *a* : spectre des protons. Courbe *b* : même spectre en coïncidence avec les électrons des paires internes.

La figure 2 montre l'une des deux courbes de coïncidences retardées obtenue. Une prompte a été mesurée en coïncidences $p_3' - \gamma$ dans la réaction

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:01966002709-10052100

^{27}Al(pp') ; l'énergie de bombardement des protons était choisie de façon à faire coïncider l'énergie des protons p_3' avec celle des protons p_1' de la réaction ^{40}Ca(pp'). Quoique n'étant pas obtenue dans les mêmes conditions, les électrons ayant été remplacés par des rayons gamma, cette prompte indique que la pente de la courbe de résolution est environ quatre fois plus forte que celle des courbes de coïncidences retardées. L'analyse de ces dernières conduit à la valeur

$$T_{1/2} = (2{,}15 \pm 0{,}08) \text{ ns}$$

pour la période du niveau à 3,35 MeV de ^{40}Ca.

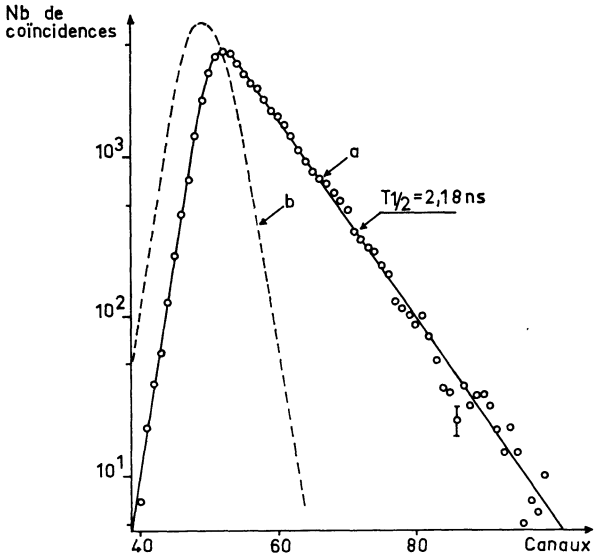

Fig. 2. — Période du premier niveau excité de ^{40}Ca. Courbe *a* : courbe de coïncidences retardées p_1' — e obtenue dans la réaction ^{40}Ca(pp'). Courbe *b* : courbe de coïncidences promptes p_3' — γ obtenue dans la réaction Al^{27}(pp').

Cette vie moyenne a aussi été déterminée par Kloepper, Day et Lind [4] en observant à l'aide d'un compteur à scintillations NaI(Tl) la décroissance en fonction du temps de l'état produit par des faisceaux pulsés de neutrons et de protons. La valeur publiée $\tau = (3{,}4 \pm 0{,}2)$ ns est la combinaison des résultats correspondants aux réactions

$$^{40}\text{Ca(nn')} : \tau = (3{,}6 \pm 0{,}2) \text{ ns}$$

et

$$^{40}\text{Ca(pp')} : \tau = (3{,}2 \pm 0{,}2) \text{ ns.}$$

Cette dernière valeur est en bon accord avec notre résultat : $\tau = (3{,}10 \pm 0{,}12)$ ns.

I-2. Discussion. — L'élément de matrice monopolaire $M = \langle f | \sum_p r_p^2 | i \rangle$ de transition des processus à électrons peut être mis sous la forme $M = \rho R^2$ où R est le rayon du noyau et où le paramètre ρ caractérise l'intensité de l'interaction nucléaire. Ce paramètre est déterminé par la relation $\rho^2 = T_i/F_i$, T_i étant la probabilité de transition et F_i une fonction [5] du nombre atomique et de l'énergie de la transition ($i = e$ ou π suivant que la transition a lieu par conversion interne ou par émission de paires internes).

Dans ^{40}Ca, l'intensité de la désexcitation du premier niveau par conversion interne n'est que de 0,64 % comparée à l'émission de paires internes [6]. La valeur expérimentale de ρ déduite de cette dernière est de 0,15. Alors qu'une valeur théorique, basée sur l'excitation d'une particule, donne 0,8 [7], un calcul faisant intervenir un mélange de configurations à une et à deux particules conduit à la valeur de 0,26 [8]. Pour la transition monopolaire de ^{16}O, noyau plus étudié que ^{40}Ca, on constate aussi que les excitations de plusieurs particules rendent mieux compte de la valeur expérimentale de ρ qu'une excitation d'une particule ; quant aux modèles collectifs, ils conduisent à des valeurs de ρ encore plus fortes que celle donnée par l'excitation d'une particule.

II. **Périodes de niveaux excités de l'iode 132.** — Une cascade de deux rayons gamma de 52 et 232 keV suit la désintégration bêta (220 keV) de ^{132}Te (78 heures). Les multipolarités proposées par Cheever et coll. [9] pour ces deux transitions dans ^{132}I ont été confirmées par la mesure des coefficients de conversion interne α_K. Les courbes de coïncidences retardées γ — X et β — γ ont permis de fixer l'ordre d'émission des deux rayons gamma (*fig.* 3).

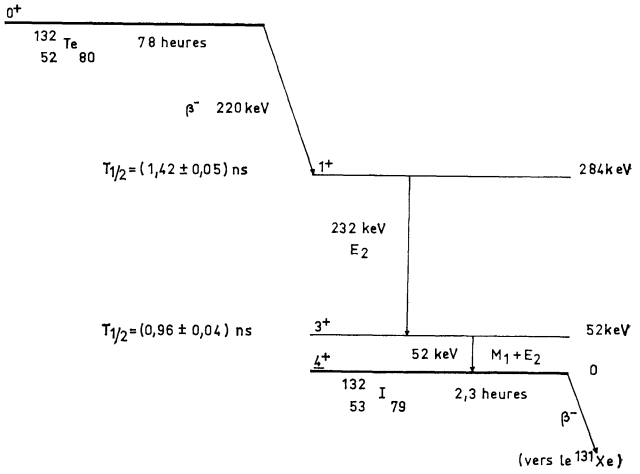

Fig. 3. — Schéma de désintégration du tellure 132. Un niveau $J^\pi = 2^+$ à 161,48 keV (ou à 166,02 keV) a été signalé par Fransson et Bemis [11].

II-1. Mesures de spectroscopie nucléaire. — Une étude spectroscopique des niveaux d'énergie de ^{132}I est rendue difficile par la décroissance

de ^{132}I (2,3 heures) vers ^{132}Xe : des spectres bêta allant jusqu'à 2,1 MeV et gamma jusqu'à 2,2 MeV masquent les transitions à étudier. De ce fait, les sources liquides de ^{132}Te obtenues du RCC Amersham ou de Saclay, étaient épurées immédiatement avant leur utilisation et déposition sous forme solide. L'isotope ^{132}I était entraîné par des vapeurs d'iode inactif rajouté à la solution.

Avec ces sources de ^{132}Te traitées, nous avons déterminé les énergies des rayons gamma, en utilisant un cristal NaI calibré à l'aide des sources de ^{57}Co, ^{111}Ag, ^{131}I, ^{166}Ho, ^{170}Tm et ^{203}Hg. Des mesures du spectre gamma en coïncidence avec l'une ou l'autre des radiations nous ont fourni les coefficients α_K ; les résultats sont reportés dans le tableau I en même temps que les mesures d'autres auteurs. La comparaison des coefficients α_K expérimentaux et théoriques montre que la transition de 52 keV est une transition $M_1 + E_2$ où la composante dipolaire magnétique prédomine. D'après le schéma de désintégration, la transition de 232 keV est alors nécessairement quadrupolaire électrique, ce qui est confirmé tant par les mesures de coefficients de conversion interne (α_K : voir tableau I, rapports $L_I/L_{II}/L_{III}$: [11]) que par la mesure de vie moyenne.

Des mesures d'activité du ^{132}Te avec son descendant ^{132}I en équilibre ont montré qu'il y a $0{,}98 \pm 0{,}10$ rayons gamma d'énergie 232 keV par désintégration ; la radioactivité bêta de ^{132}Te n'a donc pas d'embranchement. Dans un travail récent, Fransson et Bemis [11] ont relevé l'existence de deux rayons gamma de 112 et 116 keV en cascade entre les niveaux à 284 et à 52 keV ; leur intensité est de 2 % par rapport à la transition de 232 keV.

II-2. Mesures de temps de vie. — La figure 4 montre le spectre gamma d'une source épurée de ^{132}Te dans un scintillateur plastique tronconique ($\phi = 20$ mm et 12 mm, $h = 20$ mm). Le pic observé à 28 keV (l'énergie Compton du rayon gamma de 122 keV de ^{57}Co est de 39,5 keV) est le pic photoélectrique des rayons X de l'iode provenant de la conversion interne des deux rayons gamma. Une première série de mesures de temps a été réalisé en

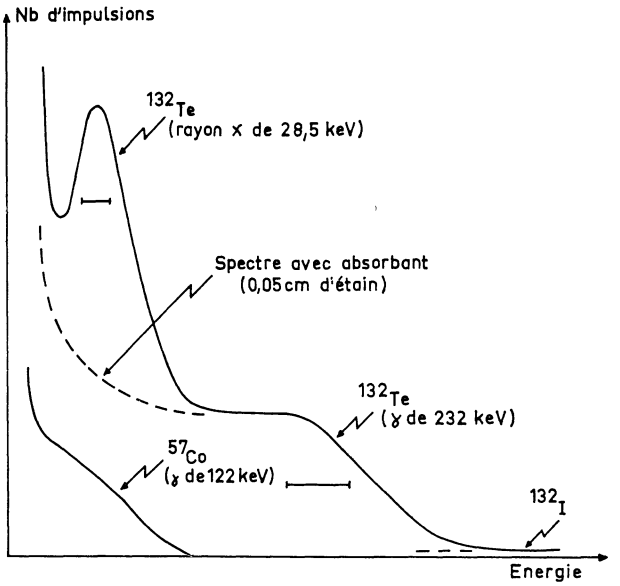

Fig. 4. — Spectre du rayonnement gamma d'une source épurée de tellure 132 (scintillateur plastique NE102) et sélections d'énergie.

coïncidences γ — X avec les sélections d'énergie indiquées à la figure 4. Un exemple de ces mesures est illustré par la figure 5 qui permet de constater que le rayon gamma de 230 keV est la radiation mère. Une courbe de résolution prompte en ^{22}Na, obtenue avec les mêmes sélections d'énergie, indique une pente à droite de 0,44 ns. Le résultats des différentes mesures conduit à la valeur de

$$T_{1/2} = (0{,}96 \pm 0{,}04) \text{ ns}$$

pour la période du niveau excité à 52 keV. Aucune correction n'est à faire pour le retard introduit par l'émission X puisque la largeur du niveau K est de 10 eV [13].

Pour la détection des rayons bêta, l'un des deux cristaux tronconiques a été remplacé par un cristal cylindrique de 15 mm de diamètre. L'épaisseur, $e = 5$ mm, a été choisie pour pouvoir, dans les sélections d'énergie, éviter le plus possible la contribution des rayons β de grande énergie provenant

TABLEAU I

	γ_1		γ_2	
	E (keV)	α_K	E (keV)	α_K
Cheever et coll. [9]	(230)	$0{,}05 \pm 0{,}04$	53 ± 5	$5{,}35 \pm 0{,}22$
Ce travail	232 ± 3	$0{,}087 \pm 0{,}022$	52 ± 2	$5{,}4 \pm 0{,}7$
Ivanov et coll. [10]		$0{,}06 \pm 0{,}01$		$1{,}00 \pm 0{,}50$
Fransson et Bemis [11]	$228{,}16 \pm 0{,}06$	$0{,}0746 \pm 0{,}0092$	$49{,}72 \pm 0{,}01$	$4{,}94 \pm 0{,}66$
Valeurs théoriques [12]		M_1 : 0,067 E_2 : 0,081		M_1 : 4,9 E_2 : 8,2

Énergies et coefficients de conversion interne α_K des deux transitions gamma observées dans l'iode 132. Les valeurs théoriques des coefficients α_K correspondent aux énergies déterminées par Fransson et Bemis [11].

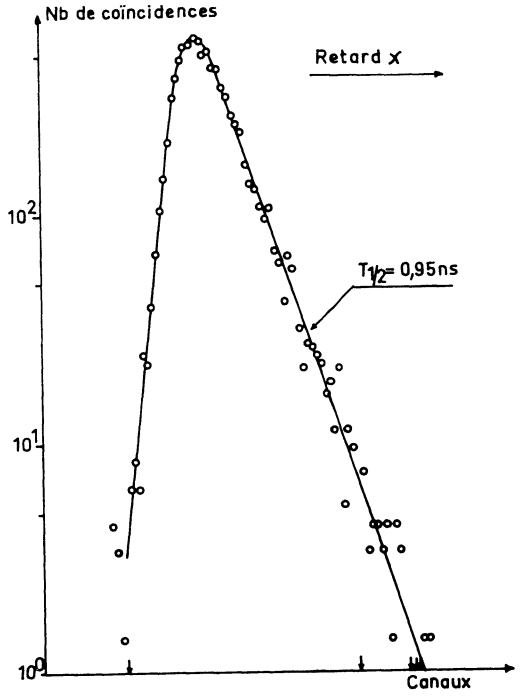

FIG. 5. — Période du niveau excité à 52 keV de l'iode 132. Courbe de coïncidences retardées β 232 keV — X.

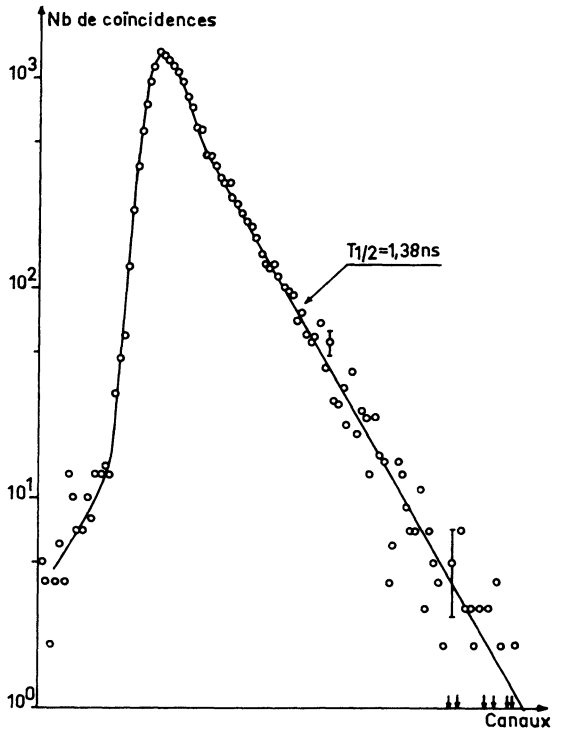

FIG. 6. — Période du niveau excité à 284 keV de l'iode 132. Courbe de coïncidences retardées β — γ 232 keV.

de la désintégration de ^{132}I qui se reforme dans les sources épurées. Cette contribution est visible dans le spectre de temps des coïncidences β− — γ (*fig.* 6). La moyenne pondérée de nos différentes mesures indique une période

$$T_{1/2} = (1{,}42 \pm 0{,}05) \text{ ns}$$

pour le niveau excité à 284 keV.

Nous avons procédé à une mesure de contrôle en enregistrant la courbe de coïncidences retardées β− — X. Cette courbe $F(t)$ est la somme d'une prompte $P(t)$ et de deux courbes de coïncidences retardées, l'une correspondant à la vie moyenne $\tau_1 = 1/\lambda_1$ du niveau à 284 keV et l'autre aux deux vies moyennes τ_1 et $\tau_2 = 1/\lambda_2$ en cascade :

$$F(t) = \alpha P(t) + \beta\lambda_1 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda_1 T} P(t - T)\, dT + (1 - \alpha - \beta)\, \lambda_1 \lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} (e^{-\lambda_1 T} - e^{-\lambda_2 T})\, P(t - T)\, dT.$$

Lorsque t croît, la courbe Log $F(t)$ tend vers une droite de pente — λ_1 (*fig.* 7).

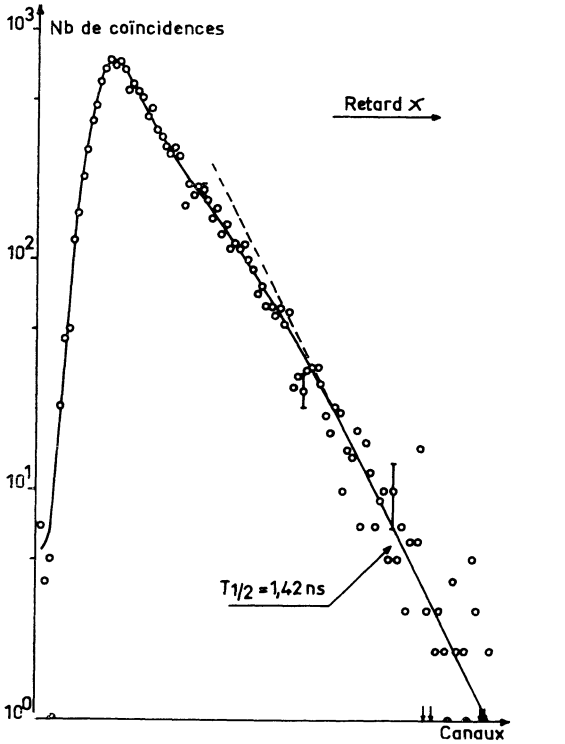

FIG. 7. — Courbe de coïncidences différés β — X (source de tellure 132 épurée).

Discussion. — Le spin mesuré 4 de l'état fondamental est en accord avec la règle de couplage faible de Nordheim [14] si le proton impair se trouve dans l'état $g_{7/2}$ et le neutron dans l'état $d_{3/2}$ ainsi que le

prévoit la séquence de niveaux proposés par Klinkenberg [15].

L'énergie d'excitation du premier niveau est de 52 keV, comme le montrent nos mesures. Cette transition peut correspondre :

— soit à une transition neutronique $s_{1/2} \rightarrow d_{3/2}$;

— soit à une transition protonique entre les états $g_{7/2}$ et $d_{5/2}$ comme dans les noyaux voisins ^{125}I, ^{127}I, ^{125}I et ^{125}I [16] ;

— soit à une transition entre deux états de la même configuration $(g_{7/2})^3\,(d_{3/2})^1$.

Dans ces trois cas, la composante dipolaire magnétique de la transition doit être ralentie. Le facteur de ralentissement est de l'ordre de 60 pour une transition neutronique $M_1\,l$ — interdite dans les noyaux impairs [17], de 100 à 200 pour les transitions $M_1\,l$ — interdites dans les isotopes impairs de l'iode [16] et de 30 à 300 pour les transitions entre états de même configuration [18]. En tenant compte du coefficient de conversion interne α_K, du coefficient $\delta^2 = 2{,}5 \times 10^{-4}$ [11] et du rapport d'embranchement, l'on déduit de la période du premier niveau excité un facteur de ralentissement de 35 pour la composante M_1 de la transition. Les connaissances actuelles concernant le noyau impair — impair ^{132}I ne nous permettent pas de nous prononcer en faveur de l'une des configurations proposées pour le premier niveau.

La vie moyenne partielle $\tau_\gamma = 2{,}2$ ns du niveau excité à 284 keV renforce l'hypothèse que la transition de 232 keV est une transition quadrupolaire électrique ; en effet, la formule de Weisskopf, indique une vie moyenne de 30 ns si le niveau se désexcite par une transition E_2.

Remerciements. — Nous tenons à remercier MM. K. Fransson et C. E. Bemis de nous avoir communiqué les résultats de leurs travaux avant publication.

Manuscrit reçu le 1er avril 1966.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Gorodetzky (S.), Richert (R.), Manquenouille (R.) et Knipper (A.), *Nucl. Instr. and Meth.*, 1960, **7**, 50.

[2] Gorodetzky (S.) et coll., Proc. Gatlingburgh Conf. on Electromagnetic Lifetimes and Properties of Nuclear States, p 79 N A S, DC 1962.

[3] Bent (R. D.) et Kruse (T. H.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 1240.

[4] Kloepper (R. M.), Day (R. B.) et Lind (D. A.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 240.

[5] Thomas (R.), *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 714.

[6] Nessin (M.), Eklund (K. E.) et Kruse (T. H.), *B. A. P. S.*, 1959, **4**, 278.

[7] Berenbaum (R.) et Umezawa (M.), *Nuclear Physics* 1962, **39**, 177.

[8] Visscher (W. M.), Communication privée citée par Kloepper et coll. [4].

[9] Cheever (G. D.), Koski (W. S.), Tilley (D. R.) et Madansky (L.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 922.

[10] Yvanov (Y. F.), Rumer (I. A.) et Bukack (A. Y.), *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.*, 1965, **29**, 157.

[11] Fransson (K.) et Bemis (C. E.), *Nuclear Physics*, 1966, **78**, 207.

[12] Sliv (L. A.) et Band (I. M.), Tables of Internal Conversion Coefficients, 1961.

[13] Callan (E. J.), Conference on the Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations, Varsovie, 1963.

[14] Nordheim (L. W.), *Rev. Mod. Physics*, 1951, **23**, 322.

[15] Klinkenberg (P. F. A.), *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 63.

[16] Bemis (C. E.) et Fransson (K.), *Phys. Letters*, 1965, **19**, 567.

[17] Way (K.), Kundu (D. N.), McGinnis (C. L.) et Van Lieshout (R.), *Ann. Rev. Nucl. Sc.*, 1957, **6**, 129.

[18] Talmi (I.) et Unna (I.), *Ann. Rev. Nucl. Sc.*, 1960, **10**, 353.