



HAL
open science

Étude des moments angulaires des niveaux de ^{227}Ac par corrélation angulaire $\alpha - \gamma$ ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{227}\text{Ac}$)

Chin Fan Leang

► **To cite this version:**

Chin Fan Leang. Étude des moments angulaires des niveaux de ^{227}Ac par corrélation angulaire $\alpha - \gamma$ ($^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{227}\text{Ac}$). Journal de Physique, 1971, 32 (2-3), pp.95-99. 10.1051/jphys:01971003202-309500 . jpa-00207046

HAL Id: jpa-00207046

<https://hal.science/jpa-00207046>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ÉTUDE DES MOMENTS ANGULAIRES DES NIVEAUX DE ^{227}Ac PAR CORRÉLATION ANGULAIRE $\alpha - \gamma$ ($^{231}\text{Pa} \xrightarrow{\alpha} ^{227}\text{Ac}$)

Chin Fan LEANG

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bâtiment 104, Campus, 91, Orsay

(Reçu le 3 octobre 1970)

Résumé. — L'étude de corrélation angulaire $\alpha - \gamma$ de ^{231}Pa par la méthode de coïncidence multidimensionnelle avec stockage sur bande magnétique et analyse par ordinateur IBM a permis de confirmer les spins des trois premiers niveaux excités de ^{227}Ac ($\frac{3}{2} +$, $\frac{5}{2} -$, $\frac{5}{2} +$). Pour l'état fondamental $\frac{3}{2} -$, l'interprétation de nos résultats n'est conciliable qu'avec un taux de mélange ($M_1 > 95\%$, $E_2 < 5\%$) pour la transition 330,0 keV.

Abstract. — By mean of multidimensional coincidence method, with registration on magnet tape and analysis by IBM computer, the $\alpha - \gamma$ angular correlation study of ^{231}Pa confirms spins assignment of the first three excited levels of ^{227}Ac ($\frac{3}{2} +$, $\frac{5}{2} -$, $\frac{5}{2} +$). For the ground state $\frac{3}{2} -$, our results are only in agreement with a mixing ($M_1 > 95\%$, $E_2 < 5\%$) of the 330 keV transition.

Introduction. — Dans une publication précédente [1], nous avons étudié le schéma de niveaux de ^{227}Ac , établissant de nouveaux résultats par spectrométrie γ de haute résolution et par coïncidences $\alpha - \gamma$ bidimensionnelles (256×1024). Tout récemment, De Pinho et coll. [2] ont proposé un schéma pratiquement identique au nôtre et confirment ainsi l'existence des deux nouveaux niveaux (186,8 et 273,0 keV) que nous avons suggéré pour interpréter les coïncidences $\alpha - \gamma$. Dans ce schéma, une bande $\frac{1}{2} -$ [530] groupant les niveaux de 330,0-354,6-387,0-437,8 keV est solidement prouvée, un bon accord entre les prévisions théoriques et les données expérimentales ayant été trouvé pour les énergies des niveaux aussi bien que pour leur alimentation α .

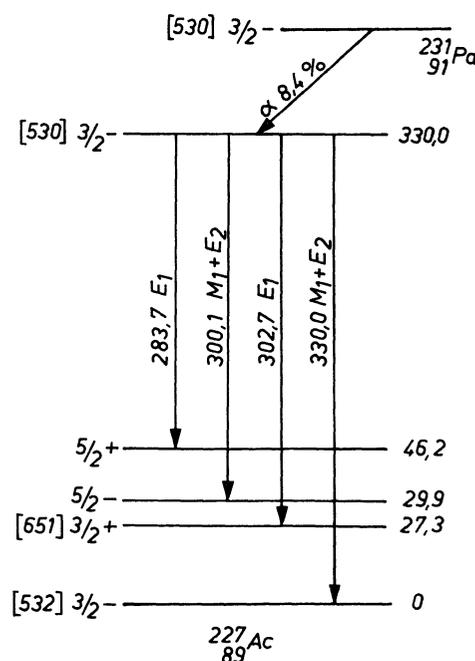
Les spins de cette bande et les multipolarités des transitions désexcitant ces niveaux, ont permis d'attribuer aux niveaux de basse énergie un ensemble cohérent de valeurs de spins.

Les niveaux à parité négative pourraient être groupés pour former une bande $\frac{3}{2} -$ [532], tandis que ceux à parité positive peuvent former une bande $\frac{3}{2} +$ [651], si on admet l'hypothèse d'une très grande perturbation par couplage Coriolis.

Il nous a semblé important de confirmer les valeurs de spin que nous avons proposées au moyen d'une méthode plus appropriée qui est ici la corrélation angulaire $\alpha - \gamma$.

Malheureusement, devant la faible activité spécifique des sources de ^{231}Pa , seules les transitions γ les plus intenses : 283,7-300,1-302,7-330,0 keV, issues toutes du même niveau de 330,0 keV ont pu être étudiées. Comme l'indique la figure 1, ces transitions désexcitent l'état de 330 keV respectivement vers les

quatre premiers niveaux de 46,2 ($\frac{5}{2} +$)-29,9 ($\frac{5}{2} -$)-27,3 ($\frac{3}{2} -$) et 0 ($\frac{3}{2} -$) keV de ^{227}Ac .

FIG. 1. — Schéma partiel des niveaux de ^{227}Ac .

PRÉVISIONS QUANTITATIVES DES CORRÉLATIONS ANGULAIRES. — La fonction de corrélation angulaire s'exprime en général par

$$W(\theta) = 1 + \sum A_n P_n(\cos \theta) \quad n = 2, 4, 6, \dots$$

où $P_n(\cos \theta)$ = Polynôme de Legendre d'ordre n .

Les coefficients A_{nm} peuvent être séparés en un produit de deux termes caractérisant la cascade. Dans le cas présent

$$A_{nm}(\alpha, \gamma) = A_n(\alpha) x A_n(\gamma)$$

Quand il y a un mélange $\alpha(L, L')$ et $\gamma(l, l')$

$$A_n(\alpha) = [F_n^\alpha(I_i, ILL) + 2 \Delta \cos(\sigma_{L'} - \sigma_L) F_n^\alpha(I_i, ILL) + \Delta^2 F_n^\alpha(I_i, ILL)] / (1 + \Delta^2)$$

$$A_n(\gamma) = [F_n^\gamma(I_f, III) + 2 \delta F_n^\gamma(I_f, III) + \delta^2 F_n^\gamma(I_f, III)] / (1 + \delta^2)$$

d'après les calculs de Frauenfelder et Steffen [5]

$$F_n^\alpha(I_i, ILL) =$$

$$(-)^{I_i+I} [(2L+1)(2L'+1)(2I+1)(2n+1)]^{1/2}$$

$$\begin{pmatrix} L & L' & n \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L' & n \\ I & I & I_i \end{pmatrix}$$

$$F_n^\gamma(I_f, III) =$$

$$(-)^{I_f+I-1} [(2l+1)(2l'+1)(2I+1)(2n+1)]^{1/2}$$

$$\begin{pmatrix} l & l' & n \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & l' & n \\ I & I & I_f \end{pmatrix}$$

$$\Delta^2 = I_\alpha(L')/I_\alpha(L) \quad (\text{taux de mélange } \alpha)$$

$$\delta^2 = I_\gamma(l')/I_\gamma(l) \quad (\text{taux de mélange } \gamma)$$

I_i, I, I_f spin des niveaux initial, intermédiaire et final.

$(\sigma_{L'} - \sigma_L)$ déphasage des ondes α à travers la barrière coulombienne. Lorsque l'énergie des α est nettement inférieure à la barrière comme c'est le cas actuel.

On a

$$\sigma_{L'} - \sigma_L = \text{tg}^{-1}(\eta/L) + \text{tg}^{-1}(\eta/L+1) - \pi$$

réf. [4] et

$$\eta = 0,63 Z/E_\alpha^{1/2} \text{ (MeV)}.$$

CALCUL DE $A_n(\alpha)$. — Les probabilités absolues de transition α ont été calculées par Poggenburg [3] pour les noyaux à grande déformation. L'accord avec les intensités α observées est en général bon, et très bon pour les transitions α favorisées.

D'après Poggenburg, la transition α de ^{231}Pa vers le niveau 330 keV de ^{227}Ac est favorisée

$$\frac{3}{2}^-, (K = \frac{1}{2} - [530]) \xrightarrow{\alpha} \frac{3}{2}^-, (K = \frac{1}{2} - [530])$$

^{231}Pa 0 keV ^{227}Ac 330,0 keV

le taux de mélange α prévu étant de

$$\Delta^2 = \frac{I_\alpha(L'=2)}{I_\alpha(L=0)} = 0,0785$$

et

$$\Delta = -0,28.$$

En se basant sur ces caractéristiques, le calcul de $A_n(\alpha)$ est très simplifié. Il ne reste que le terme $n=2$

$$A_2(\alpha) = 2 \Delta \cos(\sigma_2 - \sigma_0) / (1 + \Delta^2)$$

$$A_2(\alpha) = -0,52$$

CALCUL DES $A_n(\gamma)$. — Les multipolarités et les taux de mélange des quatre rayonnements γ en question ont été déterminés par De Pinho et Foucher [6]

283,7 keV	—	E_1	
300,1 keV	—	$M_1 + E_2$	$(M_1 \leq 36\% E_2 \geq 64\%)$
302,7 keV	—	E_1	
330,0 keV	—	$M_1 + E_2$	$(M_1 = 47\% E_2 = 53\%)$

Les signes de δ pour les rayonnements 300,1 et 330,0 keV sont inconnus. Avec les valeurs de spin des niveaux 46,2 ($\frac{3}{2}^+$), 29,9 ($\frac{3}{2}^-$), 27,3 ($\frac{3}{2}^+$) et 0 ($\frac{3}{2}^-$) keV les fonctions de corrélation angulaire calculées sont alors :

$$\frac{3}{2}^- \xrightarrow[\alpha]{L=0,2} \frac{3}{2}^-$$

283,7 E_1	→ $\frac{5}{2}^+$	$W(\theta) = 1 - 0,052 P_2(\cos \theta)$
300,1 $M_1 + E_2$	→ $\frac{5}{2}^-$	$W(\theta) = 1 - 0,445 P_2(\cos \theta) \begin{matrix} \delta > 0 \\ + 0,162 P_2(\cos \theta) \delta < 0 \end{matrix}$
302,7 E_1	→ $\frac{3}{2}^+$	$W(\theta) = 1 + 0,207 P_2(\cos \theta)$
330,0 $M_1 + E_2$	→ $\frac{3}{2}^-$	$W(\theta) = 1 + 0,506 P_2(\cos \theta) \begin{matrix} \delta > 0 \\ - 0,317 P_2(\cos \theta) \delta < 0 \end{matrix}$

MÉTHODE EXPÉRIMENTALE. — a) *Dispositif*. — Les quatre transitions γ étant très proches en énergie, un détecteur Ge(Li) de bonne résolution est indispensable pour déterminer par décomposition les

intensités du doublet 300,1 — 302,7 keV. Un petit détecteur de 2 cm³ (2,5 cm² × 8 mm) de résolution 2 keV était utilisé, les rayonnements γ irradiant la tranche à travers une fenêtre de Be.

Pour augmenter le taux de comptage très faible, quatre diodes à barrière de surface ($\Phi = 1 \text{ cm}$) détectaient simultanément les particules α à 90° , 120° , 150° et 180° par rapport à la direction γ , et avec un angle solide de 5×10^{-3} de 4π . L'angle solide de détection γ était de $1,3 \times 10^{-2}$ de 4π .

La source de ^{231}Pa était volatilisée sur une feuille de 5/100 de mm d'aluminium, le diamètre utile étant de 6 mm et l'activité de $0,27 \mu\text{Ci}$.

Le schéma électronique est présenté sur figure 2. Les quatre voies rapides α étaient groupées pour attaquer le circuit de coïncidence rapide, et les voies lentes α mélangées et analysées par le même convertisseur CA 13.

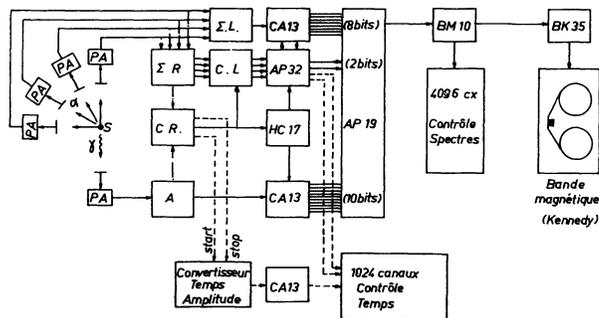


FIG. 2. — Schéma électronique. P. A. : Préampli ; A : Ampli ; Σ R. : Mélangeur rapide ; Σ L. : Mélangeur linéaire ; C. R. : Coïncidence rapide ; C. L. : Coïncidence lente ; CA 13 : Convertisseur ; HC 17 : Pilotage ; AP 32 : Aiguilleur ;

AP 19 :
BM 10 : } Interfaces
BK 35 : }

— · — · Voie rapide ——— Voie lente - - - - - Voie temps

Le numéro du détecteur était identifié par un aiguilleur AP 32 piloté par les impulsions dérivées des voies rapides α et de coïncidence rapide $\alpha - \gamma$.

Les connexions des voies rapides et lentes sortant du préamplificateur γ sont identiques aux connexions de la voie α et le châssis de pilotage HC 17 assurait la simultanéité de sortie des deux convertisseurs α et γ ainsi que de l'aiguilleur AP 32.

Les interfaces AP 19, BM 10 et BK 35 étaient indispensables pour découper des mots de longueurs différentes (20 bits actuellement, 36 bits maximum) en tranches de 6 bits qui étaient ensuite enregistrées dans un ordre bien déterminé sur la bande magnétique. L'enregistrement était fait événement par événement avec un temps mort d'environ 5 ms. Le taux de coïncidence étant très faible dans notre cas, la perte de coïncidences due au temps mort était négligeable.

La structure de cet enregistrement est compatible avec une lecture par le calculateur IBM 360-50 de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

A la fin de l'expérience, la bande magnétique était analysée par celui-ci, et les coïncidences tridimensionnelles ($E_\alpha, E_\gamma, \theta$) étaient stockées dans des mémoires à disques alimentant ensuite des programmes d'analyse divers : traçage des courbes, sommations par tranches, densitogrammes, etc.

b) *Réglage et contrôle électroniques.* — Les réponses en amplitude et en temps des quatre préamplificateurs α ne sont pas identiques. Pour régler les quatre spectres α à la même dispersion, on s'est servi de la capacité variable de contre-réaction de chaque préamplificateur.

En ce qui concerne les réglages des temps de retard des voies rapides, un convertisseur « temps-amplitude » restait branché en permanence (Fig. 2) ; les positions des pics de temps des quatre voies α indiquaient directement les différences de temps de retard entre voies α .

Des câbles coaxiaux de longueurs appropriées étaient ensuite ajoutés pour éliminer ces différences à 1 ns près. Ce contrôle de temps sur les spectres de 256 canaux permettait pendant toute l'expérience de corriger, si nécessaire, des variations dues aux dérives électroniques.

Le temps de coïncidence rapide était fixé à $2\tau = 190 \text{ ns}$ afin d'assurer une efficacité de coïncidence égale à « un » sur quatre voies simultanées et laisser une marge de sécurité de 40 ns en avant et à l'arrière du pic de coïncidence en temps. Les dérives en cours d'expérience sont restées inférieures à 2 ns et il n'a pas été nécessaire de les corriger.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Le taux de coïncidence étant très faible, l'expérience a duré 30 jours, totalisant $5,6 \times 10^6$ coïncidences pour l'ensemble des quatre voies.

Après sommation des spectres γ en coïncidence avec le groupe α de 4 733 keV, alimentant le niveau 330,0 keV, les quatre spectres γ correspondant aux angles $\theta = 180^\circ, 150^\circ, 120^\circ, 90^\circ$ ont été obtenus et sont représentés sur la figure 3. La détermination de l'intensité des rayonnements de 300,1 et 302,7 keV

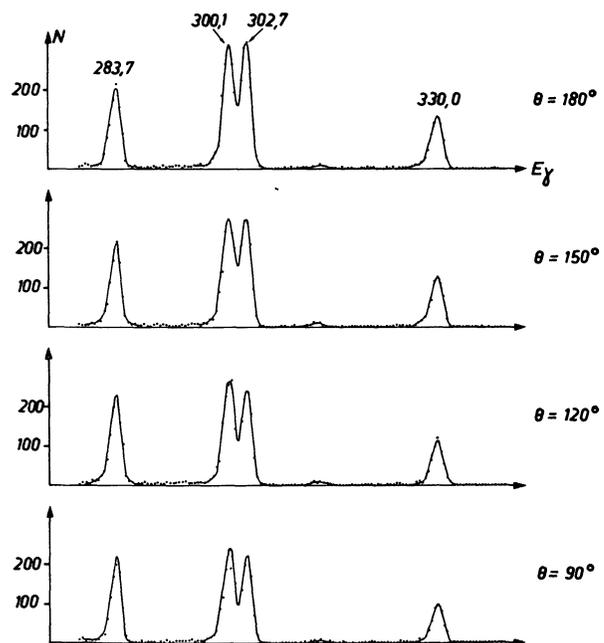


FIG. 3. — Spectres γ partiels en coïncidence avec les particules α 4 733 keV de ^{231}Pa et en fonction de l'angle d'émission α, γ .

a été fait en décomposant la raie complexe avec le profil des raies simples voisines (283,7 et 330,0 keV).

Après correction des petites différences dues aux surfaces des quatre détecteurs α , les courbes de corrélation angulaire expérimentales obtenues sont représentées sur la figure 4.

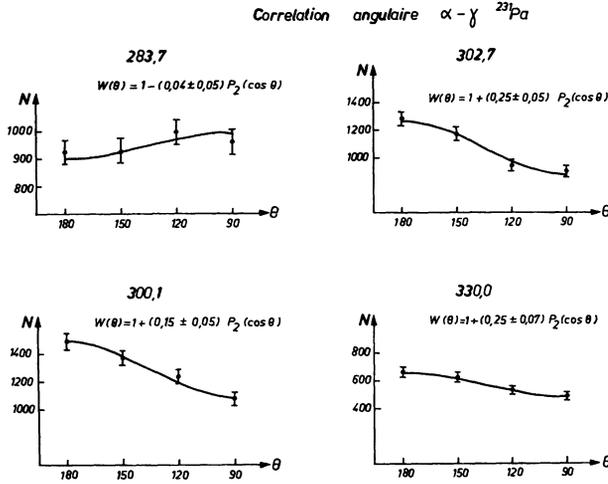


FIG. 4. — Courbes des fonctions de corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ pour les transitions 283,7-300,1-302,7 et 330,0 keV.

La correction sur les valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ due aux dimensions finies des détecteurs et de la source était déterminée d'après les calculs de Subarao [7] et Valladas et coll. [8].

$$\begin{aligned} (J_2/J_0)_\alpha &= 0,986 \\ (J_2/J_0)_\gamma &= 0,960 \\ (J_2/J_0)_{\text{source}} &= 0,995. \end{aligned}$$

L'ensemble de ces corrections revient à multiplier les valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ exp. par un facteur 1/0,943.

En ce qui concerne la correction sur l'atténuation de corrélation angulaire due à l'interaction du noyau avec les champs extérieurs, celle-ci est très difficile à évaluer. La vie moyenne de l'état intermédiaire 330,0 keV a été trouvée inférieure à 70 ps par Abou-Leila et coll. [9]. Ceci laisse penser que les perturbations restent très faibles ($G_2 > 0,9$). Aussi ce facteur a-t-il été négligé dans l'interprétation.

Le tableau I résume les valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ expérimentales et les compare avec celles calculées dans le chapitre précédent.

TABLEAU I

E_γ	transition γ	$A_{22}(\alpha, \gamma)$ exp.	$\Delta_\alpha^2 = 0,08$ $A_{22}(\alpha, \gamma)$ calc.	$\Delta_\alpha^2 = 0,06$ $A_{22}(\alpha, \gamma)$ calc.
283,7	$\frac{3}{2} - \xrightarrow{E_1} \frac{5}{2} +$	$- 0,04 \pm 0,05$	$- 0,052$	$- 0,045$
300,1	$\frac{3}{2} - \xrightarrow{M_1 + E_2} \frac{5}{2} -$	$+ 0,15 \pm 0,05$	$- 0,445 (\delta_\gamma > 0)$ $+ 0,162 (\delta_\gamma < 0)$	$- 0,385$ $+ 0,141$
302,7	$\frac{3}{2} - \xrightarrow{E_1} \frac{3}{2} +$	$+ 0,25 \pm 0,05$	$+ 0,207$	$+ 0,185$
330,0	$\frac{3}{2} - \xrightarrow{M_1 + E_2} \frac{3}{2} -$	$+ 0,25 \pm 0,07$	$+ 0,506 (\delta_\gamma > 0)$ $- 0,317 (\delta_\gamma < 0)$	$+ 0,438$ $- 0,275$

Pour les transitions 283,7 et 302,7 keV, supposées E_1 pures, les valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ expérimentales sont dans les limites des erreurs, en accord, en grandeur et en signe, avec celles attendues d'après les calculs.

Ceci prouve que les ondes α pour $L = 0$ et $L = 2$ de la transition vers le niveau 330 keV ne sont pas en phase ($\Delta_\alpha < 0$), et que le taux de mélange ($\Delta_\alpha^2 = I_2/I_0$) se situe bien aux environs de 0,08, comme prévu par Poggenburg [3].

Pour les deux autres transitions $M_1 + E_2$ (300,1 et 330,0 keV), les valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ calculées dépendent beaucoup du taux de mélange M_1/E_2 . Les figures 5 et 6 représentent les variations de $A_{22}(\alpha, \gamma)$ en fonction du taux de mélange de ces deux transitions, le mélange α étant pris respectivement égal à $\Delta_\alpha^2 = 0,08$ et 0,06.

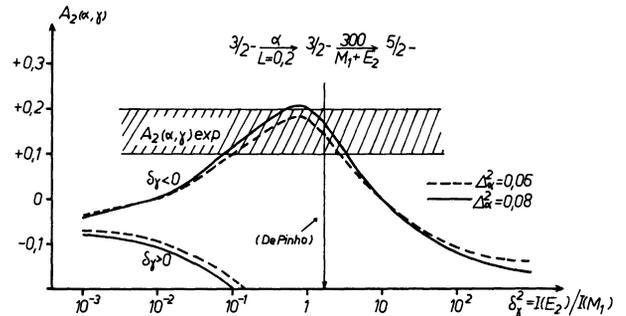


FIG. 5. — Variation des valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ en fonction du taux de mélange M_1/E_2 de la transition 300 keV.

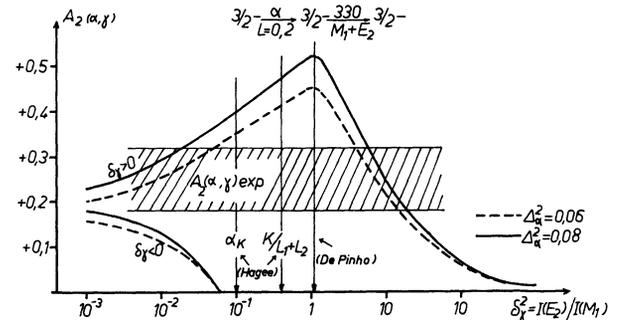


FIG. 6. — Variation des valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ en fonction du taux de mélange M_1/E_2 de la transition 330 keV.

Pour la transition 300,1 keV, la détermination du coefficient de conversion α_K et le rapport K/L du spectre des électrons de conversion par De Pinho et Foucher [6]

conduisait à un taux de mélange $M_1 \leq 36 \%$, $E_2 \geq 64 \%$. Sur la figure 5, ce taux de mélange se situe bien à l'intérieur de la région possible de δ_γ^2 résultant de la corrélation angulaire ($30 \% < M_1 < 90 \%$) le signe de δ_γ étant négatif.

Pour la transition 330,1 keV vers le niveau fondamental, la détermination de δ^2 de De Pinho et Foucher ($M_1 = 47 \%$, $E_2 = 53 \%$) est très en dehors des valeurs compatibles avec les mesures de corrélation angulaire ($M_1 > 95 \%$) ou ($M_1 < 17 \%$) comme le montre la figure 6.

Les déterminations plus récentes de Hagee et coll. [10] du rapport des raies des électrons de conversion de cette transition ($K/L_{(I+II)} = 3,85 \pm 0,38$) à l'aide d'un spectrographe magnétique $\pi\sqrt{2}$ de 50 cm de rayon conduisait à un taux de mélange ($M_1 = 71 \pm 9 \%$). Ils ont déterminé aussi le coefficient de conversion α_K avec des diodes Ge(Li) et Si(Li) d'efficacité étalonnée. Ceci fournit $\alpha_K = 0,41 \pm 0,05$. D'après les tables de Sliv, le taux de M_1 dans ce cas devient ($90 \pm 10 \%$).

La proportion beaucoup plus importante de rayonnement M_1 mesurée par Hagee et coll. par rapport à celle donnée par De Pinho et Foucher se rapproche de la valeur déduite de la corrélation angulaire $\alpha - \gamma$ ($M_1 > 95 \%$). Les déterminations trop différentes du taux de mélange M_1/E_2 de cette transition ne permettent pas d'aboutir à des conclusions sûres.

Si on essaie un taux de mélange α plus faible ($A_2^2 = 0,06$), on améliore l'accord comme le montre

la figure 6, mais dans ce cas l'écart entre les valeurs de $A_{22}(\alpha, \gamma)$ calculées et expérimentales, de la transition 302,7 keV dépassent les limites des erreurs indiquées.

Conclusions. — Les mesures de corrélation angulaire $\alpha - \gamma$ effectuées sur ^{231}Pa jointes aux multipolarités connues des rayonnements désexcitant le niveau 330 keV ont permis de vérifier les spins des trois premiers niveaux excités : $\frac{5}{2} + (46,2) \frac{5}{2} - (29,9)$ et $\frac{3}{2} + (27,3)$, et, par là même de tester la validité des calculs de probabilité de transition α absolue de Poggenburg sur un noyau à la limite de la déformation stable. L'accord est satisfaisant entre les valeurs $A_{22}(\alpha, \gamma)$ prévues par le calcul et obtenues par l'expérience.

En ce qui concerne le niveau fondamental, devant les écarts très importants des déterminations expérimentales du taux de mélange M_1/E_2 de la transition 330 keV par différents auteurs, l'interprétation de la corrélation angulaire de cette transition n'est pas certaine. Le taux très important de M_1 ($98 \pm 3 \%$) compatible avec les mesures de corrélation angulaire n'est conciliable qu'avec la limite extrême d'une des déterminations de Hagee et coll. [10]. Il semble donc indispensable de disposer d'une détermination beaucoup plus précise du taux de mélange M_1 avant de chercher à interpréter d'une autre façon les résultats de corrélation angulaire de cette transition. Ceci est autant plus important qu'il s'agit du spin fondamental de ^{227}Ac , dont la valeur $\frac{3}{2}$, établi par voie optique, est difficilement à mettre en doute.

Bibliographie

- [1] LEANG (C. F.), Thèse de Doctorat, Orsay, 1969.
LEANG (C. F.), *J. Physique*, 1970, **31**, 269.
- [2] DE PINHO (A. G.), DA SILVEIRA (E. F.), DA COSTA (N. L.), *Phys. Rev.*, 1970, **C 2**, 572.
- [3] POGGENBURG (J. K.), UCRL 16187, 1965.
- [4] SEED (J.), FRENCH (P.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1007.
- [5] FRAUENFELDER (H.), STEFFEN (R. M.), α , β , γ ray spectroscopy. SIEGBAHN (K.), 1965, vol. 2, 1052.
- [6] DE PINHO, Thèse de Doctorat, Orsay, 1963. FOUCHER (R.), DE PINHO (A. G.), VALADARES (M.), Congrès international de Physique Nucléaire, 1964, Paris, Communication 3 b (II)/C 321.
- [7] SUBBA RAO (B. N.), *Nucl. Inst. Meth.*, 1965, **36**, 59.
- [8] VALLADAS (G.), TEILLAC (J.), FALK VAIRANT (P.), BENOIST (P.), *J. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 125.
- [9] ABOU-LEILA (H.), FOUCHER (R.), DE PINHO (A. G.), PERRIN (N.), VALADARES (M.), *J. Phys. Rad.*, 1963, **24**, 857.
- [10] HAGEE (G. R.), LANGE (R. C.), BARNETT (A. G.), CAMPBELL (A. R.), COTHERN (C. R.), GRIFFING (D. F.), HENNECKE (H. J.), *Nucl. Phys.*, 1968, **A 115**, 157.