HAL
open science

Étude de la décroissance de 157Tm(T1/2 = 3,3 min) et de 155Tm(T1/2 = 25 s)

P. Aguer, G. Bastin, C.F. Liang, J. Libert, P. Paris, A. Peghaire

To cite this version:

P. Aguer, G. Bastin, C.F. Liang, J. Libert, P. Paris, et al.. Étude de la décroissance de 157Tm(T1/2 = 3,3 min) et de 155Tm(T1/2 = 25 s). Journal de Physique, 1977, 38 (5), pp.435-447. 10.1051/jphys:01977003805043500 . jpa-00208605

HAL Id: jpa-00208605

https://hal.science/jpa-00208605v1

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.

Classification
Physics Abstracts
4.240 — 4.470

ÉTUDE DE LA DÉCROISSANCE DE ^{157}Tm ($T_{1/2}$ = 3,3 min) ET DE ^{155}Tm ($T_{1/2}$ = 25 s)

P. AGUER, G. BASTIN, C. F. LIANG, J. LIBERT, P. PARIS et A. PEGHAIRE

I N2 P3, Laboratoire S. Rosenblum du C.S.N.S.M., 91406 Orsay, France

(Reçu le 14 octobre 1976, révisé le 28 décembre 1976, accepté le 18 janvier 1977)

Résumé. — Nous avons étudié les décroissances β^+ + CE de ^{157}Tm ($T_{1/2}$ = 3,3 min) et ^{155}Tm ($T_{1/2}$ = 25 s) sur les niveaux de ^{157}Er (N = 89) et ^{155}Er (N = 87). Les sources isotopiquement pures ont été obtenues grâce au séparateur ISOCELE 1 en ligne avec le synchrocyclotron d'Orsay. L'étude des spectres gamma, des spectres d'électrons de conversion et des coïncidences bidimensionnelles γ-γ a permis de proposer des schémas de niveaux pour ces noyaux de la zone de transition.

Abstract. — The level structures of the N = 89 ^{157}Er and N = 87 ^{155}Er nuclei have been investigated through the decay of ^{157}Tm ($T_{1/2}$ = 3.3 min) and ^{155}Tm ($T_{1/2}$ = 25 s). Mass separated samples were obtained from the ISOCELE 1 on-line separator. Gamma ray spectra, conversion electron spectra and γ-γ bi-dimensional coincidences were examined, and lead to proposed level schemes for these transitional nuclei.

1. **Introduction.** — L'étude des terres rares autour de 89 neutrons présente un intérêt particulier. Ces noyaux sont situés dans la région de transition entre les formes sphérique et déformée. On peut donc s'attendre à ce qu'ils présentent des caractères très spécifiques.

Ainsi, les phénomènes expérimentaux observés dans ^{151}Sm (N = 89) ont été interprétés comme révélant une coexistence de formes sphérique et déformée [1, 2] et des coexistences de déformations différentes ont été notées dans le spectre de niveaux de ^{151}Gd (N = 87) [3, 4]. Les erbiums de masse inférieure à 159 font partie de cette catégorie de noyaux. Cependant, du fait de la courte période (inférieure à 4 min) des noyaux père de thulium, peu d'informations étaient disponibles en ce qui concerne les schémas de niveaux des noyaux d'erbium. Seules avaient pu être obtenues les informations fournies par les réactions du type (IL, xn) qui montraient l'existence de bandes découplées bâties sur l'état $i_{13/2}$ [5, 6]. Ce travail présente donc les premiers résultats de radioactivité concernant les niveaux de ^{157}Er et ^{155}Er.

2. **Méthodes expérimentales.** — Ce travail a été réalisé auprès du séparateur en ligne ISOCELE 1 [7] à Orsay. Les isotopes actifs du thulium étaient produits à partir de la réaction Er (p, xn) Tm au synchrocyclotron (157 MeV), la cible étant constituée d'un alliage d'erbium naturel et de Cu [8]. Les ions séparés en masse étaient collectés sur un système de transport à bande, puis déplacés, après un temps convenablement choisi, devant les différents détecteurs. Ainsi pouvait-on optimiser l'activité désirée, soit celle du thulium lui-même, soit celle de ses descendants, en faisant varier les temps de collection, d'attente et de mesure. Il est cependant à noter que, du fait de la faible différence entre la température de volatilisation du thulium et celle de ses descendants, les sources de thulium comportaient, en fin de collection, une quantité non négligeable des isobares Er, Ho, Dy, Tb, collectés dans le même temps. Ceci se traduit par une grande complexité des spectres et par une difficulté plus grande d'analyse, accentuée par le fait que la décroissance des noyaux d'erbium 157 et 155 sur les niveaux des holmiums correspondants n'est pas bien connue.

Nous avons réalisé plusieurs expériences pour l'étude des spectres γ directs et des coïncidences multidimensionnelles γ-γ (2 048 × 2 048 canaux). Pour cela, nous avons utilisé un détecteur Ge(Li) de type planaire (0,9 keV à 122 keV) associé à un détecteur Ge(Li) coaxial de 25 cm^3 de volume (2,9 keV à 1,3 MeV). Les événements en coïncidences, codés sur un mot de 32 bits, sont stockés sur une bande

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:01977003805043500

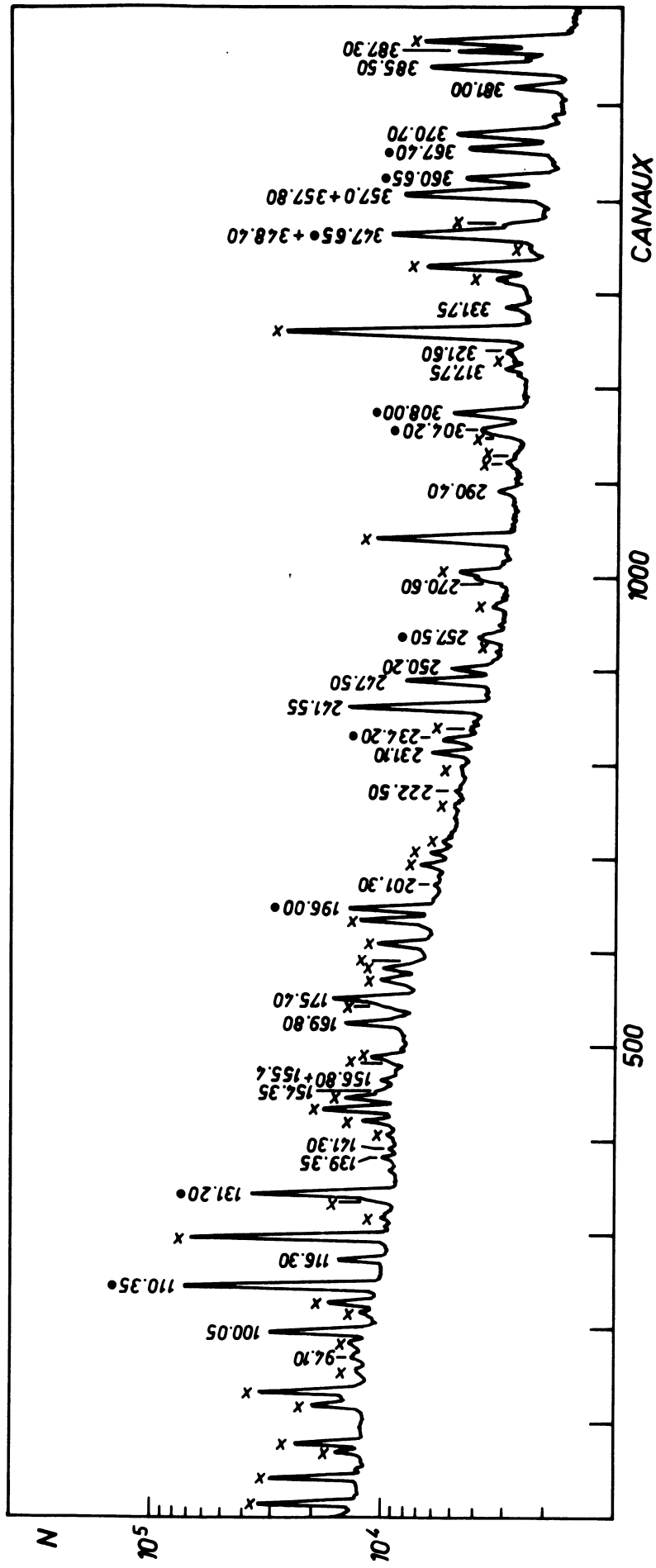

FIG. 1. — Spectre γ de basse énergie observé lors de la décroissance de ^{157}Tm. Les X désignent les transitions attribuées aux seuls descendants ; les • celles, mélangées, qui appartiennent à la fois à ^{157}Tm et à ses isobares.

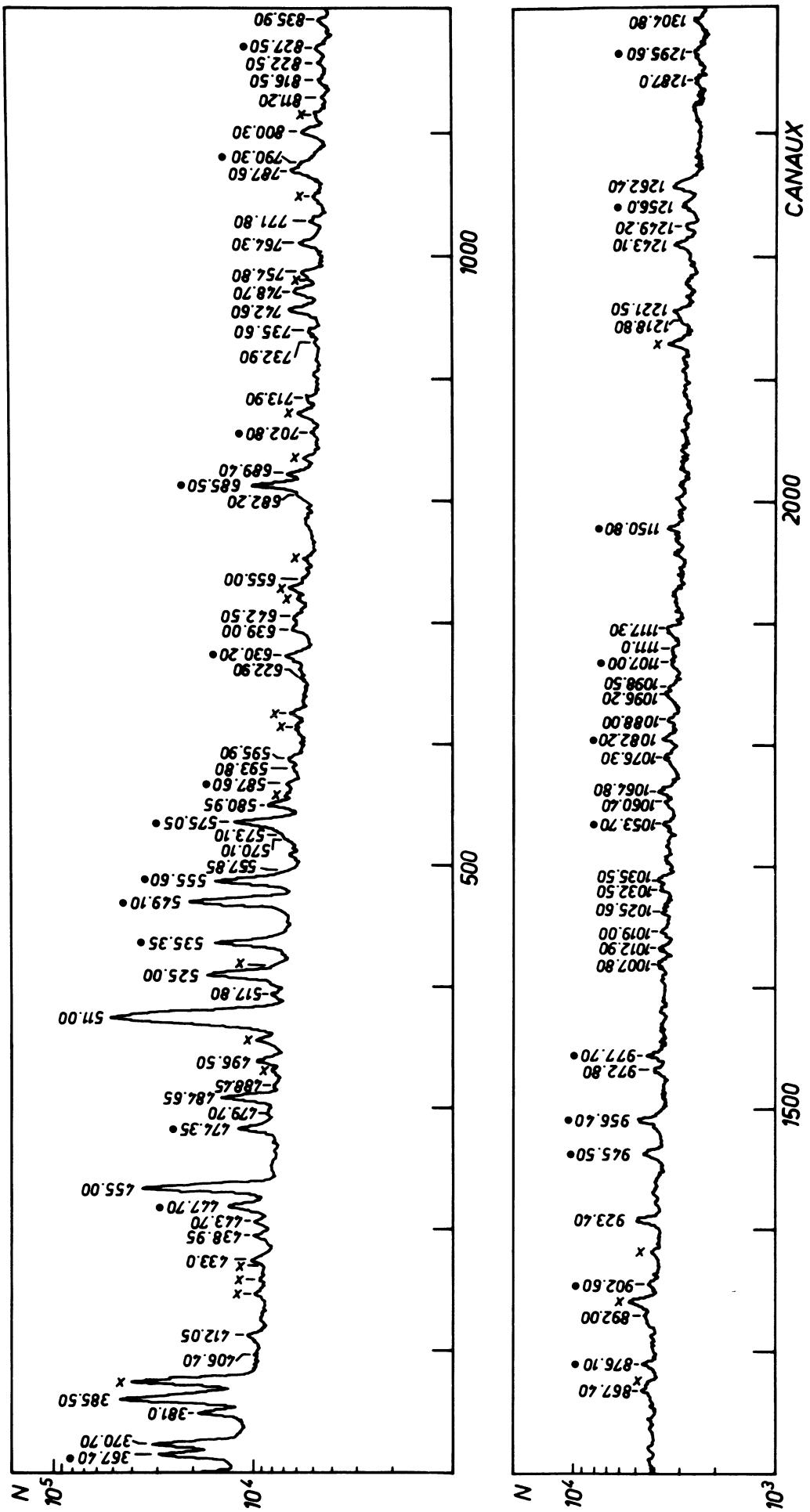

FIG. 2. — Spectre γ de haute énergie de ^{157}Tm. Les conventions sont les mêmes que pour la figure 1.

TABLEAU I

Transitions attribuées à la décroissance de ^{157}Tm *sur les niveaux de* ^{157}Er

TABLEAU I*a*

Energies inférieures à 580 keV. *Les intensités sont normalisées par rapport à l'intensité du rayonnement de* 455,0 keV. *Les incertitudes sur les coefficients de conversion* α_K *tiennent compte de l'erreur introduite par la normalisation* (*voir paragraphe* 3.1).

Energie des transitions (keV)	Intensité gamma	Intensité des électrons K	Coefficients de conversion K moyen	Multipolarité adoptée
94,10 ± 0,15	1,5 ± 0,5			
100,05 ± 0,05	25,0 ± 2,0	34 ± 8 (L)	0,27 (L) ± 0,11	$M_1 + E_2$
110,35 ± 0,1	88,0 ± 10,0	145 ± 22 (L) 38 ± 8 (M)	0,3 ± 0,1	$M_1 + E_2$
116,3 ± 0,1	9,0 ± 1,0			
131,2 ± 0,15	40,0 ± 8,0	260 ± 30	1,2 ± 0,5	$M_1 + E_2$
139,35 ± 0,1	2,3 ± 0,3			
141,4 ± 0,15	0,9 ± 0,2			
154,35 ± 0,1	3,2 ± 0,5			
155,4 ± 0,3	1,2 ± 0,4	37 ± 6 (L) 11 ± 1,6 (M)	5,7 (L) ± 3,4 1,7 (M) ± 1	E_3
156,9 ± 0,05	3,2 ± 0,5			
169,8 ± 0,05	18,5 ± 2,0	43 ± 13	0,44 ± 0,22	$M_1 + E_2$
175,4 ± 0,15	30,0 ± 5,0	13 ± 3	0,08 ± 0,04	E_1
196,0 ± 0,05	29,0 ± 5,0	73 ± 14	0,5 ± 0,25	$M_1 + E_2$
201,3 ± 0,05	1,1 ± 0,3			
222,5 ± 0,1	1,3 ± 0,4			
231,1 ± 0,05	10,0 ± 2,0	12 ± 1,2	0,23 ± 0,09	$M_1 + E_2$
234,2 ± 0,2	5,4 ± 1,0			
241,55 ± 0,05	68,0 ± 7,0	75 ± 10	0,24 ± 0,08	$M_1 + E_2$
247,5 ± 0,05	30,0 ± 4,0	< 2,5	< 0,02	E_1
250,2 ± 0,05	12,5 ± 2,0	12 ± 2	0,18 ± 0,08	$M_1 + E_2$
257,5 ± 0,20	3,5 ± 1,0	3,2 ± 0,5	0,17 ± 0,09	$M_1 + E_2$
270,6 ± 0,05	7,5 ± 1,5	< 1	< 0,025	E_1
290,4 ± 0,15	4,7 ± 1,0			
304,2 ± 0,2	7,2 ± 2,0			
308,0 ± 0,2	20,0 ± 4,0	7 ± 1	0,07 ± 0,03	$E_2(+ M_1)$
317,75 ± 0,1	6,0 ± 1,0			
321,6 ± 0,2	6,5 ± 1,0			
331,75 ± 0,1	9,0 ± 1,0	9 ± 1,3	0,19 ± 0,07	M_1
347,65 ± 0,1	25,0 ± 5,0			
348,4 ± 0,15	90,2 ± 15,0	43 ± 5		
357,0 ± 0,15	72,0 ± 10,0			
357,8 ± 0,2	46,5 ± 9,0	31 ± 4,7		
360,65 ± 0,15	40,0 ± 7,0	13 ± 1,9	0,06 ± 0,03	$M_1 + E_2$
367,4 ± 0,2	45,0 ± 6,0	12 ± 1,2	0,05 ± 0,02	$M_1 + E_2$
370,7 ± 0,1	54,0 ± 8,0	< 1,5	< 0,005	E_1
381,0 ± 0,1	20,0 ± 2,0	< 1,5	< 0,01	E_1
385,5 ± 0,1	95,0 ± 10,0	< 2,0	< 0,004	E_1
387,3 ± 0,15	20,0 ± 3,0	8 ± 2,5	0,08 ± 0,05	$M_1 + E_2$
406,4 ± 0,15	4,5 ± 1,0			
412,05 ± 0,1	1,2 ± 0,3			
421,8 ± 0,3	0,8 ± 0,3			
433,0 ± 0,2	2,4 ± 0,4			
438,95 ± 0,1	5,3 ± 1,0			

443,7 ± 0,3	3,5 ± 1,0			
447,7 ± 0,01	4 ± 1			
449,05 ± 0,2	14,0 ± 3,0	3,2 ± 0,7	0,04 ± 0,02	$M_1 + E_2$
455,0 ± 0,15	100,0 ± 3	21 ± 2	0,04 ± 0,01	$M_1 + E_2$
474,35 ± 0,2	13,5 ± 3,0			
479,70 ± 0,35	2,0 ± 0,5			
484,65 ± 0,2	27,0 ± 4,0	2,2 ± 0,3	0,015 ± 0,006	E_2
488,45 ± 0,2	1,2 ± 0,4			
496,5 ± 0,25	10,0 ± 3,0	< 0,4	< 0,008	E_1
525,0 ± 0,15	43,0 ± 6,0	5,8 ± 0,6	0,024 ± 0,007	$M_1 + E_2$
535,35 ± 0,15	36,5 ± 6,0	4,2 ± 0,4	0,021 ± 0,007	$M_1 + E_2$
549,1 ± 0,3	55,0 ± 15,0	1,2 ± 0,2	0,004 ± 0,002	E_1
555,6 ± 0,3	34,0 ± 10,0	3,5 ± 1,7	0,02 ± 0,015	$M_1 + E_2$
557,85 ± 0,1	5,7 ± 1,0	1,3 ± 0,6	0,04 ± 0,025	$M_1 + E_2$
570,1 ± 0,15	2,6 ± 0,8			
573,1 ± 0,1	10,0 ± 1,0			
575,05 ± 0,1	26,0 ± 7,0	< 0,4	< 0,002	E_1
580,95 ± 0,25	10,0 ± 3,0			

TABLEAU I*b*

Energies supérieures à 580 keV.
La normalisation est la même que celle du tableau I*a*.

E_γ (keV)	I_γ	E_γ (keV)	I_γ
587,6 ± 0,15	1,0 ± 0,4	977,7 ± 0,3	5,5 ± 1,5
593,8 ± 0,1	1,2 ± 0,4	1 007,8 ± 0,5	3,3 ± 1,0
595,9 ± 0,1	4,8 ± 1,0	1 013,0 ± 0,4	4,6 ± 1,0
617,6 ± 1,0	1,0 ± 0,5	1 019,0 ± 0,4	4,8 ± 1,0
622,9 ± 0,15	2,4 ± 1,0	1 025,6 ± 0,3	2,5 ± 1,0
630,2 ± 0,2	1,8 ± 0,8	1 032,5 ± 0,4	5,8 ± 1,0
639,0 ± 0,1	7,0 ± 1,5	1 035,5 ± 0,4	8,0 ± 1,5
642,5 ± 0,25	4,7 ± 1,0	1 042,6 ± 0,6	2,7 ± 0,8
655,0 ± 0,3	2,0 ± 1,0	1 053,7 ± 0,5	5,5 ± 2,0
682,2 ± 0,3	3,5 ± 0,7	1 060,4 ± 0,5	5,0 ± 1,5
685,5 ± 0,2	24,0 ± 6,0	1 064,8 ± 0,5	5,5 ± 2,5
689,4 ± 0,2	11,0 ± 3,0	1 076,3 ± 0,4	4,5 ± 1,5
702,8 ± 0,4	2,2 ± 0,6	1 082,2 ± 0,4	6,3 ± 2,0
714,0 ± 0,4	3,0 ± 0,8	1 088,2 ± 0,5	5,0 ± 1,5
718,1 ± 0,3	1,5 ± 0,5	1 096,2 ± 0,5	5,5 ± 1,5
732,9 ± 0,5	1,6 ± 0,6	1 098,4 ± 0,6	5,0 ± 1,5
735,6 ± 0,3	1,5 ± 0,5	1 107,0 ± 0,5	1,4 ± 1,0
742,6 ± 0,2	13,0 ± 3,0	1 111,0 ± 1,0	2,8 ± 1,0
748,7 ± 0,3	12,7 ± 3,0	1 117,4 ± 0,5	8,0 ± 2,0
754,8 ± 0,3	7,6 ± 2,0	1 150,8 ± 0,5	3,7 ± 1,3
764,3 ± 0,2	9,5 ± 3,0	1 218,8 ± 0,4	5,8 ± 1,5
771,8 ± 0,3	3,7 ± 1,0	1 221,5 ± 0,4	8,5 ± 2,0
787,6 ± 0,3	14,0 ± 3,0	1 243,1 ± 0,6	6,0 ± 2,0
790,3 ± 0,3	8,0 ± 1,0	1 249,2 ± 0,8	2,5 ± 1,5
800,3 ± 0,3	10,7 ± 3,0	1 256,0 ± 0,5	4,6 ± 1,5
811,2 ± 0,3	3,3 ± 0,7	1 262,4 ± 0,5	14,8 ± 4,0
816,5 ± 0,4	4,0 ± 0,8	1 287,0 ± 0,5	4,6 ± 1,0
819,7 ± 0,5	1,0 ± 0,5	1 295,6 ± 0,6	2,5 ± 1,0
822,5 ± 0,5	3,5 ± 0,7	1 304,9 ± 0,5	6,1 ± 1,5
827,6 ± 0,5	2,7 ± 1,0	1 336,1 ± 0,6	5,0 ± 2,0
864,5 ± 0,6	2,5 ± 0,5	1 342,4 ± 0,5	6,3 ± 2,0
867,4 ± 0,5	5,5 ± 1,0	1 350,2 ± 0,6	3,4 ± 2,0
876,1 ± 0,5	1,8 ± 1,0	1 370,3 ± 1,0	4,5 ± 2,5
892,0 ± 0,4	4,0 ± 1,0	1 416,4 ± 0,6	5,5 ± 2,5
902,6 ± 0,5	2,5 ± 0,7	1 433,4 ± 0,6	6,5 ± 2,5
923,4 ± 0,3	13,5 ± 3,0	1 438,5 ± 0,6	5,0 ± 1,5
945,5 ± 0,8	8,7 ± 2,0	1 453,2 ± 0,5	4,0 ± 1,0
956,4 ± 0,3	10,0 ± 3,0	1 461,1 ± 0,5	7,5 ± 3,0
972,8 ± 0,4	5,7 ± 1,0	1 579,0 ± 0,6	2,3 ± 1,3

magnétique qui est ensuite traitée par le système ARIEL de l'I.P.N. d'Orsay. L'étalonnage en énergie et en efficacité a été réalisé pour chacun des détecteurs à l'aide de sources de ^{226}Ra et ^{133}Ba. Quant aux spectres d'électrons, ils ont été mesurés à l'aide d'une jonction Si(Li) de 150 × 3 mm^3 (2,8 keV à 624 keV) placée à 15 mm de la source.

3. **Décroissance de ^{157}Tm ($T_{1/2}$ = 3,3 min) [15] sur les niveaux de ^{157}Er.** — 3.1 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Les tableaux I*a* et I*b* contiennent les énergies et intensités des rayonnements attribués à la décroissance de ^{157}Tm sur les niveaux de ^{157}Er. Les intensités sont normalisées par rapport au rayonnement de 455,0 keV. Des spectres caractéristiques sont donnés dans les figures 1 et 2, dans lesquelles les transitions attribuées aux noyaux descendants, produits soit par décroissance soit par extraction directe, sont marquées d'une croix. Leur attribution a été faite en s'appuyant sur les résultats de Boutet [9] en ce qui concerne la décroissance de ^{157}Er ($T_{1/2}$ = 12 min), et de Torrès *et al.* [10] en ce qui concerne la décroissance de ^{157}Ho ($T_{1/2}$ = 36 min).

La figure 3 montre un spectre d'électrons de conversion. La détermination des coefficients de conversion a été faite en comparant ce spectre d'électrons à un spectre γ enregistré simultanément. Ceci nous permet de déterminer un coefficient de normalisation à l'aide des transitions de multipolarités connues dans les noyaux descendants. Cette normalisation a été effectuée en utilisant les valeurs expérimentales des rayonnements de 272,2; 280,0 et 341,1 keV de ^{157}Ho [10], eux-mêmes étant normalisés dans la référence citée sur une transition E_1 de 326,3 keV du descendant ^{157}Tb. Ces transitions sont, parmi les plus intenses de ^{157}Dy, celles dont les raies de conversion sont les moins difficiles à décomposer dans nos spectres complexes d'électrons. Cette normalisation

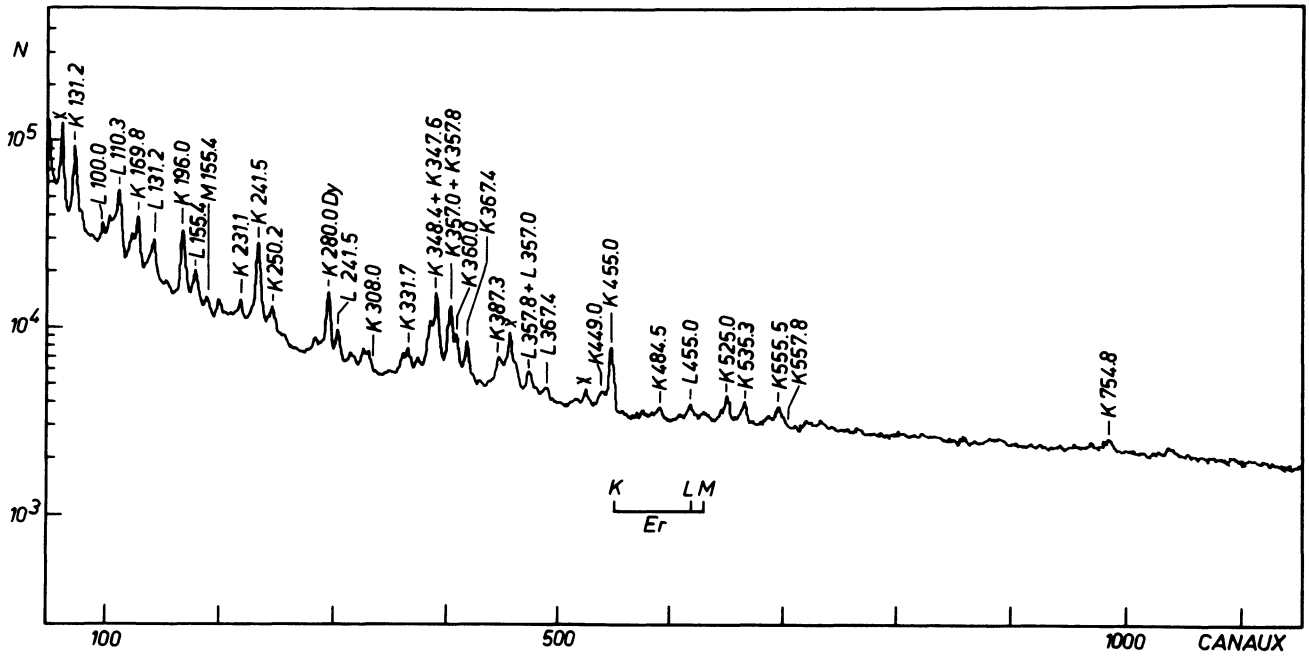

FIG. 3. — Spectre d'électrons de ^{157}Tm obtenu à l'aide d'une jonction Si(Li). Les raies appartenant à la désexcitation ^{157}Tm → ^{157}Er sont identifiées ; celles appartenant entièrement aux descendants sont notées par un X.

introduit une incertitude supplémentaire de 10 % incluse dans l'erreur sur la détermination des coefficients de conversion présentés dans le tableau I*a*.

Le tableau II reproduit les résultats extraits du spectre de coïncidences $\gamma\gamma$, et les transitions placées dans le schéma de niveaux de la figure 4 représentent 70 % de l'intensité totale des γ observés.

3.2 SCHÉMA DE NIVEAUX. — Comme il a déjà été souligné, les seuls résultats connus sur le schéma de niveaux de ^{157}Er ont été obtenus par réaction (ions lourds, *x*n). La bande découplée bâtie sur l'état $i_{13/2}$ est ainsi connue jusqu'au niveau $41/2^+$ [6]. Leigh *et al.* [5] ont montré que cette bande positive se désexcitait par une transition E3 de 156 keV.

Dans le schéma de niveaux basé sur nos propres mesures et proposé dans la figure 4, l'existence d'un niveau à 10,3 keV est déduite de l'interprétation des coïncidences des rayonnements alimentant ce niveau, l'observation directe de cette transition n'étant pas possible dans nos conditions expérimentales.

L'existence du niveau à 35,8 keV est établie par de fortes coïncidences des rayonnements de 196,0 keV et 169,8 keV, avec les rayonnements de 154,3 keV d'une part et de 175,3 keV d'autre part : ces coïncidences suggèrent que les transitions de 196,0 keV et 169,8 keV partent du même niveau (voir Fig. 4). Nous n'avons pas observé le rayonnement de 35,8 keV dont l'intensité, dans nos conditions expérimentales, est inférieure à 0,3 (unités du tableau I). L'alimentation β^+ de ce niveau apparaît donc négligeable. Pour le calcul des valeurs de log *ft* (Fig. 4) nous avons également négligé l'alimentation β^+ du niveau fondamental et du niveau de 10,3 keV. Ces valeurs ont été déterminées en prenant $Q_\beta = 4{,}8$ MeV [12].

Dans nos mesures, nous observons une faible transition de 155,4 keV dont la nature E3 est déterminée par la mesure des coefficients de conversion α_L et α_M (la raie K de la transition de 156 keV est mélangée avec la raie L de la transition de 110 keV très intense). L'observation de cette transition E3 dans la décroissance de ^{157}Tm sur les niveaux de ^{157}Er confirme que la transition de 155,4 keV désexcite l'état $9/2^+$ comme le supposaient Leigh *et al.* [5]. En effet, il semble peu probable que le niveau $13/2^+$ soit alimenté en radioactivité et se désexcite directement à travers cette transition. La désexcitation de cet état $9/2^+$ est d'une grande importance pour la détermination des spins des états de plus basse énergie. En l'absence d'une transition M2, beaucoup plus rapide qu'une transition E3, on peut conclure que les niveaux : fondamental, de 10,3 keV et 35,8 keV, ont un spin inférieur à 5/2, donc $1/2^-$ ou $3/2^-$. Cependant, nos mesures ne nous permettent pas de déterminer sur lequel de ces niveaux l'état $9/2^+$ se désexcite, et sa localisation demeure donc incertaine.

3.3 ELÉMENTS D'INTERPRÉTATION. — 3.3.1 Le spin du niveau fondamental de ^{157}Er a été mesuré par jet atomique [11] et trouvé égal à 3/2. Les configurations vraisemblables pour ce niveau sont $3/2^-$ | 521 | ou $3/2^-$ | 532 |. Le resserrement des deux niveaux à 10,5 et 35,8 keV, (très proches en énergie), avec des spins 3/2 ou 1/2, pose un problème. En effet, les configurations le plus souvent retrouvées dans les isotones voisins sont les suivantes :

— $3/2^-$ | 521 | ; $3/2^-$ | 532 |

— $1/2^-$ | 521 | ; $1/2^-$ | 530 | et les états 3/2 de rotation bâtis sur ces niveaux.

Du fait des forces de Coriolis, trois états 3/2 issus

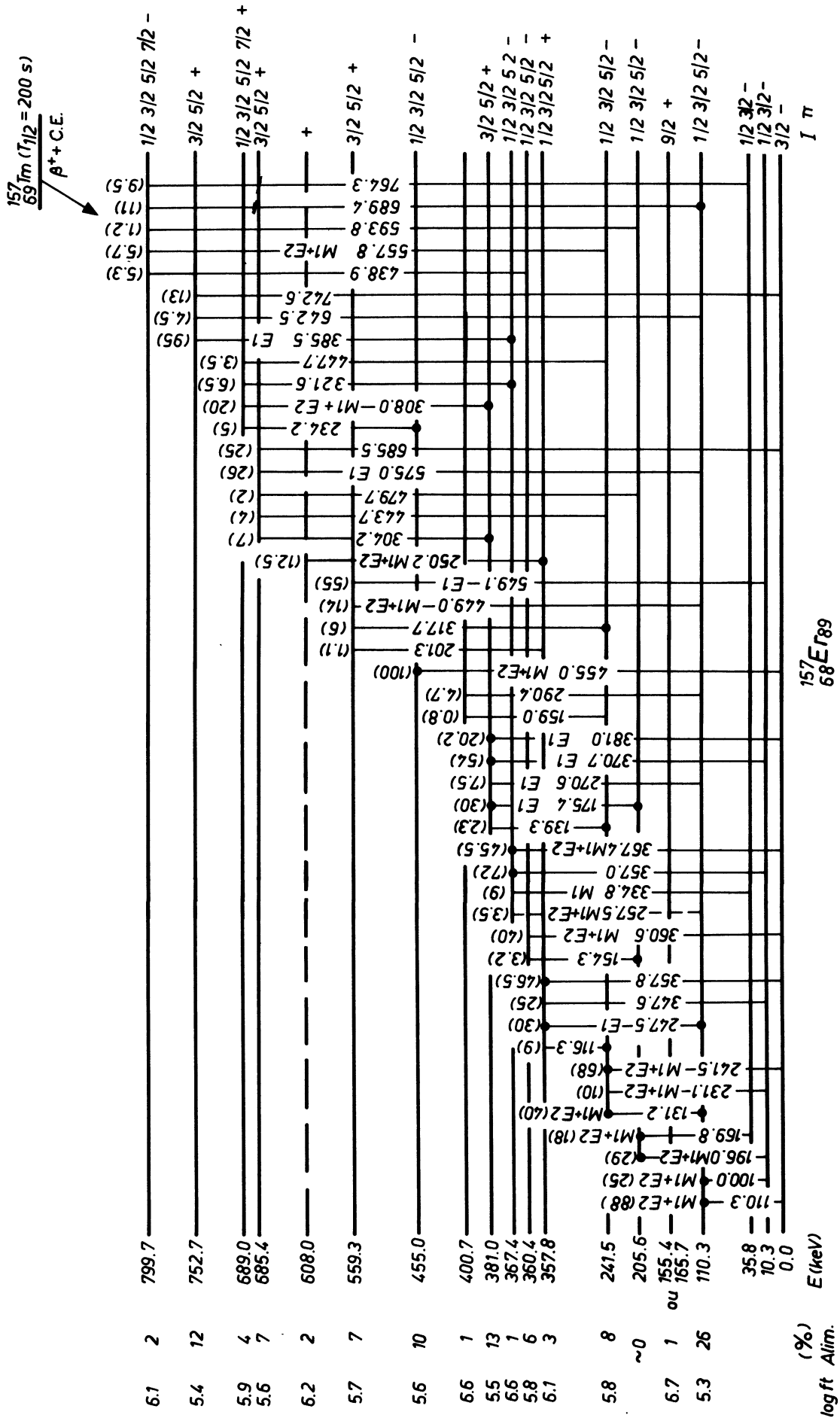

FIG. 4. — Schéma de niveaux de ^{157}Er. Les points portés sur certaines transitions indiquent que des coïncidences ont été observées entre cette transition et des rayonnements situés au-dessus dans le schéma (point en haut) ou au-dessous (point en bas).

TABLEAU II

Tableau des coïncidences observées. Les parenthèses signalent des coïncidences douteuses. Les astérisques désignent des rayonnements appartenant aux descendants. Les coïncidences observées avec des transitions attribuées à ^{157}Tm → ^{157}Er *montrent le caractère double de ces dernières.*

E_γ	Vu en coïncidences avec (keV)								
100,3	131,2	247,5	575,0						
110,3	131,2	247,5	250,2	270,6	290,4	317,7	347,5	(557,8)	575,0
	(642,5)	689,4							
116,3	131,2	110,3	241,5						
131,2	100,0	110,3	116,3	(139,3)	(290,4)	447,7	923,4		
139,3	241,5	(357,0)							
141,4	(175,4)								
154,3	196,0	169,8							
169,8	175,4	308,0							
175,4	169,8	196,0	308,0						
196,0	154,3	175,4							
234,2	455,0								
241,5	106,0*	116,3	125,8*	(139,3)					
247,5	(100,0)	110,3	250,2						
250,2	(110,3)	(116,3)	247,5	357,8					
304,2	370,7								
308,0	169,8	175,4	370,7	(381,0)					
317,7	110,3	(241,5)							
321,6	(357,8)								
347,6	83,5*	(348,4)							
357,0	(139,3)	385,5							
357,8	250,2								
367,4	385,5								
370,7	304,2	308,0							
381,0	308,0								
385,5	357,0	367,4							
447,7	(131,2)								
455,0	234,2								
570,1	(100,0)	110,3	(74,9)*						
642,5	(110,3)	(121)*							
689,4	(110,3)								
923,4	(131,2)								

de ces configurations sont à exclure pour les 3 niveaux de basse énergie : une telle proximité d'états $3/2^-$ est irréaliste. D'autre part, supposer que les niveaux de 10,3 keV et 35,8 keV aient chacun un spin 1/2 conduit à les identifier aux états $1/2^-$ | 530 | et $1/2^-$ | 521 |, ces derniers étant généralement observés à plus haute énergie dans les noyaux voisins. L'examen du schéma de niveaux de la figure 4 montre en outre que si le niveau de 10,3 keV était un état $1/2^-$, les cinq autres niveaux négatifs au-dessous de 242 keV auraient tous un spin $3/2^-$. C'est pourquoi, nous préférons proposer pour les 3 premiers niveaux de ^{157}Er, les spins respectifs $3/2^-$, $3/2^-$ et $1/2^-$ avec les configurations suivantes :

— pour les niveaux : fondamental et à 10,3 keV, un mélange, du fait de l'interaction de Coriolis, des configurations $3/2^-$ | 521 | et $3/2^-$ | 532 | avec des composantes spécifiques à chaque niveau ;

— pour le niveau à 35,8 keV, la configuration $1/2^-$ | 530 |.

Comme corollaire, le niveau de 205,6 keV serait un état $3/2^-$ avec une configuration mélangée 3/2 3/2 | 521 |, 3/2 3/2 | 532 |, 3/2 1/2 | 530 | du fait des forces de Coriolis. Quant au niveau de 110,3 keV, il pose un problème spécifique. Situé sous l'état $9/2^+$, on s'attendrait à ce qu'il ait un spin 3/2 ou 1/2. Cependant, l'existence de trois niveaux intrinsèques à très basse énergie implique que, comme pour les autres isotones à 89 neutrons, plusieurs états rotationnels 5/2 existent à basse énergie, et il n'est pas exclu que le niveau de 110,3 keV soit l'un d'entre eux.

3.3.2 Le schéma comporte deux états aux valeurs de log *ft* particulièrement basses, l'état négatif à 110,3 keV (log *ft* = 5,3) et celui, positif à 752,7 keV (log *ft* = 5,4). Ces valeurs peuvent correspondre à

TABLEAU III

Transitions attribuées à la décroissance de ^{155}Tm sur les niveaux de ^{155}Er. Les parenthèses désignent des rayonnements dont l'attribution à la décroissance de ^{155}Tm est douteuse

Energie des transitions (keV)	Intensité gamma	Energie des transitions (keV)	Intensité gamma
31,5 ± 0,1	80 ± 10	501,1 ± 0,5	20 ± 6
63,8 ± 0,1	50 ± 7,0	518,7 ± 0,4	50 ± 10
88,1 ± 0,2	250 ± 75	(521,0) ± (0,6)	(7,5) ±3
94,5 ± 0,2	2,0 ± 0,5	527,5 ± 0,4	16 ± 3
98,0 ± 0,2	7 ± 2,8	532,0 ± 0,5	305 ± 70
152,0 ± 0,1	100 ± 3	533,3 ± 0,5	78 ± 20
171,6 ± 0,1	28,0 ± 3,8	549,3 ± 0,4	17 ± 5
(196,7) ± (0,2)	(4,0) ± (1,2)	558,0 ± 0,4	7,5 ± 1,5
226,8 ± 0,2	1 500 ± 350	575,7 ± 0,3	30 ± 5
241,6 ± 0,2	14 ± 4,0	583,8 ± 0,4	7,5 ± 3
247,6 ± 0,15	95 ± 14	585,5 ± 0,4	13 ± 5
273,9 ± 0,2	17 ± 34	606,7 ± 0,2	170 ± 34
305,0 ± 0,2	22 ± 5,5	619,7 ± 0,3	24 ± 5
311,6 ± 0,25	9 ± 2,5		
315,3 ± 0,3	36 ± 9		
317,2 ± 0,3	14 ± 4,2		
323,5 ± 0,25	125 ± 31		
327,9 ± 0,4	4,2 ± 2		
328,6 ± 0,4	3 ± 1,5		
331,4 ± 0,4	6 ± 1,8		
379,0 ± 0,3	55 ± 10		
380,1 ± 0,3	20 ± 4		
(385,7) ± (0,5)	(7) ± (3)		
395,7 ± 0,4	9 ± 2,5		
396,8 ± 0,4	6,6 ± 1,5		
433,4 ± 0,25	30 ± 6		
466,8 ± 0,4	5 ± 1,5		
497,0 ± 0,4	21 ± 5		
498,7 ± 0,4	10 ± 5		

des transitions permises, et comme les deux états ainsi alimentés sont de parités différentes, nous aboutissons à une ambiguïté quant à la nature du niveau fondamental du noyau père ^{157}Tm. Cependant, les rayonnements non placés alimentent surtout les niveaux de faible énergie pour lesquels l'incertitude sur les coefficients de conversion et l'erreur dans les différences menant au calcul des peuplements directs sont particulièrement importants. La valeur du log *ft* du niveau de 752,7 keV est donc mieux établie que celle du niveau de 110,3 keV. On peut alors supposer une analogie de structure entre le niveau fondamental de ^{157}Tm, et le niveau à 752,7 keV, de parité positive et de spin 5/2 ou 3/2. La configuration du niveau fondamental de ^{157}Tm serait donc soit $7/2^+$ | 404 | (configuration aussi suggérée pour ^{158}Tm) [14], soit $5/2^+$ | 402 | (configuration adoptée pour ^{159}Tm) [13].

4. **Décroissance de ^{155}Tm ($T_{1/2}$ = 25 s) sur les niveaux de ^{155}Er.** — Ce noyau est le thulium le plus

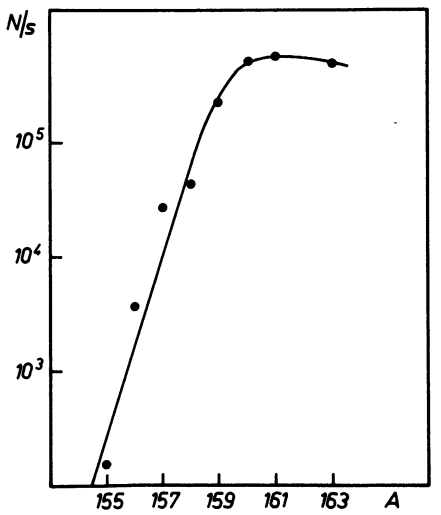

FIG. 5. — Taux d'extraction de thulium à partir d'une cible d'erbium à ISOCÈLE 1. Les unités en ordonnée sont exprimées en noyaux par seconde au niveau des détecteurs.

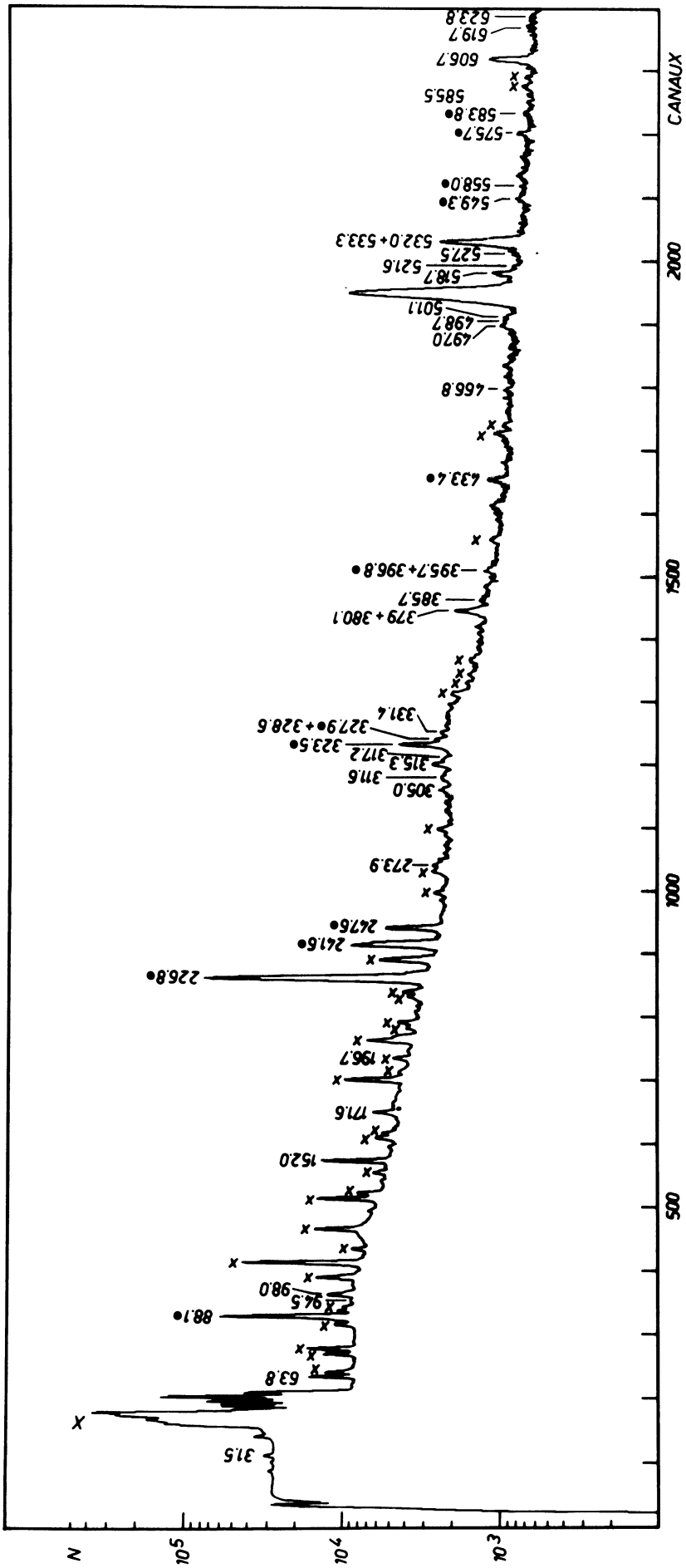

FIG. 6. — Spectre γ de basse énergie observé lors de la décroissance de ^{155}Tm. Mêmes conventions que la figure 1.

TABLEAU IV

Tableau des multipolarités des rayonnements attribués à la décroissance de ^{155}Tm sur les niveaux de ^{155}Er

E_γ keV	I_γ	I_{e_K}	α_K expérimental	Multipolarité adoptée
63,8	50 ± 7	40 ± 5 (M)	0,24 (M) ± 0,11	$M_1 + E_2$
88,1	250 ± 75	440 ± 45 (L)	0,5 (L) ± 0,3	$M_1 + E_2$
152,0	100 ± 3	50 ± 5	0,15 ± 0,05	E_2
171,6	28 ± 4	16 ± 2,4	0,18 ± 0,09	$E_2 + M_1$
226,8	1 500 ± 350	960 ± 50	0,2 ± 0,1	$M_1 + E_2$
247,6	95 ± 14	28 ± 4	0,09 ± 0,05	$E_2 + M_1$
315,3	36 ± 9	6 ± 1	0,05 ± 0,03	$E_2 + M_1$
323,5	125 ± 31	28 ± 1,5	0,07 ± 0,03	$M_1 + E_2$
379,0	55 ± 10	9 ± 1	0,05 ± 0,02	$M_1 + E_2$
532 + 533	383 ± 90	15 ± 1,5		

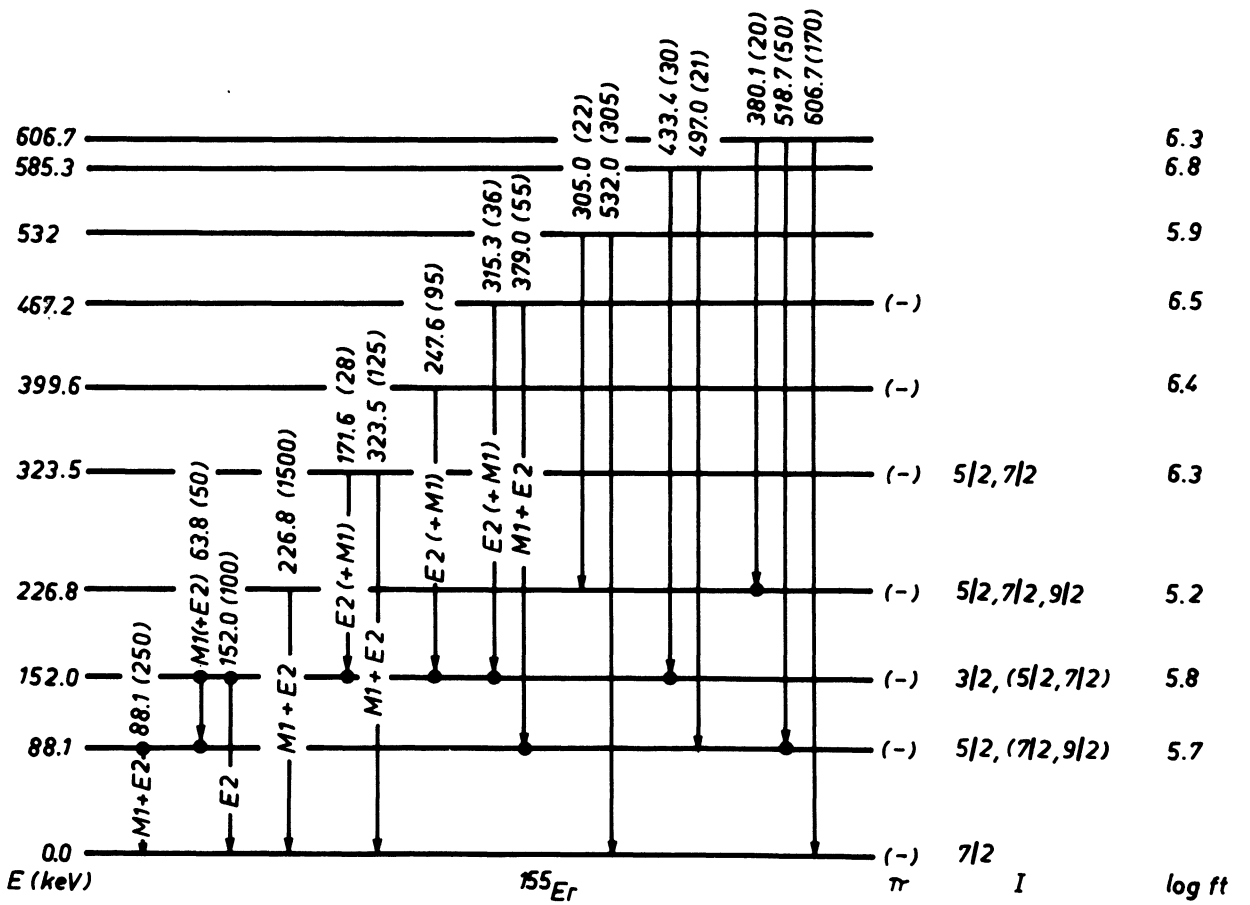

FIG. 7. — Schéma de niveaux de ^{155}Er. Même convention que la figure 4.

déficient en neutrons que nous ayions étudié avec le séparateur ISOCELE 1. En effet, sa période est courte comparée à la période d'extraction des thuliums à partir d'une cible d'erbium qui est de l'ordre de une à trois minutes, tandis que la section efficace de production diminue avec le nombre de masse. Ceci se traduit par une chute de l'activité extraite d'un facteur ~ 10 par rapport à ^{157}Tm [15], comme le montre la figure 5. Néanmoins, de nombreux résultats ont été obtenus pour la première fois et nous avons pu établir un schéma de niveaux préliminaire pour ^{155}Er (N = 87).

TABLEAU V

^{155}Er : *tableau des coïncidences observées*

E_γ (keV)	Vu en coïncidences avec (keV)										
63,8	88,1	171,6	247,6	315,3	433,4	498,7	619,7				
88,1	171,6	247,6	311,6	379,0	422,5*	433,4	452*	501,1	518,7	575,7	619,7
152,0	171,6	247,6	315,3	433,4	619,7						
171,6	88,1	152,0	347,9*								
196,7	379,0 + 380,1										
227,0	379,0 + 380,1		533,1								
315,3 + 317,2	152,0										
532	275,8*	(521,0)	31,5								

4.1 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Le tableau III donne les énergies et les intensités des rayonnements attribués à la décroissance de ^{155}Tm sur les niveaux de ^{155}Er, et un spectre caractéristique est présenté dans la figure 6. Les intensités sont normalisées par rapport au rayonnement de 152,0 keV intense et non mélangé à des transitions des descendants. Celles-ci ont été identifiées en analysant les spectres obtenus avec des sources séparées dans lesquelles ^{155}Tm avait décru. Nos résultats ont été comparés à ceux de Zuber *et al.* [16] sur ^{155}Er ($T_{1/2}$ = 5,3 min), de Torrès *et al.* [17] sur ^{155}Ho ($T_{1/2}$ = 48 min), et de Barat *et al.* [18] sur ^{155}Dy ($T_{1/2}$ = 10 h). On peut remarquer que le rayonnement le plus intense de ^{155}Tm (226,8 keV) a une énergie très voisine du rayonnement le plus intense de ^{155}Dy (227,0 keV).

La période de ^{155}Tm ($T_{1/2} = 25 \pm 4$ s) a été établie à partir des rayonnements de 152 keV et de 532 keV, et sa valeur est différente de celle précédemment admise ($T_{1/2} = 39 \pm 3$ s) [19].

Comme pour ^{157}Er, la détermination des coefficients de conversion a été faite en comparant les spectres d'électrons à des spectres γ enregistrés simultanément. Pour chaque source séparée et collectée, un aiguillage permettait, après accumulation pendant une période (25 s), d'enregistrer deux nouveaux spectres (e^- et γ) pendant une durée équivalente. Ceci rendait possible la normalisation de nos résultats sur ceux, déjà connus, des isobares descendants. Cette normalisation a été effectuée en prenant la valeur expérimentale α_K de la transition de 202,4 keV de ^{155}Dy [17]. Ce rayonnement présente des intensités γ et e^- suffisantes et les décompositions rendues nécessaires par la complexité des spectres sont les moins difficiles à réaliser. Ce choix entraîne une indétermination supplémentaire de 20 % sur la détermination des coefficients de conversion dont il a été tenu compte dans les résultats présentés dans le tableau IV.

Les résultats de l'analyse des spectres de coïncidences bidimensionnelles γ-γ sont reportés dans le tableau V.

4.2 SCHÉMA DE NIVEAUX. — L'ensemble de ces données a servi à construire le schéma de niveaux présenté dans la figure 7. Les valeurs des log *ft* portées sur cette figure doivent être considérées comme des limites inférieures, en l'absence de renseignements concernant l'alimentation directe (β^+ + C.E.) du niveau fondamental.

Le spin du niveau fondamental de l'isotone $N = 87$ voisin : ^{153}Dy a été mesuré 7/2 [24]. Cette valeur et l'examen de la systématique des états de basse énergie des noyaux à 87 neutrons [20, 25] permettraient de proposer également le spin $7/2^-$ pour le niveau fondamental de ^{155}Er. Ce noyau pourrait donc être comparé à $^{147}_{60}$Nd, $^{149}_{62}$Sm et $^{151}_{64}$Gd et comme eux expliqué dans le cadre du modèle sphérique [20, 21]. Cependant, une autre tentative d'explication de $^{151}_{64}$Gd dans le cadre du modèle Rotor + particule [22], donne une séquence de niveaux de bas spin en accord avec l'expérience. Pour ^{155}Er, les données des expériences réalisées dans ce travail ne permettent pas de conclure en faveur de l'une ou l'autre explication. Une étude approfondie des niveaux de haut spin de ^{155}Er par réaction (IL, xn) apportera des informations supplémentaires.

5. **Conclusion.** — Grâce au séparateur en ligne ISOCELE 1 il a été possible de rassembler des résultats nouveaux sur les désintégrations de ^{157}Tm ($T_{1/2}$ = 3,3 min) et ^{155}Tm ($T_{1/2}$ = 25 s). Les données expérimentales nous permettent de proposer les premiers schémas de niveaux de ^{157}Er et ^{155}Er obtenus par radioactivité. En ce qui concerne ^{157}Er, cette étude montre un caractère particulier de ce noyau à 89 neutrons : l'existence de trois niveaux intrinsèques à très basse énergie. Cependant, il est difficile par radioactivité d'identifier les bandes de rotation construites sur ces états.

Quant à l'étude de ^{155}Er, amorcée ici, elle nécessite, pour être poursuivie, une production d'activité plus grande que celle fournie par l'ancien synchrocyclotron d'Orsay et le séparateur ISOCELE 1, en particulier pour l'étude plus complète des spectres d'électrons (spectrographe semi-circulaire) et des probabilités

de transition des niveaux. Ceci pourra être réalisé à l'aide du synchrocyclotron transformé et du nouveau séparateur ISOCELE 2 aux performances accrues [23].

Les auteurs remercient M. Piepenbring pour ses commentaires au cours de ce travail, et toute l'équipe d'ISOCELE pour sa collaboration technique aux expériences.

Bibliographie

[1] GELLETLY, W., CHAPMANN, R., DRACOULIS, G. D., FLANAGAN, S., HARTLEY, A. J., MO, J. N., SCHECK, W., LIEDER, R. M., BEUSCHER, H., DAVIDSON, W. F., NESKAKIS, A. and JAGER, H. M., *J. Phys. G : Nucl. Phys.* **2** (1976) L1.

[2] COOK, W. B., JOHNS, M. W., LØVHØIDEN, G. and WADDINGTON, J. C., *Nucl. Phys.* **A 259** (1976) 461.

[3] KLEINHEINZ, P., SHELINE, R. K., MAIER, M. R., DIAMOND, R. M. and STEPHENS, F. S., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 68.

[4] SMITH, H. J., BURKE, D. G., JOHNS, M. W., LØVHØIDEN, G. and WADDINGTON, J. C., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 944.

[5] LEIGH, J. R., DIAMOND, R. M., MAÏER, K. H., NORDHAGEN, R. and STEPHENS, F. S., UCRL 20426 (1971).

[6] GROSSE, E., STEPHENS, F. S. and DIAMOND, R. M., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 840.
NAKAÏ, K., PROETEL, D., DIAMOND, R. M. and STEPHENS, F. S., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 1380.
BEUSCHER, H., DAVIDSON, W. F., LIEDER, R. M., NESKAKIS, A. and MAYER-BÖRICKE, C., *Nucl. Phys.* **A 249** (1975) 379.

[7] I.P.N. Orsay. Rapport interne 1977.

[8] PUTAUX, J. C., OBERT, J. et AGUER, P., *Nucl. Instrum.* **121** (1974) 615.

[9] RIZK, N. et BOUTET, J., Rapport annuel Grenoble I.S.N. 76.01.

[10] TORRÈS, J. P., PARIS, P. et KILCHER, P., *Nucl. Phys.* **A 185** (1972) 574.

[11] EKSTRÖM, C. and LAMM, I. L., *Phys. Scr.* **7** (1973) 31.

[12] WAPSTRA, A. H. and GOVE, N. B., *Nucl. Data tables* **9** (1971) 267.

[13] STRUSNY, H., TYRROFF, H., HERRMANN, E., MUSIEL, G., BAZNAT, M. I., BEYER, G., YA GROMOV, K., HONUSEK, M., ISLAMOV, T. A., KUZNETSOV, V. V. and SIEBERT, H. U., *Nucl. Phys.* **A 242** (1975) 30.
AGUER, P., BASTIN, G., LIANG, C. F., LIBERT, J., PARIS, P. et PEGHAIRE, A., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **281** (1975) 509.

[14] AGUER, P., LIANG, C. F., LIBERT, J., PARIS, P., PEGHAIRE, A., CHARVET, A., DUFFAIT, R., MARGUIER, G., et la collaboration ISOCÈLE, *Nucl. Phys.* **A 249** (1975) 239.

[15] PUTAUX, J. C., OBERT, J. et LIANG, C. F., International Conference on target techniques for on line isotope separators Aarhus (1975).

[16] ZUBER, J., ZUBER, K., LIATOUCHINSKY, A., PENEV, I. and POTEMPA, A. V., *Proceedings of the XXIV National Conference on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure.* Kharkov (1974).

[17] TORRÈS, J. P., PARIS, P., LECOUTURIER, D. et KILCHER, P., *Nucl. Phys.* **A 189** (1972) 609.

[18] BARAT, J. L. et TREHERNE, J., *Nucl. Phys.* **A 199** (1973) 386.

[19] TOTH, K. S., HAHN, R. L. and IJAZ, M. A., *Phys. Rev.* **C 4** (1971) 2223.

[20] ROUSSILLE, R., PINSTON, J. A., BRAUMANDL, F., JEUCH, P., LARYOZ, J., MAMPE, W. et SCHRECKENBACK, K., *Nucl. Phys.* **A 258** (1976) 257.

[21] LOVHOIDEN, G. and BURKE, D. G., *Can. J. Phys.* **53** (1975) 1182.

[22] HAMMAREN, E., PUHAKKA, P., SIIVOLA, A. and TUURNALA, T., *Z. Phys.* **A 272** (1975) 341.

[23] PARIS, P., BERG, V., CARUETTE, A., OBERT, J., PUTAUX, J. C. et SARROUY, J. L., EMIS 9 — Kiryat Anavim — ISRAEL (1976). N.I.M. **139** (1976) 251.

[24] ROSÉN, A., EKSTRÖM, C., NYQUIST, H. et ADELROTH, K., *Nucl. Phys.* **A 154** (1970) 283.

[25] KLEINHEINZ, P., STEFANINI, A., MAIER, M. R., SHELINE, R. K., STEPHENS, F. S. et DIAMOND, R. M., International symposium on highly excited states in nuclei. Julich 23-26 September 1975.