

ETUDE DE LA DESINTEGRATION DU NOYAU DE TUNGSTENE 187 ⁽¹⁾

F. WIDEMANN et C. SEBILLE

(Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse du
C. N. R. S. — ORSAY (Essonne) — France)

ABSTRACT — The scheme of the levels of Re^{187} fed by the β -decay of W^{187} has been investigated. Added to the two transitions of 746 and 880 keV which have been found with $Ge - Li$ γ spectrometer, an internal conversion study with 180° magnetic spectrometers equipped with preacceleration shows a number of new transitions. Two of them, 7,1 keV and 77,2 keV are tentatively placed on the level scheme. The multipolarities are given with precision through $L_I/L_{II}/L_{III}$ conversion ratios up to 480 keV, where intensity allows it. Uncertainties on certain spins are eliminated through branching ratios calculations. The nature of the 880 keV level is discussed.

RÉSUMÉ — Le schéma des niveaux du Re^{187} alimentés par la radioactivité β du W^{187} a été étudié. S'ajoutant aux deux transitions de 746 et 880 keV déjà trouvées avec un spectromètre γ au $Ge - Li$, une étude en conversion interne à l'aide de spectrographes magnétiques à 180° équipés pour la préaccélération montre un certain nombre de transitions nouvelles. Pour deux d'entre elles, de 7,1 et 77,2 keV, il est proposé une place sur le schéma de niveaux. Les multipolarités sont données avec précision par les rapports de conversion $L_I/L_{II}/L_{III}$ jusqu'à 480 keV pour les transitions assez intenses. Les ambiguïtés sur certains spins sont levées par des calculs de rapports d'embranchement. La nature du niveau de 880 keV est discutée.

INTRODUCTION

Le noyau de rhénium 187, avec 75 protons et 112 neutrons, est, avec le rhénium 185, le moins déformé de la région $150 < A < 190$, sa déformation à l'équilibre étant $\delta = 0,19$ (1). Il est donc à la limite d'application du modèle unifié et l'on peut penser en particulier que

(*) Reçu le 1 octobre 1966.

l'approximation du couplage fort n'est plus tout à fait valable. La connaissance précise de son schéma de niveaux présente donc un grand intérêt.

Bien que la désintégration $W^{187} \rightarrow Re^{187}$ ait été étudiée par de nombreux auteurs (8 à 55), plusieurs points du schéma de niveaux du Re^{187} restent controversés. Nous avons repris l'étude de cette transmutation en spectrométrie β et γ de haute résolution et observé, en préaccélération des électrons, la totalité du spectre de conversion interne de très basse énergie qui n'avait pas été étudié en dessous de 23 keV.

1. TRAVAUX ANTERIEURS

Les premières études importantes ont été faites par J. M. CORK et coll. (13) en 1952, V. S. DUBEY et coll. (14) en 1957 et M. VERGNES (16) (17) en 1959. Tous ces auteurs, s'ils sont en bon accord sur les transitions les plus intenses, donnent des schémas de niveaux différents (celui de M. VERGNES est basé sur des expériences plus variées et la séquence des premiers niveaux est en accord avec celle des plus récents auteurs).

Un progrès important a été réalisé par C. J. GALLAGHER et coll. (18) en 1960; ils proposent, à partir de résultats de diffraction cristalline, de conversion interne et de corrélations angulaires, un schéma qui, bien qu'incomplet, est encore la base adoptée actuellement. Cette étude venant peu après l'élaboration du modèle de BOHR et MOTTELSON (2) et les calculs de NILSSON (3), GALLAGHER et coll. donnent une interprétation suivant ce modèle. Mais ils se heurtent à des difficultés pour expliquer tout le schéma en termes de niveaux de particules et bandes de rotation, et suggèrent que deux niveaux, situés à 511 keV et 686 keV, soient des niveaux γ — vibrationnels. (Dans le même temps NATHAN et POPOV (35) proposaient une interprétation semblable pour des niveaux aperçus au cours d'une expérience d'excitation coulombienne dont nous reparlerons par la suite). Le Re^{187} aurait donc été le premier noyau déformé impair dans lequel on aurait mis en évidence des niveaux vibrationnels (on a identifié depuis de tels niveaux dans d'autres noyaux impairs, fig 13). D'autre part, ils ne peuvent souvent choisir entre plusieurs valeurs du spin des niveaux.

Deux études en coïncidences γ — γ ont été faites par R. G. ARNS et N. L. WIEDENBECK (20) en 1960 et W. MICHAELIS (26) en 1963 (complétées par des mesures de corrélations angulaires pour ceux-là), ils sont en désaccord, aussi bien sur le schéma de niveaux que sur

l'existence d'un grand nombre de transitions faibles. K. M. BISGÅRD et coll. (22) (47), ayant effectué des mesures à l'aide d'un spectromètre du type «orange» ainsi que des coïncidences $\gamma - \gamma$ et $\beta - \gamma$, adoptent avec peu de modifications le schéma de GALLAGHER et coll. (18) et proposent un niveau supplémentaire. K. M. BISGÅRD et coll. (49) ont récemment présenté, lors du Congrès de Moscou, des résultats d'excitation coulombienne (p, p') et (d, d') non encore publiés.

Nous citerons aussi des expériences d'excitation coulombienne par des protons (27 à 34) et par des particules α par O. NATHAN et V. I. POPOV (35).

Des mesures de vie moyenne ont été faites par différents auteurs (36 à 42); en particulier les résultats de H. A. VARTAPETIAN (38), YU. SHUBNY, D. K. KAIPOV et R. B. BEGJANOV (40), et U. HAUSER, G. KNISSEL et J. MORITZ (41) les amènent à rejeter l'interprétation vibrationnelle d'un niveau. Au contraire, la mesure de H. LANGHOFF (39) et celles plus récentes de H. ABOU-LEILA, N. PERRIN, et F. WIDEMANN (42) et de SALLING (76) sont en faveur de cette interprétation.

2. PREPARATION DES SOURCES

Les niveaux du Re^{187} sont alimentés par la désintégration β du W^{187} de période 24,1 h (13). Le Re^{187} se désintègre lui-même par voie β avec la période de 6.10^{10} ans-vers le niveau fondamental de l' Os^{187} stable.

Le W^{187} est formé par capture radiative de neutrons thermiques par le W^{186} , la section efficace de la réaction étant $\sigma_0 = 40$ barns pour l'isotope W^{186} pur, et $\sigma_1 = 9,65$ barns si l'on considère le mélange isotopique naturel.

Les sources pour spectromètre β semi-circulaire étaient constituées par un dépôt de tungstène naturel sur feuille d'aluminium formé par évaporation sous vide, l'évaporation étant obtenue en faisant passer dans un fil de tungstène de diamètre 1 mm un courant de 70 ampères sous 3 volts. On recueillait le tungstène sur des feuilles d'aluminium de pureté 99,99 % ayant la dimension des porte-sources des spectromètres (8×25 mm) et de $\frac{1}{100}$ et $\frac{2}{100}$ mm d'épaisseur, maintenues dans un support d'aluminium dont la fente donnait aux dépôts les dimensions de 2×21 mm et 3×21 mm. Les dépôts que nous avons utilisés avaient des masses superficielles allant de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ à

300 μ g/m². Afin d'obtenir une intensité suffisante avec une bonne résolution, nous avons renouvelé dans certains cas jusqu'à cinq fois la source en conservant le même film.

Les dépôts étaient irradiés à la pile EL3 de Saclay par un flux de 2.10^{13} n/cm²/sec pendant des périodes allant de 2 à 3 jours. Les seuls autres isotopes susceptibles de se former étaient le W^{181} et le W^{185} . Or, le W^{185} se désintègre vers le niveau fondamental du Re^{185} , stable (71), avec la période de 74 jours, et n'intervenait donc que par un spectre β - continu peu intense, et le W^{181} se désintègre vers le Ta^{181} , stable, avec la période de 130 jours. La section efficace de la réaction $W^{180} (n, \gamma) W^{181}$ étant inférieure à 20 barns pour l'isotope W^{180} pur et l'abondance isotopique du W^{180} étant de 0,14 % (contre 28,41 % pour le W^{186}), le rapport de l'activité du W^{181} à celle du W^{187} était inférieur à

$$\frac{n(W^{180}) \sigma(W^{180}) \lambda(W^{181})}{n(W^{186}) \sigma(W^{186}) \lambda(W^{187})} = \frac{0,14 \times 20 \times 1}{28,41 \times 40 \times 130} = 1,9 \cdot 10^{-4}$$

D'autre part, nous n'utilisons les sources que pendant les trois jours qui suivent la fin de l'irradiation, et nous avons effectué des poses plusieurs semaines après, vérifiant ainsi qu'il n'apparaissait sur les clichés aucune raie du W^{181} , ni d'aucun des éléments indiqués par l'analyse spectroscopique du tungstène et de l'aluminium sur lequel il était déposé (l'aluminium lui-même ne produisant qu'un isotope de 2,20 mm de période que nous laissons décroître pendant au moins deux heures). Nous n'étions donc gênés par aucune activité parasite.

Etant données ces circonstances, nous avons pu utiliser du tungstène naturel, qui présentait le grand avantage de pouvoir être fourni sous forme de fil métallique permettant l'évaporation sous vide d'une manière extrêmement simple, ce qui assurait à la fois une meilleure homogénéité et une épaisseur de dépôt aisément contrôlable (proportionnelle au temps de dépôt pour une intensité donnée).

3. TECHNIQUES DE MESURE

Le spectre de conversion interne a été observé dans trois spectrographes semi-circulaires à détection photographique dont les inductions respectives étaient 61, 128 et 380 gauss; le premier était muni d'un dispositif de préaccélération des électrons (5) (6) (73), la tension utilisée au cours de cette étude étant de 10 kV.

L'étalonnage en énergie a été effectué à l'aide des raies de conversion correspondant aux transitions mesurées au cristal courbe par I. MARKLUND et B. LINDSTRÖM (51).

$$71,995 \pm 0,004 \text{ keV}$$

$$134,237 \pm 0,009 \text{ keV}$$

$$479,56 \pm 0,13 \text{ keV}$$

$$685,50 \pm 0,30 \text{ keV}$$

Nous avons utilisé, pour l'étalonnage des énergies électroniques inférieures à 45 keV, le dépôt actif du radon 220 (thoron).

Les intensités ont été mesurées avec un microdensitomètre Vassy (C.D.C.). Nous avons effectué une correction de luminosité inversement proportionnelle au rayon des trajectoires électroniques et, entre 20 et 200 keV, une correction d'efficacité de l'émulsion photographique en fonction de l'énergie des électrons obtenue en comparant, pour les raies les plus intenses (ou groupes de raies), nos résultats à ceux obtenus par BISGARD et coll. (22) avec un spectromètre «orange». L'imprécision due à cette méthode atteint 20 % entre 20 et 200 keV, mais elle est négligeable lorsqu'on considère les rapports des raies L, entre elles, à partir desquels nous avons déterminé la multipolarité des transitions de cette région. Nous n'avons pas observé de raies électroniques entre 200 et 400 keV. Au-dessus de 400 keV, nous avons supposé l'efficacité indépendante de l'énergie, et n'avons plus fait de correction. Lorsqu'une préaccélération avait été employée, nous avons utilisé les résultats de F. GAUTIER (77) pour tenir compte de la variation de densité due à cet effet.

Nous avons essayé de déterminer la multipolarité des transitions de la manière la plus précise, c'est-à-dire à partir des rapports d'intensité des raies L entre elles, ce qui a été possible jusqu'à 480 keV. Au-dessus de cette énergie, nous avons comparé le spectre de conversion interne au spectre γ pour obtenir les coefficients de conversion absolus des transitions.

Les coefficients de conversion théoriques utilisés sont ceux des tables de SLIV et BAND (52), et pour une transition de très basse énergie (7 keV) les coefficients calculés par O'CONNELL et CAROLL (63) pour des valeurs voisines du seuil de conversion.

Le spectre γ avait été étudié en collaboration avec R. HENCK, L. STAB et P. SIFFERT (46) avec une jonction au germanium appartenant au Laboratoire de Chimie Nucléaire de Strasbourg (72).

4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1^o) LE SPECTRE γ

Les résultats concernant la spectrométrie γ ont déjà été publiés (46) (73). Nous représentons ici une partie du spectre obtenu (fig. 1 et 2) comparé aux résultats de DJELEPOV et coll. (19) qui avaient observé les photoélectrons émis par un radiateur d'or (fig. 3).

2^o) LE SPECTRE DE CONVERSION INTERNE

a) Les spectres Auger et Coster-Krönig

Au cours de l'étude du spectre d'électrons de basse énergie de la transmutation $W^{187} \rightarrow Re^{187}$, nous avons été amenés à étudier le spectre Auger du rhénium afin de déceler les raies nucléaires éventuellement situées dans cette région.

Les énergies ont été calculées d'après la formule de BERGSTRÖM et HILL (55).

$$E_z(V_o, XY) = E_z(V_o) - E_z(X) - E_{z+\Delta z}(Y)$$

— V_o étant la couche où la vacance initiale a été produite

— X et Y étant les couches plus externes d'où provient le réarrangement, un électron venant combler la vacance initiale, l'autre étant extrait du noyau avec l'énergie résiduelle.

L'électron Auger provient d'un atome de charge Z ionisé dans une couche extérieure; on tient compte empiriquement de l'effet d'écran dû à cette ionisation en considérant l'énergie de liaison $E_{z+\Delta z}(Y)$ d'un atome neutre fictif de charge $Z + \Delta Z$.

N'ayant pas de données plus précises, nous avons pris $\Delta Z = 1$ pour le spectre Auger L , et les valeurs déterminées par J. O. NEWTON (61) pour le spectre Auger K . Soit — pour KLL , $\Delta Z = 0,48$ pour les vacances L_I et L_{II} , et $\Delta Z = 0,71$ pour L_{III} ; pour XLX , $\Delta Z = 0,75$ pour toutes les vacances L .

L'interprétation du spectre Auger L (44) a été faite en comparant les intensités visuelles de nos films à celles données par SANT'ANA DIONÍSIO (59) et J. SUJKOWSKI et H. S. SLÄTIS (60) pour $Z = 83$. Les résultats sont très cohérents (tableau 1).

Les spectres Coster-Krönig et Auger M ont été observés sous forme de bandes. On trouve dans le spectre Auger M des maxima

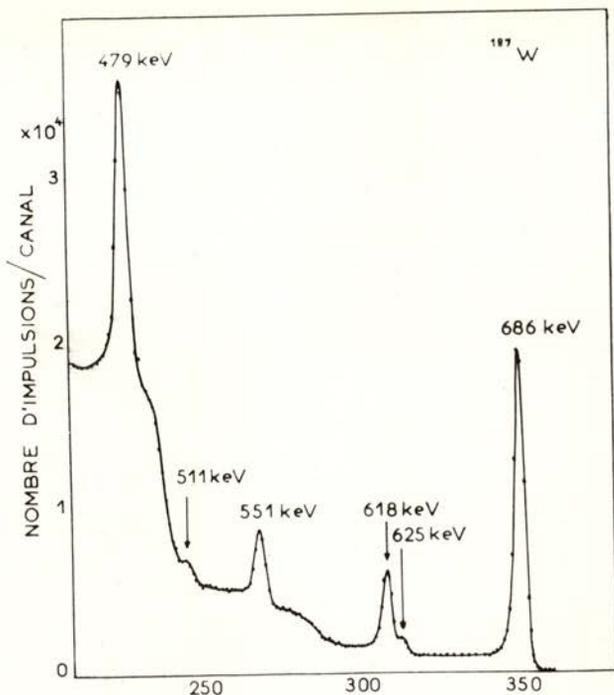


Fig. 1

Spectre γ — avec un détecteur germanium-lithium

C. SEBILLE, F. WIDEMANN, R. HENCK, L. STAB et P. SIFFERT
 C. R. Acad. Sc. Paris, 260, 3926, 1965.

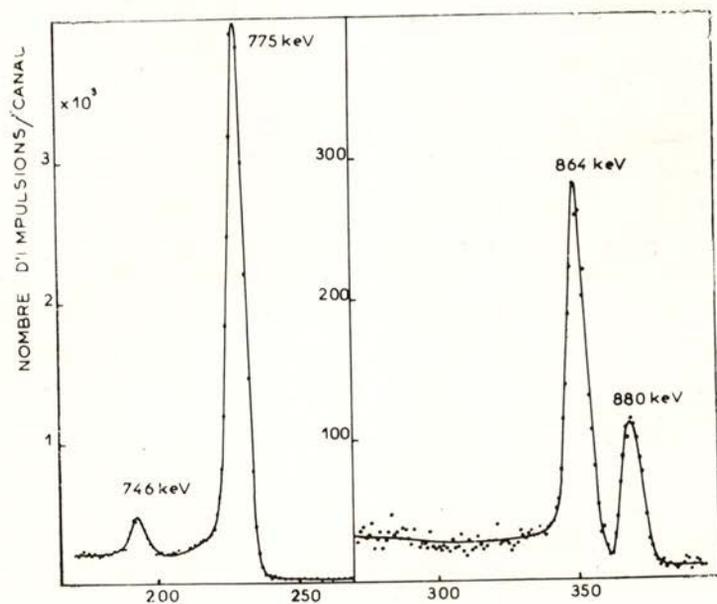


Fig. 2

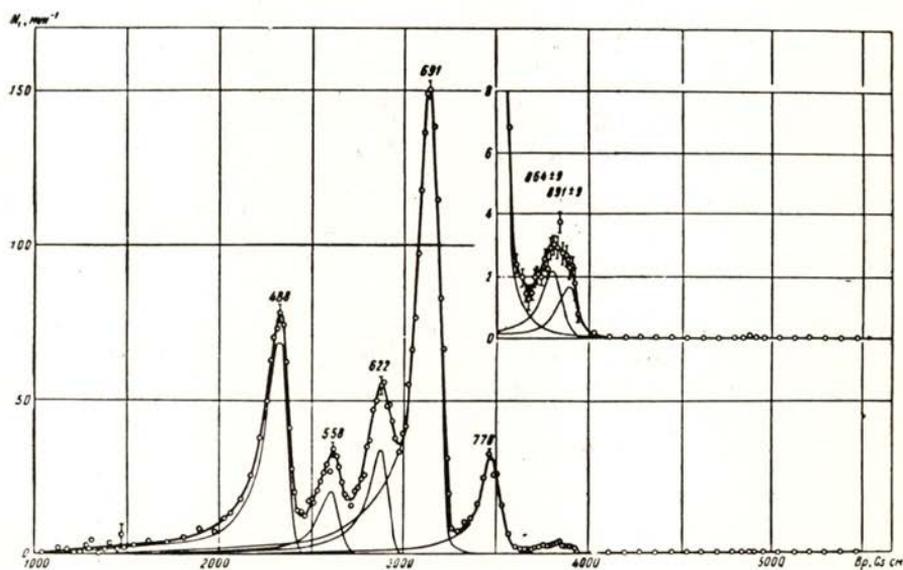


Fig. 3

Spectre de conversion externe de DZELEPOV et coll. (19)

TABLEAU 1

 Spectre Coster-Krönig et Auger *M* et *L*

E_{exp} (keV)	Interprétation	E calculé ($\Delta Z=1$) (keV)	I exp	I Dioniso $Z=83$	I Seätis $Z=83$
0-0,13. . .	Coster-Krönig				
0,22-1,84. . .	Auger <i>M</i>				
5,14	$L_{III}M_I M_{III}$	5,15	<i>tf</i>	<i>tf</i>	<i>tf</i>
5,40	$L_{III}M_{II}M_{III}$	5,40	<i>tf</i>	<i>f</i>	<i>f</i>
5,68	$L_{III}M_I M_V$	5,65	<i>f</i>	<i>tf</i>	<i>tf</i>
	$L_{III}M_{III}M_{III}$	5,72		<i>m</i>	—
5,88	$L_{III}M_{II}M_{IV}$	5,82	<i>tf</i>	<i>m</i>	<i>f</i>
	$L_{III}M_{II}M_V$	5,90		<i>tf</i>	<i>tf</i>
6,22	$L_{III}M_{III}M_{IV}$	6,14	<i>F</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
	$L_{III}M_{III}M_V$	6,22		<i>m</i>	<i>m</i>
6,63	$L_{III}M_{IV}M_V$	6,55	<i>tF</i>	<i>tF</i>	<i>tF</i>
	$L_{III}M_V M_V$	6,70		<i>tF</i>	<i>F</i>
6,89	$L_{II}M_{II}M_{III}$	6,83	<i>tf</i>	<i>f</i>	<i>f</i>
7,39	$L_{II}M_{II}M_V$	7,32	<i>f</i>	—	<i>f</i>
	$L_I M_{II} M_{III}$	7,39		<i>f</i>	—
7,62	$L_{II}M_{III}M_{IV}$	7,57	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
	$L_I M_I M_V$	7,64		<i>m</i>	—
7,96	$L_{II}M_{IV}M_{IV}$	7,98	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
8,08	$L_{II}M_{IV}M_V$	8,05	<i>tF</i>	<i>tF</i>	<i>tF</i>
8,37	$L_I M_{III} M_V$	8,20	<i>m</i>	<i>m</i>	—
	$L_I M_{IV} M_{IV}$	8,55		<i>m</i>	—
8,54	$L_{III}M_V N_{VI,VII}$	8,60	<i>m</i>	—	<i>m</i>
	$L_I M_{IV} M_V$	8,61		—	<i>f</i>
9,06	$L_{II}M_I N_{VI,VII}$	8,98	<i>f</i>	—	<i>f</i>
	$L_{II}M_{III}N_{II}$	9,05		—	<i>tf</i>
9,34	$L_I M_I N_{IV}$	9,31	<i>tf</i>	—	<i>tf</i>
	$L_{II}M_{III}N_{IV}$	9,32		—	<i>tf</i>
9,58	$L_{II}M_V N_I$	9,42	<i>tf</i>	—	—
9,80	$L_{III}N_{II}N_V$	9,75	<i>F</i>	—	<i>f</i>
	$L_{II}M_V N_{IV}$	9,79		—	<i>f</i>
10,07	$L_I M_{III} N_{VI}$	10,11	<i>m</i>	—	<i>tf</i>
10,34	$L_{III}N_V N_{VI,VII}$	10,22	<i>tf</i>	—	<i>f</i>
11,56	$L_{II}N_{IV}N_{IV,V}$	11,40	<i>tf</i>	—	<i>f</i>
	$L_{II}N_V N_V$	11,43		—	—

d'intensités pour les énergies suivantes: 0,30, 1,10, 1,30, 1,39 et 1,88 keV, le premier pouvant être interprété comme la raie *K* d'une transition de 72 keV dont nous parlerons dans le prochain paragraphe.

Nous avons observé, entre les spectres Auger *M* et *L*, deux raies d'origine nucléaire que nous tentons d'interpréter dans le prochain paragraphe.

J. O. NEWTON (61) avait déjà étudié le spectre Auger *KLX* du rhénium émis après la transmutation $Os^{188} \rightarrow Re^{188}$. Nous avons comparé dans le tableau 2 nos résultats à ses valeurs expérimentales ainsi qu'aux valeurs déterminées par lui, d'après la formule de Bergström et Hill. J. O. Newton n'ayant pas observé les spectres Auger *KMX* et *KNX*, nous avons comparé nos valeurs d'intensité à celles obtenues par F. A. JOHNSON et J. S. FOSTER (62) pour le spectre Auger *K* de l'argent (les intensités étant normalisées d'après l'intensité KL_1L_1). Un seul groupe de raies est visible sur nos films.

Nos résultats (45) sont en bon accord, tant pour les énergies que pour les intensités relatives ⁽¹⁾. Seule une raie à 56,18 keV a une intensité trop forte, compte tenu de la précision des mesures, pour être interprétée comme une raie Auger seule. Nous en avons déduit qu'une raie nucléaire lui était superposée; nous verrons plus loin qu'elle peut s'interpréter comme la raie *K* d'une transition dont nous avons par ailleurs observé une raie *L* et une raie *M*.

b) *Le spectre de conversion interne*

Nous présentons dans le tableau 3 les énergies et les intensités des raies de conversion interne que nous avons observées ainsi que leur interprétation; l'intensité de la raie *K* de 134 keV a été posée égale à 100. Les figures 4 à 7 montrent les résultats de quelques-uns des microdensitogrammes que nous avons effectués avec leur décomposition, les figures 8 à 10 quelques-uns des clichés obtenus.

5. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons mis en évidence plusieurs transitions nouvelles de 7,1 à 880 keV, porté une attention spéciale à une transition de 72,00 keV interdite par *K*, tenté de donner une détermination précise de certaines multipolarités.

(1) Ces résultats ont été depuis confirmés par BISGÅRD et coll. (47).

TABLEAU 2
Spectre Auger K

Newton $Os \rightarrow Re$		Présent travail ⁽⁴⁵⁾ $W \rightarrow Re$		Interprétation	Calculs théoriques	
E_e	Int	E_e	Int		E_e	Int
46,40	1,0	46,37	(1,0) ± 0,1	$KL_I L_I$	46,40	1,00
47,01	1,4	46,91	1,5 ± 0,15	$KL_I L_{II}$	46,97	1,20
47,51	0,1 ± 0,05	47,41	0,1 ± 0,05	$KL_{II} L_{II}$	47,55	0,15
48,37	1,1	48,35	0,9 ± 0,1	$KL_I L_{III}$	48,37	2,27
48,91	2,0	48,91	1,7 ± 0,15	$KL_{II} L_{III}$	48,93	4,32
50,37	0,95	50,32	0,8 ± 0,1	$KL_{III} L_{III}$	50,36	2,40
56,19	0,44	56,18	0,8 ± 0,15	$KL_I M_I$	56,12	0,31
56,39	0,30			$KL_I M_{II}$	56,38	0,19
				$KL_I M_{III}$	56,71	0,37
56,68	0,62	56,65	0,69 ± 0,15	$KL_{II} M_I$	56,68	0,16
57,30	0,38	57,25	0,55 ± 0,15	$KL_{II} M_{III}$	57,27	0,93
57,71	0,32	57,76	0,39 ± 0,2	$KL_{II} M_{IV}$	57,69	0,055
58,11	0,32			$KL_{III} M_I$	58,11	0,31
58,35	0,59	58,19	0,75 ± 0,2	$KL_{III} M_{II}$	58,37	0,80
58,65	0,60	58,69	0,70 ± 0,2	$KL_{III} M_{III}$	58,70	0,85
60,66	0,16 ± 0,008	60,57	0,61 (1) ± 0,2	$KL_{III} N$	60,60	
				$KM_{II} N_{II}$	66,23	
	0,3 ± 0,2 ⁽²⁾	66,1	0,30 ± 0,15	$KM_{II} M_{III}$	66,56	
				$KM_{III} M_{III}$	66,88	

(1) Superposée à une raie de conversion
(2) Valeur obtenue par Johnson et Foster pour le spectre Auger de l'argent

TABLEAU 3

Spectre de conversion interne

E_{e^-}	E couche électronique	Intensité	E_{e^-}	E couche électronique	Intensité
4,14	7,07 M_I	(a)		114,01 L_{III}	
4,4	7,1 M_{II}	(a)	103,47	+	$\leq 0,04$
23,69	36,22 L_I	$0,56 \pm 0,05$		106,40 M_I	
24,30	36,26 L_{II}	$0,12 \pm 0,01$	106,29	106,92 N	$\leq 0,04$
25,70	36,24 L_{III}	$0,10 \pm 0,01$	108,5	180,2 $K ?$	$\leq 0,04$
26,51	98,19 K	$0,026 \pm 0,01 ?$	110,81	113,74 M_I	$0,07 \pm 0,02$
	ou 38 L		113,6	114,2 N_I	$\leq 0,04$
33,36	36,29 M_I	$0,13 \pm 0,02$	116,3	188,0 K	$\leq 0,04$
33,61	36,29 M_{II}	$0,04 \pm 0,02$	119,6	132,1 L_I	$0,06 \pm 0,02$
34,87	106,55 K	$0,7 \pm 0,07$	121,71	134,24 ^(b) L_I	$15,3 \pm 0,5$
34,25	49,21 L_{II}	$\leq 0,03$	122,28	134,24 ^(b) L_{II}	$2,1 \pm 0,2$
38,59	49,13 L_{III}	$\leq 0,03$	123,70	134,24 ^(b) L_{III}	$0,73 \pm 0,8$
42,03	113,71 K	$1,3 \pm 0,1$	125,2	196,9 K	$\leq 0,02$
44,66	57,19 L_I	$\leq 0,03$		131,7 M_I	
45,16	57,12 L_{II}	$\leq 0,035$	128,8	ou 200,5 K	$\leq 0,02$
45,46	57,99 L_I	$0,05 \pm 0,02$	131,31	134,24 ^(b) M_I	$4,2 \pm 0,2$
46,02	57,98 L_{II}	$0,08 \pm 0,04$	131,59	134,27 M_{II}	$\leq 0,05$
49,56	62,09 L_I	$0,07 \pm 0,03$	133,63	134,26 N	$1,2 \pm 0,1$
50,86	122,24 K	$\leq 0,03$	134,24	134,25 O	$0,4 \pm 0,1$
	ou 63 L		134,52	206,20	$2,0 \pm 0,2$
51,56	62,10 L_{III}	$\leq 0,03$	138,4	210,1 K	$\leq 0,04$
59,47	72,00 ^(b) L_I	$5,5 \pm 0,3$	145,2	216,9 $K ?$	$\leq 0,04$
60,04	72,00 ^(b) L_{II}	$2,6 \pm 0,2$	151,3	223,0 $K ?$	$\leq 0,04$
60,57 ^(c)	132,25 K	$0,32 \pm 0,13$	167,2	238,9 K	$0,31 \pm 0,02$
61,46	72,00 ^(b) L_{III}	$2,8 \pm 0,2$	169,3	241,0 $K ?$	$0,08 \pm 0,02$
62,56	134,24 ^(b) K	100	174,4	246,1 K	$0,24 \pm 0,04$
64,64	77,2 L_I	$0,1 \pm 0,05$	175,3	247,0 $K ?$	$\leq 0,04$
69,07	72,00 ^(b) M_I	$1,3 \pm 0,1$	188,0	259,7 $K ?$	$\leq 0,02$
69,33	72,01 M_{II}	$0,63 \pm 0,05$	193,7	206,2 L_I	$0,48 \pm 0,18$
69,64	72,01 M_{III}	$0,77 \pm 0,05$	194,2	206,2 L_{II}	$\leq 0,06$
70,02	71,97 M_{IV}	$0,19 \pm 0,05$	195,6	206,1 L_{III}	$\leq 0,06$
70,09	71,98 M_V	$0,11 \pm 0,04$	203,2	206,1 M	$0,27 \pm 0,05$
71,36	72,03 N_I	$0,48 \pm 0,05$	209,4	281,1 $K ?$	$\leq 0,04$
71,66	72,04 $N_{II} + N_{III}$	$0,25 \pm 0,05$	214,4	286,1 $K ?$	$\leq 0,04$
71,91	71,99 O_I	$0,15 \pm 0,05$	221,3	293,0 $K ?$	$\leq 0,04$
73,46	145,14 K	$\leq 0,04$	286,4	238,9 L_I	$0,08 \pm 0,03$
	ou 85 L		232,9	245,4 L_I	$0,08 \pm 0,03$
94,04	106,57 L_I	$0,16 \pm 0,02$	407,9	479,6 ^(b) K	$5,9 \pm 0,2$
94,53	106,49 L_{II}	$\leq 0,03$	440,3	512,0 K	$0,15 \pm 0,02$
96,01	106,55 L_{III}	$\leq 0,03$	467,1	479,6 ^(b) L_I	$0,85 \pm 0,08$
101,15	113,68 L_I	$0,35 \pm 0,04$	467,6	479,6 ^(b) L_{II}	$0,43 \pm 0,06$
101,81	113,77 L_{II}	$\leq 0,04$	469,1	479,6 ^(b) L_{III}	$0,27 \pm 0,04$

E_{e^-}	E couche électronique	Intensité	E_{e^-}	E couche électronique	Intensité
476,7	479,6 ^(b) <i>M</i>	$0,35 \pm 0,02$	613,8	685,5 ^(b) <i>K</i>	$1,5 \pm 0,08$
480,2	551,9 <i>K</i>	$0,33 \pm 0,02$	620,8	692,5 <i>K</i>	$\leq 0,08$
499,3	511,8 $L_I + L_{II}$	$\leq 0,04$	673,2	685,7 <i>L</i>	$0,30 \pm 0,03$
538,5	551,0 $L_I + L_{II}$	$\leq 0,05$		745 <i>K</i>	
546,7	618,4 <i>K</i>	$3,0 \pm 0,15$	682,6	685,5 <i>M</i>	$0,08 \pm 0,02$
548,5	620,2 <i>K</i>	$\leq 0,1$	685	686 <i>N</i>	$\leq 0,04$
550,3	622,0 <i>K</i>	$\leq 0,1$	691	763 <i>K</i>	$0,06 \pm 0,02$
551,2	622,9 <i>K</i>	$\leq 0,1$	701,0	772,7 <i>K</i>	$1,2 \pm 0,06$
553,8	625,5 <i>K</i>	$\leq 0,1$	760	772,5 <i>L</i>	$0,20 \pm 0,03$
569,4	641,1 <i>K</i>	$\leq 0,08$	770,2	773,1 <i>M</i>	$0,05 \pm 0,01$
597,3	669,0 <i>K</i>	$\leq 0,08$	792	864 <i>K</i>	$0,08 \pm 0,02$
605,7	618,2 <i>L</i>	$0,46 \pm 0,04$	807	879 <i>K</i>	$0,016 \pm 0,005$
613,5	626,0 <i>L</i>	$\leq 0,02$			

$$(a) \frac{M_I}{M_{II}} \geq 5$$

(b) Ces raies ont été prises comme étalons d'énergie, le rayonnement correspondant ayant été mesuré au cristal courbe.

(c) Raie superposée à $K L_{III} N$.

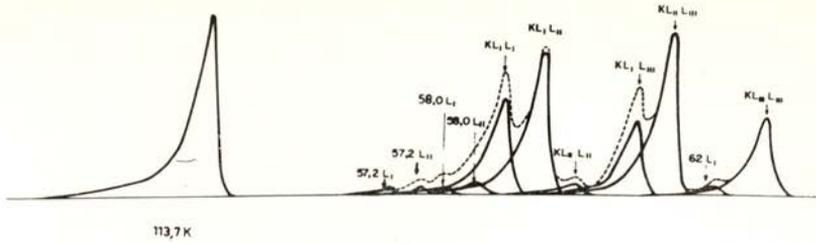


Fig. 4

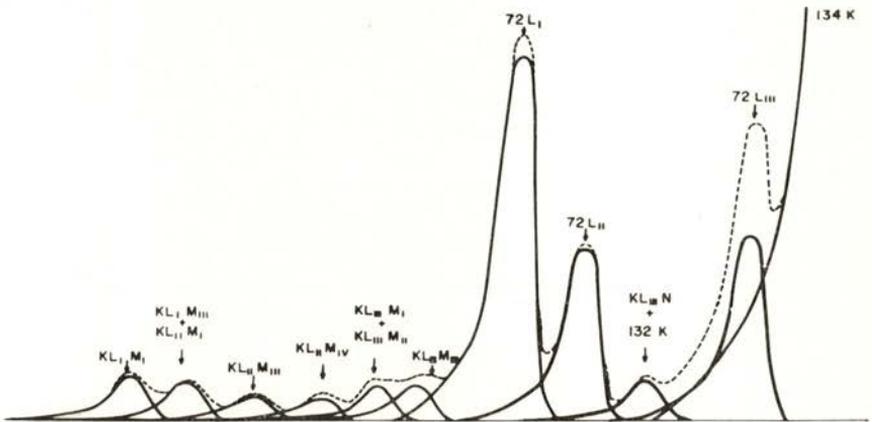


Fig. 5

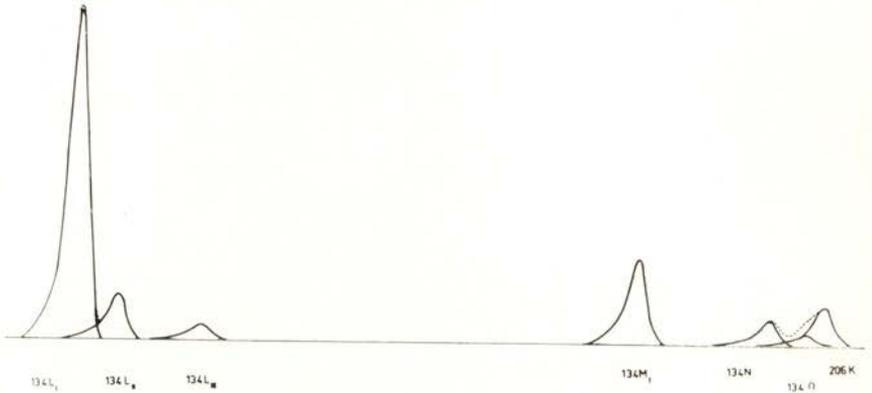


Fig. 6

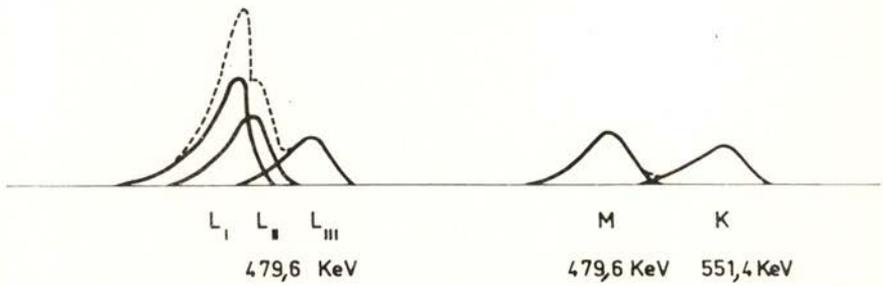
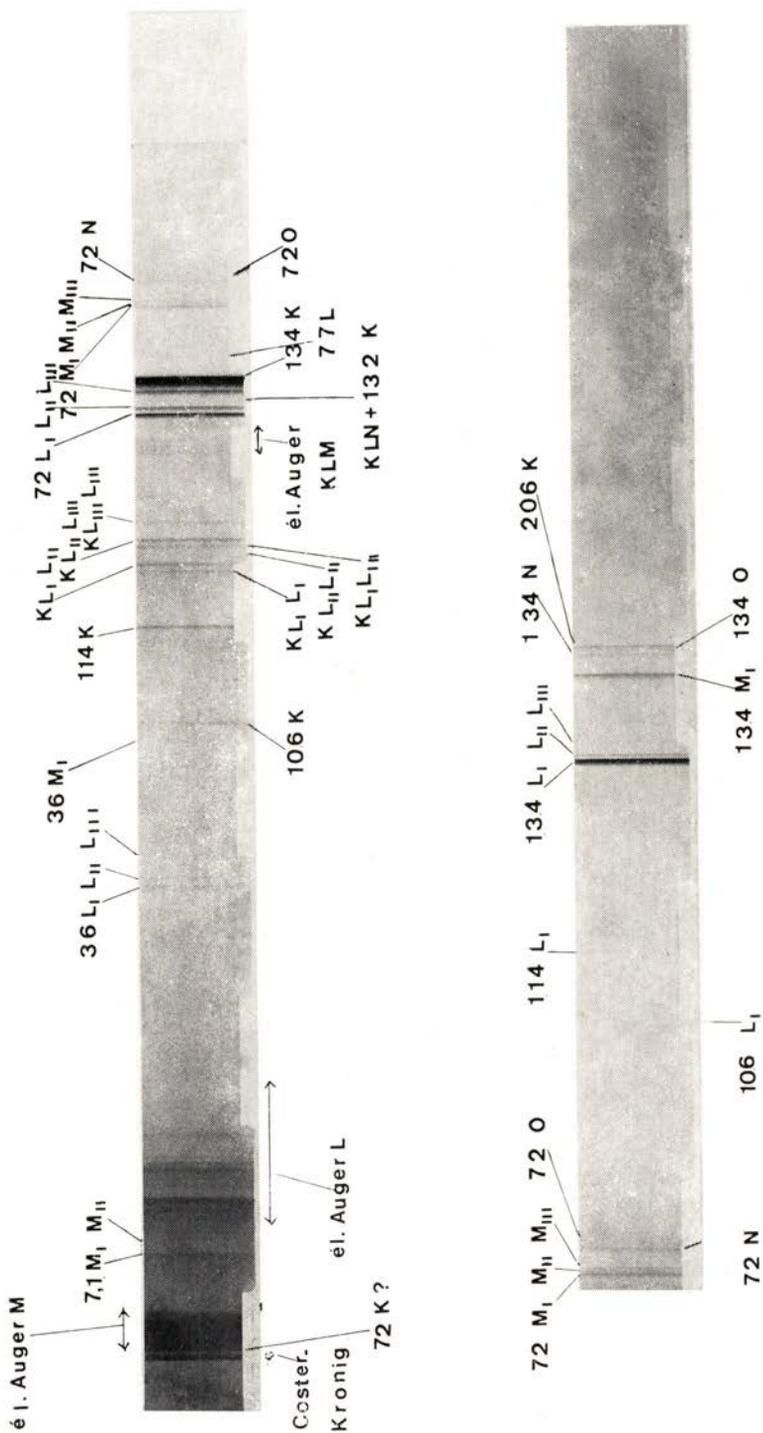
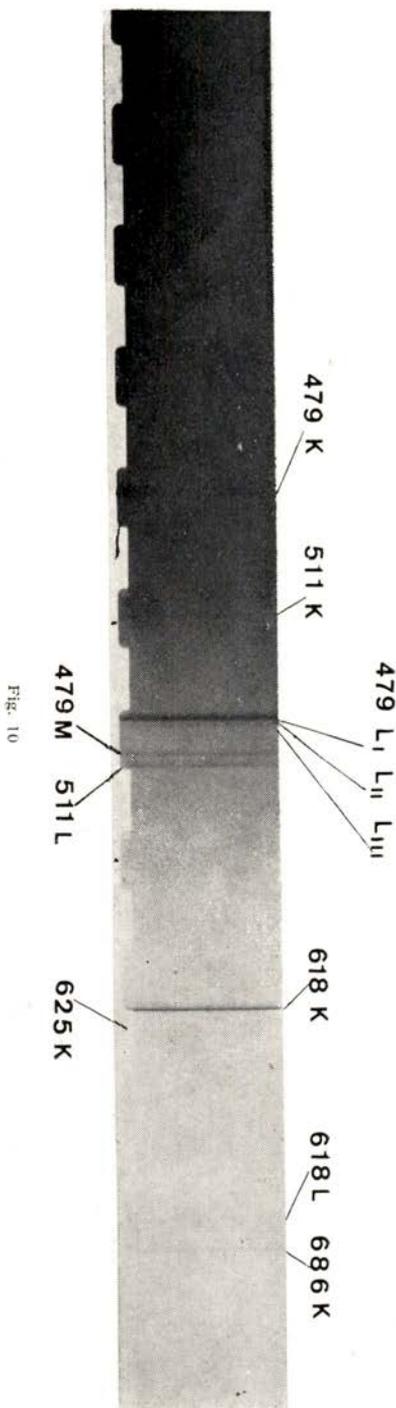


Fig. 7



Figs. 8 et 9



Nous avons enfin essayé de vérifier expérimentalement la correction apportée par CHU et PERLMAN (54) aux tables de ROSE (53) pour tenir compte de l'effet d'écran.

Transition de 7,1 keV

Comme nous l'avons remarqué dans le paragraphe précédent, nous avons observé, entre les spectres Auger M et Auger L , deux raies nucléaires à $4,14 \pm 0,05$ keV et $4,4 \pm 0,2$ keV. Si ces deux raies étaient des raies K , étant donnée la très faible efficacité photographique du film à une aussi basse énergie, elles correspondraient à des transitions très fortement converties et dont les raies L , situées vers 60 keV, dans une région où l'efficacité du film est environ 16 fois plus forte, devraient être très intenses; or, elles n'apparaissent pas. De même, si c'étaient des raies L , on devrait pouvoir observer au moins une raie du groupe M vers 14 keV, et l'on ne décèle aucune raie entre 12 et 23 keV. Ceci nous conduit à penser que ce sont les raies M_I et M_{II} d'une transition de 7,1 keV.

La raie de 4,4 keV est très faible et son intensité n'est pas mesurable au microdensitomètre, nous en déduisons que $\frac{M_I}{M_{II}} \geq 5$. Le fait que la raie M_{III} ne soit pas observée nous donne une limite inférieure du rapport $\frac{M_I}{M_{III}} \geq 20$. Nous ne pouvons rien déduire de la non-observation des raies M_{IV} et M_V qui seraient situées dans la région où commence le spectre Auger L .

Les tables de ROSE (55) ne donnent pas de coefficient théorique α_M pour des transitions d'énergie inférieure à 25 keV et il semblait difficile d'extrapoler les rapports des coefficients pour une transition de 7 keV. Nous avons utilisé les résultats théoriques de O'CONNEL et CARROL (63) qui ont effectué des calculs de coefficients de conversion pour des valeurs voisines du seuil de conversion; pour $Z = 75$, les valeurs des coefficients α_M sont donnés pour une énergie de transition de 9 keV.

Nous comparons dans le tableau 4 nos résultats pour une transition de 7 keV aux valeurs de O'Connell et Carrol pour une transition de 9 keV; il nous semble raisonnable d'en déduire que la transition de 7 keV est dipolaire magnétique avec une contribution de E_2 ($\delta^2 \leq 10^{-3}$). Nous avons trouvé intéressant de rapprocher dans ce tableau les valeurs théoriques des rapports pour des transitions de 9 keV et

TABLEAU 4

Transition de 7,1 keV

Rapport mesuré	Valeur expérimentale	E1		E2		M1		M2		Multipolarité déduite de chaque rapport	Conclusion
		O'CONNEL (9 keV)	ROSE (25 keV)								
$M1/M1I$	≥ 5	0,81	1,2	0,015	0,017	9,77	9,47	22,6	13,8	$M1$ ou $M2$ (+ E2)	$M1$
$M1/M1II$	≥ 20	0,39	0,82	0,013	0,014	62,9	79,2	0,94	1,6	$M1$ (+ E2)	(+ E2)

TABLEAU 5

Transition de 36,23 keV

Rapport mesuré	Présent travail	Biscard et coll.	E1		M1		M2		Multipolarité déduite de chaque rapport	Conclusion
			E1	E2	M1	M2				
$L1/L1I$	$4,7 \pm 1$	7,3	1,32	0,0141	10,15	13,53			$M1 + (0,9 \pm 0,4) \% E2$ ou $E1 + M2$	
$L1/L1II$	$4,9 \pm 1$	4,6	0,96	0,0117	78,4	2,0			$M1 + (1,2 \pm 0,4) \% E2$	$M1 + (0,8 \pm 0,4) \% E2$
$L1I/L1II$	$1,2 \pm 0,2$	0,63	0,73	0,83	7,7	0,15			$M1 + (0,4 - 0,2) \% E2$	

25 keV respectivement et remarqué que, exception faite d'une divergence pour un rayonnement M_2 , ils ne différaient pas d'une manière sensible; ceci montre que, si les coefficients absolus varient très vite, les rapports de conversion entre sous-couches varient très lentement dans cette région.

L'incertitude sur l'effet de préaccélération à si basse énergie rend très aléatoire une comparaison de l'intensité de ces raies avec celles du reste du spectre de conversion.

Transition de 36,23 keV

GALLAGHER et coll. (18) n'avaient vu qu'une raie d'électrons à 24 keV, et l'avaient interprétée comme la raie K d'une transition de 96 keV. Par la suite, BISGÅRD et coll. (22) (47) ont, comme nous (45), observé les trois raies L et la raie M_I , établissant ainsi d'une façon certaine l'existence de cette transition.

D'après nos résultats, ce serait un rayonnement dipolaire magnétique avec une adjonction de E_2 de $(0,8 \pm 0,4 \%)$. BISGÅRD et coll. trouvent $(0,6 \pm 0,1 \%)$ bien que leurs rapports de coefficients L diffèrent des nôtres; mais ils semblent n'avoir employé pour calculer la multipolarité que le rapport $\frac{L_I + L_{II}}{L_{III}}$.

Transitions de 49, 57, 58 et 62 keV

Ces quatre transitions ne sont établies chacune que par deux raies L extrêmement faibles. Le fait que seules les raies L_{II} et L_{III} de la transition de 49 keV soient observées nous conduits à penser que sa multipolarité est $E2$.

Remarques sur les raies de conversion de 26,51 et 50,86 keV

Étant donné que ces raies sont très faibles, rien ne nous permet de déterminer si elles doivent être interprétées comme les raies K de transitions de 98,2 et 122,5 keV, ou des raies L de transitions de 38 et 63 keV respectivement.

*Transition E_1 de 72 keV interdite par K*a) *Conversion dans la couche K*

Ainsi que l'ont montré différents travaux (17) (18) (50) (51), l'énergie de la transition de 71 keV ($71,995 \pm 0,004$ keV) (51) est supérieure à l'énergie de liaison K (71,678 keV).

Comme nous l'avons dit précédemment (44), nous avons observé, entre 0 et 2 keV, des bandes correspondant aux spectres Coster-Krönig et Auger M et N , où apparaissent des maxima de noircissement, mais qu'il n'est pas possible de décomposer. Nous avons comparé ce spectre à celui obtenu dans les mêmes conditions par MOREIRA (7) pour la transmutation $Ta^{182} \rightarrow W^{182}$; la comparaison des deux films ne montre pas de différence appréciable (en particulier on retrouve exactement les mêmes maxima pour le spectre Auger M) sauf à 0,3 keV où il apparaît par différence une raie pouvant correspondre à la conversion K de la raie de 72 keV.

De nouvelles expériences sont en cours pour tenter d'approfondir cette question; il serait intéressant en particulier de comparer le spectre de basse énergie d'une transmutation aboutissant à un autre isotope du rhénium.

b) *Conversion dans la couche L.*

La transition de 72 keV est une des plus intenses et tous les auteurs s'accordent pour lui assigner la multipolarité E_1 ; l'étude précise de sa conversion L présente pourtant un grand intérêt pour les raisons suivantes:

Cette transition est interdite par K au premier ordre ($\nu=K-1=1$). Or, VERGNES (17) a remarqué qu'elle était retardée d'un facteur $3,5 \cdot 10^6$ par rapport à la valeur de Weisskopf et $2,9 \cdot 10^5$ par rapport à la valeur de Moszkowski, ce qui est plus important que ce que l'on observe habituellement pour une telle interdiction.

ASARO, STEPHENS, HOLLANDER et PERLMAN (64) ont observé, dans une étude systématique, que les rayonnements E_1 fortement retardés pouvaient présenter des anomalies dans leurs coefficients de conversion L (les coefficients L_I et L_{II} seraient plus importants que les coefficients théoriques, le coefficient L_{III} restant inchangé), l'anomalie se produisant au voisinage ou en-dessous du seuil de conversion K et son amplitude augmentant avec le retard de la transition. HERR-

LANDER et EWAN (65) en ont récemment montré de nouveaux exemples, ainsi que J. VALENTIN et N. N. PERRIN (66).

CHURCH et WENESER (67) donnent la première explication théorique de ce phénomène; il serait dû à la pénétration des électrons du cortège à l'intérieur du noyau; les électrons liés seraient plus sensibles à cet effet dans les états $\frac{1}{s_2} \leftrightarrow P \frac{1}{p_2}$ et ces transitions apparaissent dans la conversion L_I et L_{II} et non dans la conversion L_{III} .

Il serait donc intéressant de savoir si la transition de 72 keV présente une anomalie, bien que ce ne soit pas prévu théoriquement pour les transitions interdites par K (68).

Il est assez difficile de séparer les trois raies L , car la très forte raie K de la transition de 134 keV et la raie L_{III} de celle de 72 keV ne sont distantes que de 1,1 keV (fig. 5). GALLAGHER et coll. (18) n'ont pas séparé la raie L_{III} ; plus tard HAN et coll. (23), STEPIC et MLADJE-NOVIC (24), et BISGÅRD et coll. (47) ont pu isoler cette raie mais leur décomposition ne fait pas apparaître, entre les raies L_{II} et L_{III} , la raie de 60,57 keV que nous avons mise en évidence (45) (73) et dont l'existence a été confirmée depuis par une mesure de BISGÅRD et coll. (47). Nous avons séparé ces trois raies (fig. 5, tableau 6) et notre conclusion est que la transition de 72 keV est un E_1 pur ne présentant pas d'anomalie.

Transition de 77,2 keV

La découverte par BISGÅRD et coll. (47) du niveau de 589 keV, confirmée récemment par REIDY et WIEDENBECK (83), rend très probable l'existence d'une transition $M1 (+ E2)$ entre ce niveau rotationnel et le niveau de 511 keV sur lequel il est construit. Nous avons observé une raie de 64,64 keV qui peut s'interpréter comme la conversion dans la couche L_I d'une transition de $77,2 \pm 0,1$ keV [d'après les dernières mesures au cristal courbe (83), l'énergie de cette transition serait $588,96 \pm 0,06 - (511,648 \pm 0,045) = 77,3 \pm 0,1$].

Le fait que l'on n'observe que la raie L_I de cette transition est compatible avec la multipolarité attendue, en tenant compte du fait que la raie L_I même n'est pas loin de la limite d'intensité observable (fig. 11) (deux à trois fois le bruit de fond). Tout ce qu'on peut dire sur la multipolarité est que les multipolarités électriques d'ordre supérieure à deux sont exclues.

TABLEAU 6
Transition de 72,0 keV

Rapport mesure	Présent travail (49)	GALLAGHER (23)	Biscard (27)	E_1	M_2	Multipolarité déduite de chaque rapport	Conclusion
L_I/L_{II}	$2,1 \pm 0,2$	3,0	2,7	2,43	9,8	100 % $E1$	
L_I/L_{III}	$1,9 \pm 0,2$	—	2,0	2,00	3,2	$E1$ ($M2 < 4\%$)	$E1$ pur
$L_I + L_{II} / L_{III}$	$2,9 \pm 0,3$	—	2,7	2,87	3,6	$E1$ ($M2 < 2\%$)	

TABLEAU 7
Transitions de 106,5 keV et 113,7 keV

E _γ	Rapport mesure	Valeur expérimentale	E_1	E_2	M_1	M_2	Multipolarité déduite de chaque rapport	Conclusion
106,5	L_I/L_{II}	≥ 5	2,9	0,10	13,2	6,5	$M1$ ($E2 \leq 9\%$)	$M1$ ($E2 \leq 9\%$)
	L_I/L_{III}	≥ 5	3	0,10	92,6	4,6	$M1$ ($2 \leq 10\%$)	
113,7	L_I/L_{II}	≥ 5	3,2	0,12	13,5	6,3	$M2, M1$ ($E2 \leq 8\%$)	$M1$ ($E2 \leq 5\%$)
	L_I/L_{III}	≥ 10	3,1	0,13	93,2	4,8	$M1$ ($E2 \leq 5\%$)	

Microdensitogramme

(avec grain intégré)

mettant en évidence

la raie L_I de la tran-

sition de 77,2 kev.

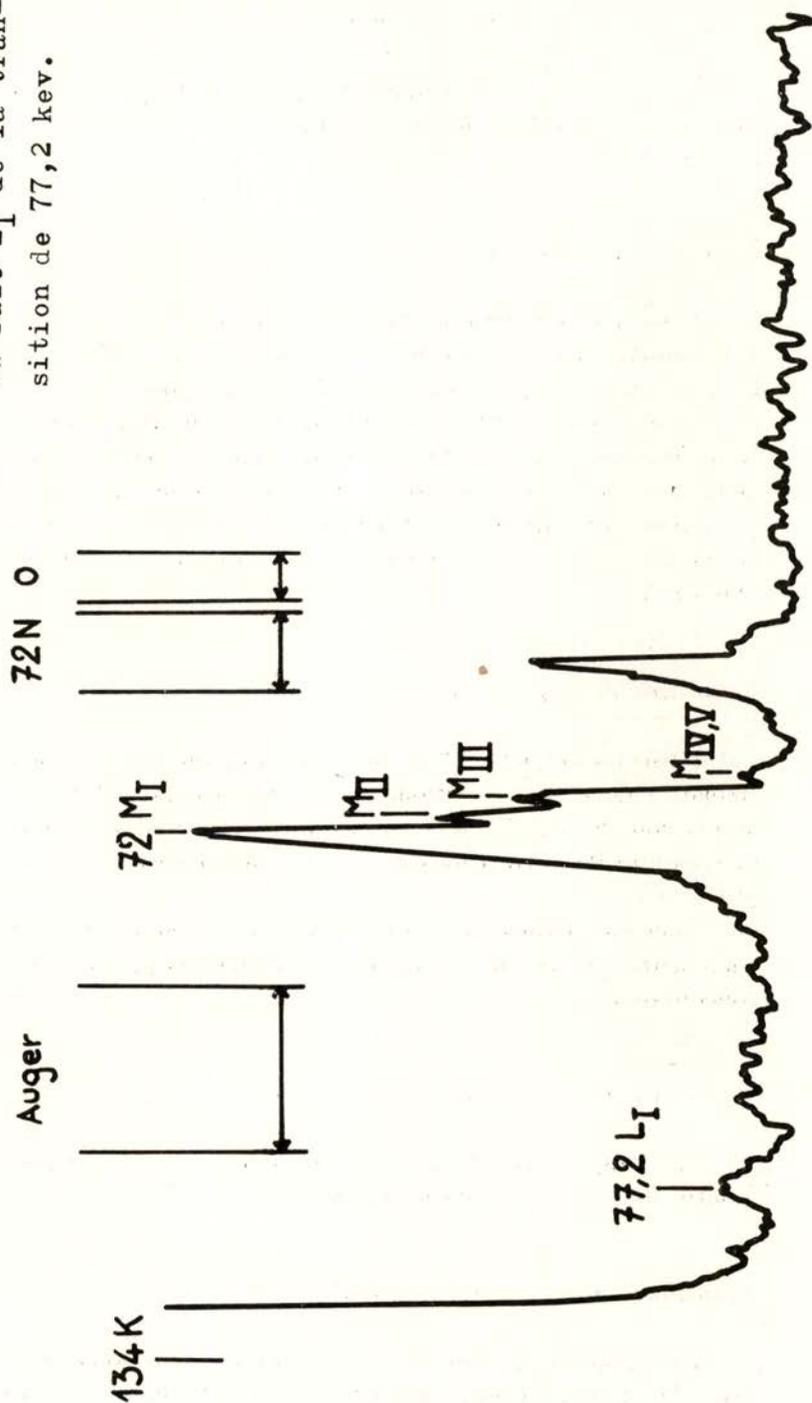


Fig. 11

Transitions de 106,5 et 113,7 keV

BISGÅRD (47) avait déduit du rapport K/L que ces deux transitions étaient des M_1 contenant, l'une, $12 \pm 2\%$ et, l'autre, moins de 2% de E_2 .

Transition de 128 keV

Nous avons remarqué dans le paragraphe précédent que, pour des considérations d'intensité, une raie nucléaire était superposée à la raie Auger $KL_{III}N$ situé à 60,57 keV. Ce pourrait être la raie K d'une transition de 132,2 keV ou la raie L d'une transition de 73 keV. Nous préférons la première interprétation car nous avons observé deux raies pouvant correspondre à la conversion dans une couche L et M d'une transition de 132 keV (la précision est très mauvaise pour la raie M et nous ne pouvons exclure l'hypothèse d'une raie K de 200,5 keV).

Transition de 134,24 keV

Plusieurs auteurs ont mesuré par différentes méthodes la multipolarité de cette transition qui est un M_1 possédant une légère adjonction de E_2 . KLIMENTOVSKAIA et SHAVRIN (15) trouvent, par une mesure de corrélations angulaires sur la cascade 72 — 134 keV $(2,1 \pm 0,5)\%$ E_2 .

Nous comparons dans le tableau 8 nos valeurs à celles des autres chercheurs qui se sont servis de spectromètres β ; les résultats sont concordants.

Transition de 206,2 keV

La comparaison de nos résultats avec les valeurs théoriques montre que cette transition est un M_2 .

Transitions de 238,9 et 246,1 keV

Le rapport K/L , qui est la seule donnée que nous possédions au sujet de ces transitions, est trop peu sensible dans cette région pour

TABLEAU 8

Transition de 134,24 keV

Rapport mesuré	CALLAGHER et coll. (18)	STEPIC et MLADJE-NOVIC (24)	BISGARD et coll. (22)	Présent travail (45)	Valeurs théoriques		Taux de E2 déduit de chaque rapport
					M1	E2	
L_I/L_{II}	7,33	—	—	$7,4 \pm 0,7$	10,86	0,16	$(3,7 \pm 1,5) \%$
L_I/L_{III}	30	—	—	21 ± 2	94,0	0,2	$(3,7 \pm 0,5) \%$
L_I+L_{II} L_{III}	34	39 ± 4	22	24 ± 3	104	1,4	$(3,6 \pm 0,6) \%$
Taux de E2	$(2,6 \pm 1,4) \%$	$(1,8 \pm 0,5) \%$	$(4 \pm 2) \%$	$(3,7 \pm 0,5) \%$			

TABLEAU 9

Transition de 206,2 keV

Rapport mesuré	Valeur expérimentale	E_1	E_2	M_1	M_2	Multiplicité déduite de chaque rapport	Conclusion
L_I/L_{II}	≥ 7	5,01	0,36	10,08	7,5	M_1 ou M_2	
L_I/L_{III}	≥ 6	5,04	0,06	0,06	9,2	E_1 ou M_3	M_2
K/L_I	$4,0 \pm 1,2$	8,40	8,27	8,27	4,85	M_3	

permettre une détermination précise de leur multipolarité. D'après les coefficients absolus de GALLAGHER et coll. (18) et BISGÅRD et coll. (22, 47), ce sont des mélanges $M_1 + E_2$; d'après ces derniers, le taux de E_2 serait de $(25 \pm 5) \%$ pour 238,9 keV et $(20 \pm 10) \%$ pour 246,1 keV.

Transition de 479,6 keV

Comme nous le verrons dans l'étude du schéma de niveaux du Re^{187} , il est très important de déterminer le spin du niveau de 685,5 keV; il faudrait en particulier savoir s'il existe un taux, même très léger, de M_1 dans la transition E_2 de 479,6 keV.

Nous avons effectué de nombreux microdensitogrammes afin de décomposer les raies L (fig. 6); la comparaison avec la théorie (tableau 10) montre que cette transition est un E_2 pur.

Connaissant la multipolarité exacte de cette transition, nous avons calculé les valeurs absolues des coefficients de conversion K pour les transitions supérieures, pour lesquelles le rapport K/L est très peu significatif. Nous avons pour cela comparé les résultats obtenus en spectrométrie β et γ en posant $\alpha_K(479,6) = 1,82 \cdot 10^2$ (valeur de Sliv pour un rayonnement E_2).

Transition de 511 keV

Pour cette transition, la valeur de l'intensité mesurée au cristal courbe par GALLAGHER et coll. (18) leur fournit un résultat plus précis que le nôtre, leur permettant de donner pour le taux de mélange M_1 une limite supérieure de 1 %. Soit E_2 ($M_1 \leq 1 \%$).

Transitions de 685,5 keV

D'après GALLAGHER et coll. (18) et BISGÅRD et coll. (22, 47), cette transition serait un E_1 alors que CORK et coll. (13) l'avaient interprétée comme un E_2 parce qu'ils disaient observer L_{II} et non L_I ; or une telle détermination sur une transition de cette énergie demande une précision de plus de 1 % sur les mesures d'énergie, qui est à la limite de ce qu'ils pouvaient obtenir. D'autre part, HAN et coll. (23) lui attribuent la multipolarité M_2 d'après la mesure du

TABLEAU 10
 Transitions d'énergie supérieure à 400 keV

E (keV)	Quantité mesurée	Valeurs expérimentales	Valeurs théoriques (S.L.v)				Multipolarité déduite de chaque mesure	Conclusion
			E 1	E 2	M 1	M 2		
479,6	L_I/L_{II} L_I/L_{III} L_{II}/L_{III} K/L_{III}	$1,9 \pm 0,4$ $3,0 \pm 0,5$ $1,6 \pm 0,5$ 22 ± 4 $1,8210^{-2}$ (déf)	9,2	1,52	11,1	6,9	$E2 > 91\%$ $E2$ $E2$ $E2 > 99\%$	$E2$ pur
			10,9	3,50	116	26,6		
			1,18	2,27	10,24	3,4		
			202	25,5	778	160		
511,9	α_K	$(1,8 \pm 0,6) 10^{-2}$	$5,73 10^{-3}$	$1,54 10^{-2}$	$4,7 10^{-2}$	$1,04 10^{-1}$	$E2 (M1 < 30\%)$	$E2$
551,4	α_K	$(4,6 \pm 1) 10^{-3}$	$4,97 10^{-3}$	$1,03 10^{-2}$	$4,01 10^{-2}$	$1,02 10^{-1}$	$E1 (M2 < 2\%)$	$E1$
618,4	$K/L_I + L_{II}$ α_K	$\geq 6,5$ $(3,3 \pm 0,6) 10^{-2}$	6,55	4,17	6,14	5,28	$E1$	$E1$
			$3,95 10^{-3}$	$1,05 10^{-2}$	$3,08 10^{-2}$	$8,39 10^{-2}$	$M1$	
685,5	K/L α_K	$6,5 \pm 0,6$ $(3,8 \pm 0,8) 10^{-3}$	6,58	4,45	6,14	4,38	$E1$ ou $M1$	$M1$
			$3,25 10^{-3}$	$8,60 10^{-2}$	$2,38 10^{-2}$	$6,25 10^{-2}$	$E1 (M2 < 2\%)$	
772,7	$K/L + 746K$ α_K	$5,0 \pm 0,7$ $(1,9 \pm 0,4) 10^{-2}$	6,60	4,70	6,14	5,43	voir texte	$E1$
			$2,55 10^{-3}$	$5,5 10^{-3}$	$1,7 10^{-2}$	$4,3 10^{-2}$	$M1$	
864	K/L α_K	$6,0 \pm 1$ $(1,6 \pm 0,4) 10^{-2}$	6,1	5,02	6,14	5,51	$M1$	$M1$
			$2,05 10^{-3}$	$5,2 10^{-3}$	$1,2 10^{-2}$	$3,2 10^{-2}$	$E1 E2, M1, M2$	
880	α_K	$(7 \pm 2) 10^{-3}$	$2 10^{-3}$	$5,1 10^{-3}$	$1,2 10^{-2}$	$3,1 10^{-2}$	$E2 (M1 < 57\%)$	$M1$

rapport K/L , qui est, ainsi que nous l'avons remarqué, très peu sensible dans cette zone d'énergie.

D'après notre mesure du coefficient α_K , cette transition est bien un E_1 pur.

Transition de 746 keV

ARNS et WIEDENBECK (20) et MICHAELIS (26) ont observé par coïncidences $\gamma - \gamma$ une transition de 732 keV représentant 2,8 % et 1,4 % respectivement de l'intensité non convertie de la transition de 479,6 keV.

Nous n'avons vu cette transition ni en γ (46) ni en conversion interne et nous pouvons donner pour son intensité γ une limite de 0,1 % de la transition γ de 479 keV.

Or, il a été trouvé en spectrométrie γ une transition de 746 ± 1 keV. D'autre part, nous avons remarqué que le rapport K/L de la transition de 686 keV était un peu trop faible pour correspondre à la multipolarité E_1 déterminée par le coefficient α_K ; ceci pourrait être expliquée par la superposition à la raie L de 686 keV de la raie K de 746 keV. On peut en déduire (avec de larges limites d'erreur) le coefficient α_K de la transition de 746 keV.

Nous avons trouvé

$$\frac{K(686)}{L(686) + K(746)} = 5 \pm 0,7$$

Or,

$$\frac{K(686)}{L(686)} = 6,6 \text{ pour un } E_1$$

d'où l'on déduit

$$K(746) = K(686) \left(\frac{1}{5 \pm 0,7} - \frac{1}{6,6} \right)$$

Soit $0,036 < K(746) < 0,12$ (dans l'échelle d'intensités adoptée pour le tableau 3).

Le coefficient absolu de conversion dans la couche K de la transition de 746 keV est donc compris entre les limites suivantes: $1,2 \cdot 10^{-2} < \alpha_K(746) < 4 \cdot 10^{-2}$, ce qui correspond à une transition M_1

avec un mélange possible de E_2 , le taux de mélange étant en tout cas inférieur à 57 %.

Transition de 880 keV

Il a été mis en évidence (46) (fig. 1) en spectrométrie γ une transition de 880 ± 1 keV, qui n'avait jamais été distinguée de celle de 864 keV. Quelques auteurs avaient cependant suggéré son existence. DJELEPOV, ROUMIANTZEV, KHOLNOV et SCHUKIN (19), observant le spectre de conversion externe émis par un radiateur d'or, ont remarqué que le pic de 864 keV était complexe, et donnent, pour la seconde transition, une énergie de 891 ± 9 keV (fig. 3); NATHAN et POPOV (35) ont excité à l'aide de particules α de 17 MeV un niveau de 880 ± 20 keV qu'il semble difficile d'identifier à celui de 864 keV se désexcitant vers le niveau fondamental par une transition M_1 pure.

Nous avons, d'autre part, observé dans le spectre de conversion interne une raie très faible de 807 ± 1 keV qui correspond à la conversion dans la couche K de la transition de 880 keV. En comparant nos résultats d'intensité γ et β , nous trouvons que, d'après le coefficient absolu dans la couche K de cette transition $\alpha_K(880) = (7 \pm 2)10^{-3}$, ce serait un E_2 avec un mélange possible de M_1 ($M_1 \leq 57$ %).

Remarques sur des transitions déterminées par une seule raie K très faible.

Nous pouvons rapprocher les transitions de 180,2, 293 et 763 keV de transitions vues par ARNS et WIEDENBECK (20) et MICHAELIS (26) en coïncidences $\gamma - \gamma$.

Nous avons observé, de plus, des raies très faibles pouvant correspondre à des raies K de transitions de 145, 188, 197, 210, 217, 223, 241, 247, 260, 281, 286, 620, 622, 623 et 641 keV.

Coefficients de conversion dans la couche M

Nous avons rassemblé (tableau 11) les données expérimentales que nous avons pu obtenir concernant les raies M ; nous les avons comparées aux valeurs théoriques calculées avec (54) et sans (53) correction d'écran. Ces résultats manquant souvent de précision à

TABLEAU 11

Rapports de conversion M avec et sans correction d'écran
 Comparaison avec l'expérience

$E \gamma$	Rapports mesurés	Valeurs expérimentales	Valeurs théoriques	
			Sans correction d'écran	Avec correction d'écran
36,23	M_I/M_{II} L_I/M_I	$3,3 \pm 2$ $4,3 \pm 1,5$	$M1$	$M1$
			8,13 2,52	4,29 6,24
72,00	M_I/M_{II} M_I/M_{III} M_{II}/M_{III} L/M	$2,1 \pm 0,4$ $1,8 \pm 0,4$ $0,85 \pm 0,15$ $3,3 \pm 0,3$	$E1$	$E1$
			2,02 1,56	2,90 2,18
			0,77 2,48	0,75 3,30
113,7	L_I/M_I	5 ± 1	$M1$	$M1$
			2,4	5,4
134,24	L_I/M_I	$3,7 \pm 0,4$	96,3% $M1 \pm 3,7\%$ $E2$	96,3% $M1 \pm 3,7\%$ $E2$
			2,4	5,4
206,2	L_I/M	$1,7 \pm 0,8$	$M2$	$M2$
			0,24	0,74
479,6	L_I/M	$2,4 \pm 0,4$	$E2$	$E2$
			1,25	2,16
772,7	L/M	$3,4 \pm 1$	$M1$	$M1$
			2,39	4,73

cause de l'intensité faible des raies M ; il semble pourtant que la correction de Perlman soit, ainsi que l'a remarqué récemment BARNEOUD (69), le plus souvent vérifiée. Pourtant, pour la transition de 206 keV, la valeur expérimentale dépasse même la valeur corrigée.

6. SCHEMA DE NIVEAU

1°) ÉTATS DE NILSSON ET BANDES DE ROTATION

Nos résultats concernant cette partie du schéma de niveaux sont en bon accord avec les conclusions de GALLAGHER et coll. (18) et BISGÅRD et coll. (47).

2°) NIVEAUX VIBRATIONNELS

GALLAGHER et coll. (18) avaient les premiers émis l'hypothèse de la nature γ -vibrationnelle des niveaux de 511 et 686 keV. Cependant, pour celui de 511 keV, la possibilité $I = \frac{3}{2} +$ n'était pas exclue par ces auteurs. Nous allons voir que dans cette dernière hypothèse il serait difficile d'expliquer pourquoi, étant donnée la transition E_2 relativement intense vers le niveau fondamental, on n'observe pas d'embranchement vers le niveau $7/2 +$ de 134 keV.

Le rapport des probabilités de désexcitation E_2 vers ces deux niveaux devrait être théoriquement:

$$\frac{B_{E_2}(3/2 + \leftarrow 7/2 + 5/2)}{B_{E_2}(3/2 + \rightarrow 5/2 + 5/2)} \quad \text{th.} = 1,32$$

Le rapport des intensités des raies de conversion K correspondantes serait (en ne prenant que les composantes E_2):

$$\frac{I_{ek}(377)}{I_{ek}(511)} = \frac{B_{E_2}(3/2 + \rightarrow 7/2 + 5/2)}{B_{E_2}(3/2 + \rightarrow 5/2 + 5/2)} \left(\frac{377}{511} \right)^5 \frac{\alpha_K(E_2)(377)}{\alpha_K(E_2)(511)} = 0,6$$

Or, on n'aperçoit aucune raie vers 300 keV. L'hypothèse d'un niveau $1/2 +$ semble donc beaucoup plus probable. Le seul état de Nilsson possible serait l'état de particule $\frac{1}{2} + [400]$; mais, ainsi que l'a remarqué Gallagher, il devrait apparaître à une énergie supérieure à celle de l'état de particule $\frac{3}{2} + [402]$ attribué au niveau de 772,7 keV.

C'est grâce à cet argument que GALLAGHER et coll. (18) éliminent l'hypothèse d'un niveau intrinsèque et suggèrent que le niveau de 511 keV soit le niveau vibrationnel K_1 associé à l'état fondamental

$$\left((K_1 = \Omega - 2 = \frac{5}{2} - 2 = \frac{1}{2}) \right).$$

Dernièrement, BISGÅRD et coll. (47) ont trouvé par coïncidences $e - \gamma$ un niveau de 589 keV alimenté à partir du niveau de 625 keV par la transition de 36 keV. Selon eux, il s'agirait du premier niveau de la bande de rotation basée sur le niveau de 511 keV ⁽¹⁾.

L'un de nous a discuté la nature du niveau de 686 keV par ailleurs (42) (43). On peut remarquer (73) que la probabilité de désexcitation du phonon seul (transition de 480 keV) est égale (si l'on admet la mesure de vie moyenne de Langhoff) à

$$\frac{B_{E_2} (480)}{B_{E_2} s.p.} = 0,7$$

valeur compatible avec la nature vibrationnelle du niveau, selon la systématique.

Remarques sur les transitions E_1 de 551 et 686 keV

Les fortes transitions E_1 de 551 et 686 keV provenant de la désexcitation du niveau de 686 keV vers les premiers niveaux de la bande de rotation du niveau fondamental seraient interdites d'après les règles de sélection d'ALAGA (74) dans le cadre du modèle de NILSSON (3). Or, ces règles s'appliquent à deux transitions entre niveaux intrinsèques ($\nu = 0$, $K = \Omega$) et les transitions E_1 que nous considérons correspondent à la transition d'un nucléon avec annihilation simultanée d'un phonon. (Ici, $\Delta K = 0$, $\Delta \Omega = 2$, $\Delta \nu = -2$, $\Delta N = 1$, $\Delta n_x = 1$, $\Delta \Lambda = 2$). Le calcul théorique des probabilités de telles transitions n'a jamais encore été fait, à notre connaissance.

On peut cependant remarquer que, comme il était prévu dans le modèle unifié (2), les rapports d'embranchement ne dépendent pas de la nature (vibrationnelle ou non) du niveau de départ.

⁽¹⁾ Récemment BISGÅRD et coll. (49) ont excité par diffusion inélastique plusieurs niveaux rotationnels de la bande 1/2, ce qui confirme ce résultat.

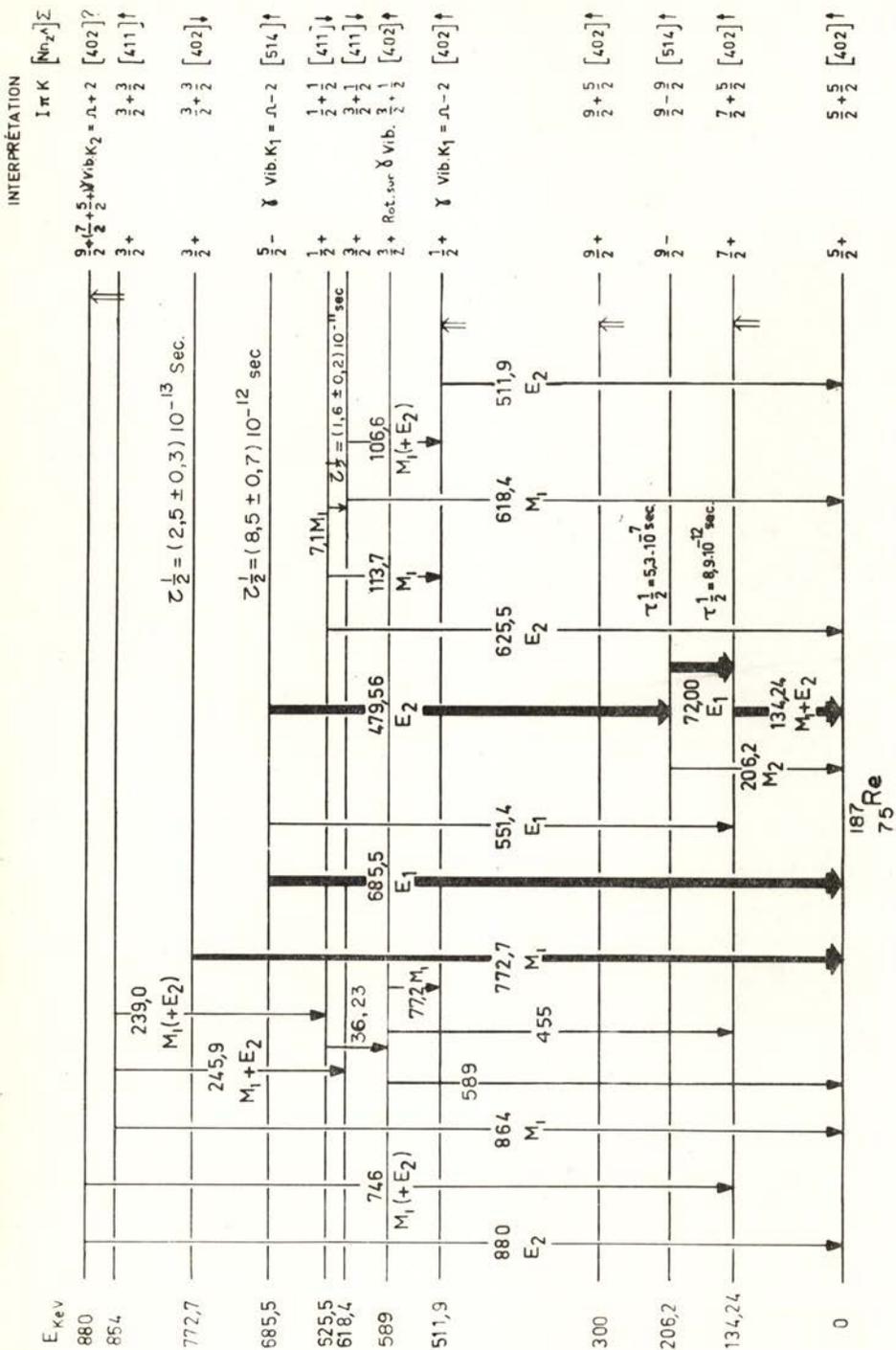


Fig. 12

Le rapport théorique des probabilités de transition E_1 est égal à:

$$\frac{B_{E_1} \left(K = \frac{5}{2} \rightarrow \frac{7}{2} + \frac{5}{2} \right)_{th}}{B_{E_1} \left(K = \frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2} + \frac{5}{2} \right)} = 0,40$$

Le rapport expérimental correspondant est:

$$\frac{B_{E_1} (551)_{exp}}{B_{E_1} (686)} = \frac{I_Y (551)}{I_Y (686)} \left(\frac{686}{551} \right)^3 = \frac{23}{123} \left(\frac{686}{551} \right)^3 = 0,45$$

Le niveau de 880 keV, qu'il a été précédemment proposé (46) d'interpréter comme excitation γ -vibrationnelle du niveau fondamental $K = \Omega + 2 = \frac{9}{2}$, est très controversé. Nous allons discuter plus en détail ce problème.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, nous avons observé une transition E_2 ($M_1 < 57\%$) de 880 keV et une transition M_1 ($E_2 < 57\%$) de 746 keV qui semblent provenir du niveau de 880 ± 20 keV vu par Nathan et Popov en excitation coulombienne (1).

Les spins possibles pour ce niveau sont $5/2 +$, $7/2 +$ et $9/2 +$.

Les rapports théoriques des probabilités de désexcitation M_1 , vers les niveaux de 134 keV et 0, seraient, dans le cas d'un niveau $5/2 +$,

$$\frac{B_{M_1} (5/2 + \rightarrow 7/2 + 5/2)}{B_{M_1} (5/2 + \rightarrow 5/2 + 5/2)}_{th.} = 0,4$$

On trouve également 0,4 dans l'hypothèse d'un niveau $7/2 +$. Soient $a_{M_1} (746)$ et $a_{M_1} (880)$ les pourcentages de M_1 contenus dans les transitions de 746 et 880 keV, la valeur expérimentale du rapport est:

$$\frac{B_{M_1} (746)}{B_{M_1} (880)} (exp) = \frac{L_Y (746)}{L_Y (880)} \left(\frac{880}{746} \right)^3 \frac{a_{M_1} (746)}{a_{M_1} (880)} = 1,88 \frac{a_{M_1} (746)}{a_{M_1} (880)}$$

(1) Récemment REIDY et WIEDENBECK (83) ont confirmé, par des mesures d'énergies très précises au cristal courbe, la place précédemment proposée (46) pour ces deux transitions sur le schéma de niveaux.

Sa limite inférieure est obtenue pour

$$\begin{aligned} a_{M_1}(746) &= 43 \% \\ a_{M_1}(880) &= 57 \% \end{aligned}$$

Expérimentalement on obtient donc:

$$\frac{B_{M_1}(746)}{B_{M_1}(880)} \geq 1,42$$

Cette valeur semble exclure les spins $5/2$ et $7/2$ (*). Le spin $9/2$ semble donc plus probable. La valeur $B(E_2) = 1,7 B(E_2)$ s.p. donnée par NATHAN et POPOV (35) nous mène à identifier ce niveau au second niveau γ -vibrationnel bâti sur le niveau fondamental. L'excitation du niveau de 511 keV se fait avec une probabilité $B(E_2)$ du même ordre de grandeur que l'excitation du niveau de 880 keV.

Il y a cependant des difficultés à admettre cette interprétation:

— La transition de 746 keV ne doit pas avoir de composante M_1 , or elle en a une, ce qui impliquerait une impureté dans le niveau. Or SOLOVIEV et VOGEL (79) prévoient un niveau vibrationnel très pur dans ce cas. On connaît cependant (Tb^{159} , Tm^{169}) de tels exemples d'impureté.

D. BES et CHO YI-CHUNG (80) introduisent dans leur hamiltonien un terme de Coriolis qui, pris au deuxième ordre, peut coupler des niveaux avec $|\Delta K| = 2$. Ce terme permet également une transition M_1 .

— On n'observe pas de transition vers le niveau $\frac{9}{2}$ de 206 keV,

transition qui serait l'analogue de la transition E_1 de 686 keV. Or, l'intensité de cette transition de 674 keV serait de l'ordre de $1/100$ de celle de 686 keV, donc difficile à observer.

— Une autre difficulté réside dans la comparaison des valeurs de $\log ft$ obtenues par bilan γ sur les niveaux 511 et 880, dans l'hypothèse où le niveau de 880 keV serait *le plus élevé en énergie* des niveaux du Re^{187} alimentés par β^- . En effet, ces deux niveaux supposés collectifs, seraient bâtis sur le même état intrinsèque. Les règles de sélection sur les nombres quantiques asymptotiques n'interviennent donc pas dans la comparaison. Or, on trouve pour le niveau de 511 keV,

(*) BISGÅRD et coll. (49) ont proposé récemment d'interpréter le niveau de 880 keV comme $\frac{5}{2} + [413]$. Le $\frac{9}{2}$ vibrationnel se trouvant excité à 840 keV par diffusion inélastique. Cela contredirait le résultat de Nathan et Popov.

$\log ft = 8,9$, valeur plutôt forte pour $\Delta I = 1$, oui (une fois interdite) alors que pour le niveau de 880 keV, $\log ft = 8$. Or il est impossible que pour une transition $\Delta I = 3$, oui (3 fois interdite) on trouve une valeur si peu différente de la précédente. Une alimentation β directe serait donc exclue.

Mais un autre fait expérimental apporterait peut-être une solution. Cinq ⁽¹⁾ groupes différents, LÉVY (10), SUNYAR (12), DUBEY et coll. (14), BASKOVA et coll. (21) et BISGÅRD et coll. (22), ont observé dans le spectre β continu une transition de 325 keV, avec une intensité de 10 % environ. On est donc fondé à avancer l'hypothèse d'un niveau vers 1 MeV de spin intermédiaire $5/2$ ou $7/2$ qui alimenterait le niveau de 880 keV.

Ceci pourrait éventuellement expliquer la présence de transitions de faible énergie que nous avons mentionnées dans notre étude du spectre de conversion interne, sans pouvoir les situer dans le schéma de niveau actuel.

Nous avons rassemblé (fig. 13) les données expérimentales actuelles sur les niveaux γ -vibrationnels des noyaux impairs déformés de la région des terres rares, en regard du niveau $2+$ correspondant du coeur pair-pair. On constate que les niveaux de 511 et 880 keV se placent correctement dans la systématique.

Le récent calcul de SOLOVIEV et VOGEL (79) donne des énergies sous-évaluées pour le $\frac{1}{2}+$, 400 keV. Ces auteurs attribuent cette sous-estimation à des défauts dans le champ moyen utilisé. La probabilité $B(E2)$ est également trop faible et cela serait dû à une contribution importante de l'état de Nilsson $\frac{1}{2}+[400]$. Pour le niveau $\frac{9}{2}+$, ils prévoient une énergie de 1080 keV, nettement trop forte, selon notre résultat.

D. BES et CHO YI-CHUNG (80) ont donné récemment un calcul basé sur le modèle de Nilsson pour le mouvement des particules individuelles, la force d'appariement et la force quadrupolaire. Les énergies calculées pour les niveaux $\frac{1}{2}+$ et $\frac{9}{2}+$ sont respectivement 683 et 938 keV, assez éloignées de nos valeurs expérimentales.

⁽¹⁾ Récemment BEGJANOV et coll. (82) ont confirmé la présence de cette transition β —.

Il n'est pas possible actuellement de prévoir avec précision les énergies des niveaux vibrationnels des noyaux impairs alors que, sauf pour une petite région autour des Dysprosium où le schéma de pairing n'est pas très réaliste, ces énergies sont assez précisément calculables pour les noyaux paires-paires. En effet, les relations de dispersion qui donnent les énergies $W+$ et $W-$ des niveaux $K = \Omega + 2$ et $K = \Omega - 2$, respectivement, s'écrivent dans l'approximation des quasi-bosons.

$$1/\chi = \sum_{\nu} |q_{\nu}|^2 / (\epsilon_{\nu} - W+) + \sum_{\omega} |q_{\omega}|^2 / (\epsilon_{\omega} + W+)$$

$$1/\chi = \sum_{\omega} |q_{\omega}|^2 / (\epsilon_{\omega} - W-) + \sum_{\nu} |q_{\nu}|^2 / (\epsilon_{\nu} + W-)$$

où χ est l'intensité de la force quadrupole,

$$q_{\nu} = \langle \nu | q_2 | K \rangle ; \quad q_{\omega} = \langle \omega | q_2 | K \rangle$$

où $|K\rangle$ est l'état intrinsèque de départ, les indices ν et ω représentant les paires de quasi-particules avec $\Delta\Omega = 2$ couplées pour former un phonon. Les énergies de particule indépendante ϵ_{ν} et ϵ_{ω} sont prises, par exemple, d'après Nilsson et sont connues à 200 ou 300 keV près. Pour pouvoir préciser les énergies des niveaux γ -vibrationnels, il est donc essentiel que l'on fasse des progrès dans la définition des énergies de particule dans les noyaux déformés.

Deux approches récentes vont dans cette direction. Une étude systématique des niveaux intrinsèques et vibrationnels dans la région des terres rares par REICH et BUNKER (84), de récentes tentatives par NILSSON (85) pour améliorer son modèle en introduisant dans son hamiltonien un terme $\langle l^2 \rangle$ moyenné sur une couche, une déformation en P_3 , et en tenant compte de l'interaction coulombienne. On voit apparaître ainsi de nouveaux minima d'énergie potentielle en fonction de la déformation quadrupolaire, et la position des niveaux est modifiée.

CONCLUSION

Notre étude a permis de mettre en évidence plusieurs transitions nouvelles dont quatre (7,1, 77,2, 746, 880 keV) ont pu être placées sur le schéma de niveaux. Les multipolarités de certaines transitions déjà connues ont été précisées. Des calculs de rapports d'embranchement ont permis de lever les indéterminations sur les spins laissées

par GALLAGHER et coll. (18) dans le schéma qu'ils proposaient. La vie moyenne du niveau de 686 keV, très controversée, a été mesurée à nouveau (42) et le résultat recoupe notre mesure de multipolarité par rapports de conversion $L_I/L_{II}/L_{III}$ de la transition de 480 keV.

Nos résultats sont généralement en bon accord avec ceux de VERGNES (16) (17), de GALLAGHER et coll. (18), de BISGÅRD et coll. (22), (47), (49) et avec la récente étude de REIDY et WIEDENBECK (83).

Cependant des questions restent posées. La place des transitions de 7,1 et 77,2 keV est très probable à cause de la connaissance précise des énergies et des spins des niveaux qu'elles relie. Mais des études supplémentaires seraient nécessaires pour placer les autres transitions que nous avons trouvées en conversion interne. Certaines d'entre elles ont été également vues par BASHANDY et coll. (81) dans une étude récente en conversion externe. Mais le schéma de niveaux proposé par ces auteurs nous semble contestable.

D'autres auteurs (10) (14) (21) (22) (82) ont observé une transition β de 325 keV environ qui doit donc alimenter un niveau de 1 MeV. Or, on n'a pas encore identifié de transition γ correspondant à la désexcitation d'un tel niveau. L'interprétation du niveau de 880 keV, qui se heurte à des contradictions entre résultats expérimentaux, est, en particulier, liée à la solution de cette question.

Dans le domaine théorique, des problèmes restent également à résoudre. Par exemple, l'absence du niveau de Nilsson $7/2 + [404]$. Les calculs d'énergie des niveaux vibrationnels ne donnent encore qu'un ordre de grandeur, à cause de leur forte dépendance des énergies des états à une quasi-particule encore mal déterminées, et aussi à cause de «structures fines» dont la théorie actuelle des vibrations ne rend pas encore bien compte.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) MARSHALEK, PERSON, L. W., & SHELIN, R. — *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 105, 1963.
- (2) BOHR, A., & MOTTELSON, B. — *Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk*, **27**, 16, 1953.
- (3) NILSSON, S. G. — *Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk*, **29**, 16, 1955.
- (4) MOTTELSON, B. R., NILSSON, S. G. — *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk*, **1**, 8, 1959.
- (5) ROSENBLUM, S., & GUILLOT, M. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, **204**, 1727, 1937.
- (6) ROSENBLUM, S., DIONÍSIO, J. Sant'Ana, & VALADARES, M. — *J. Phys. Rad.*, **17**, 112, 1956.
- (7) MOREIRA, A. J. — Thèse, Porto, 1963.
- (8) MILLER, L., & CURTISS, C. — *Phys. Rev.*, **70**, 983, 1935.
- (9) HOLE, N., BENES, I., & HEDGRAN, A. — *Arkiv. Nat. Astronom. Fysik.*, **A 35**, n.º 35, 1948.
- (10) LEVY, P. — Oak Ridge Nat. Lab. Rapport 312, 1949 (non publié).
- (11) BEACH, PEACOCK & WILKINSON — *Phys. Rev.*, **75**, 211, 1949.
- (12) SUNYAR, A. W. — *Phys. Rev.*, **90**, 387-A, 1953.
- (13) CORK, J. M., BRICE, M. K., NESTER, W. H., LEBLANC, J. M., & MARTIN, D. W. — *Phys. Rev.*, **89**, 1291, 1953.
- (14) DUBEY, V. S., MANDEVILLE, C. E., AMBUJ MUKERJI, & POTNIS, V. P. — *Phys. Rev.*, **106**, 785, 1957.
- (15) KLIMENTOVSKAYA, M. K., & SHAVRIN, P. I. — *J. E. T. P.*, **36**, 967, 1959.
- (16) VERGNES, M. — *J. Phys. Rad.*, **19**, 947, 1958.
- (17) VERGNES, M. — Thèse. Masson, 1959.
- (18) GALLAGHER, Jr., C. J., EDWARDS, W. F., & MANNING, G. — *Nucl. Phys.*, **19**, 18, 1960.
- (19) DJELEPOV, B. S., RUMYANTSEV, V. I., Kholmov, Yu. V., & SHCHUKIN, G. E. — *Bull. Acad. Sc. URSS*, **24**, n.º 3, 299, 1960.
- (20) ARNS, R. G., & WIEDENBECK, M. L. — *Nucl. Phys.*, **19**, 634, 1960.
- (21) BASKOVA, K. A., VASSILIEV, S. S., KHAMO LEILA, M. A., & CHAVTALO, L. A. — *Izv. Akad. Nauk. SSSR (Ser. fiz. 27)*, 1258, 1963.
- (22) BISGÅRD, K. MAACK, OLESEN, K., & OSTERGÅRD, P. — *Nucl. Phys.*, **33**, 126, 1961.
- (23) HAN, K. S., PANCHOLI, S. C., & GRUNDITZ, Y. — *Arkiv. Fysik* **23**, n.º 23, 505, 1963.
- (24) STEPIC, R., & MLADJENOVIC, M. — *Bul. Inst. Boris Kidrich*, vol. **13**, n.º 3, 281, 1962.
- (25) KOIČKI, S., KOIČKI, A., & WOOD, C. T., — *Nucl. Phys.*, **49**, 161, 1963.
- (26) MICHAELIS, W. — *Nucl. Phys.*, **48**, 422, 1963.
- (27) GERMAGNOLI, E., MALVICINI, A., & ZAPPA, I. — *Nuovo Cimento*, **10**, 1388, 1953.
- (28) BERNSTEIN, E. M., & LEWIS, H. W. — *Phys. Rev.*, **105**, 1 524, 1957.
- (29) GOLDRING, G., & PAULISSEN, G. — *Phys. Rev.*, **103**, 1314, 1955.
- (30) DAVIS, DIVATIA, LIND & MOFFEAT — *Phys. Rev.*, **103**, 1801, 1956.
- (31) WOLICKI, E. A., FAGG, L. W., & GEER, E. H. — *Phys. Rev.*, **105**, 238, 1957.

- (32) CHAPP, E. L., DUMOND, J. W. M., CORDON, F. J., JOPSON & MARK, H. — *Bul. Am. Soc. II*, 3, n.º 1, 55, 1958.
- (33) MC GOWAN, F. K., & STELSON, P. H. — *Phys. Rev.*, 109, 911, 1958.
- (34) DE BOER, MARTIN & MARMIER — *Helv. Phys. Acta*, 32, 377, 1959.
- (35) NATHAN, O., & POPOV, V. I. — *Nucl. Phys.*, 21, 631, 1960.
- (36) MÖSSBAUER, R. L., & WIDEMANN, N. H. — *Zeit. f. Phys.*, 159, 33, 1960.
- (37) MC GOWAN, F. K., De BENEDETTI, S., & FRANCIS, J. E. — *Phys. Rev.*, 75, 1761, 1949.
- (38) VARTAPETIAN, H. A., — *Nucl. Phys.*, 32, 98, 1962.
- (39) LANGHOFF, H. — *Phys. Rev.*, 135, B₁, 1964.
- (40) SHUBNY, YU K., KAIPOV, D. K., & BEGJANOV, R. B. — *J. E. T. P. (S.S.S.R.)*, 47, 16, 1964.
- (41) HAUSER, U., KNISSEL, G., & MORITZ, J. — *Congrès Intern. de Physique Nucléaire Paris*, vol. 2, p. 569, 1964.
- (42) ABOU-LEILA, H., PERRIN, N., & WIDEMANN, F. — *Journ. Phys.*, 27, 2, 1966.
- (43) WIDEMANN, F. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, 262, 447, 1966.
- (44) SEBILLE, C., & WIDEMANN, F. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, 258, 5636, 1964.
- (45) SEBILLE, C., & WIDEMANN, F. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, 259, 2207, 1964.
- (46) SEBILLE, C., WIDEMANN, F., HENCK, R., STAB, L., & SIFFERT, P. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, 260, 3926, 1965.
- (47) MAACK BISGÅRD, K., NIELSEN, I. J., STABELL, E., & OSTERGÅRD, P. — *Nucl. Phys.*, 71, 192, 1965.
- (48) FUNKE, L., GRABER, H., KAUN, H., & WERNER, I. — *Nucl. Phys.*, 74, 154, 1965.
- (49) BISGÅRD, K. M., NIELSEN, I. J., STABELL, E., VEJE, E. — *Iz. Akad. Nauk. SSSR (à paraître)*.
- (50) MULLER, HOYT, KLEIN, & Du MOND — *Phys. Rev.*, 88, 775, 1952.
- (51) MARKLUND, I., LINDSTRÖM, B. — *Nucl. Phys.*, 40, 329, 1963.
- (52) SLIV, I. A., BAND, I. M. — *Tables des Coefficients de Conversion Interne*. Iz. Akad. Nauk. SSSR. Moscou, — Leningrad (1958).
- (53) ROSE, M. E. — *Internal Conversion Coefficients*. North Holland publishing Co. — Amsterdam (1958).
- (54) CHU, Y. Y., & PERLMAN, M. — *Phys. Rev.*, 135, B 319, 1964.
- (55) BERGSTRÖM, I., & HILL, R. D. — *Ark. Fys.*, 8, 21, 1954.
- (56) MLADJENović, M., & SLĀTIS, H. — *Ark. Fys.*, 9, 45, 1954.
- (57) DIAMOND, R. M., ELBEK, B., & STEPHENS, F. S. — *Nucl. Phys.*, 43, 560, 1963.
- (58) NATHAN, O., & NILSSON, S. G. — *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy* — SIEGBAHN, K. — North-Holland — Amsterdam (1965).
- (59) DIONÍSIO, J. Sant'Ana — Thèse. Paris, 1963.
- (60) SUJKOWSKI, I., & SLĀTIS, H. — *Ark. Phys.*, 8, 101, 1958.
- (61) NEWTON, J. O. — *Phys. Rev.*, 117, 1529, 1960.
- (62) JOHNSON, F. A., & FOSTER, J. S. — *Can. J. Phys.*, 31, 469, 1953.
- (63) O'CONNEL, R. F., & CARROL, C. O. — *Department of Phys. et Astr. Louisiana State Univ. (Rapport interne)*.
- (64) ASARO, F., STEPHENS, F. S., HOLLANDER, J. M., & PERLMAN, I. — *Phys. Rev.*, 117, 492, 1960.

- (65) HERRLANDER, C. J., & EWAN, G. T. — Conference on the role of atomic electrons in nuclear transformations. Varsovie, 1963.
- (66) PERRIN, N. N., & VALENTIN, J. — *Phys. Letters*, **8**, 5, 338, 1964.
- (67) CHURCH, E. L., & WENESER, J. — *Nucl. Phys.*, **28**, 602, 1961.
- (68) NILSSON, S. G., & RASMUSSEN, J. O. — *Nucl. Phys.*, **5**, 617, 1958.
- (69) BARNEOUD, D. — Thèse de 3ème cycle. Grenoble, 1965.
- (70) WAPSTRA, A. H., NIJGH, G. J., & VAN LIESHOUT, R. — *Nuclear Spectroscopy Tables*. North-Holland Publ. Amsterdam, 1959.
- (71) STROMINGER, D., HOLLANDER, J. M., & SEABORG, G. T. — *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 585, 1958.
- (72) STAB, L., HENCK, R., SIFFERT, P., & COCHE, A. — *Nucl. Instr. and Methods*, **35**, 113, 1965.
- (73) SEBILLE, C. — Thèse de 3ème cycle, Orsay, 1966.
- (74) ALAGA, G. — *Nucl. Phys.*, **4**, 625, 1957.
- (75) BES, D. R., FEDERMAN, P., MAQUEDA, E., & ZUKER, A. — *Nucl. Phys.*, **65**, 1, 1965.
- (76) SALLING, P. — Communication privée.
- (77) GAUTIER, F. — À paraître.
- (78) PERDRISAT, C. F. — Communication privée.
- (79) SOLOVIEV, V., & VOGEL, P. — Rapport Doubna, E, 2561, 1966.
- (80) BES, D., & CHO YI-CHUNG — Pré-tirage.
- (81) BASHANDY, E., MIGAHED, M., EL SAYAD, G. M., & EL AASSAR, M. — *Nuovo Cimento*, **39**, 7681, 1965.
- (82) BEGJANOV, R. B., & coll. — Programme du Congrès de Moscou (Janvier, 1966).
- (83) REIDY & WIEDENBECK — *Nucl. Phys.*, **79**, 193, 1966.
- (84) REICH, C. W., BUNKER, M. E. — Communication à la XVI^{ème} Conférence Nationale Annuelle sur la Spectroscopie Nucléaire et la Structure des Noyaux Atomiques, Moscou (U.R.S.S.), 1966.
- (85) NILSSON, S. G. — Séminaire à l'école d'été d'Herceg-Novci, Yougoslavie, 1966.