



HAL
open science

Étude des spectres de rayons γ émis dans les résonances de l'or après capture neutronique

A. Lottin, A. Jain

► **To cite this version:**

A. Lottin, A. Jain. Étude des spectres de rayons γ émis dans les résonances de l'or après capture neutronique. *Journal de Physique*, 1973, 34 (2-3), pp.123-129. 10.1051/jphys:01973003402-3012300 . jpa-00207363

HAL Id: jpa-00207363

<https://hal.science/jpa-00207363>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Classification
Physics Abstracts
12.10

ÉTUDE DES SPECTRES DE RAYONS γ ÉMIS DANS LES RÉSONANCES DE L'OR APRÈS CAPTURE NEUTRONIQUE

A. LOTTIN et A. JAIN

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 91190-Gif-sur-Yvette, France

(Reçu le 28 août 1972)

Résumé. — Les spectres de rayons γ émis après capture neutronique sont étudiés dans les résonances de ^{197}Au pour une énergie des neutrons allant jusqu'à 400 eV. L'analyse des raies de haute énergie permet de construire le schéma des premiers niveaux excités de ^{198}Au . Le spin et la parité d'un grand nombre d'états excités sont précisés à partir des spins connus de résonances et de la multipolarité des transitions. Le spin des autres résonances est attribué. Il n'est pas trouvé de corrélation entre l'intensité des raies et la largeur neutronique réduite des résonances.

Abstract. — Gamma-ray spectra from neutron capture in resonances of ^{197}Au up to 400 eV are studied. After analysis of the high energy lines, the scheme of the first excited states of ^{198}Au is built. The spin and parity of many levels are determined from the known spins of resonances and from the multipolarity of the transitions. Previously unknown spins of resonances are assigned. No correlation is found between the intensity of the lines and the reduced neutron width of the resonances.

1. Introduction. — Les spectres des rayons γ de haute énergie émis après capture neutronique ont pour un certain nombre de noyaux une intensité supérieure à celle prévue par le modèle statistique [1].

Ce rayonnement « anormal » est important pour les noyaux lourds au-dessous de la couche fermée $N = 126$. Il décroît en intensité avec le nombre de masse A et disparaît pour le tantale. Dans ces noyaux, la présence de l'état 3 p près du fondamental et de l'état 4 s près des états de capture favorise les transitions E1.

Pour ^{197}Au l'effet non statistique a été observé dans les réactions (n, γ), (γ , γ'), (d, p γ) [1], [2], [3], mais non dans la réaction (n, n' γ) [4] qui se produit avec formation de noyau composé.

En conclusion de l'expérience (d, p γ), Bartholomew [3] indiquait cependant que la radiation anormale n'était pas due à une réaction directe mais qu'il devait y avoir formation d'états intermédiaires ou états portes.

Lane [5] a montré que des états portes liés aux voies neutron et photon pouvaient donner lieu à une corrélation entre largeurs neutroniques réduites et largeurs radiatives partielles.

Nous avons donc étudié les spectres des rayons γ de capture radiative dans les résonances de ^{197}Au pour une énergie des neutrons s'étendant jusqu'à 400 eV afin de chercher s'il existait une telle corrélation. L'or naturel est mono-isotopique et l'état fonda-

mental a pour spin et parité $\frac{3}{2}^+$. Le noyau formé par interaction avec des neutrons d'onde « s » peut donc se trouver dans des états 1^+ ou 2^+ . Nous avons obtenu des informations sur le spin et la parité des premiers états excités de ^{198}Au et avons pu également déterminer le spin des résonances pour lesquelles celui-ci était inconnu.

2. Conditions expérimentales. — L'expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur linéaire de Saclay fonctionnant comme source pulsée de neutrons avec une fréquence de répétition de 500 Hz et une largeur d'impulsion de 50 ns. L'appareillage a déjà été décrit dans un article précédent [6].

L'énergie des neutrons était mesurée par la technique du temps de vol avec une distance de vol de 13 m. L'échantillon était une plaque d'or de 100 cm² pesant 3,860 kg. Le détecteur, une diode plane au Ge(Li) de 5 cm³, avait avec l'électronique associée une résolution de 10 keV à 6 MeV. La durée effective d'accumulation fut de 300 h. Chaque impulsion était analysée en temps et en amplitude. Il s'ensuivait deux informations codées qui étaient alors enregistrées sur bande magnétique.

3. Résultats. — La figure 1 montre le spectre en temps de vol obtenu entre 40 eV et 400 eV avec un seuil de détection des rayons γ égal à 2 MeV. La lar-

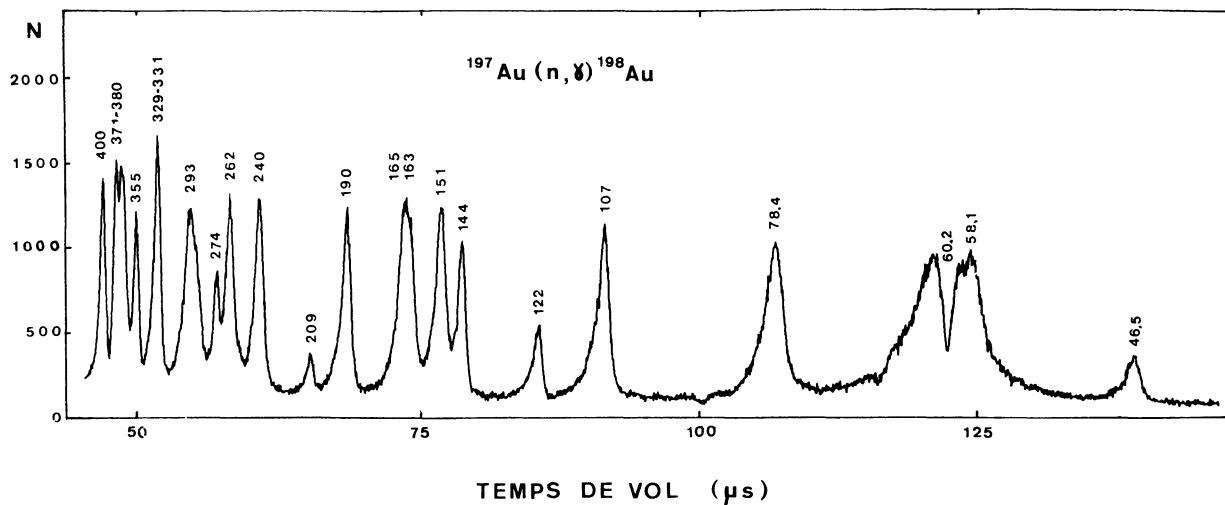


FIG. 1. — Nombre de rayons γ détectés en fonction du temps de vol des neutrons incidents. Le seuil du spectromètre γ est fixé à 2 MeV. Les énergies des résonances sont indiquées en eV. Le bruit de fond n'est pas soustrait.

geur de canal dans cette zone était de 50 ns. La résonance à 4,9 eV n'est pas représentée mais a été étudiée. La résolution en temps est due principalement à l'incertitude sur la distance, la base de vol faisant un angle de 45° avec le plan du modérateur de neutrons. Seuls deux couples de résonances n'ont pu être étudiés : 329 eV-331 eV et 371 eV-380 eV. Au filtre de cadmium empêchant le recouvrement entre les neutrons lents d'un cycle et les neutrons rapides du cycle suivant, avait été ajouté un filtre d'or afin de diminuer l'importance des neutrons diffusés aux énergies des premières résonances et pouvant donner une augmentation du bruit de fond. C'est pourquoi on observe un minimum de transmission à 60,2 eV.

Sur la figure 2 sont présentés les spectres de rayonnement de 5,2 MeV à l'énergie de liaison (6,5 MeV) pour quelques résonances de spin 2. Les pics sont en fait les pics de double échappement des rayons γ d'annihilation. Le bruit de fond n'est pas soustrait. Il peut être dû à la capture de neutrons thermiques ambiants ou provenir des ailes des résonances proches. Les pics de simple échappement et d'énergie totale sont également considérés comme parasites. La figure 3 montre les spectres dans quelques résonances 1^+ .

3.1 ENERGIE ET INTENSITÉ DES RAYONS γ . MULTIPOLARITÉ DES TRANSITIONS. — La courbe d'efficacité du détecteur a été obtenue en se référant à l'intensité des raies émises par le chlore après capture de neutrons thermiques [7]. La courbe d'étalonnage en énergie a été calculée à partir de l'énergie des raies du chlore [7] et du chrome [8].

La position et la surface des raies ont été déterminées par la méthode des moindres carrés [9]. On en a déduit l'énergie et l'intensité des transitions dans chaque résonance après correction de bruit de fond et d'efficacité. Les résultats sont consignés dans le tableau I. Pour chaque transition, l'intensité fluctue de résonance en résonance suivant la loi de distribution

de Porter et Thomas [10]. Elle est nulle dans les résonances d'un spin donné si la transition γ est interdite. Les valeurs moyennes des intensités des transi-

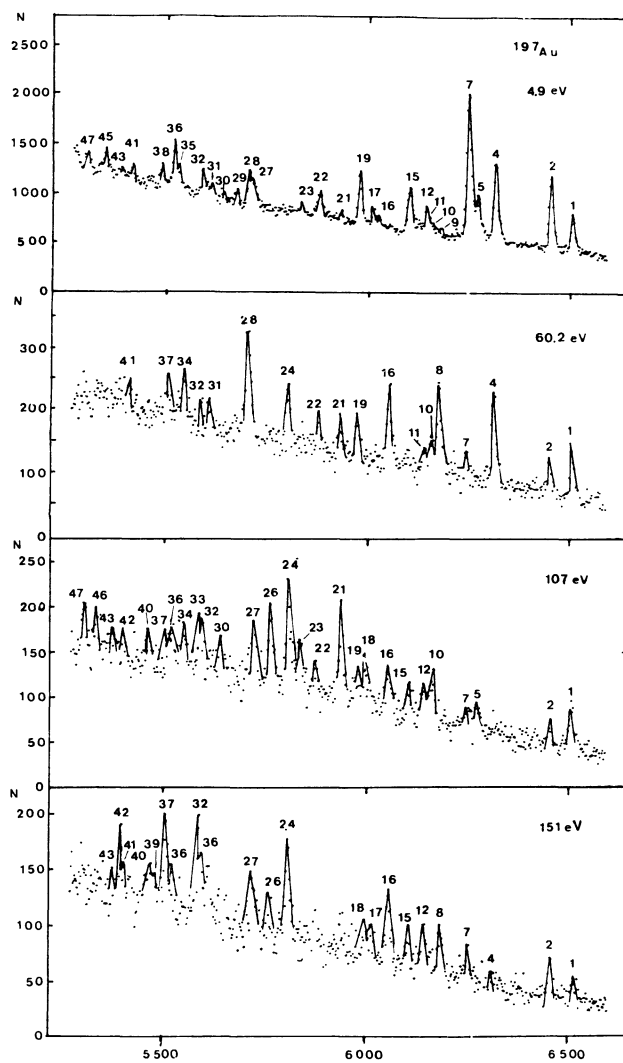


FIG. 2. — Spectre des rayons γ émis de 5,2 MeV à 6,5 MeV dans quelques résonances de spin 2^+ de ^{197}Au .

TABLEAU I
Intensité des raies γ dans les résonances de ^{197}Au . L'erreur minimale est de l'ordre de 0,1 dans la résonance à 4,9 eV, 0,5 dans celles à 46,5 eV, 163 eV, 209 eV et 0,25 dans les autres

N°	E (keV)	E _{exc} (keV)	I _{γ} (photons pour 100 neutrons capturés)															Transition	J π									
			4,9 eV	46,5 eV	58,1 eV	60,2 eV	78,4 eV	107 eV	122 eV	144 eV	151 eV	163 eV	165 eV	190 eV	209 eV	240 eV	262 eV			274 eV	293 eV	355 eV	400 eV					
1	6 513,4	0	1,76					3,42	1,88					0,47												E1	2-	
2	6 457,9	55,5	3,91						0,72					1,54													E1	1- 2-
3	6 422,9	90,5												0,53	1,46												E1	0-
4	6 319,6	193,8	3,85						1,35					0,73													E1	1- 2-
5	6 276,9	236,5	2,26											1,37													E1	1- 2-
6	6 264,8	248,6																									E1	1- 2-
7	6 252,8	260,6	7,82	2,98					0,79	1,39				0,73													E1	1- 2-
8	6 185,8	327,6	0,15	5,51					1,20	1,51				1,37													E1	1- 2-
9	6 173,2	340,2	0,17						2,76	0,51				3,68													E1	1- 2-
10	6 166,0	347,4	0,25						2,76																		E1	1- 2-
11	6 152,5	360,9	0,52						2,23	3,02																	E1	1- 2-
12	6 145,4	368,0	1,16	3,24					2,23					1,41													E1	1- 2-
13	6 130,9	382,5	0,53																								E1	1- 2-
14	6 116,0	397,4	0,40						0,61					0,51													M1	+
15	6 107,0	406,4	2,35						1,01					1,96													E1	+
16	6 059,9	453,5	0,25	1,69					2,05	0,74				0,42													E1	1- 2-
17	6 017,0	496,4	0,46						0,95	0,90				0,66													E1	1- 2-
18	6 000,5	512,6							0,89																		E1	3-
19	5 983,8	529,6	2,30																								E1	3-
20	5 964,1	549,3																									M1	+
21	5 941,0	572,4	0,21						2,53					0,51													E1	1- 2-
22	5 882,3	631,1	1,33						0,70	0,65				1,96													E1	1- 2-
23	5 839,1	674,3	0,34						2,23	2,98				0,42													E1	1- 2-
24	5 809,5	703,9							4,42					3,65													E1	1- 2-
25	5 784,1	729,3							1,24																		E1	+
26	5 766,3	747,1							0,42	2,98																	E1	0+
27	5 723,5	789,9	0,93						3,28					2,23													E1	1- 2-
28	5 710,5	802,9	1,53						2,14					0,86													E1	1- 2-
29	5 680,7	832,7	0,59						0,58																		E1	1- 2-
30	5 645,8	867,6	0,18						1,12	0,89																	E1	1+ 2+
31	5 617,2	896,2	0,54						1,29					1,72													E1	(3)+
32	5 594,2	919,2	1,16						0,48					2,61													E1	1- 2-
33	5 581,2	932,2							0,81					0,99													E1	0-
34	5 554,1	959,3	0,18	1,32					2,27	0,77																	E1	1- 2-
35	5 536,2	977,2	0,70						0,97					0,54													E1	+
36	5 525,0	988,4	1,87						0,70	0,68				2,62													E1	3-
37	5 513,0	1 000,4	0,22						0,70	3,03				0,70													E1	1- 2-
38	5 492,0	1 021,4	0,46	1,92										1,04													E1	1- 2-
39	5 474,0	1 039,4							1,47	1,09				1,07													E1	1- 2-
40	5 464,5	1 048,9	0,28						2,56					1,04													E1	1- 2-
41	5 419,5	1 093,9	0,43						0,50	1,80				0,90													E1	+
42	5 400,8	1 112,6	0,61						0,67	1,00				0,58													E1	1- 2-
43	5 387,8	1 125,6							1,11					1,40													E1	1- 2-
44	5 364,6	1 148,8							0,89	1,04				0,46													E1	1+ 2+
45	5 348,7	1 164,7	1,34						1,72	1,04				0,62													E1	1- 2-
46	5 340,1	1 173,3							2,31					0,68													E1	1- 2-
47	5 309,0	1 204,4	0,97							2,14				0,68													E1	1- 2-

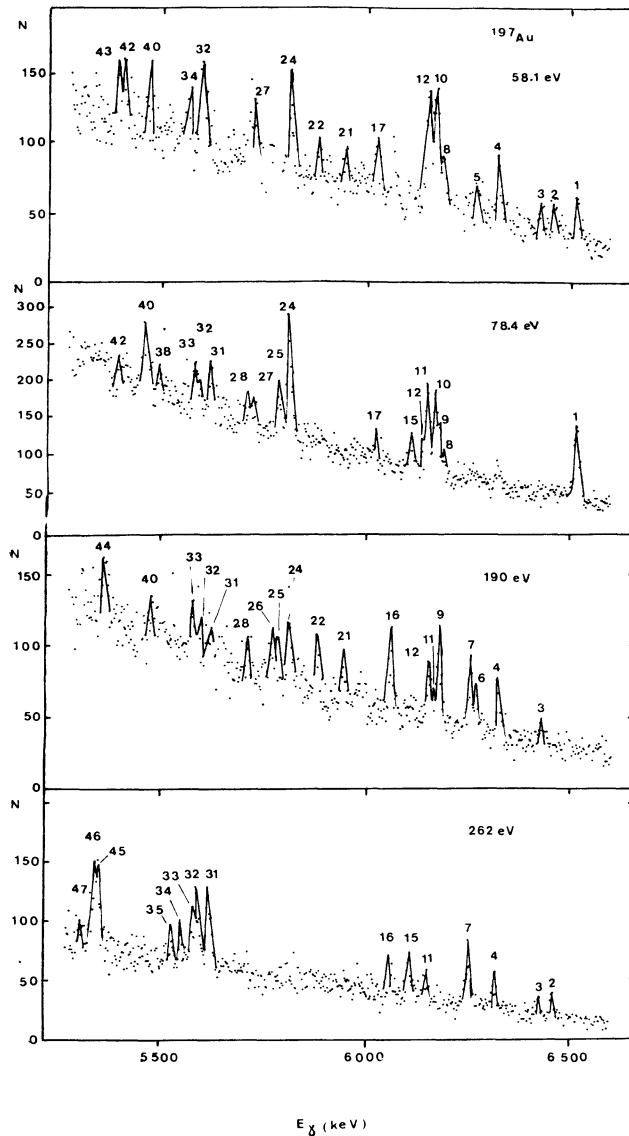


FIG. 3. — Spectre des rayons γ émis de 5,2 MeV à 6,5 MeV dans quelques résonances de spin 1^+ de ^{197}Au .

tions présentes à la fois dans les résonances 1^+ et 2^+ ont été calculées sur l'ensemble de 18 résonances, celle à 209 eV ayant été exceptée car elle est très petite et donne lieu à de grandes barres d'erreur. Deux groupes de valeurs nettement séparés sont obtenus si l'on représente la variation de l'intensité moyenne en fonction de l'énergie (Fig. 4).

Une telle séparation a déjà été observée, entre autres, dans les cas de ^{168}Er [11], ^{122}Sb et ^{124}Sb [6]. Elle correspondait à des ensembles de transitions de multiplicités différentes. L'ensemble supérieur obtenu dans le cas de ^{198}Au représente très probablement des transitions de type E 1. L'une d'entre elles est connue comme telle : celle aboutissant à l'état fondamental 2^- . Trois valeurs ont été omises sur la figure, représentant des intensités beaucoup trop grandes. Elles doivent correspondre à des doublets et concernent les transitions de 6145,4 keV, 5809,5 keV et 5594,2 keV.

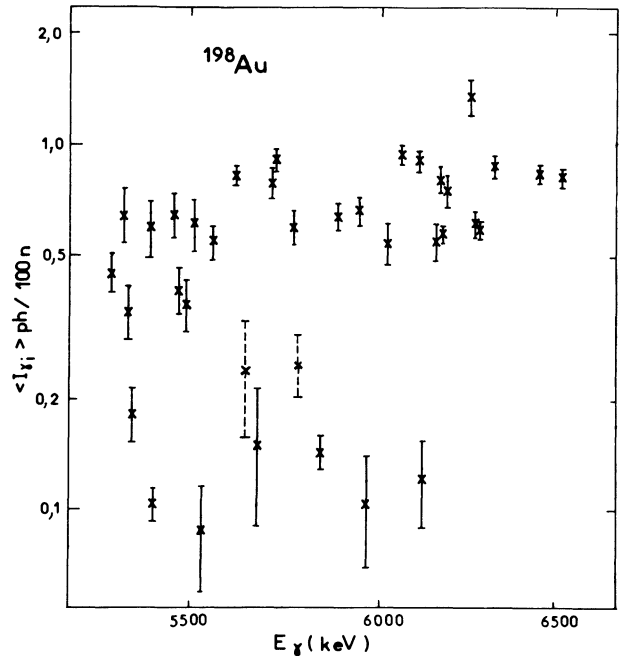


FIG. 4. — Variation de $\langle \Gamma_{\gamma_1} \rangle$ en fonction de l'énergie pour les transitions de ^{198}Au . La moyenne a été calculée sur l'ensemble de 18 résonances sauf pour les transitions à 5645,8 keV et 5784,1 keV (barres d'erreur en pointillés).

La variation de l'intensité ne semble pas suivre la loi en E_γ^5 suggérée par Axel à partir de la résonance géante dipolaire électrique [12]. Une étude de moindres carrés sur différentes lois en E_γ^n montre que χ^2 est minimal pour $n = 1, 2$ ou 3 sans qu'il soit possible de trancher entre ces valeurs. Ceci est en accord avec la loi en E_γ^3 proposée par Allen et Bird [13].

L'ensemble inférieur englobe des transitions qui ne sont pas forcément vues dans des résonances de spins différents car elles sont moins intenses et donc plus difficiles à détecter. L'intensité moyenne a été calculée cependant sur l'ensemble des 18 résonances sauf pour les transitions à 5784,1 keV et 5645,8 keV pour lesquelles la barre d'erreur est représentée en pointillés. Celles-ci alimentent les niveaux à 729,3 keV et 867,6 keV supposés respectivement 0^+ et 3^+ (voir paragraphe suivant) et sont alors seulement présentes, l'une dans les résonances 1^+ , l'autre dans les résonances 2^+ . Le rapport d'intensité entre les transitions du groupe supérieur et celles du groupe inférieur est environ de 5. C'est l'ordre de grandeur généralement trouvé pour le rapport $\langle \Gamma_{\gamma_1}(E 1) \rangle / \langle \Gamma_{\gamma_1}(M 1) \rangle$ [11], [6]. Ces dernières transitions sont donc très probablement de type M 1.

3.2 SCHEMA DE NIVEAUX DE ^{198}Au . — Il est possible de connaître les énergies d'un grand nombre des premiers états du noyau formé ^{198}Au en supposant que toutes les transitions de haute énergie sont des transitions primaires. Ceci a déjà été fait [14], [15], mais on a par contre très peu d'informations sur le spin et la parité de ces états [16].

La détermination de la multipolarité des transitions nous permet de préciser maintenant la parité de tous les niveaux. Des spins connus des résonances [17], [18], [19], on peut en outre déduire le spin de certains de ces niveaux et avoir des renseignements sur celui des autres.

Les résonances correspondant, comme on l'a vu, à des états de parité positive, les transitions E 1 alimentent des niveaux de parité négative et les transitions M 1 des niveaux de parité positive. D'après les règles de sélection une transition dipolaire à partir d'un état $J = 1$ ne peut aboutir qu'à un état $J = 0, 1$ ou 2 .

Si l'état initial est $J = 2$, l'état final peut être $J = 1, 2$ ou 3 . Les spins connus des résonances sont rappelés dans le tableau II. On constate dans le tableau I que la transition E 1 vers le niveau à 90,5 keV est observée seulement dans quatre résonances qui sont toutes de spin 1 ou suggéré 1. Elle est très probablement interdite dans les résonances de spin 2. Le niveau est donc sans doute 0^- et les résonances à 58,1 eV et 144 eV effectivement 1^+ . De même, la transition E 1 vers le niveau à 932,2 keV n'est présente que dans des résonances 1^+ (dont celle à 144 eV) et dans la résonance à 46,5 eV de spin inconnu. Cette dernière est probable-

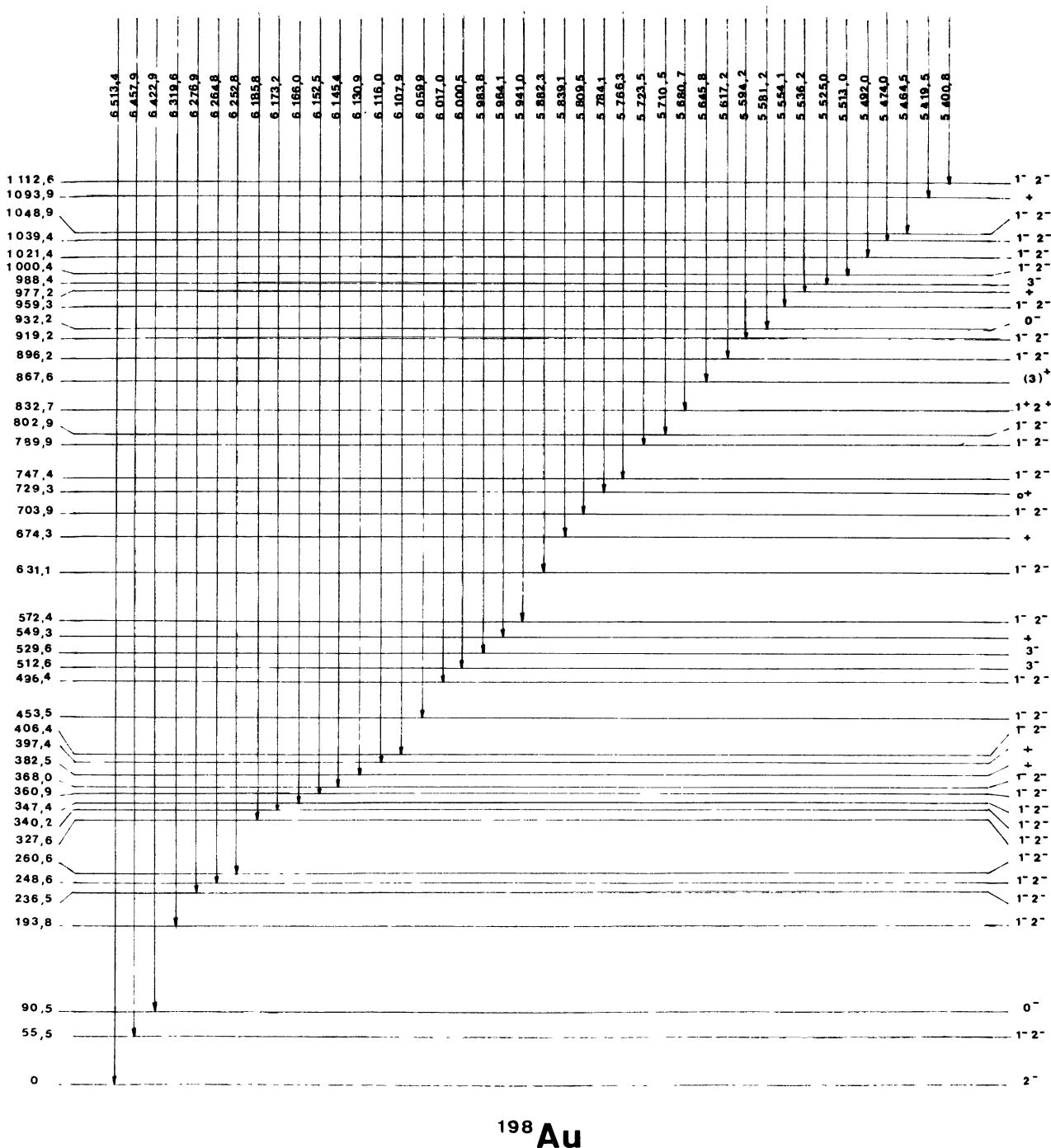


FIG. 5. — Schéma de niveaux de ^{198}Au . Les énergies sont indiquées en keV.

ment 1^+ et le niveau 0^- pour les mêmes raisons que précédemment. Les transitions E 1 vers les niveaux à 512,6 keV, 529,6 keV et 988,4 keV ne sont par contre présentes que dans des résonances 2^+ , suggérées 2^+ ou de spin inconnu. Elles sont probablement interdites dans les résonances 1^+ et alimentent donc des niveaux 3^- . Les autres transitions E 1 sont présentes à la fois dans des résonances 1^+ et 2^+ . Elles ne peuvent atteindre que des niveaux 1^- ou 2^- , les valeurs de spin 0 et 3 étant exclues. L'attribution ainsi faite du spin et de la parité des états excités est résumée en dernière colonne du tableau I.

Les transitions M 1 sont observées en moyenne seulement dans deux ou trois résonances. Celle vers le niveau à 729,3 keV n'est que dans des résonances 1^+ , qui sont les moins nombreuses. Il semble bien que le niveau soit 0^+ d'après le même raisonnement que précédemment. On ne peut affirmer par contre que les transitions observées dans des résonances 2^+ soient interdites dans les résonances 1^+ sauf celle vers le niveau à 867,6 keV (qui est sans doute 3^+) car elle est observée dans de nombreuses résonances 2^+ .

Le schéma de niveaux déduit de ces considérations est donné figure 5. Rappelons que les niveaux à 368 keV, 703,9 keV et 919,2 keV sont très probablement des doublets dont l'espacement des composantes est de moins de 8 keV.

3.3 SPIN DES RÉSONANCES DE ^{197}Au . — A partir des transitions de haute énergie, il est donc possible de connaître le spin des résonances pour lesquelles celui-ci était ignoré. Nous avons vu que le spin suggéré

$J = 1$ des résonances à 58,1 eV et 144 eV est confirmé. De même est confirmé par cette même expérience le spin $J = 2$ des résonances à 165 eV et 400 eV. De plus il est trouvé $J = 1$ pour la résonance à 46,5 eV et $J = 2$ pour celles à 122 eV, 209 eV et 274 eV. Ces résultats sont reportés en dernière colonne du tableau II.

TABLEAU II
Spin des résonances de ^{197}Au

Energie (eV)	Asghar	Julien	Trochon	Ce travail
4,9		2		
46,5				(1)
58,1		(1)		1
60,2	2	2	2	
78,4	1	(1)	1	
107	2	(2)		
122				2
144		(1)		1
151	2	2	2	
163	1	1	1	
165		(2)		2
190		1	1	
209				(2)
240	2	2	2	
262	1	1		
274				2
293	2	2		
355	(1)	2		
400	(2)			2

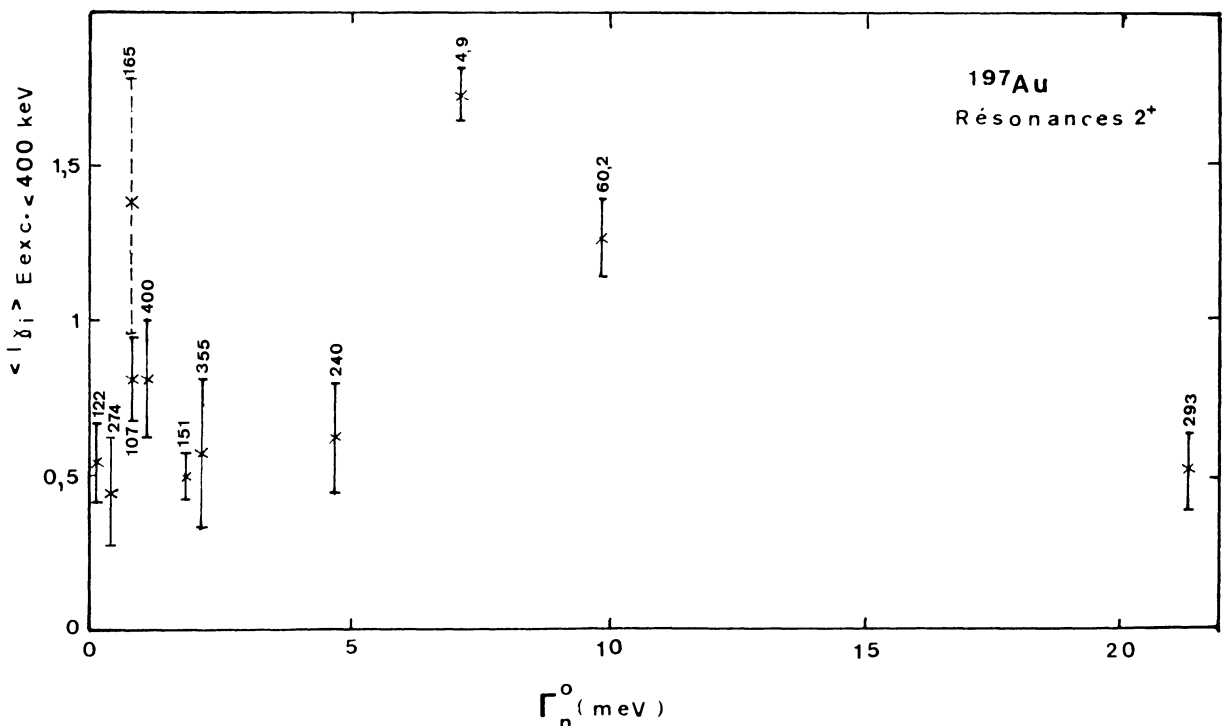


FIG. 6. — Variation de l'intensité moyenne des transitions vers les niveaux au-dessous de 400 keV en fonction de la largeur neutronique réduite pour les résonances 2^+ de ^{197}Au . Les énergies des résonances sont indiquées en eV. La résonance à 165 eV donne lieu à une grande barre d'erreur que nous avons représentée en pointillés.

3.4 CORRÉLATION ENTRE LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES ET LARGEURS NEUTRONIQUES RÉDUITES. — La bosse anormale dans le spectre de décroissance, révélant des effets non statistiques, a été étudiée. Wasson et Draper en 1963 [20] avaient déjà essayé de voir avec des détecteurs au NaI s'il y a corrélation entre la bosse et les largeurs neutroniques réduites des résonances. En considérant le rapport du taux de comptage total au-dessus du seuil $E_\gamma = 6$ MeV et du taux de comptage au-dessus de $E_\gamma = 2,6$ MeV, ils ne trouvèrent pas de corrélation pour l'ensemble des résonances sans considération de spin. En calculant pour chaque résonance la valeur moyenne de l'intensité des douze transitions E 1 alimentant les premiers états jusqu'à 400 keV, nous obtenons des résultats comparables aux leurs pour les mêmes résonances. Si maintenant nous tenons compte du spin, nous ne trouvons pas de corrélation pour les résonances 1^+ mais il y en aurait une pour les résonances 2^+ en se limitant à celles antérieurement étudiées. Les résonances à 4,9 eV et 60,2 eV, qui ont un grand Γ_n^0 présentent des transitions intenses vers les tout premiers

niveaux comme il apparaît sur la figure 2. Ce n'est qu'en ajoutant la résonance à 293 eV ayant un très fort Γ_n^0 et de faibles transitions que la corrélation disparaît (Fig. 6).

Dans le cas des transitions vers les niveaux d'énergie comprise entre 400 keV et 800 keV, il n'y a pas non plus de corrélation. Par exemple le point figuratif de la résonance à 107 eV (qui a un faible Γ_n^0) passe au-dessus de celui de la résonance à 4,9 eV.

4. **Conclusion.** — L'étude des raies individuelles dans les résonances séparées a donné des informations sur la spectroscopie des premiers états excités de ^{198}Au . Plusieurs spins ont pu être précisés à partir du spin des résonances d'après les règles de sélection et, inversement, des spins de résonances ont été attribués. La loi de variation des largeurs radiatives partielles avec l'énergie a été mise en évidence ainsi que la multipolarité des transitions, d'où on a déduit la parité des premiers niveaux de ^{198}Au . Il n'y a pas de corrélation entre les largeurs radiatives partielles et les largeurs neutroniques réduites dans le cas de l'or.

Bibliographie

- [1] BARTHOLOMEW G. A., Symposium on Neutron Capture Gamma-ray Spectroscopy (IAEA, Vienne, 1969), 553.
- [2] GROSHEV L. V., DEMIDOV A. M., SHADIEV N., *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Serv. Fiz.* **29** (1965) 766; *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Serv.* **29** (1966) 769.
- [3] BARTHOLOMEW G. A., EARLE E. D., FERGUSON A. J., BERGQVIST I., *Phys. Lett.* **24B** (1967) 47.
- [4] PERKIN J. L., STARFELT N., *Nucl. Phys.* **63** (1965) 526.
- [5] LANE A. M., *Phys. Lett.* **31B** (1970) 344.
- [6] LOTTIN (A.), PAYA D., *J. Physique* **32** (1971) 849.
- [7] FUBINI A., POPA M., PROSPERI D., TERRASI F., *Nuovo Cimento* **2A** (1971) 109.
- [8] WHITE D. H., GROVES D. J., BIRKETT R. E., *Nucl. Instr. and Methods* **66** (1968) 70.
- [9] HARVEY J. A., STEVENS M. M., communication privée.
- [10] PORTER C. E., THOMAS R. G., *Phys. Rev.* **104** (1956) 483.
- [11] BOLLINGER L. M., *Nucl. Struc.* (Proceedings Symposium Dubna, 1968), IAEA Vienne (1968) 317.
- [12] AXEL P., *Phys. Rev.* **126** (1962) 671.
- [13] ALLEN B. J., BIRD J. B., *Phys. Lett.* **27B** (1968) 494.
- [14] JOHNSON L. V., HUGHES L. B., KENNETT T. J., PRESTWICH W. V., *Nucl. Phys.* **84** (1966) 113.
- [15] WASSON O. A., CHRIEN R. E., BHAT M. R., LONE M. A., BEER M., rapport BNL 12343.
- [16] *Nucl. Data Tables*, **A5** (1969), 381.
- [17] ASGHAR M., MOXON M. C., CHAFFEY C. M., Intern. Conf. on the Study of Nucl. Struc. with Neutrons, Antwerp (Belgium), juillet 1965, communication n° 65.
- [18] TROCHON J., LOTTIN A., RIBON P., *C. R. Acad. Sci. Paris* **262B** (1966) 507.
- [19] JULIEN J., DE BARROS S., BIANCHI G., CORGE C., HUYNH V. D., LE POITTEVIN G., MORGENSTERN J., NETTER F., SAMOUR C., VASTEL R., *Nucl. Phys.* **76** (1966) 391.
- [20] WASSON O. A., DRAPER J. E., *Phys. Lett.* **6** (1963) 350.