

NEANDC (E) 242

INDC (FR) - 60/L

RAPPORT D'ACTIVITES POUR L'ANNEE 1982

TRAVAUX RELATIFS AUX DONNEES NUCLEAIRES EN FRANCE

(COMPILATION EFFECTUEE par MM. FREHAUT et MICHAUDON)

RAPPORT D'ACTIVITES POUR L'ANNEE 1982

TRAVAUX RELATIFS AUX DONNEES NUCLEAIRES EN FRANCE

(COMPILATION EFFECTUEE par MM. FREHAUT et MICHAUDON)

PREFACE

Ce document décrit, sous une forme volontairement condensée, les travaux effectués en France dans le domaine des données nucléaires neutroniques et non neutroniques. Afin de lui assurer une plus large diffusion, il est envoyé cette année aux membres des listes NEANDC et INDC.

Les activités de mesures de données nucléaires neutro-
niques sont concentrées au Centre d'Etudes de Bruyères-le-Chatel (C.E.A.). Le dispositif de pulsation de l'accélérateur Van de Graaff Tandem de ce Centre a été amélioré pour produire des bouffées plus courtes jusqu'à $\Delta t = 0,5$ ns et même $\Delta t = 0,3$ ns au prix d'une réduction de courant. Le programme de mesures est toujours centré sur l'interaction des neutrons rapides avec les noyaux, notamment pour les réactions de : i) diffusion (^{169}Tm , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{208}Pb , ^{63}Cu et ^{65}Cu), ii) capture radiative (^{139}La , ^{165}Ho , ^{209}Bi) et iii) fission (nombre moyen de neutrons prompts pour ^{230}Th).

Les activités d'évaluations de données nucléaires neutro-
niques s'effectuent au C.E. de Bruyères-le-Chatel (C.E.A.) et de Cadarache (C.E.A.). Les sections efficaces des noyaux suivants ont été évaluées : ^{169}Tm , ^{239}Pu et d'autres actinides (à Bruyères-le-Chatel), isotopes du nickel, ^{238}Pu et ^{237}Np (à Cadarache). De plus, plusieurs travaux théoriques ont été poursuivis à Bruyères-le-Chatel, lesquels permettront de calculer avec plus de fiabilité de nombreuses sections efficaces.

Les travaux relatifs aux données nucléaires non neutro-
niques sont effectués au C.E.N. Saclay et au C.E.N. Grenoble.

Bien que n'étant pas toujours reliés directement aux données nucléaires, les travaux sur la fission sont aussi inclus dans ce rapport. L'étude de ce processus se poursuit activement dans de nombreux laboratoires, soit à partir de la fission spontanée, soit lorsque la fission est induite par neutrons ou particules chargées. Les structures fines observées dans la section efficace de la réaction $^{232}\text{Th}(n,f)$ se retrouvent dans la réaction $^{232}\text{Th}(d,pf)$ mesurée récemment à Saclay. Cependant, l'existence d'un troisième puits dans la surface à énergie potentielle des isotopes du Thorium est maintenant remise en cause par de nouvelles études théoriques sur l'énergie potentielle d'états très déformés de la matière nucléaire. Sur un autre plan, de nombreuses études sont toujours entreprises pour mieux connaître la dynamique du processus de fission.

Enfin, pour terminer sur une note plus générale, il faut signaler le démarrage en France, en 1982, de deux grands accélérateurs d'ions lourds : SARA (Grenoble) et GANIL (Caen) auprès desquels les expériences ont déjà commencé.

A. MICHAUDON

TABLE DES MATIERES

- C.E.N. CADARACHE	- 5 -
- C.E. BRUYERES-LE-CHATEL	- 27 -
- C.E.N. SACLAY	- 37 -
- C.E.N. BORDEAUX-GRADIGNAN	- 49 -
- C.E.N. GRENOBLE	- 79 -

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE CADARACHE

SERVICE D'ETUDE ET DE DEVELOPPEMENT DES COEURS
SECTION PHYSIQUE NEUTRONS RAPIDES

I - EVALUATIONS DES SECTIONS EFFICACES NEUTRONIQUES DES ISOTOPES

DE Ni (H. DERRIEN, D. LAFOND)

Les résultats concernant l'évaluation préliminaire des sections efficaces de ^{58}Ni et ^{60}Ni ont déjà été présentés dans le rapport d'activité précédent ⁽¹⁾. On présente ici les résultats de l'évaluation des sections efficaces de Ni naturel dans le domaine thermique et le domaine des résonances résolues jusqu'à 550 kev d'énergie de neutrons. On donne en particulier quelques précisions sur l'évaluation dans le domaine thermique pour tous les isotopes stables et sur l'évaluation dans le domaine des résonances des isotopes de masse 61, 62 et 64.

I.A - Domaine thermique

Les paramètres de résonances négatives utilisées pour reproduire les sections efficaces à basse énergie sont donnés dans le tableau I et comparés aux valeurs publiées dans la dernière édition de "Neutrons Cross Sections, volume 1" ⁽²⁾. Dans le tableau II, on donne les sections efficaces calculées à 0.0253 ev ; elles sont comparées aux valeurs que l'on peut trouver dans différents fichiers de données évaluées. Une comparaison graphique avec les données expérimentales et l'évaluation ENDF/B-IV est également faite dans la figure 1 pour la section efficace totale au-dessous 1 kev. Les figures 2 et 3 montrent en détail les mesures des sections efficaces totales au dessous de 0,1 ev, c'est-à-dire pour des longueurs d'onde de neutrons supérieures à 1 Å°. Les discontinuités dans la section efficace totale apparaissent dans les résultats de ALLEN et al. ⁽³⁾. Ces discontinuités sont dues à la structure cristalline (cubique à face centrée) du Ni et apparaissent chaque fois que la longueur d'onde λ du neutron est égale au double de la distance entre les différents plans cristallins. Ces discontinuités sont déjà de l'ordre de 1 barn à l'énergie thermique $E_n = 0,0253$ ev ; $\lambda = 1,8$ Å°. La dernière discontinuité est de 12 barns pour $\lambda = 4,06$ Å° (distance entre les plans 111 de la notation de MILLER). Pour les longueurs d'onde supérieures, la diffraction de Bragg n'est plus possible ; on retrouve une variation linéaire en λ de la section efficace totale vers les neutrons froids ; les mesures de

ALLEN et al.⁽³⁾, PALEVSKY et al.⁽⁴⁾ et ZHITAREV et al.⁽⁵⁾ sont parfaitement cohérentes. Les sections efficaces calculées montrées sur les figures 1, 2 et 3 sont les résultats du calcul à partir des paramètres de résonances. Il est évident que ces résultats ne sont significatifs que pour les énergies de neutrons supérieurs à 0,1 ev, en ce qui concerne les sections efficaces totales et de diffusion. Entre 0,005 ev et 0,1 ev, ils représentent malgré tout une moyenne des sections efficaces. Au dessous de 0,005 ev une correction de 10 à 12 barns doit être apportée aux sections efficaces totales et de diffusion calculées à partir des paramètres de résonances.

I.B - Paramètres des résonances de ^{61}Ni

L'ensemble des paramètres est celui recommandé en référence⁽²⁾ avec les compléments ou les modifications suivantes :

1 - on trouve 6 résonances pour lesquelles seule l'énergie est donnée, 3 résonances aux environs de 11 kev et 3 résonances aux environs de 36 kev ; on a attribué la valeur $g\Gamma_n$ de 0,28 ev aux 3 premières et 0,48 ev aux 3 autres et une valeur $g\Gamma_\gamma = 1$ ev à chacune d'entre elles ;

2 - aux résonances $l > 0$ pour lesquelles seule l'aire de capture existe, on a attribué la valeur $g\Gamma_\gamma = 1$ ev et on a calculé la valeur $g\Gamma_n$ correspondante ;

3 - on a attribué la valeur $\Gamma_\gamma = 2,3$ ev à toutes les résonances $l = 0$ pour lesquelles il n'existe pas de valeurs expérimentales, c'est-à-dire la moyenne des valeurs mesurées ;

4 - les paramètres de la résonance négative ont été choisis pour obtenir la valeur $\sigma_{n,\gamma}(0,0253 \text{ ev}) = 2,5$ b.

Il n'existe pas de paramètres de résonances au-dessus de 69 kev.

I.C - Paramètres des résonances de ^{62}Ni

L'ensemble des paramètres est basé sur les valeurs recommandées par MOXON⁽⁶⁾ avec les modifications et les additions suivantes :

1 - Les résonances à 190,74 kev et 217,94 kev obtenues par FARRELL et al.⁽⁷⁾ et classées dans la famille $l > 0$ sont probablement les résonances s obtenues par BEER et al.⁽⁸⁾ à partir d'une analyse multiniveaux ; elles ont donc été supprimées de la liste des résonances $l > 0$.

2 - Les résonances $l > 0$ proposées par BEER et al. à partir de l'analyse des sections efficaces expérimentales de capture dans l'intervalle d'énergie de 8,9 kev à 160,5 kev ont été ajoutées avec des valeurs de $g\Gamma_n$ obtenues en combinant $g\Gamma_\gamma = 1$ ou 2 ev aux aires de capture correspondantes.

3 - Les valeurs de Γ_γ obtenues par BEER et al. pour les résonances $l = 0$ à 42,87 kev, 94,7 kev et 105,6 kev ont été retenues.

4 - On a attribué la valeur $g\Gamma_\gamma = 0,5$ ev à la résonance $l = 0$ à 77,23 kev pour restituer la section moyenne de capture mesurée dans l'intervalle d'énergie 66,25 kev à 79,50 kev.

5 - Aucune résonance $l > 0$ n'a été proposée dans l'intervalle d'énergie de 160 kev à 260 kev. La section efficace de capture calculée dans cet intervalle d'énergie ne peut donc être que largement sous estimée. Par exemple, entre 160 kev et 200 kev la valeur moyenne calculée est de 1,4 mb alors que la valeur moyenne expérimentale est de 7,82 mb^{(9), (10)}. On a donc ajouté artificiellement 10 résonances $l > 0$ dont les paramètres ont été choisis pour reproduire une section efficace moyenne raisonnable dans l'intervalle d'énergie 160 kev à 260 kev.

6 - Au dessus de 260 kev les valeurs de $g\Gamma\gamma$ utilisées permettent de restituer une valeur raisonnable de $\langle g\Gamma\gamma \rangle / \langle D \rangle$ (au moins égale à la valeur obtenue dans l'intervalle d'énergie de 100 kev à 200 kev).

Les sections efficaces moyennes de capture calculées dans le domaine des résonances sont comparées aux valeurs expérimentales de Karlsruhe dans le tableau III.

I.D - Paramètres des résonances de ^{64}Ni

Les paramètres sont encore basés sur l'ensemble recommandé par MOXON avec les additions et les modifications suivantes :

1 - on a ajouté les résonances $l > 0$ proposées par BEER et SPENCER⁽⁸⁾ à 14,80 kev, 31,85 kev et 62,80 kev ; pour ces résonances $g\Gamma_n$ a été calculé en choisissant $g\Gamma\gamma = 1$ ev ;

2 - Les valeurs de $\Gamma\gamma$ des résonances $l = 0$ à 14,3 kev et 33,81 kev sont celles proposées par BEER et SPENCER ;

3 - en dessus de 100 kev, toutes les valeurs de $g\Gamma\gamma$ ont été augmentées pour reproduire les sections efficaces moyennes de capture mesurées à Karlsruhe^{(9), (10)}.

Les comparaisons entre des valeurs moyennes calculées et mesurées sont faites dans le tableau III. Au-dessous de 50 kev, les paramètres de résonances ne reproduisent pas les sections efficaces moyennes expérimentales ; il faudrait des valeurs de $\Gamma\gamma$ à peu près 4 fois supérieures à celles obtenues par BEER et SPENCER. Il reste à clarifier ce problème.

I.E - Les sections efficaces calculées de Ni naturel

En fait, l'ensemble des paramètres de résonances disponibles pour le calcul des sections efficaces de Ni naturel dans le domaine des résonances est très incomplet. En particulier, on ne connaît pas le spin des résonances de moments angulaires $l > 0$ et la plupart des valeurs $g\Gamma_n$ ou $g\Gamma\gamma$ ne sont que des grossières

estimations. Il n'est donc pas possible de calculer des sections efficaces exactes de capture point par point et les erreurs peuvent être très grandes au sommet des résonances. On peut espérer que les sections efficaces moyennes calculées dans des intervalles d'énergie contenant plusieurs résonances sont mieux connues. Une comparaison entre plusieurs évaluations est donnée dans le tableau V, en utilisant le schéma en groupes de CARNAVAL et le programme de calcul FOURACES⁽¹¹⁾. Les sections efficaces moyennes totales calculées sont assez comparables. Quant à la capture, les valeurs obtenues à partir de la présente évaluation sont très semblables à celles obtenues à partir de KEDAK, sauf dans le groupe 7 où la valeur de KEDAK est très inférieure ; ENDF/B-IV donne des valeurs beaucoup plus importantes. Les moyennes expérimentales de LE RIGOLEUR sont également présentées dans le tableau IV.

II - EVALUATIONS DES SECTIONS EFFICACES NEUTRONIQUES DE ²³⁸Pu

(H. DERRIEN)

L'évaluation a été reprise au-dessus de 0.8 Mev pour tenir compte des mesures de section efficace de fission de KNITTER et BUCDZ-JORGENSEN (13). Les résultats de cette réévaluation sont présentés dans la figure 4. Le rapport définitif de l'évaluation est en cours de publication⁽¹²⁾.

III - EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES NEUTRONIQUES DE ²³⁷Np

POUR DES ENERGIES SUPERIEURES A 5 Mev (E. FORT)

Dans cette gamme d'énergie l'intérêt principal concerne la réaction (n, 2n) qui conduit à ²³⁶Np puis à ²³⁶Pu. Ce dernier noyau est le point de départ d'une chaîne de décroissance qui conduit à ²⁰⁸Tl émetteur d'une raie γ à 2,614 Mev qui conditionne le dimensionnement optimisé des protections nécessaires lors du retraitement et du transport du combustible.

La section efficace (n, 2n) s'écrit de la façon suivante :

$$\sigma_{n, 2n} = \sigma_C (E^*) \times P_{ne} (E^*) \times P (E^*, 2n\gamma) \quad (1)$$

Dans cette expression, représentent respectivement :

$\sigma_C (E^*)$ la section de formation du noyau composé à une énergie d'excitation $E^* = B_n + E$ (E = énergie incidente).

$P_{ne} (E^*)$, la probabilité totale d'émission de neutron par le noyau composé.

$$P_{ne} (E^*) = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_T} (E^*) = \frac{\sigma_C - (\sigma_{n,\gamma} + \sigma_{nf}^1 + \sigma_{n,n}^{\text{composé}})}{\sigma_C - \sigma_{n,n}^{\text{composé}}} \quad (2)$$

$P (E^*, 2n\gamma)$, la probabilité partielle d'émission de 2 neutrons.

$$P (E^*, 2n\gamma) = \frac{\int_0^E \epsilon \sigma_C (\epsilon) \rho (E^* - \epsilon) \frac{\Gamma_n}{\Gamma_T} (E^* - \epsilon) P (E - \epsilon, 1n\gamma) d\epsilon}{\int_0^{E^*} \epsilon_1 \sigma_C (\epsilon_1) \rho (E^* - \epsilon_1) d\epsilon_1} \quad (3)$$

Pour les noyaux concernés, ^{236}Np et ^{235}Np , les sections efficaces de capture sont faibles, de sorte que les termes $P (E^*, 2n\gamma)$ et $P (E, 1n\gamma)$ ne dépendent que des probabilités de fission des noyaux considérés.

Dans cette évaluation il s'agissait donc de calculer une section efficace (n, 2n) (Fig. 5) cohérente avec la section efficace totale de fission, c'est-à-dire avec les probabilités de fission des noyaux ^{236}Np et ^{235}Np telles que mesurées par WILHELMY [14] (Fig. 6 et Fig. 7). La section efficace de fission de 1ère chance de ^{237}Np , non accessible à l'expérience au dessus du seuil (n, 2n) a exigé un calcul très précis aux énergies inférieures.

La section efficace de production de ^{236}Pu σ_{Pu}^{236} , est le produit de $\sigma_{\text{Pu}}^{236} = \sigma (n, 2n) \times R (E)$.

$R(E)$ (Fig. 8) s'exprime en fonction du rapport isomérique de ^{236}Np .

Cette fonction a été mesurée à 2 énergies : 14.5 MeV [15] et 8.6 MeV [16]. Comme le calcul de l'évolution avec l'énergie du rapport isomérique est impossible avec le code SI2N utilisé on est conduit à imaginer deux courbes vraisemblables pour $R(E)$ suivant que le niveau (1^-) à vie courte de ^{236}Np est le niveau fondamental ou le niveau excité à 0.0446 MeV. Cette dernière configuration (courbe R1) a été confirmée par SCHMORACK [17].

La moyenne calculée dans un spectre de fission de ^{235}U de :

$$\langle \sigma_{\text{Pu}}^{236} \rangle = \frac{\int_{6,8}^{20} R(E) \times \sigma_{n, 2n}(E) \times S \times \chi(E) dE}{\int_{6,8}^{20} \chi(E) dE} = 0,0345 \text{ b}$$

La valeur mesurée par PAULSON et HENNELY [18] s'établit à $0,0315 \pm 0,03$.

REFERENCES

- 1 - D. LAFOND et H. DERRIEN, NEANDC(E)
- 2 - S.F. MUGHABGHAB et al., Neutron Cross Sections, Volume I, Academic Press, 1981.
- 3 - R.G. ALLEN et al., Phys. Rev. 96,5, 1297 (1954).
- 4 - PALEVSKY, communication privée dans EXFOR.
- 5 - V.E. ZHITAREV et al., Soviet Atomic Energy 50,5 (1981).
- 6 - M.C. MOXON, NEACRP/NEANDC specialist meeting, Karlsruhe (May 1973).
- 7 - J.A. FARREL, Annals of Physics 37, 367 (1966).
- 8 - H. BEER et al., Nuclear Physics A 240, 29 (1975).
- 9 - A. PAULSEN, NEACRP/NEANDC spécialiste meeting, Geel, Décembre (1977).
- 10 - R.R. SPENCER, H. BEER, NEACRP/NEANDC spécialiste meeting, Karlsruhe (1973).
- 11 - G.C. PANINI, RT/FI (73)/6.
- 12 - H. DERRIEN, INDC(FR) - 57/L
- 13 - H. KNITTER et al, INDC (EUR) - 14 (1981)
C. BUDTZ - JORGENSEN, Nuclear data for science and technology.
6-10 Sept. 1982, Antwerp.
- 14 - WILHELMY - LASL, communication privée.

- 15 - T. LANDRUM et al., Phys. Rev. 8,5, 1938 (1973).
- 16 - G. LECOQ et A. VEYSSIERE, communication privée.
- 17 - Nuclear DATA sheets 20, 192.
- 18 - C.K. PAULSON et E.J. HENNELY, N.S.E. 55, 24-27 (1974).

**** TSD FOREGROUND HARDCOPY ****
DSNAME=#LONG.DERR.DATA

(NITAB1)

ISOTOPE	ENERGIES KEV		LARGEURS NEUTRONIQUES REDUITES (EV)		LARGEURS DE CAPTURE (EV)	
	CAD	BNL(2)	CAD	BNL(2)	CAD	BNL(2)
58	-57.05		5.568		2.054	
	- 8.85		36.990		2.094	
60		-50		46.6		4.
		-28.5		92.2		8.
61	- 3.84		0.847		4.99	
		-14.5		11.1		
62	- 6.546		17.98		2.23	
		-0.0095		1230.		2.2
62	- 0.077		0.016		0.91	
		-0.077		0.016		0.91

TABLEAU I
PARAMETRES DES RESDNANCES NEGATIVES

**** TSD FOREGROUND HARDCOPY ****
 DSNAME=#LONG.DERRIEN.TAB2

%	ISOTOPE	CAPTURE RESONANCES POSITIVES		CAPTURE RESONANCES NEGATIVES		CAPTURE TOTALE		SECTION EFFICACE TOTALE		INTEGRALE DE RESONANCES	
		BNL (2)	CAD	BNL (2)	CAD	BNL (2)	CAD	BNL (2)	CAD	BNL (2)	CAD
68.27	58	0.48	0.398	4.12	4.196	4.6 +-0.3	4.594	29.9 +-0.7	29.120	2.2 +-0.2	2.17
26.10	60	2.18	1.686	0.72	1.214	2.9 +-0.2	2.900	3.88+-0.27	3.255	1.50+-0.2	1.42
1.13	61	0.49	0.513	2.01	1.979	2.5 +-0.8	2.492	11.5 +-1.8	11.520	1.5 +-0.4	2.32
3.59	62	4.40	4.367	10.1	10.045	14.5 +-0.3	14.412	23.6 +-0.7	24.340	6.6 +-0.2	5.88
0.91	64	1.520	1.485	0.	0.	1.52+-0.03	1.485	1.52+-0.03	1.513	0.98+-0.15	0.82
100.	NAT	1.074	0.888	3.386	3.564	4.460	4.498	22.416	21.748	2.14	2.10

TABEAU II

LES SECTIONS EFFICACES SONT DONNEES EN BARNS

**** TSD FOREGROUND HARDCOPY ****
 DSNAME=#LONG.DERR.DATA

(NITAB3)

ENERGIES KEV		62Ni		64Ni	
		EXPERIMENTAL (9) , (10)	CALCULE	EXPERIMENTAL (9) , (10)	CALCULE
6.19 - 10.70		43.29 +- 7.12	45.97	390.	162.0
10.70 - 22.19		5.46 +- 3.40	3.82	180.	49.0
22.19 - 26.62		4.32 +- 1.70	7.43		
26.62 - 31.94		22.18 +- 1.47	21.37	- 66.09 +- 8.33	29.22
31.94 - 38.33		16.53 +- 1.29	20.68	108.83 +- 6.83	25.21
38.33 - 46.00		13.27 +- 0.93	13.09	44.23 +- 5.21	5.72
46.00 - 55.20		0.65 +- 0.70	1.43	3.58 +- 4.06	1.57
55.20 - 66.25		3.15 +- 0.65	5.08	12.98 +- 3.77	5.80
66.25 - 79.49		4.79 +- 0.56	4.75		
79.49 - 95.40		3.69 +- 0.50	2.79	1.82 +- 2.81	0.19
95.40 - 114.47		8.01 +- 0.53	7.33		
114.47 - 137.37		5.06 +- 0.49	3.07	7.57 +- 3.31	7.44
137.37 - 164.85		7.99 +- 0.57	8.04	12.83 +- 2.73	12.10
164.85 - 197.81		7.82 +- 1.90	7.54		
200. - 250.			8.23		
250. - 350.			5.68		
350. - 450.			4.53		
152. - 200.				5.91 +- 1.33	5.88
240. - 306.				4.25 +- 1.02	4.19
320. - 416.				3.56 +- 0.87	3.67
384. - 582.				2.96 +- 0.65	2.94

TABLEAU III

SECTIONS EFFICACES MOYENNES DE CAPTURE DE 62Ni ET 64Ni EN MILLIBARNS

GROUPE	ENERGIE DE GROUPE (MEV)		SECTIONS EFFICACES TOTALES EN BARNs			SECTIONS EFFICACES DE CAPTURE EN MILLIBARNs			
	BORNE INF.	BORNE SUP.	CAD	ENDF/B-IV	KEDAK	CAD	ENDF/B-IV	KEDAK	EXP(1)
6	3.02E-01	4.98E-01	5.92	4.29	4.19	9.48	7.99	7.57	10.45
7	1.83E-01	3.02E-01	6.76	6.26	5.73	13.41	9.67	3.01	12.60
8	1.11E-01	1.83E-01	6.17	5.65	5.38	15.79	14.04	11.74	18.90
9	6.74E-02	1.11E-01	7.36	7.06	6.59	16.26	17.46	13.47	18.95
10	4.09E-02	6.74E-02	7.76	7.81	7.53	22.22	23.89	19.68	27.5
11	2.48E-02	4.09E-02	10.57	11.22	9.94	36.59	45.07	34.63	44.2
12	1.50E-02	2.48E-02	36.28	39.84	35.17	55.45	68.12	41.75	67.9
13	9.12E-03	1.50E-02	29.58	32.56	32.43	96.17	102.74	92.05	
14	5.53E-03	9.12E-03	11.05	11.73	11.00	18.98	25.64	20.22	
15	3.36E-03	5.53E-03	24.15	26.74	23.56	13.70	35.09	15.43	
16	2.04E-03	3.36E-03	14.93	16.61	13.36	17.13	73.04	42.81	
17	1.23E-03	2.04E-03	14.30	16.02	13.16	26.76	23.60	15.29	
18	7.48E-04	1.23E-03	15.12	16.58	14.53	18.96	24.93	18.72	
19	4.54E-04	7.48E-04	15.89	17.06	15.52	25.65	31.04	25.43	
20	2.75E-04	4.54E-04	16.42	17.38	16.15	34.00	39.21	34.36	
21	1.01E-04	2.75E-04	16.87	17.64	16.97	50.82	55.15	50.90	
22	2.26E-05	1.01E-04	17.23	18.41	17.66	93.10	98.62	94.61	
23	3.06E-06	2.26E-05	17.45	20.76	17.92	196.92	198.06	192.42	
24	4.14E-07	3.06E-06	17.83	25.15	18.19	543.08	538.00	525.87	
25	1.00E-11	4.14E-07	21.38	40.00	21.57	4086.82	4058.20	3957.30	

TABLEAU IV - SECTIONS EFFICACES DE GROUPE

(1) SECTIONS EFFICACES EXPERIMENTALES DE LE RIGLEUR (CEA-R-4788, 1976)

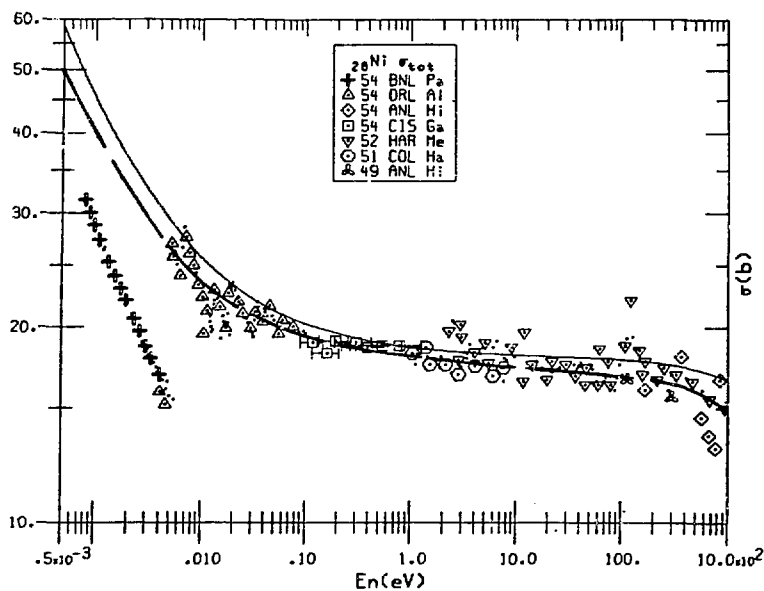


Fig. 1 - Sections efficaces totales de Ni naturel
(d'après BNL-325)

— ENDF/B-IV
— cette évaluation (calcul par les paramètres de résonances)

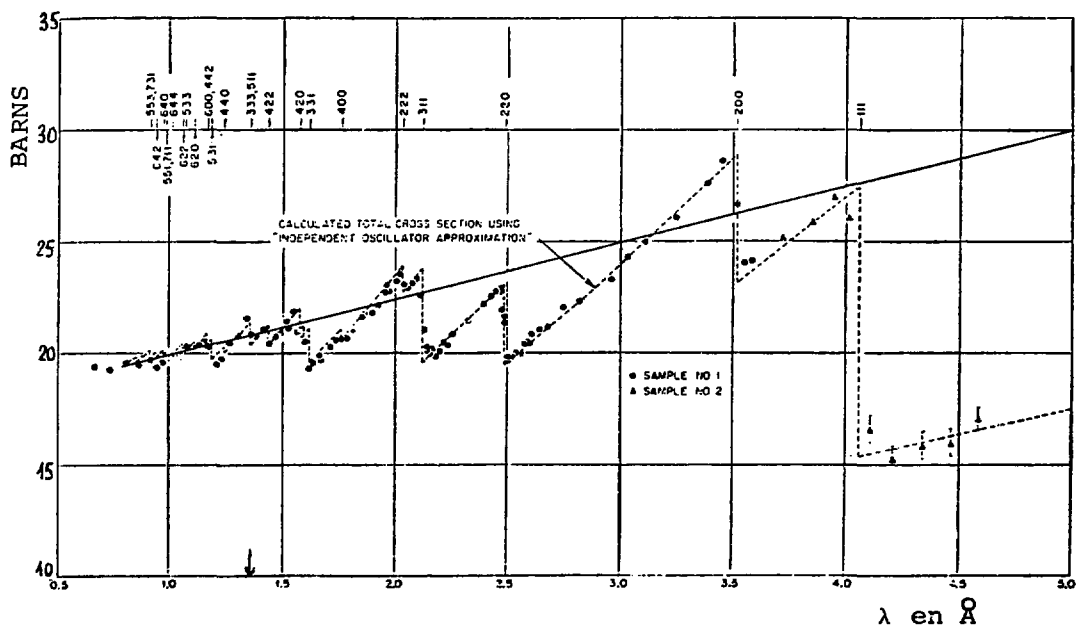


Fig. 2 - Sections efficaces totales de Ni naturel
d'après R.G. ALLEN et al. (3)

— calcul par les paramètres de résonances

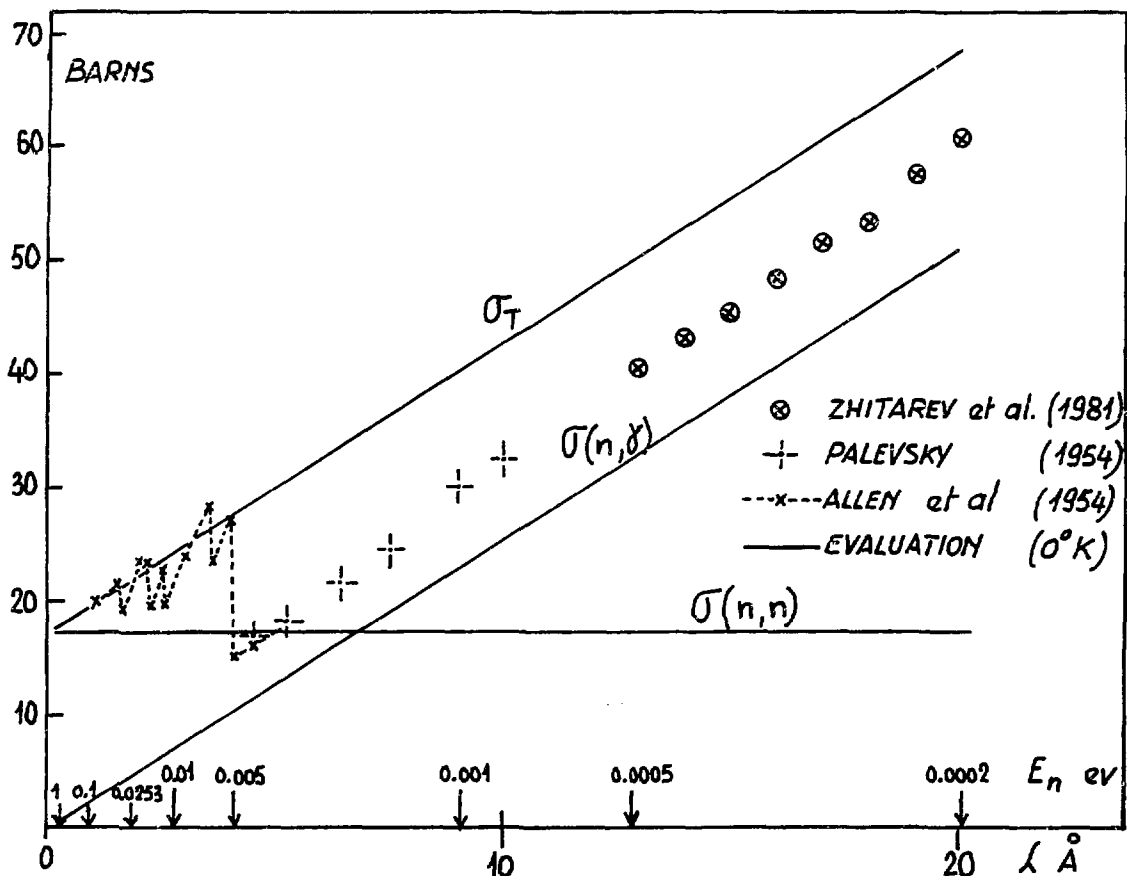


Fig. 3 - Sections efficaces de Ni naturel

Les points expérimentaux représentent des sections efficaces totales. Les courbes en traits pleins sont les sections efficaces calculées à partir des paramètres de résonances

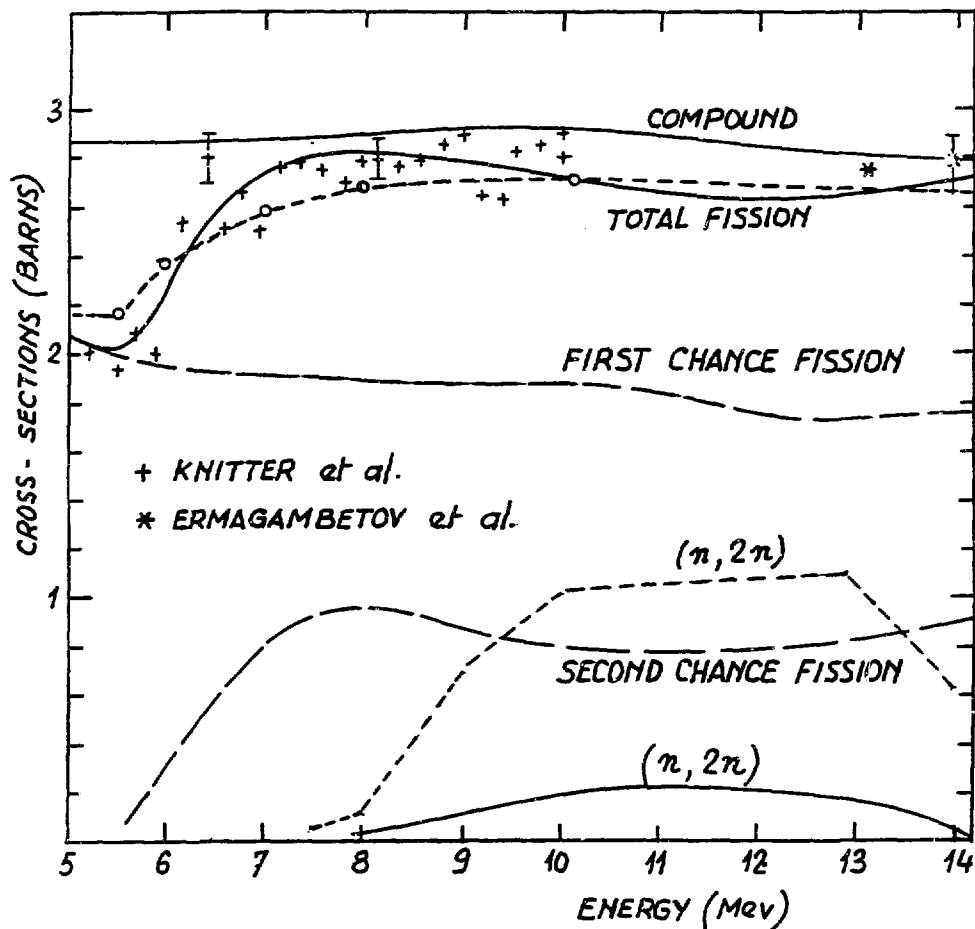
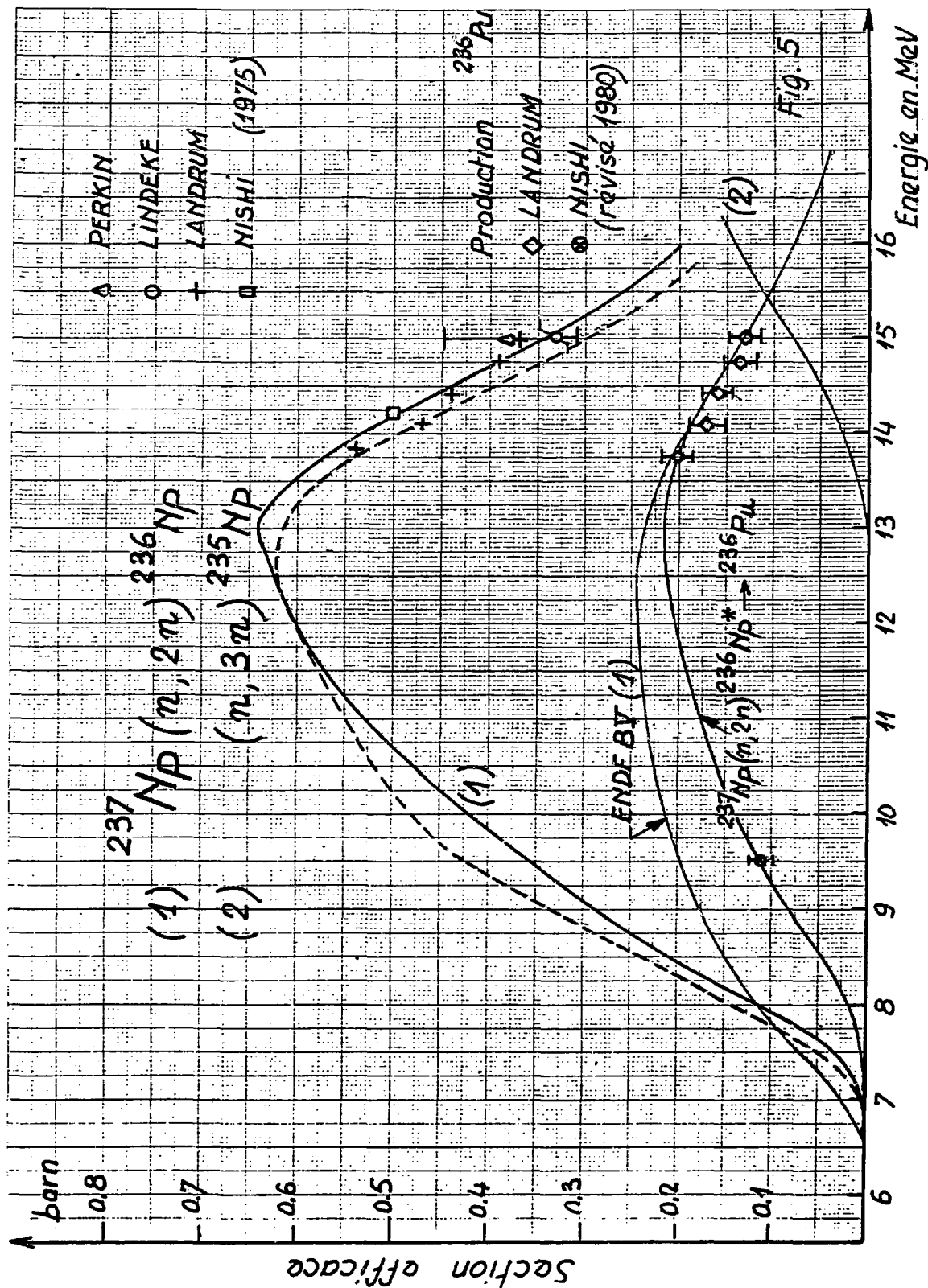
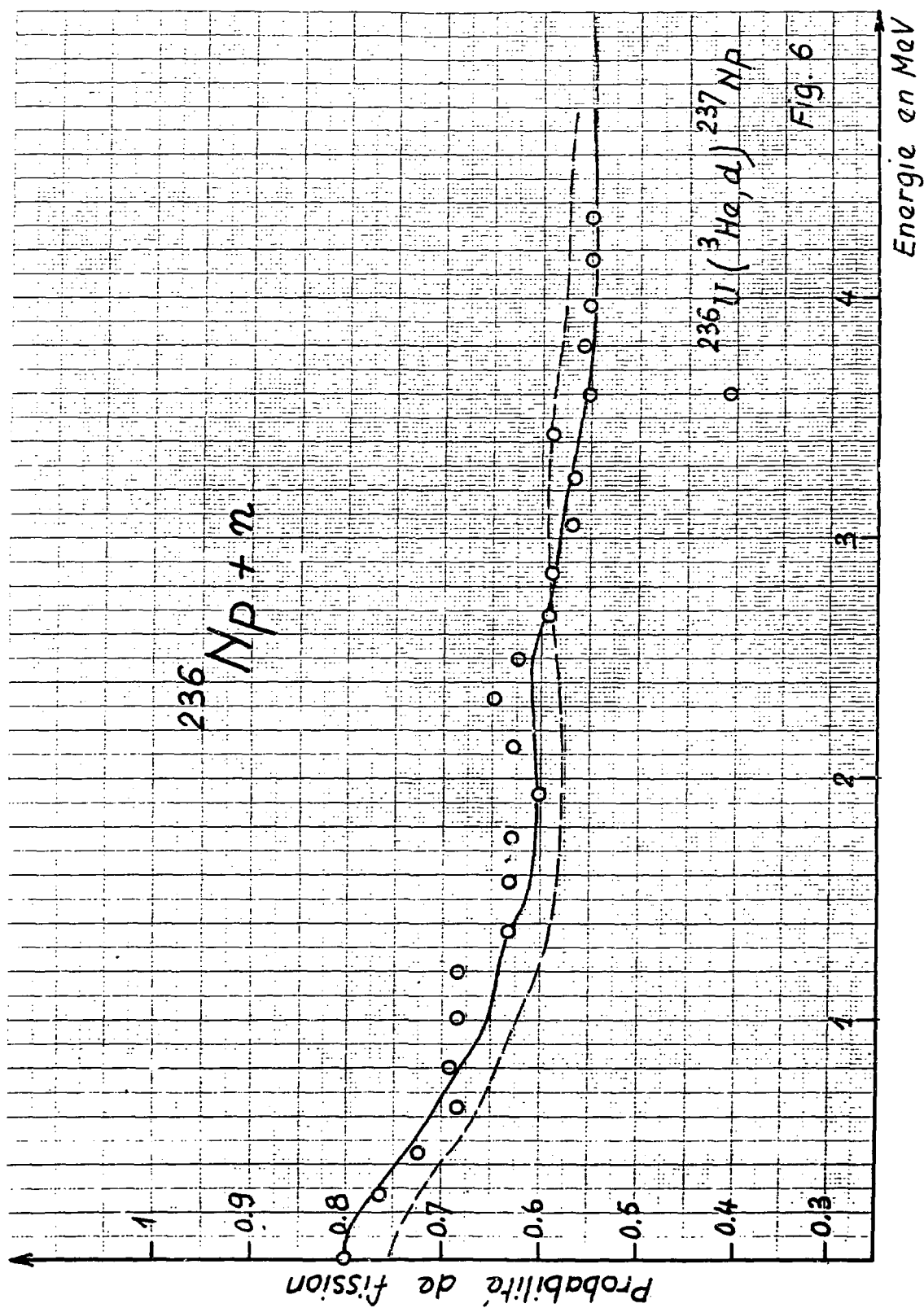


Fig. 4 - Sections efficaces de ^{238}Pu de 5 à 14 Mev.
 Les courbes de fission totale et (n, 2n) en pointillés
 sont les résultats de l'évaluation ENDF/B-V.





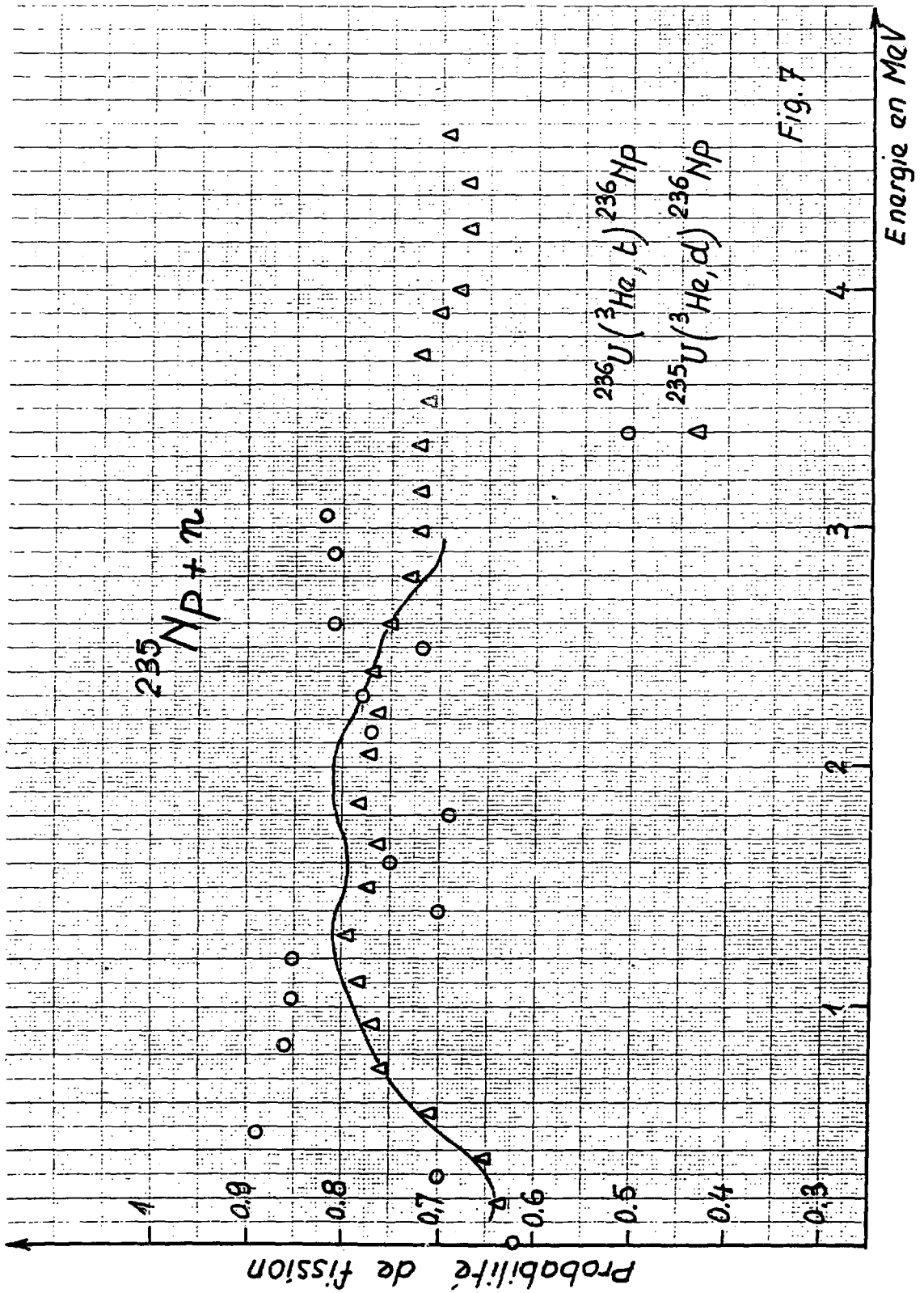
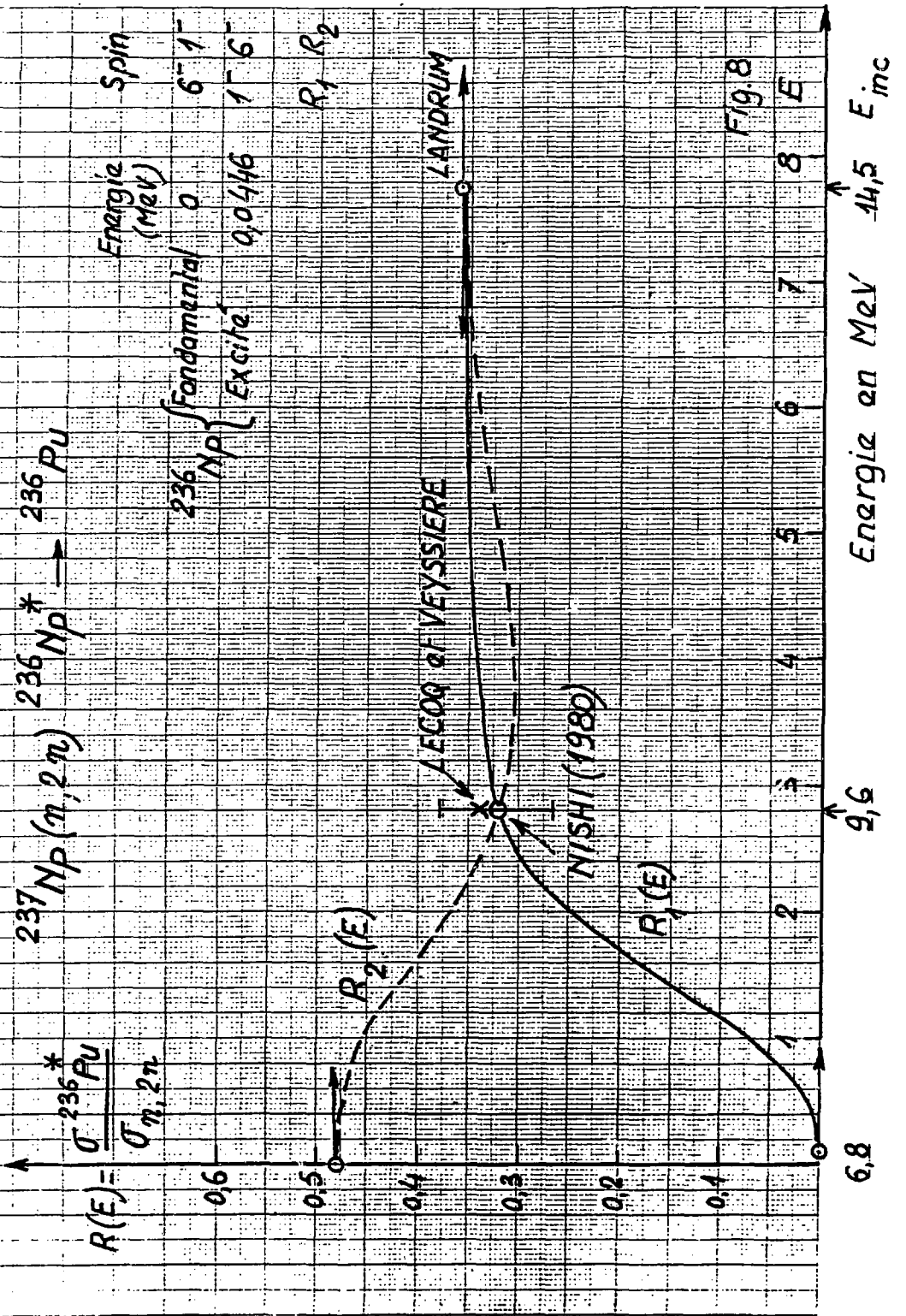


Fig. 7



CENTRE D'ETUDES DE BRUYERES-LE-CHATEL

- SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE
- SERVICE DE RADIOCHIMIE ET PHENOMENOLOGIE

Département de Physique Générale
Service de Physique Neutronique et Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

P. FIGEAC

Les activités et publications du Service PNN en 1982 sont détaillées dans la note CEA-N-2343, NEANDC (E) 229 "L", INDC (FR) 58/L (à paraître).

I - Dans le domaine expérimental, une part importante des activités du Service P2N a été consacrée à l'amélioration des moyens expérimentaux. Ces améliorations ont porté principalement dans deux directions :

- 1) amélioration de la qualité du faisceau de l'accélérateur Van de Graaff tandem du point de vue de la durée des impulsions des faisceaux pulsés et de la stabilité en énergie de ces faisceaux.
- 2) obtention de flux de neutrons monoénergétiques étalonnés à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff 4 MeV.

Ces travaux avaient pour buts d'une part d'étendre à plus haute énergie les mesures de diffusion élastique et inélastique avec une bonne résolution en énergie et d'autre part de permettre le développement de nouveaux détecteurs de neutrons et leur étalonnage.

Le système de hachage du faisceau à basse énergie de l'accélérateur Van de Graaff tandem et son dispositif de regroupement par klystron ont été modifiés pour réduire la valeur du produit $\Delta E \cdot \Delta t$ à basse énergie. Un regroupement haute fréquence a été installé à la sortie de l'accélérateur pour parfaire la compression de la bouffée. Parallèlement de nouveaux détecteurs de neutrons ont été développés. Alors que précédemment les mesures de diffusions sur les noyaux de la région des actinides étaient limitées à 3, 4 MeV avec une résolution de 30 keV, ces nouvelles conditions expérimentales devraient permettre d'étendre ces mesures au-delà de 5 MeV.

.../...

Les qualités du faisceau de l'accélérateur Van de Graaff 4 MeV ont été améliorées en parallèle avec le développement de cibles productrices de neutrons. Différents systèmes de monitoring et de mesure du flux de neutrons ont été installés. La précision sur la mesure de flux est voisine de 2% dans toute la gamme d'énergie comprise entre 0,5 et 20 MeV.

Les mesures de sections efficaces de diffusion élastique et inélastique sur ^{169}Tm ont été entreprises dans la gamme d'énergie incidente comprise entre 0,5 et 2 MeV. Ces mesures ont permis la paramétrisation du potentiel de diffusion en vue de l'évaluation des données neutroniques relatives à cet élément. La déformation des noyaux de la couche s-d (^{24}Mg , ^{28}Si et ^{32}S) a été étudiée à l'aide de la diffusion de neutrons rapides. Il a pu être montré que ^{24}Mg présente une déformation permanente du type cigare dans son état fondamental ($\beta_2 = 0,5$) et que le meilleur accord théorie-expérience est obtenu en supposant une déformation triaxiale ($\gamma = 21^\circ$). Le noyau ^{28}Si par contre est du type soucoupe à symétrie axiale ($\beta_2 = -0,42$; $\beta_4 = 0,20$). Enfin le meilleur accord avec l'expérience est obtenu par une description de ^{32}S dans le cadre du modèle vibrationnel.

Une description de la diffusion inélastique des neutrons de haute énergie (10 - 15 MeV) par le ^{208}Pb par un modèle semi-microscopique a été entreprise. Enfin l'analyse de la diffusion des neutrons par ^{63}Cu et ^{65}Cu a été achevée.

Les sections efficaces de capture radiative par des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 3 MeV ont été mesurées pour ^{139}La , ^{165}Ho et ^{209}Bi . Les résultats expérimentaux obtenus pour ce dernier noyau ont donné lieu à une réévaluation de la section efficace correspondante.

Le programme d'étude du processus de la fission entrepris depuis plusieurs années se poursuit. Il comprend la mesure du nombre moyen de neutrons prompts qui permet de préciser l'énergie d'excitation des fragments à la scission. Dans ce but la valeur de $\bar{\nu}_p$ pour la fission de ^{230}Th induite par neutrons a été mesurée. La variation de $\bar{\nu}_p$ a été interprétée en supposant une variation linéaire de $\bar{\nu}_p$ en fonction de E_n avec des coefficients variant avec le nombre K, projection du spin du noyau fissionnant sur son axe de symétrie.

.../...

II - Dans le domaine de l'évaluation et du calcul des données nucléaires, les activités se sont développées autour des 2 axes suivants :

II-1 - Evaluation et traitement des données nucléaires

Une étude détaillée a été faite de l'origine des difficultés pouvant provenir de l'utilisation des matrices de passage c. de m. laboratoire données dans les fichiers ENDF/BIV pour les coefficients de Legendre des distributions angulaires de diffusion des neutrons. Différentes méthodes de calcul de ces matrices ont été testées et mises au point en vue d'une détermination suffisamment précise. Le cas, extrême, de la diffusion neutron-deuteron a été particulièrement étudié : des écarts considérables entre les spectres de fuite hors d'une sphère de deutérium irradiée en son centre ont été obtenus suivant que ces matrices, normalement rectangulaires, sont données par les files existantes (matrices carrées et imprécises) ou bien calculées correctement.

L'évaluation des sections efficaces neutroniques du ^{209}Bi , qui avait été complétée en 1981, a été légèrement modifiée de façon à tenir compte des mesures récentes de section efficace de capture effectuées à BRC. La remontée de cette capture au-dessus de 1 MeV, qui est confirmée par ces mesures à 2 et 3 MeV, a été correctement reproduite, en vue de la nouvelle évaluation, par un calcul en modèle statistique au moyen des codes STAPRE et COMNUC. L'évaluation complète ainsi modifiée pour ^{209}Bi a été fournie à la Banque de Données de l'OCDE pour la constitution du fichier JEF1.

En ce qui concerne la cible ^{169}Tm , une étude des paramètres nécessaires à une évaluation théorique des sections efficaces s'est poursuivie en collaboration avec les laboratoires LANL et LLNL (USA). Sur la base des paramètres de potentiel optique déformé déterminés en 1981, des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique calculées au moyen du code COMNUC ont révélé un accord satisfaisant avec les mesures récemment obtenues à BRC entre 0,57 et 2 MeV.

Une évaluation théorique des sections efficaces du ^{239}Pu dans le domaine des neutrons rapides ($1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 20 \text{ MeV}$) a été réalisée à partir de la détermination d'un jeu adapté de paramètres d'un potentiel optique déformé et de l'utilisation du code de modèle statistique STAPRE. Il a été tenu compte de l'existence de processus non statistiques, comme l'ont confirmé en particulier les récentes mesures de diffusion inélastiques effectuées à BRC.

.../...

Différentes méthodes numériques de calcul des sections efficaces dans le domaine des résonances non résolues ont été testées et comparées. Certaines déficiences des codes d'utilisation courante ont été détectées et corrigées.

II-2- Etudes liées à l'utilisation de modèles théoriques pour le calcul de données nucléaires

2-1- Modèles conventionnels

Les analyses faites par modèle optique de mesures de diffusion de nucléons effectuées aux laboratoires TUNL (USA) sur un ensemble de noyaux cibles (Ca, Fe, Ni, Cu, Sn, Pb) ont fait l'objet en 1982 d'un premier train de publications. D'autres études se sont poursuivies dans le cadre de calculs en voies couplées permettant de mieux tenir compte de la nature des états excités mis en jeu, notamment dans les cas où l'utilisation des modèles d'états liés rotationnels ou vibrationnels purs devient insuffisante. Par exemple la spectroscopie d'un ensemble d'isotopes de Sélénium ($A = 70, 72, 74, 76, 78, 80$) a dû être étudiée à l'aide du modèle des bosons en interaction (IBA-2) tenant compte de la coexistence de différentes formes nucléaires, qui pourraient être triaxiales, dans le même noyau. Une analyse poussée de données récentes de diffusion de neutrons et de protons sur ^{80}Se a été complétée. De même une interprétation théorique satisfaisante de mesures récentes de diffusion de protons effectuées à Orsay sur un ensemble d'isotopes de germanium ($A = 70, 72, 74, 76$) n'a été obtenue que dans le cadre d'un modèle asymétrique.

les calculs de modèle optique en voies couplées se sont aussi avérés très utiles pour la prédiction des sections efficaces des actinides. Un ensemble complet des résultats de tels calculs, obtenus à partir de potentiels déformés convenablement adaptés, a été publié en 1982 sur les noyaux $^{230,232}\text{Th}$, $^{234,238}\text{U}$, ^{242}Pu , ^{246}Cm et ^{252}Cf et dans le domaine d'énergie incidente 1 keV-20 MeV. Le couplage spin-orbite a été pris en compte dans toute la gamme d'énergie, et les pénétrabilités neutron généralisées nécessaires pour les calculs en modèle statistique ont aussi été tabulées. L'utilité d'interpolations entre ces résultats mériterait d'être confirmée en vue de l'évaluation d'autres actinides particulièrement pauvres en données.

.../...

2-2- Utilisation de calculs "microscopiques"

Un calcul semi-microscopique des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique de neutrons a été effectué sur quelques cas de noyaux cibles déformés, et notamment lourds (actinides). Pour cela l'on a utilisé, dans le cadre du modèle optique en voies couplées, des potentiels générés suivant la méthode microscopique de Jenkenne, Lejeune et Mahaux ainsi que les densités nucléaires obtenues à BRC à partir de calculs du type Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB). les paramètres du modèle ont été déduits de l'étude antérieurement faite, et publiée dans le Journal de Physique, pour le ^{208}Pb . Les premiers résultats, qui ont été obtenus sur ^{238}U , ^{232}Th , ainsi que ^{154}Sm , sont très encourageants.

Dans un autre contexte, l'implantation a été effectuée sur CRAY 1 d'un code de modèle optique en voies couplées permettant de prendre en compte les fonctions d'ondes obtenues après diagonalisation d'un hamiltonien de Bohr utilisant les surfaces d'énergie issues de calculs type HFB avec déformations, éventuellement non axiales. Des exploitations sont en cours pour l'interprétation de données récentes de diffusion sur les noyaux ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S et des isotopes de germanium.

Dans le cadre des méthodes purement microscopiques self-consistantes du type HFB, l'apport 1982 concernant l'interprétation de données nucléaires a particulièrement concerné les 2 aspects suivants :

- Une meilleure compréhension des données spectroscopiques (énergie, spin et parité de bas niveaux excités) a été obtenue grâce à une légère diminution des effets d'appariement de la force effective 2 corps D1. Il a été montré en particulier que ceci permettait de mieux reproduire les effets de déformation nucléaire. Par exemple les moments d'inertie précédemment calculés pour un ensemble d'actinides, et trop bas d'environ 30% par rapport aux données expérimentales, seront beaucoup mieux correctement prédits.

- Dans le domaine des calculs microscopiques des barrières de fission, les travaux précédemment effectués sur ^{240}Pu ont été étendus au cas des noyaux ^{236}U et ^{232}Th . Les résultats, encore préliminaires, obtenus sur ^{232}Th amènent à jeter un doute sur l'existence réelle d'un 3^e puits dans la barrière de fission. La présence des résonances intermédiaires observées dans les sections efficaces de fission du Thorium pourrait alors s'interpréter comme un effet

.../...

dynamique dû à la présence d'une "fenêtre" mettant en communication les deux vallées de fragmentation asymétrique.

Par ailleurs des études ont été entreprises qui mettent en évidence, sur des cas encore simplifiés, l'influence du tenseur des masses collectives, notamment par l'intermédiaire de ses éléments non diagonaux, sur la pénétrabilité des barrières de fission.

SERVICE DE RADIOCHIMIE ET PHENOMENOLOGIE

DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES DE REACTION (n, 2n).

L'étude sur la détermination des sections efficaces de réaction (n, 2 n) a été poursuivie et terminée en 1982 pour les nucléides ⁸⁵Rb, ⁸⁷Rb, ¹⁴⁰Ce, ¹⁴²Ce, ¹⁸⁵Re, ¹⁸⁷Re.

La méthode utilisée est l'activation soit de cibles métalliques de Cerium, Rhenium et Aluminium, soit de poudres de chlorure de Rubidium RbCl, d'Oxyde de Cerium Ce₂O₃ et d'Oxyde d'Aluminium. La section efficace de la réaction ²⁷Al (n, α) ²⁴Na a été prise comme référence. L'activité des nucléides, produits de la réaction, a été mesurée à l'aide de détecteurs Ge-Li. Les échantillons ont été irradiés auprès du générateur de neutrons LANCELOT du C.E./Valduc à des énergies de 14,1 MeV et 14,8 MeV. Les erreurs sur les sections efficaces sont de l'ordre de 4 %. La méthode, les calculs et les problèmes d'expérimentations sont développés plus en détail dans un rapport CEA * publié en 1981.

Une publication sur les nucléides ⁸⁵Rb, ⁸⁷Rb, ¹⁴⁰Ce, ¹⁴²Ce, ¹⁸⁵Re, ¹⁸⁷Re est en cours de rédaction.

* - Rapport CEA R-5109 - MM. J. LAUREC, A. ADAM, Th. DE BRUYNE.

SCHEMAS DE DESINTEGRATION.

Les résultats d'une étude des schémas de désintégration des nucléides ^{147}Nd et ^{133}Ba ont été présentés en 1982 dans le cadre d'une thèse d'Université dont le contenu a fait l'objet d'un rapport CEA.*

La mesure des intensités absolues d'émission gamma due à la désintégration du ^{160}Tb a également été effectuée. Elles ont été obtenues par équilibrage du schéma de désintégration après la mesure précise des intensités relatives, à l'aide de détecteurs Ge-Li. L'erreur sur les raies les plus importantes est de l'ordre de un pour cent.

Cette étude a constitué une partie d'un rapport de stage.**

* "Spectromètre muni d'un champ accélérateur pour les mesures simultanées des photons et des électrons. Application à l'étude des schémas de désintégration".

Rapport CEA-R-5176 - M. J. BUSANI.

** Publication interne - M. Daniel MASSE.

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

- SERVICE DE LA METROLOGIE ET DE LA PHYSIQUE
NEUTRONIQUES FONDAMENTALES
- LABORATOIRE DE METROLOGIE DES RAYONNEMENTS
IONISANTS

SERVICE DE LA METROLOGIE ET DE LA PHYSIQUE NEUTRONIQUES FONDAMENTALES

I. REACTION $^{230}\text{Th} (n, f)$ AU VOISINAGE DU SEUIL DE FISSION

J. Blons, D. Paya

L'analyse de la structure fine observée dans la section efficace de fission de ^{230}Th pour des neutrons d'environ 710 keV avait été effectuée en utilisant, pour des raisons de simplicité, des barrières de fission de forme identique pour tous les états d'une même bande de rotation [1]. Plus précisément, les barrières ne différaient que par une "énergie de rotation" supposée indépendante de la déformation. Cette analyse reproduisait correctement les résultats expérimentaux mais avec des paramètres de voie d'entrée supérieurs à ceux donnés par un calcul de modèle optique (jusqu'à 50 % dans le cas du moment angulaire $3/2^+$).

Or, dans la zone de déformations où la barrière de fission est la plus élevée (c'est-à-dire entre le deuxième et le troisième maximum), le paramètre d'inertie du noyau varie de 2,5 à 1,8 keV [2] et le coefficient de découplage de -1,0 à 0,0 pour l'orbitale [631] [3]. Il en résulte une variation de l'énergie de rotation avec la déformation, ce qui donne aux barrières de fission des formes légèrement différentes pour les différents moments angulaires. La prise en compte de cet effet permet d'utiliser des paramètres de voies d'entrée plus en accord avec les données du modèle optique tout en conservant la même qualité d'ajustement sur les résultats expérimentaux. La figure 1 compare les données expérimentales de la section efficace de fission et de l'anisotropie des fragments de fission dans la résonance à 710 keV, aux grandeurs correspondantes calculées dans cette version (version D) [4]. Les valeurs des paramètres utilisés dans ce calcul sont données dans le tableau I.

Les valeurs du paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathcal{J}$, au niveau des barrières B et C et du troisième puits, sont présentées dans le tableau II ; elles peuvent être comparées à celles déduites des calculs de Sobiczewski effectués dans l'approximation du modèle du "Cranking" [2]. De plus, les valeurs du coefficient de découplage suggèrent que la vibration est bâtie à partir de l'orbitale [631] du schéma de Nilsson [3]. Les valeurs expérimentales du paramètre d'inertie et du coefficient de découplage sont en bon accord avec les valeurs théoriques.

REFERENCES

- [1] J. Blons et al., XVIIIème International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italie (1980).
- [2] A. Sobiczewski et al., Nucl. Phys. A202 (1973) 274.
- [3] S.G. Nilsson et al., Communication privée (1977).
- [4] J. Blons, Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, (mai 1982).
- [5] B. Bruneau, Thèse d'Etat, Université de Bordeaux (1980).
- [6] L.R. Veesser et D.V. Muir, Phys. Rev. C24 (1981) 1540.

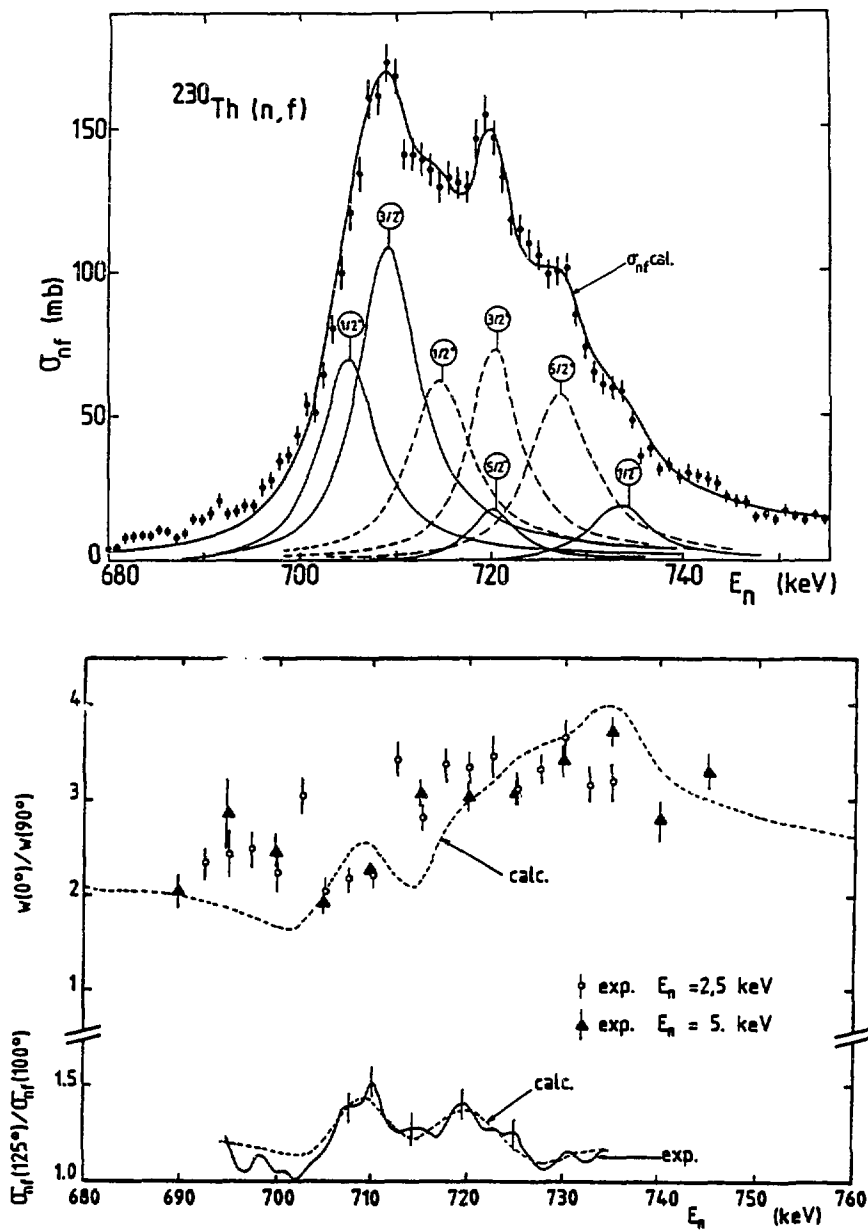


Fig. 1 : Analyse simultanée suivant la version D de la section efficace de fission σ_{nf} et des rapports d'anisotropie des fragments $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ et $\sigma_{nf}(125^\circ)/\sigma_{nf}(100^\circ)$ obtenus à partir des références [5] et [6].

Tableau 1

Paramètres utilisés dans les calculs effectués suivant la version D.
 Les courbures de barrières $\hbar\omega_B = 0,2$ MeV, $\hbar\omega_{III} = 0,51$ MeV, $\hbar\omega_C = 1,0$ MeV
 sont les mêmes pour toutes les valeurs de J^π .

J^π	E_B (MeV)	E_{III} (MeV)	E_C (MeV)	$E_n^{J^\pi}$ (keV)	$T_f^{J^\pi}$	Γ^{J^π} (keV)	$\sigma_{NC}^{J^\pi}$ (b)	$(T_N + T_Y)^{J^\pi}$
$1/2^+$	5,906	5,658	6,488	714,3	0,33	7,0	0,34	1,5
$3/2^+$	5,921	5,661	6,493	719,8	0,41	5,6	0,32	1,4
$5/2^+$	5,917	5,671	6,500	726,5	0,32	8,5	0,40	1,9
$1/2^-$	5,898	5,648	6,488	704,5	0,32	6,6	0,40	1,5
$3/2^-$	5,899	5,653	6,493	708,1	0,30	7,0	0,88	2,1
$5/2^-$	5,924	5,660	6,500	719,7	0,42	5,3	0,09	1,7
$7/2^-$	5,927	5,677	6,511	732,7	0,32	7,3	0,14	2,0

Tableau 2

Valeurs du paramètre d'inertie $\hbar^2/2J$ et du coefficient de découplage a obtenus dans la version D pour des déformations correspondant aux deux maximums et au 3ème minimum de la barrière de fission. Les valeurs théoriques calculées par Sobiczewski [2] et Nilsson [3] sont indiquées pour comparaison.

Exp. (Version D)		maximum B	puits III	maximum C
	$\hbar^2/2J (\pi = +1) \text{ (keV)}$	$2,1 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,4$
	$a (\pi = +1)$	$+1,4 \pm 0,3$	$-0,3 \pm 0,4$	$0,1 \pm 0,4$
	$\hbar^2/2J (\pi = -1) \text{ (keV)}$	$2,6 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,2$
	$a (\pi = -1)$	$-1,0 \pm 0,2$	$+0,3 \pm 0,2$	$0,1 \pm 0,3$
Th.	$\hbar^2/2J \text{ (keV)}, [2]$	2,5	2,0	1,8
	$a [631], [3]$	- 1,0	0,1	0,0

II. REACTION ^{232}Th (d,pf) AU VOISINAGE DU SEUIL DE FISSION

J. Blons, B. Fabbro, J.M. Hisleur, C. Mazur, Y. Patin[†], D. Paya, M. Ribrag, A. Greiner, J. Julien.

La probabilité de fission dans la réaction ^{232}Th (d,pf) a été mesurée dans la gamme d'énergies d'excitation comprises entre 6,0 et 6,7 MeV. Les fragments de fission étaient détectés par des détecteurs à avalanche à plaques parallèles, qui permettent une mesure des distributions angulaires. Les deutons de 13 MeV fournis par l'accélérateur Van de Graaf tandem de Saclay bombardaient une cible de ^{232}Th ($127 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) déposée sur un support de polyimide recouvert d'or ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). La cible a été préparée au Bureau Central de Mesures Nucléaires à Geel (Belgique). La présence des détecteurs de fission de chaque côté de la cible imposait de détecter les protons à un angle de 130° . Grâce à l'utilisation du spectromètre magnétique QDDD, la résolution en énergie était d'environ 8 keV (largeur mesurée à mi-hauteur), valeur qui englobe à la fois la détection du proton et la stabilité du tandem.

La figure 2 présente les résultats bruts, non corrigés de l'effet d'angle solide défini par les différentes bandes des deux détecteurs de fission. La présence d'un effet de structure fine, au voisinage d'une énergie d'excitation de 4,6 MeV, illustre la qualité de la mesure, notamment du point de vue de la résolution en énergie. La figure 3 compare plus précisément, à cette énergie, les résultats expérimentaux obtenus dans les réactions (n,f) et (d,pf) avec les états de rotation proposés lors de l'analyse de la réaction ^{232}Th (n,f). Il apparaît que :

- on retrouve le même effet de structure fine avec une excellente correspondance en énergie en réactions (n,f) et (d,pf),
- les moments angulaires élevés sont favorisés en réaction (d,pf) à partir de $5/2$ et plus particulièrement le niveau $7/2^-$ ($\ell = 3$).

Enfin, dans une gamme d'énergie plus large il existe en réaction (d,pf) comme en réaction (n,f), deux grosses structures séparées de 0,1 MeV et dont les composantes fines peuvent être analysées grâce aux distributions angulaires. Les figures 4a et 4b présentent la probabilité de fission mesurée respectivement entre 0 et 30° et entre 40 et 70° . Dans le premier cas, on favorise les niveaux de moments angulaires supérieurs ou égaux à $7/2$, alors que dans le second, on favorise plutôt les niveaux de moments angulaires inférieurs.

[†]P2N, C.E. de Bruyères-le-Chatel.

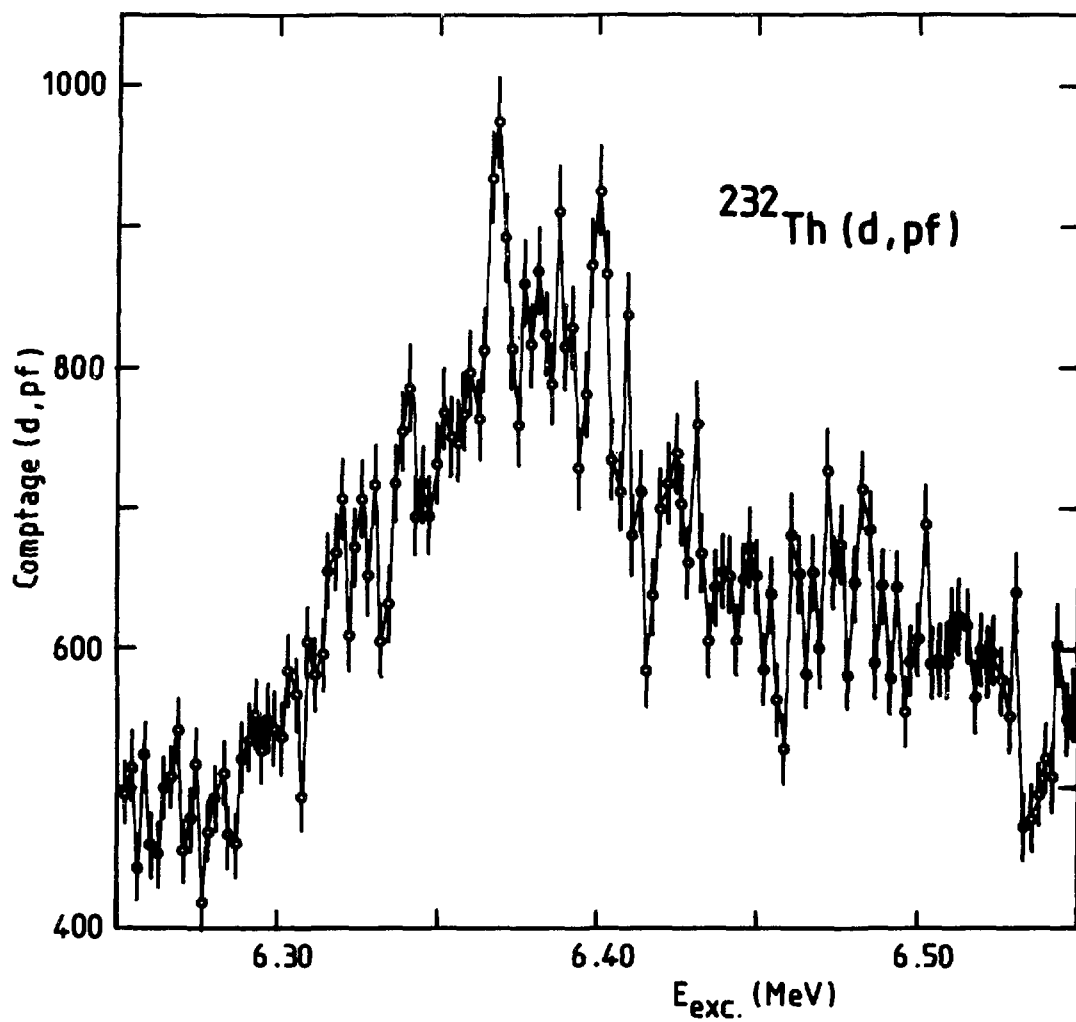


Fig. 2 : Probabilité de fission de la réaction $^{232}\text{Th} (d, pf)$ entre 6,2 et 6,6 MeV d'énergie d'excitation.

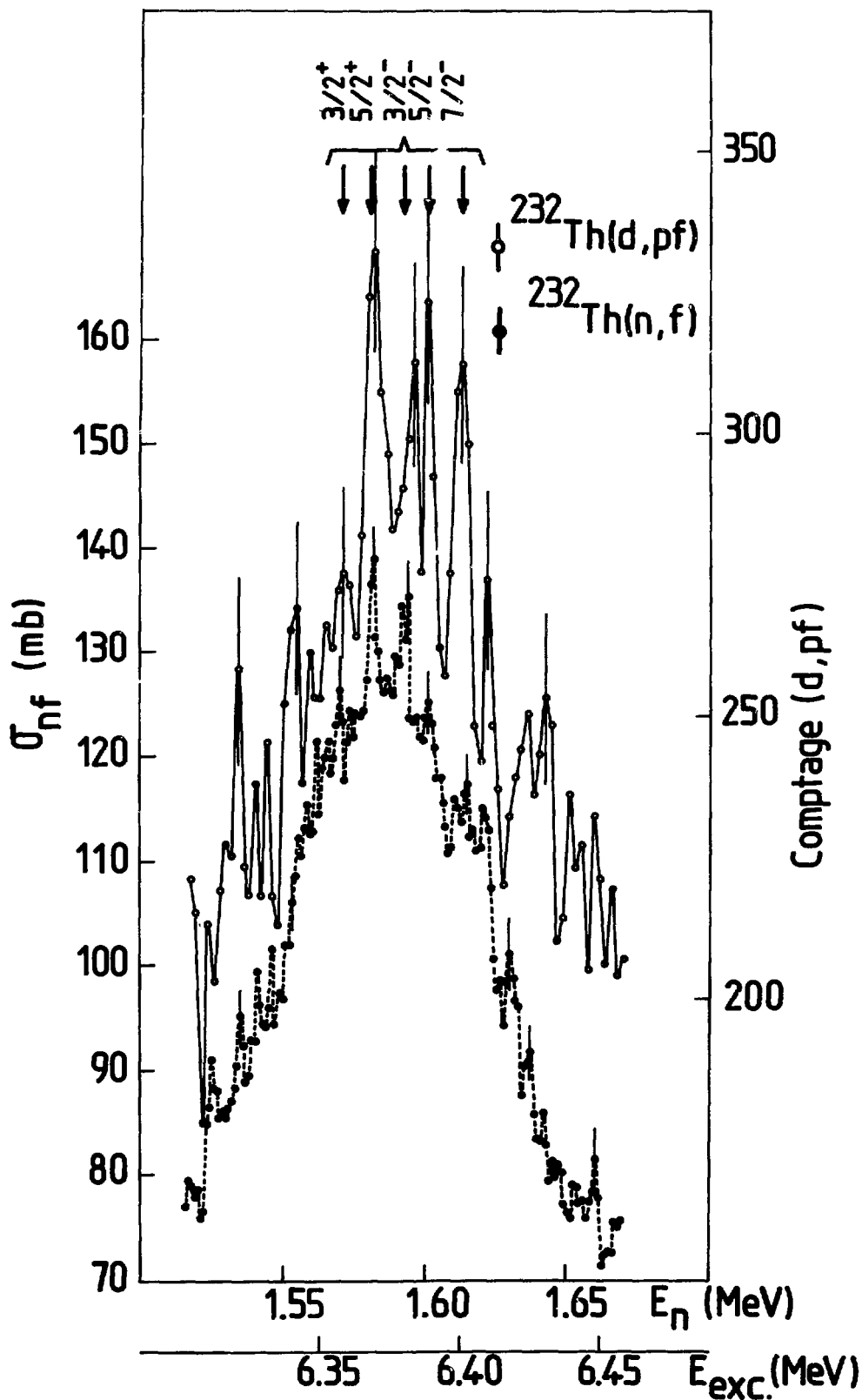


Fig. 3 : Comparaison des résultats expérimentaux obtenus en réaction (n,f) , d,pf , et ϕ, ϕ .

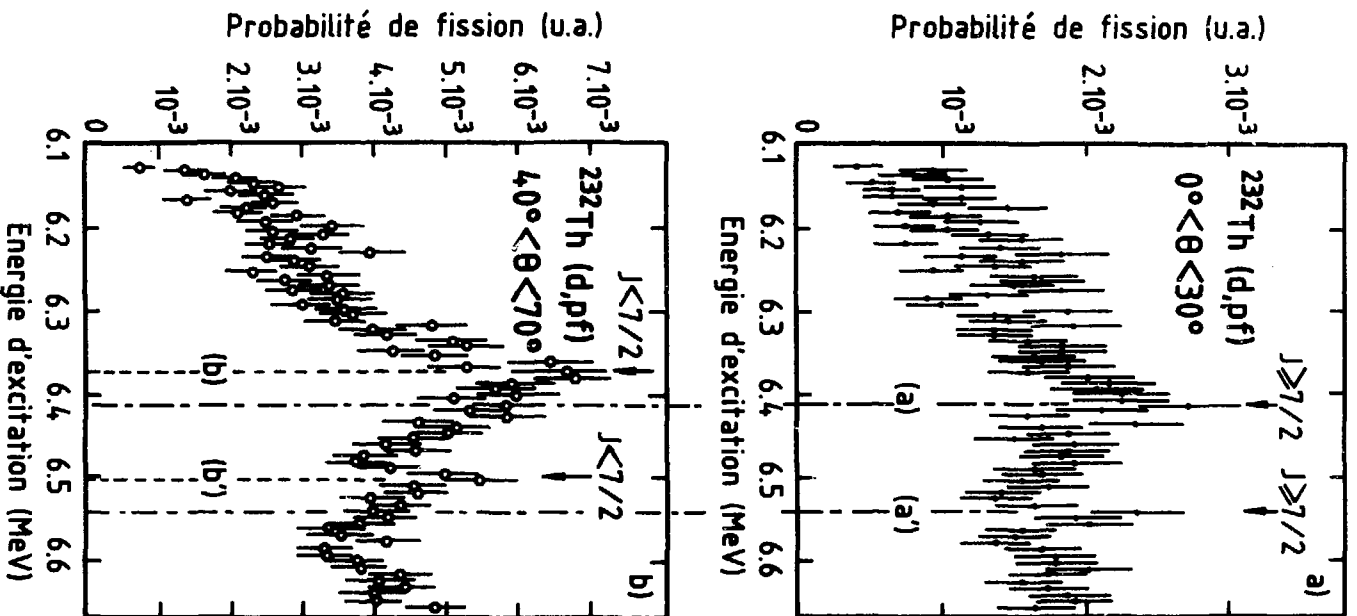


Fig. 4 : Probabilité de fission de la réaction $^{232}\text{Th}(d,pf)$
 a) pour $0^\circ < \theta < 30^\circ$
 b) pour $40^\circ < \theta < 70^\circ$.

LABORATOIRE DE METROLOGIE DES RAYONNEMENTS IONISANTS

DONNEES NUCLEAIRES

Mise à jour de la Table de Radionucléides actuelle volume 1, 2 et "Sélection médicale"

Le volume 1 contenant 41 radionucléides a été actualisé en tenant compte de travaux récents publiés. La nouvelle édition sera disponible vers la mi-juin 1983.

La mise à jour du vol 2 (50 radionucléides) est en cours. L'édition est prévue au cours du second semestre 1983.

La nouvelle table "sélection médicale" est disponible au LMRI.

Evaluation de nouveaux radionucléides

Les radionucléides évalués sont les suivants :

^7Be , ^{18}F , ^{37}Ar , ^{40}K , ^{63}Ni , ^{92}Sr , ^{92}Y , ^{147}Pm , ^{204}Tl , ^{206}Hg , ^{210}Tl , ^{210}Pb , ^{210}Bi , ^{210}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{218}Po , ^{218}At , ^{222}Rn , ^{226}Ra , $^{226}\text{Ra} + \text{descendants}$, ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{236}U , ^{237}U .

Ces radionucléides seront publiés dans le nouveau volume de la table (n°3) au cours du second semestre 1983.

Périodes radioactives

Publication : F. LAGOUTINE et J. LEGRAND

Int. J. Appl. Radiat. Isot, 33 (1982), 711

Périodes de neuf radionucléides ^{24}Na , ^{55}Fe , ^{109}Cd , ^{123}I , $^{152\text{m}}\text{Eu}$, $^{176\text{m}}\text{Lu}$, ^{177}Lu , ^{201}Tl , ^{252}Cf .

nouvelle détermination : ^{67}Ga

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE
BORDEAUX-GRADIGNAN

ETUDE DES PARTICULES LEGERES EMISES AU COURS DE LA FISSION

Lorsqu'un noyau fissionne, il se scinde généralement en deux gros fragments ; il s'agit de la fission binaire habituelle. Une particule légère chargée est parfois émise en même temps que les deux fragments (cette particule légère est une particule α dans 93 % des cas) ; nous avons alors affaire à une tripartition, dont la probabilité de réalisation par rapport à la fission binaire est très faible (environ 1/500 pour la fission de ^{235}U induite par neutrons thermiques). Bien que rares, ces événements de tripartition ont fait l'objet de nombreuses études pour les raisons suivantes :

les particules α de tripartition présentent un spectre en énergie sensiblement gaussien, centré sur 16 MeV avec une largeur à mi-hauteur d'environ 10 MeV ; leurs directions finales sont essentiellement normales aux directions d'émission des deux gros fragments. Ces particules α sont donc émises à un instant très proche de l'instant de scission du noyau, de telle sorte que les forces coulombiennes exercées par les deux fragments soient en mesure d'assurer la focalisation observée.

Dans ces conditions, il est clair que le comportement de ces particules α dépend principalement de l'énergie cinétique de préscission des fragments naissants (donc de leur vitesse de séparation à la scission) et de la configuration du système fissionnant à la scission.

Or cette énergie cinétique de préscission constitue le paramètre crucial dont on a besoin pour comprendre l'aspect dynamique du mécanisme de fission. En effet le noyau récupère environ 30 MeV aux dépens de son énergie de déformation lorsqu'il évolue du point selle au point de scission, et cette énergie se retrouvera sous forme d'énergie cinétique de préscission si le noyau se déforme de manière adiabatique (viscosité nucléaire faible), et sous forme d'énergie d'excitation interne du système si la viscosité nucléaire est très importante.

La détermination de l'énergie cinétique de préscission doit donc permettre de tester les différentes théories concernant le comportement dynamique de la matière nucléaire. Cette information qui est fondamentale pour comprendre la fission est également très importante dans le domaine des interactions entre ions lourds.

Depuis de nombreuses années, les données expérimentales concernant la tripartition ont été utilisées pour extraire l'énergie cinétique de précision moyenne et l'élongation moyenne du système fissionnant à la scission de la manière suivante :

- on émet des hypothèses concernant la distribution des conditions initiales des deux fragments et de la particule α (positions-vitesses)
- on effectue un calcul de Monte Carlo sur cette distribution ; pour chaque élément de cette distribution, on calcule les trajectoires des 3 "particules" point par point dans leurs champs coulombiens mutuels (modèle des 3 points chargés)
- on compare les distributions finales ainsi obtenues (spectres en énergie - distribution angulaire de la particule α par rapport au fragment léger) aux résultats expérimentaux
- on ajuste progressivement les hypothèses de départ pour obtenir le meilleur accord possible.

Malheureusement les résultats expérimentaux disponibles avaient été obtenus avec des résolutions expérimentales très médiocres et avec de faibles statistiques ; il en résulte que les valeurs de l'énergie cinétique de précision moyenne extraites des différentes analyses s'étendaient de 1 à 60 MeV, fournissant des conclusions tout à fait contradictoires quant à la dynamique de fission.

Nous avons donc entrepris une étude systématique du mécanisme de tripartition ; l'utilisation des faisceaux de neutrons très intenses fournis par le réacteur à haut flux de Grenoble permet d'améliorer considérablement la qualité des résultats expérimentaux ; un effort très important a également été entrepris pour améliorer la méthode d'analyse, et pour essayer de comprendre le mécanisme d'émission des particules α et de diminuer ainsi le nombre de paramètres ajustables.

Une première expérience multiparamétrique effectuée auprès du réacteur à haut flux de Grenoble en collaboration avec M. Asghar et C. GUET (I.L.L.), C. Signarbieux (CEN Saclay), H. Nifenecker et P. Perrin (CEN Grenoble) a permis d'obtenir les informations suivantes :

- la vitesse de séparation moyenne des fragments de fission au point de scission est faible ($\sim 5-10$ MeV) ; la dynamique de la transition du point selle au point de scission est donc loin d'être adiabatique, comme on a pu le penser précédemment, mais visqueuse.

- la configuration moyenne du noyau au point de scission est relativement compacte, et la distribution en énergie cinétique finale des fragments de fission est due non pas à la distribution des énergies cinétique de préscission mais à la distribution des configurations de scission (distribution des énergies coulombiennes à la scission).

Une seconde expérience multiparamétrique, réalisée auprès du réacteur à haut flux de Grenoble en collaboration avec M. Asghar (EURATOM Ispra) et P. Perrin (CENG) a permis de montrer que la distribution angulaire des particules α de tripartition par rapport à la direction d'émission du fragment léger est continue de 0° à 180° , ce qui conforte l'hypothèse de N. Carjan selon laquelle les particules α de tripartition peuvent être émises depuis n'importe quel point de la surface du système fissionnant (avec des probabilités qui peuvent naturellement être différentes).

Parallèlement à ce travail expérimental, N. Carjan a développé un nouveau programme de calcul de trajectoires permettant de tenir compte de la forme réelle du système fissionnant (ce qui impose des contraintes sur le point d'émission des particules α), et d'introduire correctement le potentiel coulombien et le potentiel nucléaire entre les éléments du système, ce qui constitue un progrès considérable.

1 - ETUDE MULTIPARAMETRIQUE DE L'EMISSION DE PARTICULES LEGERES AU COURS DE LA FISSION DE L'²³⁵U INDUITE PAR NEUTRONS THERMIQUES

G. BARREAU, N. CARJAN, T.P. DOAN, B. LEROUX, A. SICRE

en collaboration avec

K. HOFFMANN, M. MUTTERER, J.P. THEOBALD, K. WEINGARTNER
(Technische Hochschule Darmstadt)

F. GONNENWEIN, J. PANICKE
(I.L.L.)

La mise en oeuvre de ce programme de calcul a permis de prévoir des structures dans les distributions angulaires des particules légères de tripartition pour des configurations de scission données et une dynamique donnée. Pour vérifier ces prévisions et obtenir ainsi des informations précises sur le mécanisme d'émission des particules légères de tripartition, nous avons entrepris, en collaboration avec le groupe de JP Théobald (Darmstadt) une nouvelle étude très complète de la tripartition de l'²³⁵U induite par neutrons thermiques auprès du réacteur à haut flux de Grenoble.

Le but de cette expérience est de mesurer les distributions angulaires complètes (de 0° à 180°) et les spectres en énergie des particules légères de tripartition ainsi que leur évolution avec les énergies, les masses et les charges des fragments de fission associés.

L'expérience est installée sur un faisceau de neutrons délivrant 4.10^8 n/s.cm² en équivalent thermique. Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 1. Il comporte deux enceintes concentriques. Chaque enceinte comprend quatre chambres d'ionisation disposées en couronne autour de l'axe du faisceau de neutrons.

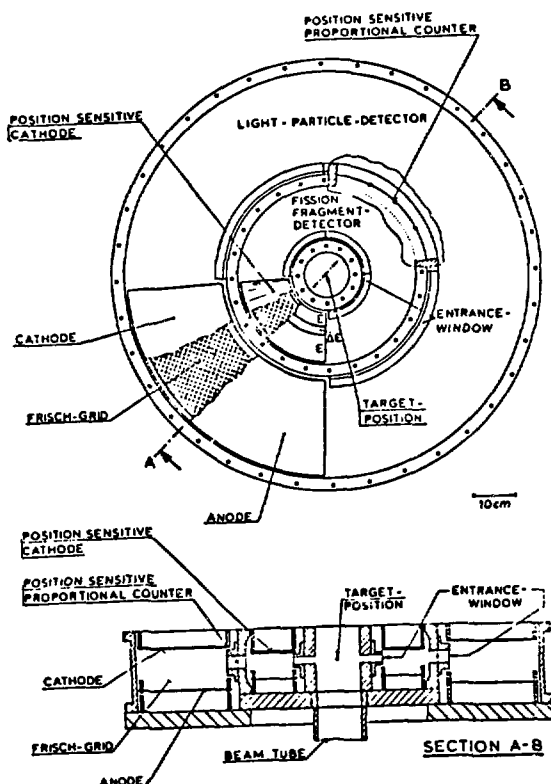


Figure 1

La cible d' $^{235}\text{UO}_2$ est placée dans l'axe du dispositif. Son épaisseur est égale à 150 mg/cm² pour un diamètre utile de 5 mm.

Les quatre chambres externes présentent une profondeur utile de 20 cm, elles sont remplies avec un mélange A-CH₄ (90-10 %) à la pression de 3 barns. Elles assurent la détection (mesures d'énergie et position) des particules légères.

La détection des fragments de fission (mesures d'énergie et position) est effectuée dans les 4 premières chambres de profondeur utile égale à 9 cm. Leur pression de remplissage est de 300 Torr en CH_4 .

Quatre compteurs proportionnels placés entre ces deux ensembles assurent l'identification et la mesure de position des particules légères détectées. Cet ensemble permet en principe d'atteindre toutes les variables cinématiques de la particule légère en coïncidence avec les fragments de fission : charge, masse et énergie ainsi que les directions dont on peut déduire les corrélations angulaires.

Pour chaque évènement détectée en coïncidence, 13 paramètres sont enregistrés sur la bande magnétique. Le taux de comptage journalier est voisin de 7000 coïncidences.

Comme le montre la figure 2, les matrices ΔE -E permettent d'obtenir une bonne séparation entre les particules α , les tritons et les protons observés.

La fin de cette expérience est prévue pour fin janvier 1983. La statistique attendue devrait approcher les 4×10^5 évènements. Une analyse des premiers résultats est en cours actuellement.

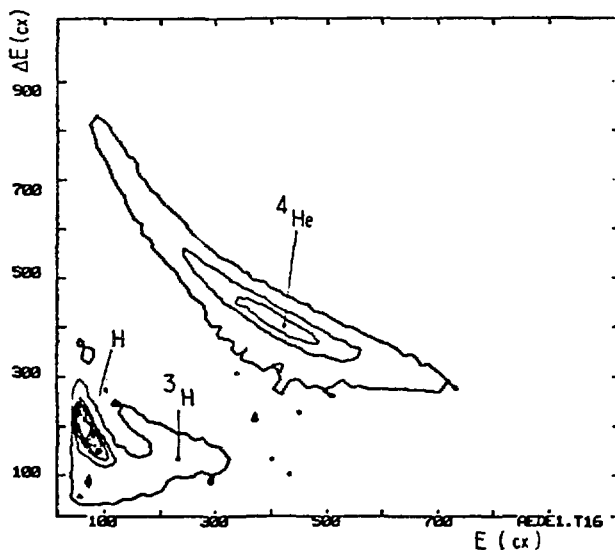


Figure 2

2 - MESURE DES DISTRIBUTIONS EN ENERGIE ET DU TAUX DE PRODUCTION DES DEUTONS,
TRITONS, LITHIUM ET BERYLLIUM EMIS AU COURS DE LA FISSION DE L' ^{235}U
INDUITES PAR NEUTRONS THERMIQUES

P. AUDOUARD, G. BARREAU, F. CAITUCOLI, N. CARJAN, Q.T. DIEN, T.P. DOAN,
B. LEROUX, A. SICRE

en collaboration avec

M. MUTTERER et T.P. THEOBALD
(Darmstadt)

H. FAUST et J. PANICKE
(I.L.L.)

En utilisant le grand spectromètre de masse Lohengrin construit auprès du réacteur à haut flux de Grenoble, nous avons effectué une série de mesures pour déterminer la forme des distributions en énergie ainsi que le taux d'émission d'un certain nombre de particules légères émises au cours de la fission de l' ^{235}U induite par neutrons thermiques. Le fonctionnement du spectromètre ainsi que ses caractéristiques sont décrits dans le précédent annuaire.

Comme la probabilité d'émission de particules autres que la particule α est très faible, nous avons placé 12 jonctions à barrière de surface qui couvrent toute la surface utile du plan focal du spectromètre. En tenant compte des dimensions de la fente de sortie placée avant le plan focal du spectromètre, les jonctions de forme rectangulaire ($5.9 \times 1.3 \text{ cm}^2$) et ayant une épaisseur de l'ordre de 100μ ont été construites spécialement pour cette expérience. La cible d' $^{235}\text{UO}_2$ d'une épaisseur de $400 \mu\text{g/cm}^2$ est recouverte par une couche de Ta de $200 \mu\text{g/cm}^2$ d'épaisseur.

L'ensemble du système d'acquisition des données est géré par un ordinateur de type Pdp 11/10.

En tenant compte de l'évolution de l'état de la cible et en se normalisant par rapport au spectre en énergie des particules α obtenue dans un précédent travail nous avons pu déterminer la probabilité d'émission des tritons, des deutons, du lithium et du béryllium par rapport à la probabilité d'émission α . A titre indicatif, nous avons reporté sur la figure 1 le spectre des tritons pour des énergies comprises entre 3 et 6 MeV. Nos résultats sont en accord avec ceux obtenus par Wagemans et ses collaborateurs et montrent que la forme de la distribution est gaussienne, ce qui indique la nature statistique du mécanisme d'émission des tritons.

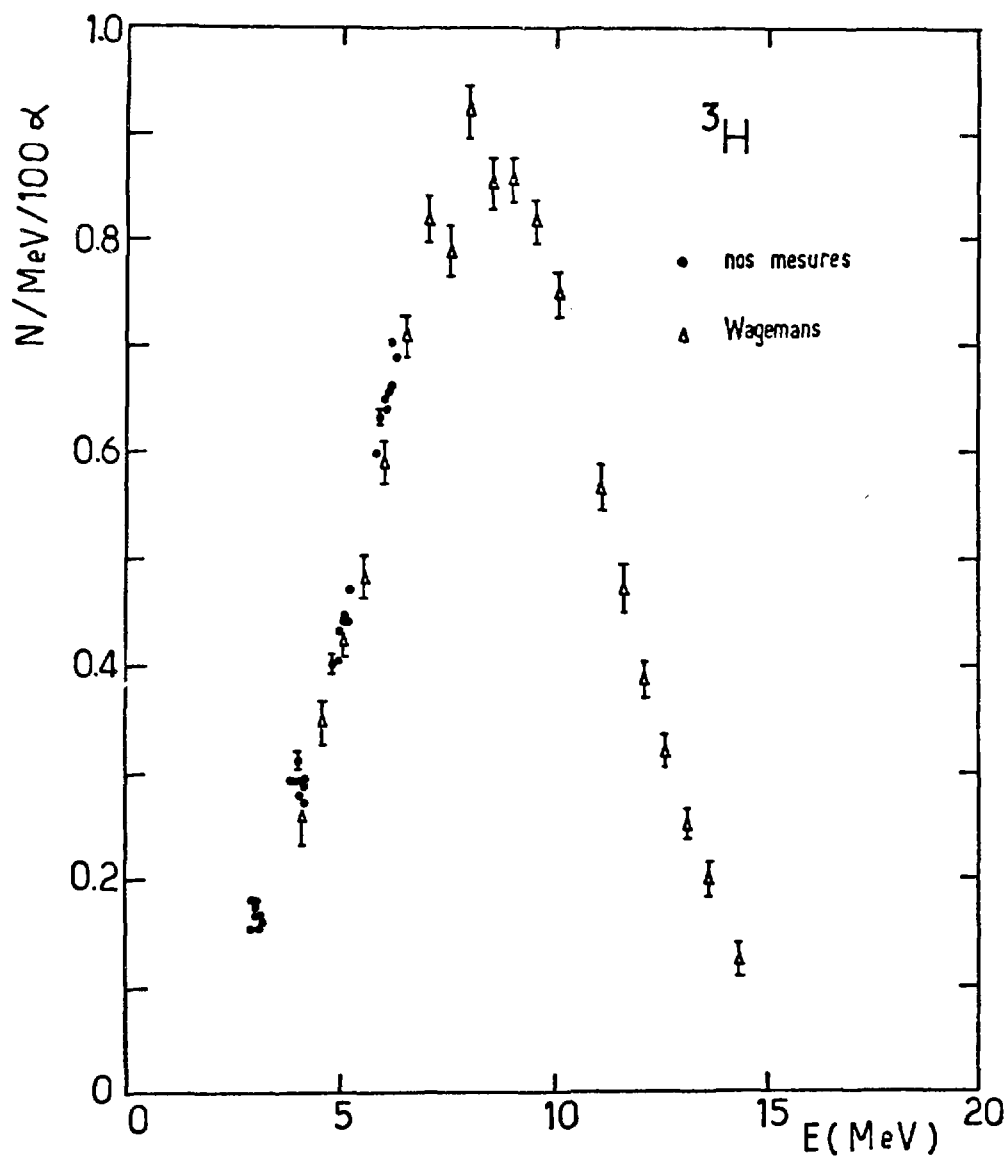


Figure 1

3 - ETUDE DE L'EMISSION DES ISOTOPES DE L'He ET DES PARTICULES DE $Z > 2$

A. SICRE, P. AUDOUARD, G. BARREAU, N. CARJAN, Q.T. DIEN, T.P. DOAN,
J. LACOUTURE, B. LEROUX

en collaboration avec

M. MUTTERER, J. P. THEOBALD
(Darmstadt)

H. FAUST, J. PANICKE
(I.L.L.)

Pour des particules légères telles que les deutons, tritons ou alpha, la seule mesure de l'énergie cinétique permet de discriminer ces particules des autres ions présentant la même valeur de M/q et la même vitesse. Il n'en est pas de même pour des particules de charge $Z \geq 2$ et de masse supérieure à 4 UMA. Nous avons utilisé un autre dispositif permettant de mesurer simultanément ΔE et E . Le schéma simplifié du dispositif expérimental est indiqué sur la figure 1. La mesure de la perte en énergie des particules est effectuée à l'aide d'un compteur proportionnel contenant du CH_4 et travaillant à une pression de 10 torrs. L'énergie résiduelle des particules après la traversée de ce compteur est mesurée par 10 jonctions à barrière de surface.

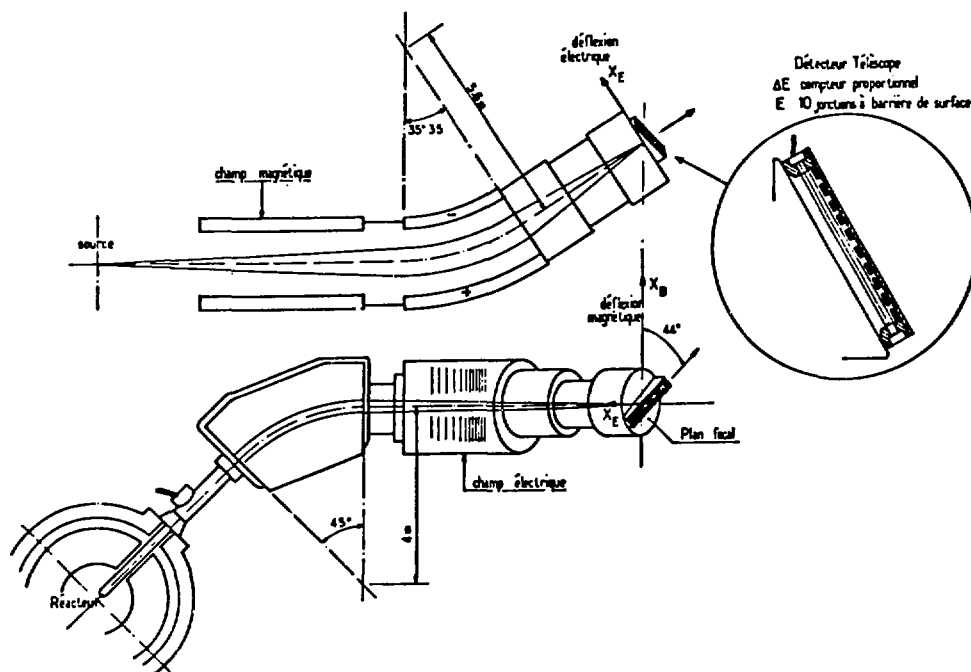


Figure 1

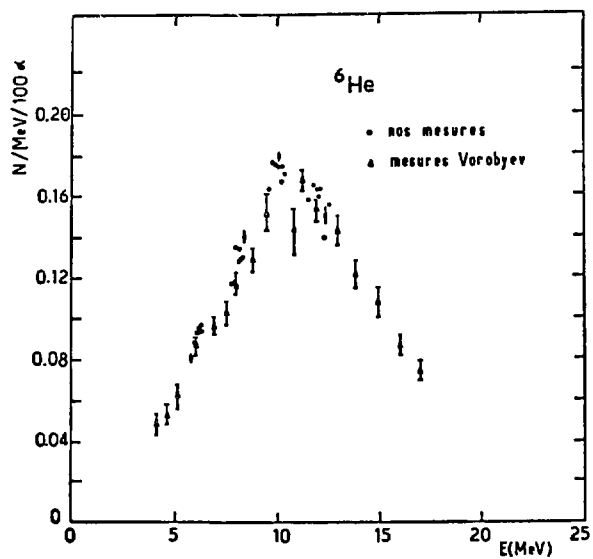


Figure 2

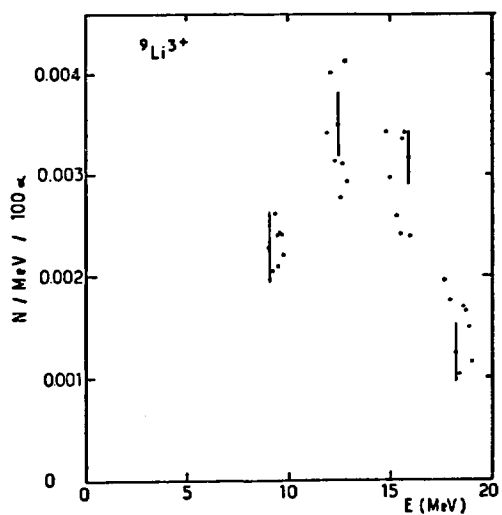


Figure 3

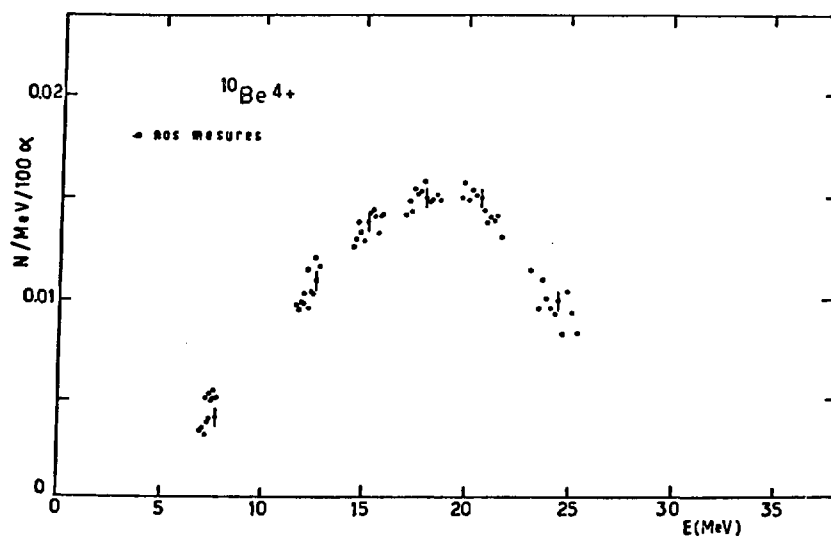


Figure 4

En utilisant les particules α d'énergie bien déterminée (10 MeV) nous avons pu étalonner l'ensemble de notre système de détection placé dans le plan focal du spectromètre. En utilisant un programme de calcul de la perte d'énergie à travers les divers milieux traversés (cible, Ta, fenêtre, zone morte des jonctions ...), l'identification de la nature des particules s'avère très satisfaisante.

Nous avons reporté sur les figures 2, 3, 4 les distributions en énergie de ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}^{3+}$ et ${}^{10}\text{Be}^{4+}$.

Pour ${}^6\text{He}$, nos résultats sont en accord très satisfaisant avec ceux obtenus par Vorobyev et ses collaborateurs. Il faut noter cependant que la valeur la plus probable de l'énergie cinétique obtenue dans ce travail est légèrement plus faible que celle indiquée par ces auteurs.

Compte tenu d'une situation expérimentale très fragmentaire sur la probabilité d'ionisation des différents état de charge, nous avons utilisé les relations empiriques de Northcliffe, de Young et de Ziegler pour calculer le spectre en énergie du ${}^{10}\text{Be}$ à partir des résultats obtenus pour le ${}^{10}\text{Be}^{4+}$. Les résultats sont indiqués sur la figure 5.

Une prochaine mesure sera consacrée à la recherche des ${}^{10}\text{He}$.

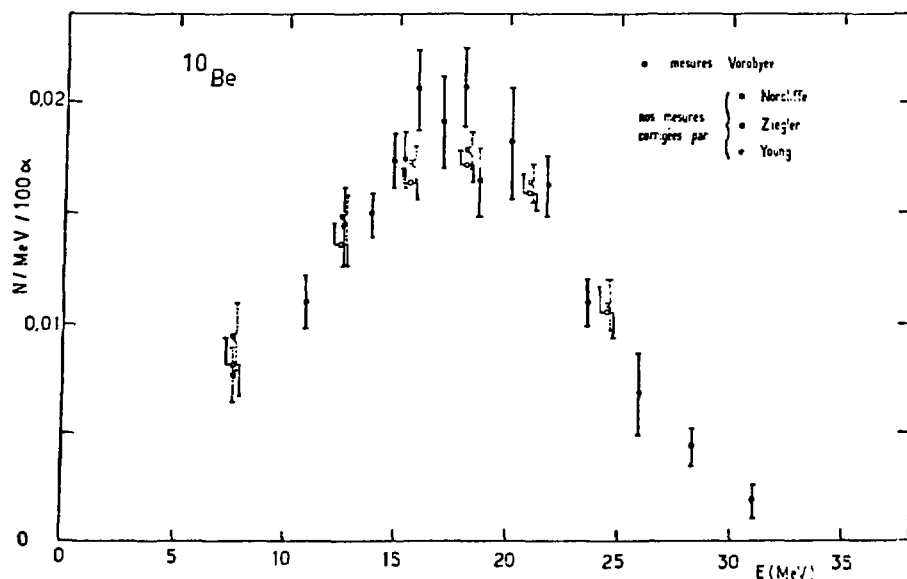


Figure 5

4 - CALCUL DES TRAJECTOIRES POUR L'EMISSION DES PARTICULES LEGERES DANS L'APPROXIMATION DE 3 POINTS CHARGES

J. LACOUTURE, T.P. DOAN, G. BARREAU, B. LEROUX, A. SICRE

Bien que les particules α soient émises avec une très grande probabilité, on observe de nombreuses autres particules avec un rendement qui peut varier de plusieurs ordres de grandeur.

Nous avons essayé, par un calcul de trajectoire dans l'approximation de 3 points chargés, de reproduire les valeurs moyennes des énergies cinétiques les plus probables de la particule légère émise et des deux gros fragments. Compte tenu du nombre limité des résultats expérimentaux détaillés pour chaque particule émise, nous nous sommes limités seulement aux valeurs les plus probables. Les méthodes de calcul ainsi que le programme de simulation sont décrits de manière détaillée dans la thèse, en cours d'élaboration, de M. J. Lacouture.

Les paramètres les plus sensibles intervenant dans le modèle au moment de la séparation des fragments sont au nombre de 3 :

- 1 - la distance entre les deux gros fragments (D_0)
- 2 - l'énergie cinétique initiale (E_0) de la particule légère
- 3 - l'énergie cinétique de translation des fragments à l'instant initial (E_{f_0})

Sur la figure 1 nous avons reporté quelques résultats préliminaires traduisant la sensibilité des différents paramètres pour reproduire les valeurs moyennes des différents observables.

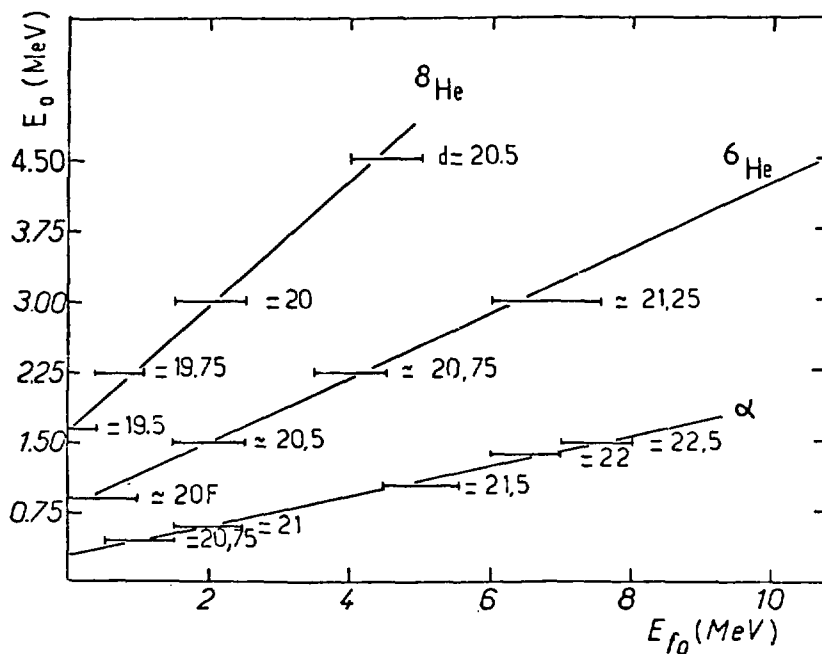


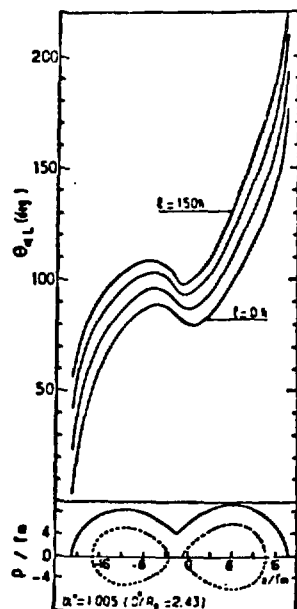
Figure 1

La distance inter-fragment (D_0) est ajustée pour chaque couple de valeurs de E_0 et E_{f0} de façon à reproduire les données expérimentales. Nous observons une corrélation presque linéaire entre E_0 et E_{f0} pour différentes particules légères (α , ^6He et ^8He). Ces résultats montrent que pour une distance (D_0) donnée associée à une certaine configuration du noyau au point de scission, le domaine de variation de E_0 et E_{f0} est assez limité.

Pour une configuration compacte, les valeurs des énergies cinétiques initiales E_0 et E_{f0} sont faibles et sensiblement égales ce qui renforce l'hypothèse d'une équipartition de l'énergie initiale. Pour une configuration plus allongée, ces deux paramètres (E_0 et E_{f0}) prennent des valeurs plus élevées. La frontière entre les deux schémas extrêmes ne peut être levée que par une meilleure connaissance des largeurs de distribution angulaire des particules légères par rapport à la direction de l'un des fragments et pour chaque rapport de masse, ceci fait l'objet de l'étude présentée précédemment.

5 - CALCUL DE TRAJECTOIRE POUR L'EMISSION DES PARTICULES α A PARTIR D'UN NOYAU FISSIONNANT EN ROTATION

N. CARJAN, B. LEROUX



Pour simuler l'émission des particules α au cours des réactions avec les ions lourds du type très inélastiques ou du type fusion-fission, nous avons étudié l'effet de la rotation du système émetteur sur les trajectoires des particules émises. Pour cela nous avons adapté notre programme de trajectoires* qui tient compte de la forme réelle des fragments naissants et de leur évolution en fonction du temps à ce genre de calculs. Les résultats (figure 1) montrent que la corrélation entre l'axe de fission et la direction finale d'émission $\theta_{\alpha L}$ subsiste jusqu'à un moment angulaire $l = 150 \text{ hbar}$. La rotation est donc moins rapide que la séparation des fragments ou le mouvement de la particule.

Figure 1 : variation de la direction finale de la particule en fonction de la position de son point d'émission (par rapport à la position des fragments) pour différents moments angulaires du système émetteur $l = 0, 50, 100$ et 150 hbar .

6 - APPLICATION DE LA RELATION D'INCERTITUDE DE HEISENBERG A L'EMISSION DES PARTICULES α DE FISSION : UN NOUVEAU MECANISME POSSIBLE

N. CARJAN

en collaboration avec

S. SUEKANE

Université d'Osaka

Les calculs microscopiques de la probabilité de formation des particules α dans les noyaux fissionnants ont montré que ces particules sont très bien localisées dans la région du col*. En conséquence leurs impulsions ont des fluctuations importantes $\Delta p \sim \hbar / \Delta x$, ce qui peut conduire à une émission de particules α avec des énergies relativement grandes comme celles qui accompagnent la fission nucléaire.

La valeur Q_α pour un actinide déformé au-delà du point-selle est approximativement de 5 MeV. Pour une particule α de cette énergie, nous avons estimé la fluctuation quantique de son énergie et obtenu la valeur $\Delta E = 14.3$ MeV. Les particules ont donc, avec une probabilité non négligeable, des énergies autour du sommet de la barrière coulombienne (21 MeV) et peuvent la pénétrer facilement.

7 - EMISSION DE PARTICULES LEGERES CHARGES AU COURS DE REACTION ENTRE IONS LOURDS

N. CARJAN

en collaboration avec

P. BRULLS, M. MUTTERER, J. PANICKE, J.P. THEOBALD
(TH Darmstadt)

La mesure de particules légères ($Z \leq 5$) lors des réactions $^{48}\text{Ti} + ^{197}\text{Au}$, ^{208}Pb à 8 MeV/nucléons a été réalisée auprès de l'accélérateur à ions lourds du GSI de Darmstadt.

Les positions des détecteurs et les énergies les plus probables mesurées sont représentées sur le diagramme de vitesses (Figure 1).

La figure 2 présente pour différents angles et à différentes énergies les sections efficaces $d^2\sigma/d\Omega dE$ ainsi que leurs ajustement théoriques. Il apparaît au moins deux mécanismes d'émission possibles : un mécanisme direct et un mécanisme d'évaporation du noyau composé.

*N. Carjan, A. Sandulescu, V.V. Pashkevich, Phys. Rev. C11 (1975) 782

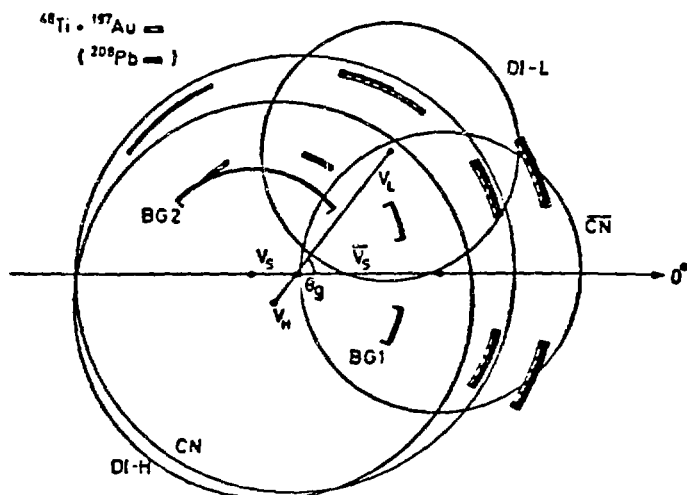


Figure 1

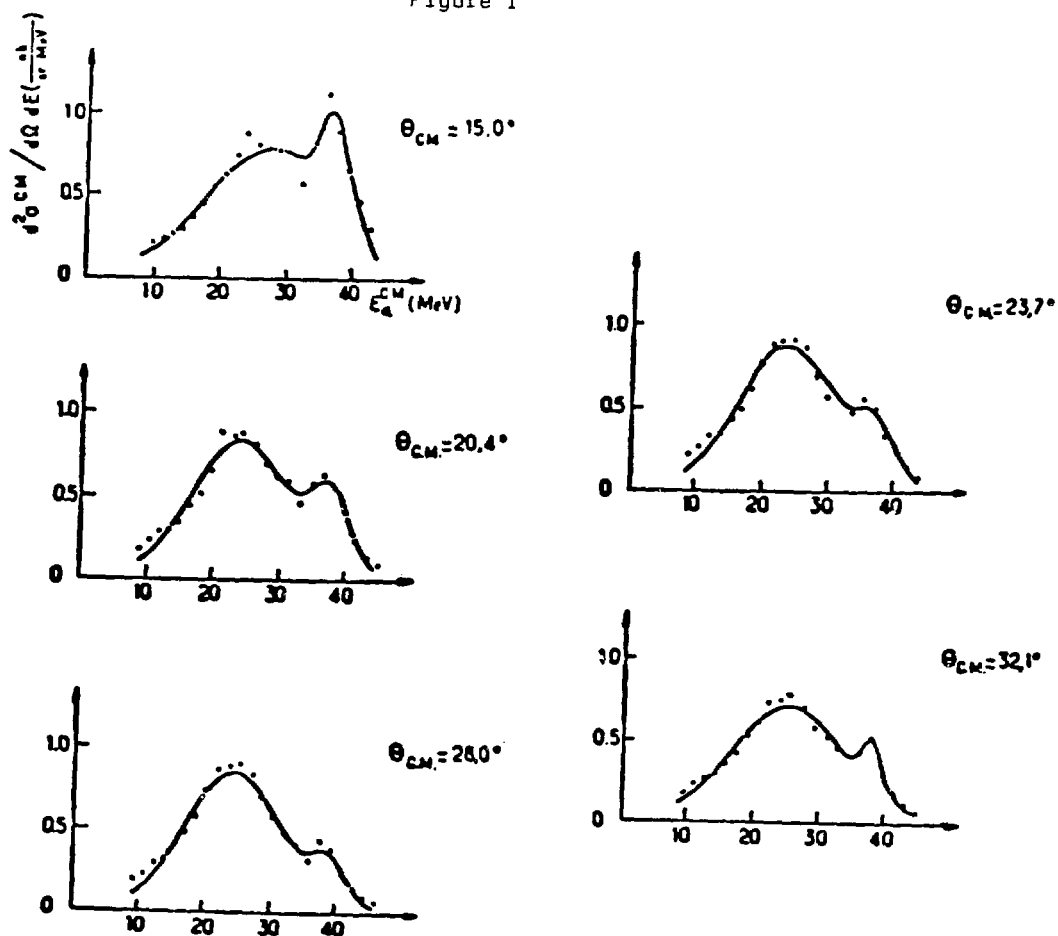


Figure 2

ETUDE DE LA FRAGMENTATION DES NOYAUX AU COURS DU MECANISME DE FISSION

Une des caractéristiques les plus marquantes de la fission à basse énergie est l'influence des effets de couches et d'appariement qui interviennent non seulement sur la probabilité de fission, mais également sur le mode de fragmentation du noyau. Afin de déterminer l'importance de ces effets, nous avons entrepris depuis quelques années une étude systématique et comparative des distributions en masse et en énergie cinétique des fragments provenant de la fission induite par neutrons thermiques ou rapides d'un ensemble d'actinides. Nous avons également étudié la fission spontanée du ^{244}Cm et du ^{252}Cf .

1 - ETUDE DE LA FISSION INDUITE PAR NEUTRONS THERMIQUES REALISEE AUPRES DU REACTEUR A HAUT FLUX DE GRENOBLE

F. CAITUCOLI, G. BARREAU, B. LEROUX
en collaboration avec

M. ASGHAR
S.T.N. Alger

P. PERRIN
C.E.N. Grenoble

C.M.C. WAGEMANS
S.C.K/C.E.N. Mol

L'une des caractéristiques les plus marquantes du processus de fission à basse énergie d'excitation est l'asymétrie de la distribution en masse des fragments de fission de la plupart des noyaux de la région des actinides qui est maintenant attribué à des effets de couche.

La répartition des nucléons entre les deux fragments ainsi que la distribution des énergies cinétiques sont des quantités observables qui permettent de mettre en évidence les effets qui interviennent dans le processus de fission. Aussi après avoir étudié la fission des noyaux ^{232}Pa , ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{242}Am , ^{244}Am nous avons poursuivi notre systématique de mesures des corrélations en énergie et en masse des fragments de fission par l'étude des ^{230}Th , ^{238}Np , ^{239}Pu , ^{242}Pu . Toutes ces expériences ont été réalisées auprès du canal

IHL du RHF de Grenoble qui délivre un faisceau de neutrons froids de forte intensité (5.10^9 n/cm².s). Le dispositif expérimental utilisé est très simple. Il se compose d'une chambre à vide (5.10^{-5} Torr) dans laquelle sont placés, à 3.5 cm de part et d'autre de la cible fissile, deux détecteurs à barrière de surface de π cm² de surface. Les caractéristiques des cibles étudiées et celles des cibles de calibration associées (nécessaires pour l'étalonnage en énergie de nos détecteurs) sont reportées ci-dessous :

cible et cible de calibration	Poids de matière	support et épaisseur
²²⁹ Th	0.914 μ g/cm ² de ThO ₂	nickel de 133 μ g/cm ²
²³⁵ U	20.2 μ g/cm ² de U ₃ O ₈	nickel de 222 μ g/cm ²
²³⁷ Np	111 μ g/cm ² de NpF ₄	poly-imide de 30 μ g/cm ²
Uranium naturel	129 μ g/cm ² de UF ₄	poly-imide de 30 μ g/cm ²
²³⁸ Pu	0.624 μ g/cm ² de PuO ₂	nickel de 133 μ g/cm ²
²³⁵ U	20.2 μ g/cm ² de U ₃ O ₈	nickel de 222 μ g/cm ²
²⁴¹ Pu	2.3 μ g/cm ² de PuO ₂ C ₂ H ₃ O ₂	poly-imide de 32 μ g/cm ²
²³⁵ U	2.2 μ g/cm ² de UO ₂ C ₂ H ₃ O ₂	poly-imide de 32 μ g/cm ²

Sur la bande magnétique sont enregistrés trois paramètres : les hauteurs d'impulsions délivrées par les deux détecteurs sous l'impact des deux fragments associés au même évènement fission, ainsi que la différence de temps de vol de ces fragments entre la cible et leur détecteur respectif. Les énergies et les masses des fragments sont obtenues par itération sur un système d'équations prenant en compte la conservation de la masse, celle de l'impulsion et la relation masse-énergie associée à chaque fragment proposée par Schmitt pour la calibration des détecteurs solides. Les valeurs moyennes des différentes distributions caractéristiques de la fission des quatre systèmes fissionnants étudiés sont reportées sur le tableau I

Nombre d'évènements	$^{229}\text{Th}(n, f)$ 10^6	$^{237}\text{Np}(n, f)$ $2,8 \cdot 10^5$	$^{238}\text{Pu}(n, f)$ $0,8 \cdot 10^6$	$^{241}\text{Pu}(n, f)$ 10^6
$\langle E_K \rangle$ (MeV)	$162,4 \pm 0,5$ $163,6 \pm 0,5^*$	$174,7 \pm 0,6$ $176,4 \pm 0,6^*$	$177,8 \pm 0,5$ $179,7 \pm 0,5^*$	$177,5 \pm 0,5$ $179,4 \pm 0,5^*$
σ_{E_K} (MeV)	8,6	11,1	11,6	11,6
$\langle E_L \rangle$ (MeV)	98,9	101,9	102,5	101,9
σ_{E_L} (MeV)	4,65	5,4	5,75	5,71
$\langle E_H \rangle$ (MeV)	63,5	72,8	75,4	75,6
σ_{E_H} (MeV)	5,8	7,9	8,2	8,39
$\langle \nu_L \rangle$ (amu)	89,8	99,0	101,1	102,8
σ_{ν_L} (amu)	4,7	6,0	6,1	6,3
$\langle \nu_H \rangle$ (amu)	140,2	139,0	137,9	139,2
σ_{ν_H} (amu)	4,7	6,0	6,1	6,3
Pic/Vallée	531 ± 49	1120 ± 380	213 ± 11	265 ± 16
$\Delta E_K (\langle E_K \rangle_{\text{max}} - \langle E_K \rangle_{\text{masse sym}})$ (MeV)	$19,2 \pm 1,1$	$23,2 \pm 2,1$	$17,6 \pm 0,8$	$23,6 \pm 1,3$

* Valeur corrigée de l'évaporation de neutrons.

TABLEAU 1.

Nous pouvons constater que pour tous les systèmes fissionnants la masse moyenne des fragments lourds est stabilisée autour de $M_H \approx 138-140$ tandis que la masse des fragments légers augmente avec la masse du noyau fissionnant. Cette constance de la masse moyenne des fragments lourds est due à un effet de couche déformée en neutrons à $N = 88$ qui est déterminant pour une large gamme de noyaux fissionnants.

Toutes les distributions en masse des systèmes étudiés montrent que la division en masse des noyaux est nettement asymétrique. Toutefois, dans le cas du ^{230}Th , nous observons dans la distribution des rendements en masse des fragments un pic faible mais significatif dans la région des masses symétriques figure 1. Konecny et al ont également observé pour un noyau encore plus léger le ^{227}Ac une composante symétrique en masse importante. (1).

(1) E. Konecny, H.J. Specht, J. Weber - Proc. 3rd Symp on Physics and Chemistry of fission (1973)

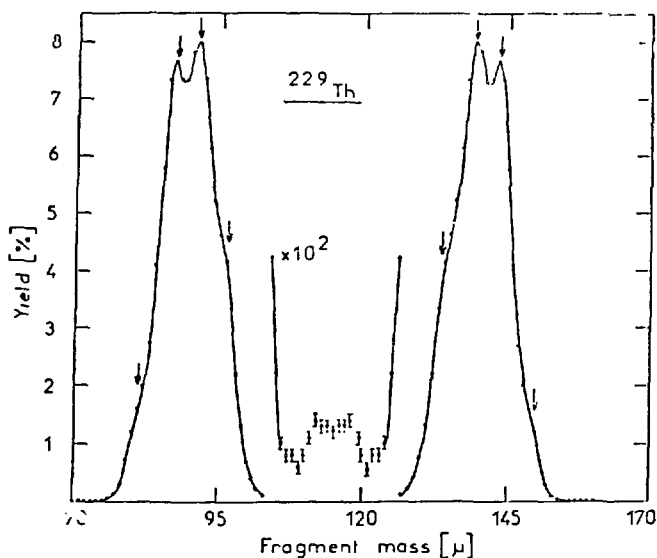


Figure 1

Les évènements pour lesquels l'énergie cinétique totale des fragments est voisine de la chaleur de réaction ont une résolution en masse ($\Delta M \sim 1.5$ uma) nettement supérieure à celle des autres évènements puisque dans ces conditions énergétiques l'évaporation de neutrons par les fragments ne peut avoir lieu.

Sur la figure 2 sont représentées pour les quatre systèmes étudiés les distributions en masse des fragments lourds correspondant aux évènements fission avec une très faible énergie d'excitation totale c'est à dire inférieure à l'énergie de liaison du dernier neutron dans les fragments ($E^* < 6$ MeV).

- Dans le cas du ^{230}Th nous observons trois pics bien résolus et deux épaulements pour les masses $M_H \sim 130, 134, 140, 144, 150$. Ces structures sont espacées les unes des autres d'environ 5 uma. Comme nous ne mesurons pas les charges des fragments, pour effectuer notre sélection en énergie d'excitation à chaque rapport de masse nous avons retenu le rapport de charges qui rendait maximum la chaleur de réaction. Les rapports de charges que nous associons aux différentes structures observées dans la fission du noyau pair-pair ^{230}Th sont : 50/40, 52/38, 54/36, 56/34, 58/32. Ces structures fines qui apparaissent pour des rapports de charges paires semblent être la manifestation d'un effet d'appariement sur les charges des fragments. Ce résultat est en parfait accord avec les résultats de Mariolopoulos qui a mesuré dans le cas du ^{230}Th un fort effet pair impair sur les rendements en charges qu'il évalue à 35 % (2). Toutefois le pic à la masse $M_H \sim 144$ domine nettement les autres structures ; ceci est dû à un effet de couche déformé en neutron $N = 88$ qui vient se superposer aux effets pair-impairs sur les charges et favorise ainsi fortement la masse 144.

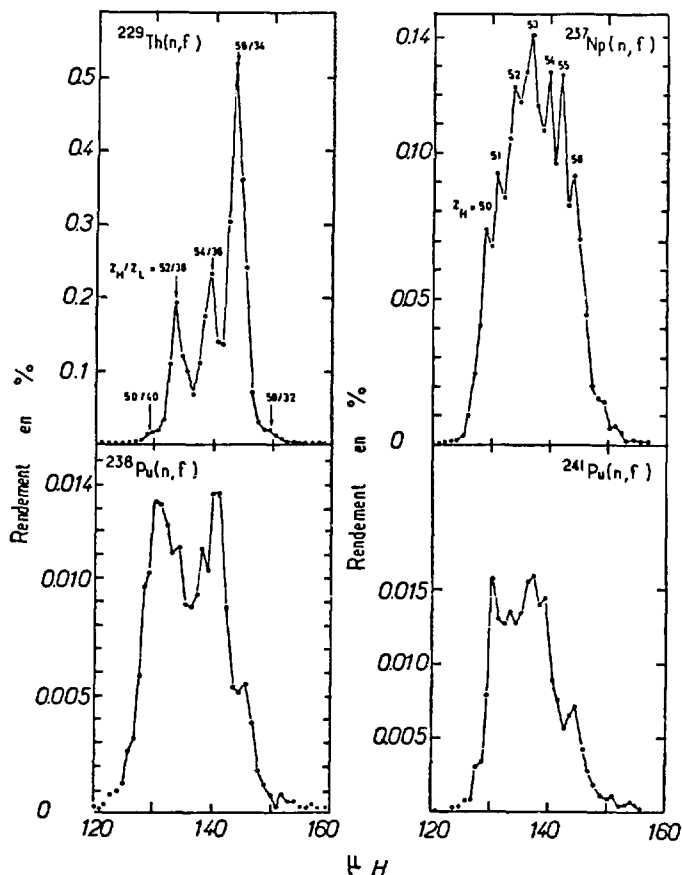


Figure 2

- Pour le ^{238}Np nous observons également des structures mais espacées cette fois tous les 2.5 u.m.a. comme dans le cas des noyaux déjà étudiés (^{232}Pa , ^{244}Am). Pour ces systèmes fissionnants impairs-impairs, quelle que soit la division en masse, il y a toujours un proton et un neutron célibataires dans un des fragments et il ne peut donc exister d'effet pair-impair. Cependant les structures que nous observons semblent bien dues aux charges : en effet 2.5 u.m.a. correspond au nombre moyen de neutrons qu'il faut ajouter (retrancher) pour augmenter (diminuer) la charge d'un fragment d'une unité. Si ces structures sont la signature des différents rapports de charge il en résulte que la division en charge est définie en premier au cours du processus de fission et que le nombre de neutrons vient ensuite s'ajuster le plus favorablement possible d'un point de vue énergétique autour de ce rapport de charges. Ces structures sont le reflet de la distribution des neutrons autour de chaque charge.

• Toutefois, toutes ces structures sont construites sur une enveloppe beaucoup plus large qui a son maximum autour de la masse $\gamma_{H\sim 138}$. Cette grosse structure est due à la conjugaison de deux effets de couche déformée en neutrons, l'une sur le fragment lourd à $N = 88$, l'autre sur le fragment léger à $N = 60$.

- En ce qui concerne les deux isotopes étudiés du Plutonium, les distributions en masse des fragments de fission de très faible énergie d'excitation présentent une allure très semblable. Nous observons deux grosses structures aux environs des masses $\gamma_{H\sim 131-132}$ et $\gamma_{H\sim 140-142}$ que nous pouvons associer à deux effets de couches : une sphérique doublement magique à la masse 132 avec $Z = 50$ et $N = 82$ et l'autre déformée correspondant à $N = 88$ pour la masse $\gamma_{H\sim 142}$. Nous n'observons pas pour ces noyaux d'effets pairs-impairs sur les charges très marquées comme dans le cas du ^{230}Th ce qui est en parfait accord avec la valeur de l'effet pair impair déduite des mesures de charges qui est de 3 à 4 % pour les isotopes du Plutonium contre 35 % dans le cas du ^{230}Th .

Il ressort de cette étude que les effets de corrélation d'appariement et surtout les effets de couches jouent un rôle déterminant dans la fragmentation des noyaux. De plus, il semble que la division en charges soit définie en premier, bien avant la distribution en masse.

2 - ETUDE DE LA FISSION SPONTANÉE DU ^{244}Cm

F. CAITUCOLU, G. BARREAU, B. LEROUX, A. SICRE, T.P. DOAN, P. AUDOUARD

en collaboration avec

M. ASGHAR

C.S.T.N. Alger

Le ^{244}Cm est pratiquement le noyau le plus léger que l'on puisse étudier en fission spontanée dans des temps d'expérience raisonnables. Cependant l'étude expérimentale de la fission spontanée du ^{244}Cm présente l'inconvénient d'une très haute activité naturelle α en regard d'un faible taux de fission (1 μg de ^{244}Cm émet $3.10^6 \alpha/\text{s}$ pour seulement 4 fissions/s). Le problème qui se pose alors consiste à éliminer ou à corriger les empilements des impulsions des α sur celles des fragments de fission sur les voies énergie.

La cible fissible est composée de $0.86 \mu\text{g}$ de CmO_2 . Cette matière répartie dans un cercle de 1 cm^2 de surface a été déposée par évaporation sur un support de nickel de $222 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. La cible de calibration est

Cette méthode nous a permis de corriger l'énergie de chaque fragment de l'amplitude exacte de recouvrement de l' α en fonction de la valeur de $ST_{\alpha f}$. Les détails de cette méthode doivent paraître dans la revue Nuclear Instruments and Methods.

Pour chaque évènement fission cinq paramètres sont enregistrés : deux correspondant à la hauteur de l'impulsion délivrée par chaque détecteur, deux sont la mesure sur chaque chaîne de la différence de temps qui sépare le fragment considéré du 1er α qui précède ou qui suit ce fragment, et le dernier de ces paramètres caractérise la différence de durée de vol des fragments entre la cible émettrice et leur détecteur respectif. Ces cinq paramètres, codés sur 1024 canaux, sont enregistrés sur bande magnétique à l'aide d'un PDP 11. $3.5 \cdot 10^5$ évènements fission ont été ainsi enregistrés en un peu plus d'un mois, pendant cette période chaque détecteur fission a subi au total le rayonnement de $3.8 \cdot 10^{11} \alpha$.

Sur le tableau I sont présentées les différentes quantités qui caractérisent la fission spontanée du ^{244}Cm .

$\langle E_K \rangle$ (MeV)	181.7 ± 1.0
σ_{E_K} (MeV)	$183.6 \pm 1.0^{**}$
$\langle E_L \rangle$ (MeV)	103.4
σ_{E_L} (MeV)	5.9
$\langle E_H \rangle$ (MeV)	78.4
σ_{E_H} (MeV)	8.35
$\langle \mu_L \rangle$ (amu)	105.0
σ_{μ_L} (amu)	6.5
$\langle \mu_H \rangle$ (amu)	139.0
σ_{μ_H} (amu)	6.5
P/V = peak/valley	86.5 ± 4
$\Delta E_K = \langle E_{K_{\max}} \rangle - \langle E_{K_{\text{sym}}} \rangle$ fission (MeV)	14.4 ± 1.5

* valeur corrigée de l'évaporation de neutrons

Tableau I

Sur la figure II est représentée la distribution en masse que nous avons obtenue pour $^{244}\text{Cm}(sf)$ et pour comparaison celles mesurées par Unik et al dans le cas du $^{246}\text{Cm}(sf)$ et du $^{248}\text{Cm}(sf)$ (1).

(1) J.P. Unik, J.E. Gindler, L.E. Glendenin, K.F. Flynn, A. Gorski and R.K. Sjolom - Proc. Physics and Chemistry of Fission Rochester 1973 vol2 p. 19

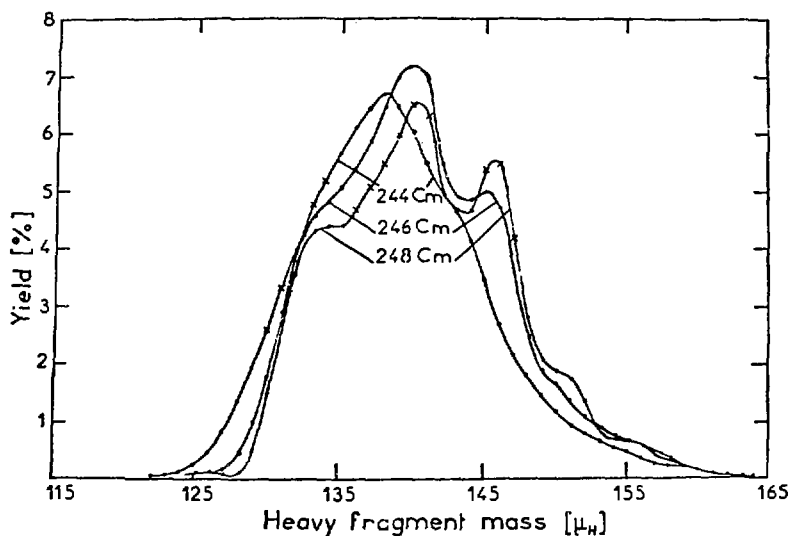


Figure 2
Rendement en masse

Nous pouvons remarquer que la distribution en masses du ^{244}Cm est nettement moins asymétrique en masse que celle des ^{246}Cm et ^{248}Cm . Le maximum de la distribution est aux environs de la masse 138 dans le cas du ^{244}Cm alors que pour les deux autres isotopes il se situe autour de la masse 140. Cette différence de comportement peut être comprise en terme de structure dans la surface d'énergie potentielle totale en fonction de la déformation pour différents rapports de masses des fragments naissants tel que cela a été décrit par Wilkins et al dans le modèle statique du point de scission (2). En effet, pour tous ces systèmes le fragment léger est stabilisé à la masse $\mu \approx 106$ par la couche déformée en neutron $N = 64$ tandis que le nombre de neutrons du fragment lourd passe de la couche sphérique $N = 82$ dans le cas du ^{244}Cm à la couche déformée $N = 86-88$ dans le cas des deux autres isotopes.

(2) B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.R. Chasman - *Phys. Rev. C* 14 (1976) 1832

DYNAMIQUE DU PROCESSUS DE FISSION

A faible énergie d'excitation du noyau fissionnant, les travaux récents ont mis en évidence l'existence des effets d'appariements dans le processus de fission. Une étude détaillée de l'influence de ces effets d'appariement sur l'énergie cinétique et la distribution en masse des fragments en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant s'avère donc très intéressante pour obtenir des informations sur la dynamique du processus de fission.

1 - MESURE DE LA CORRELATION ENTRE L'ENERGIE CINETIQUE FINALE DES FRAGMENTS
DE FISSION ET L'ENERGIE D'EXCITATION DU NOYAU FISSIONNANT

T.P. DOAN, P. AUDOUARD, T. BENFOUGHAL, F. CAITUCOLI, Q.T. DIEN, B. LEROUX
A. SICRE

Un des moyens d'obtenir des informations sur l'aspect dynamique du mécanisme de fission réside dans la mesure de la corrélation entre l'énergie cinétique finale des fragments de fission et l'énergie d'excitation du noyau qui subit la fission. Nous notons, à cet égard, que la situation expérimentale actuelle est extrêmement confuse. D'abord, très peu de données expérimentales sont disponibles. Ensuite, certaines mesures ont abouti à des corrélations soit positives, soit négatives selon les systèmes fissionnants étudiés. Aussi, nous avons entrepris une étude systématique de cette corrélation pour différents noyaux fissionnants. Nous avons complété l'étude concernant le noyau ^{238}Np dont les résultats préliminaires avaient été présentés dans le précédent annuaire, par des études analogues effectuées sur les noyaux ^{236}U et ^{232}Pa .

Il s'agit dans chaque cas d'observer de faibles variations relatives en énergie : quelques MeV pour une énergie cinétique totale des fragments de fission de l'ordre de 170 MeV. Les deux fragments de fission complémentaires sont détectés en coïncidence par deux jonctions à barrière de surface disposées de part et d'autre de la cible étudiée, à 1 cm de celle-ci ; ces jonctions délivrent des impulsions dont nous dérivons les énergies suivant la méthode de calibration de Schmitt. En outre, la mesure simultanée de la différence de temps de vol entre les deux fragments complémentaires permet d'éliminer les événements aberrants. Les trois paramètres corrélés qui caractérisent un événement fission

(l'énergie de chaque fragment et la différence de temps de vol) sont enregistrés en ligne sur bande magnétique à l'aide d'un ordinateur PDP 15, pour être ensuite traités sur l'ordinateur du CCPN. Ce traitement est effectué au moyen d'un programme de dépouillement qui permet d'extraire les masses et les énergies cinétiques des fragments de fission, dans le système du centre de masse du noyau fissionnant, par une méthode itérative. Ce programme fournit également les distributions en énergie cinétique et en masse des fragments, la distribution en énergie cinétique totale, les valeurs moyennées et les écarts quadratiques moyens de ces distributions, ainsi que diverses matrices à deux dimensions entre deux quelconques de ces différents paramètres, pris en corrélation.

Les distributions en masse et en énergie des fragments de fission ont été obtenus :

- pour la réaction $^{231}\text{Pa}(n,f)$ pour des énergies de neutrons égales à 0.75, 1.0, 2.0, 3.75, 5.0 et 6.0 MeV
- pour la réaction $^{235}\text{U}(n,f)$ pour des énergies de neutrons égales à 0.6, 1.0, 1.25, 2.0, 2.5, 4.5, 5.0 et 5.75 MeV
- pour la réaction $^{237}\text{Np}(n,f)$ pour des énergies de neutrons égales à 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5, 1.75, 2.0, 2.25, 2.5, 2.75, 3.75, 4.25, 5.0, 5.5, et 6 MeV.

La figure 1 reproduit à titre d'illustration, les distributions en masse des fragments de fission dans la réaction $^{231}\text{Pa}(n,f)$ pour 3 valeurs de l'énergie cinétique des neutrons incidents.

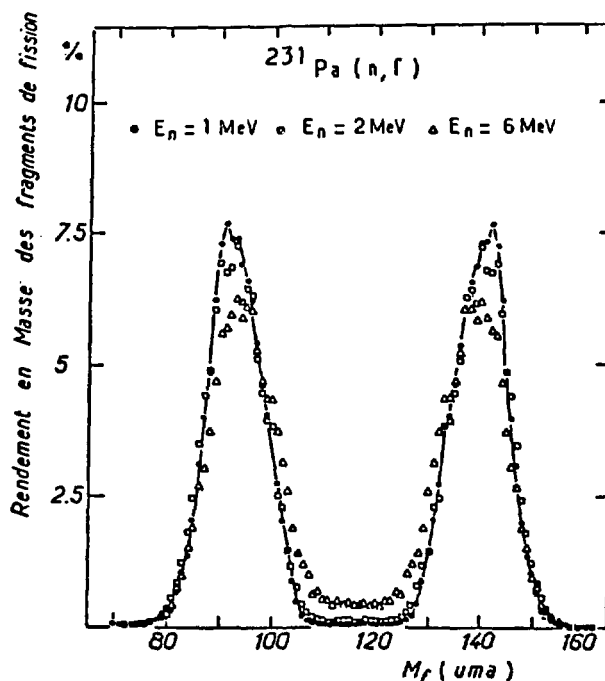


Figure 1

La connaissance des distributions en énergie cinétique totale des fragments en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant permet de déterminer les valeurs de la corrélation entre E_{KT}^* et E_n qui sont indiquées dans le tableau 1 :

TABLEAU 1

Noyaux fissionnants	$\left\langle \frac{dE_{KT}^*}{dE_n} \right\rangle$
$^{231}\text{Pa}(n, f)$	0.267 ± 0.022
$^{235}\text{U}(n, f)$	$- 0.141 \pm 0.031$
$^{237}\text{Np}(n, f)$	$- 0.110 \pm 0.017$

Nous obtenons une corrélation $\left\langle \frac{dE_{KT}^*}{dE_n} \right\rangle$ positive dans le cas du ^{232}Pa et négative pour les deux autres noyaux ^{236}U et ^{238}Np . La connaissance de ces facteurs de corrélation a été souvent utilisée pour extraire des informations sur la dynamique du processus de fission. Il faut souligner cependant qu'une conclusion définitive sur la dynamique de la descente, en se basant uniquement sur le facteur de corrélation, s'avère très prématurée. En effet, toute modification de la distribution en masse peut avoir une influence sur la distribution de l'énergie cinétique totale ce qui entraîne une modification de $\frac{dE_{KT}^*}{dE_n}$. Pour estimer l'influence de cette variation des distributions en masse sur l'énergie cinétique totale des fragments, nous avons effectué une convolution des valeurs de chaleur de réaction ($Q(M_1, M_2)$) par les rendements en masse des fragments. Par exemple, pour le ^{238}Np , la variation de ΔQ_R (qui est égale à - 1.7 MeV) lorsque l'énergie des neutrons incidents passe de 1 MeV à 6 MeV, est sensiblement égale à une diminution de ΔE_{KT}^* (-1.4 MeV). Pour l'ensemble des trois noyaux considérés, les corrélations observées proviennent essentiellement des variations des distributions en masse. Ceci est reflété par la figure 2 qui montre les corrélations par groupe de masse. Ces corrélations sont très faibles, sauf au voisinage de la symétrie. Ces résultats suggèrent que les configurations de scission dépendent peu de l'énergie d'excitation E_{CN}^* , sauf au voisinage de la symétrie. Ces résultats suggèrent que les configurations de scission dépendent peu de l'énergie d'excitation E_{CN}^* , sauf au voisinage de la symétrie où l'on observe une possible transition de forme à la scission. Cette transition de forme en fonction de E_{CN}^* peut avoir des répercussions importantes sur les énergies cinétiques finales des fragments.

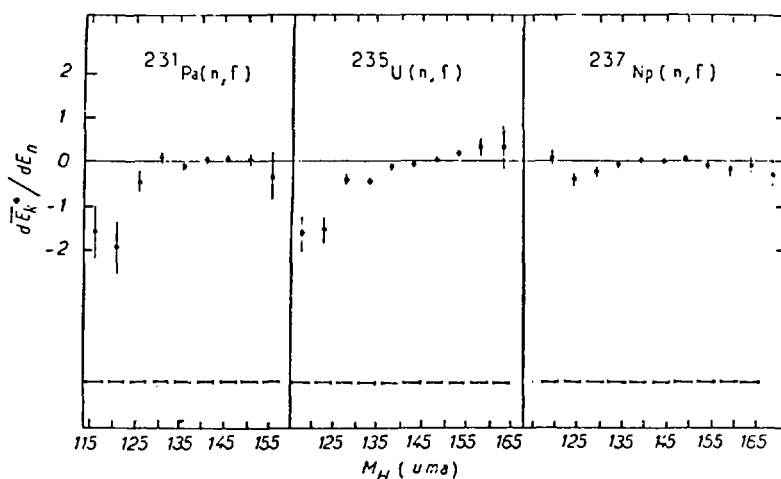


Figure 2

En première approximation, l'énergie supplémentaire apportée au noyau reste principalement sous forme d'excitation interne de la matière nucléaire au cours de tout le processus de fission. Seule la distribution en masse est légèrement modifiée par atténuation de l'influence des effets de couche.

2 - EVOLUTION DES STRUCTURES FINES DANS LES DISTRIBUTIONS EN MASSE EN FONCTION DE L'ENERGIE D'EXCITATION DU NOYAU FISSIONNANT

T. BENFOUGHAL, P. AUDOUARD, Q.T. DIEN, T.P. DOAN, F. CAITUCOLI, B. LEROUX, A. SICRE

Parmi les données expérimentales susceptibles de fournir des informations importantes sur le mode de fragmentation au cours du processus de fission, les structures fines observées dans les distributions en masse à différentes énergies cinétiques totales des fragments se révèlent très prometteuses. Dans le cas des noyaux pairs-pairs, la périodicité de 5 UMA observées dans les distributions en masse est généralement attribuée aux effets d'appariement des deux fragments. Des mesures récentes effectuées aussi bien sur les noyaux pairs-pairs que sur les noyaux impairs-impairs montrent que la périodicité des structures fines est de l'ordre de 2.5 UMA ce qui implique un autre mécanisme de fragmentation du noyau fissionnant. La plupart des données expérimentales ont été obtenues dans les réactions induites par des neutrons thermiques. L'étude de l'évolution des structures fines en fonction de l'énergie d'excitation s'avère très intéressante pour mieux préciser ce nouveau mécanisme.

Dans le cas de la fission de ^{238}Np induite par des neutrons mono énergétiques ($E_n = 1 \text{ MeV}$) où une assez bonne statistique a été obtenue ($1.6 \cdot 10^5$ évènements) nous avons pu déterminer la distribution en masse pour différentes énergies d'excitation au point de scission. En particulier pour des énergies d'excitation inférieure à 5.5 MeV ($E^* = Q_R(M_1, M_2) - E_{KT} < 5.5 \text{ MeV}$) la distribution en masse représentée sur la figure 1 présente de nombreuses structures avec un espacement de 2.5 UMA. Par rapport aux résultats obtenus pour le même noyau dans la fission induite par des neutrons thermiques, les structures ne sont pas atténuées ce qui renforce l'hypothèse émise par F. Caitucoli exposée dans la partie 1 (Etude de la fission induite par neutrons thermiques réalisée auprès du réacteur à haut flux de Grenoble) de cet annuaire. Quelle que soit la méthode d'analyse pour étudier les évènements froids (conditionnement par $Q - E_{KT}$ ou par E_L) on retrouve à peu près les mêmes structures dans les zones de recouvrement de ces deux distributions.

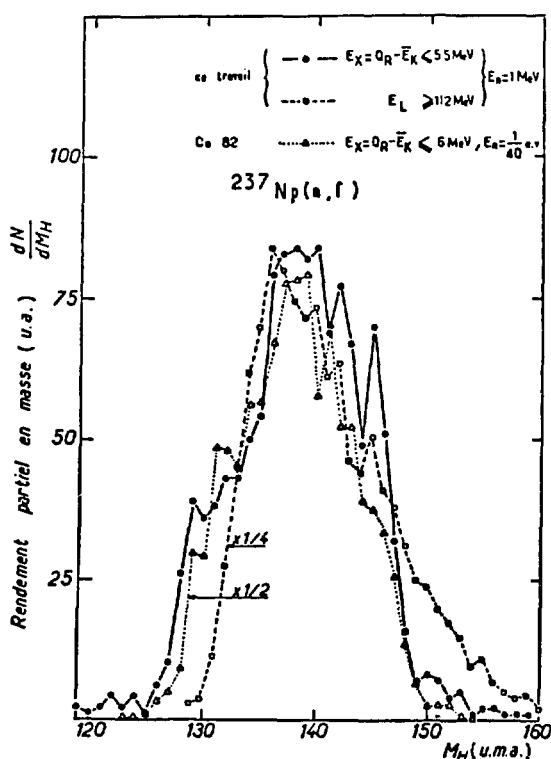


Figure 1

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE GRENOBLE

DEPARTEMENT DE RECHERCHE FONDAMENTALE
LABORATOIRE DE CHIMIE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Les Physiciens nucléaires du DRF-G s'intéressent traditionnellement à l'étude de la fission grâce aux moyens présents sur le site : réacteurs (Mélusine, RHF de l'ILL), générateurs de neutrons de 3 et 14 MeV, cyclotron de l'ISN. Principalement les études portent sur une meilleure compréhension de la dynamique de la fission par observation des effets pair-impair en protons sur les distributions en charge, en masse et en énergie cinétique des fragments. En outre une équipe du laboratoire a produit des résultats très importants sur la spectroscopie des noyaux riches en neutron dans la région des alcalins, alcalins terreux et des terres rares. En 1982, les arrêts successifs du RHF ou de dispositifs expérimentaux (LOHENGRIN) n'ont pas permis d'effectuer des travaux intensifs ; toutefois les distributions en masse, charge et énergies des fragments dans la fission thermique du ^{239}Pu ont pu être déterminées en collaboration avec une équipe de DARMSTADT ; et la partie expérimentale des mesures de ces mêmes distributions pour la fission thermique du ^{229}Th a pu être effectuée.

D'autre part, la réalisation du dispositif "COSI FAN TUTTE", résultant d'une collaboration avec des physiciens de l'ILL a été poursuivie sur le canal IHI du RHF, des tests préliminaires ont été effectués avec succès et l'appareil devrait être disponible dès le redémarrage du RHF en Juin 1983.

BULLETIN DRF

Année 1982

N° 19

Titre : *Distribution en masse, charge et énergie des fragments issus de la fission thermique de ^{239}Pu .*

Auteurs :

J.P. BOCQUET, R. BRISSOT*, A. GUESSOUS,
H. NIFENECKER, Ch. RISTORI.

Laboratoires :

DRF/CPN - *ILL

en collaboration avec :

K. SCHMITT and H.G. CLERC
D. ENGELHARDT

Technische Hochschule, Darmstadt
KFA, Karlsruhe (RFA)

Travail publié, références :

Cette expérience s'inscrit dans le cadre général de l'étude du processus de fission. Plus précisément nous essayons de comprendre ce qui se passe lors des derniers instants de vie du noyau composé, entre le moment où celui-ci franchit le dernier maximum de l'énergie potentielle et celui où il se sépare en 2 fragments. Les observables accessibles à l'expérience et pouvant donner le plus de renseignements sur ces derniers instants sont les suivantes :

- Répartition de la masse et de la charge totales entre les deux fragments.
- Energie cinétique des deux fragments.

Nous avons déjà une connaissance détaillée [1] des distributions de ces quantités pour deux isotopes de l'Uranium (^{233}U et ^{235}U). La possibilité d'utiliser des cibles de transuraniens sur le spectromètre LOHENGRIN (Institut Laue Langevin) nous a permis de mesurer ces distributions dans le cas de la fission thermique de ^{239}Pu . Le spectromètre de masse LOHENGRIN sépare les produits de fission en fonction des rapports A/q et E/q entre leur masse A , leur énergie cinétique E et leur charge ionique q . L'obtention d'un jeu complet de données nécessite en principe la mesure de la fonction $y(A_i, Z_j, E_k, q_e)$ ce qui correspond pour le groupe léger à la mesure d'une gamme de 30 masses, 5 énergies cinétiques et 7 charges ioniques, environ 1 millier de spectres à analyser en charges nucléaires. La fig.1 présente la distribution des éléments du groupe léger, moyennée sur toutes les énergies. Elle est obtenue en intégrant la fonction précédente sur les masses, les énergies et les charges ioniques, ce qui, en quelque sorte représente un condensé des résultats obtenus. L'effet pair-impair que module cette distribution, dû à l'interaction d'appariement entre protons est voisin de 13-14%. Cela représente une diminution d'un facteur 2 par rapport à l'Uranium (~24%) mais reste malgré tout plus important que ce que laissaient prévoir les données radiochimiques [2]. Ce résultat s'inscrit bien dans la tendance générale qui indique une diminution rapides des effets "pair-impair" en fonction de la charge nucléaire du noyau fissionnant.

Les résultats obtenus mettent aussi en évidence l'étroite imbrication des effets de couches nucléaires dans des fragments déformés et des effets pair-impairs. La fig.2 en présente une illustration édifiante. Sur cette figure nous avons tracé la distribution élémentaire : $Y(Z_i) = \sum_j y(Z_i, A_j)$ et la distribution isotonique : $Y(N_i) = \sum_j y(Z_j, N_i)$ à haute énergie cinétique de façon à éliminer l'influence de l'évaporation de neutrons. Les échelles sont choisies de façon à mettre en coincidence une charge avec le nombre de neutrons le plus probable qui lui est associé. Il apparaît ainsi clairement que le rendement élevé de la charge 42 est la conséquence d'une coincidence entre d'une part le bonus induit par l'effet pair-impair et d'autre part un effet de couches en neutrons [3] favorisant les division en neutrons voisines de la répartition (64-82). Cette constatation doit inciter les fissionistes à la plus grande prudence notamment lors des discussions relatives aux effets pair-impairs en neutrons ou

relatives à la signification de la dépendance des effets p-i en protons en fonction de la division en charge.

Effet pair-impair sur les énergies cinétiques - L'étude des distributions en énergie cinétique des différentes charges produites dans la fission de ^{239}Pu fait ressortir une différence en énergie cinétique moyenne très faible entre les divisions paires et impaires : $\Delta E_k = 0.3 \pm 0.15 \text{ MeV}$. A l'aide d'un modèle prenant en compte des ruptures de paires à deux instants différents du processus de fission (point selle et point de scission) Nifenecker [4] a montré que l'on pouvait relier les effets pairs-impairs en rendements aux effets pairs-impairs en énergie cinétique. Si pour le Plutonium on se limite aux charges légères inférieures à 42, l'effet pair-impair moyen δ_z se situe alors aux environs de 11%. Cela nous conduit, dans le cadre du modèle précédent à la situation suivante :

3 paires brisées au point selle (1 pair ^{235}U)
3 paires brisées au point de scission (3 " ^{235}U)

Cela semble indiquer que la principale différence de comportement entre ces deux isotopes réside dans les conditions initiales de la descente (2ème barrière plus basse dans le cas du plutonium).

Références

- [1] W. LANG, H.G. CLERC, H. WOHLFARTH, Nucl. Phys. A345, 34 (1980).
- [2] R. BRISSOT et al., Nucl. Phys. A282, 109 (1977).
- [3] B.D. WILKINS et al., Phys. Rev. C14, 1832 (1976).
- [4] H. NIFENECKER et al., Zeitschrift für Phys. A308, 39 (1982).

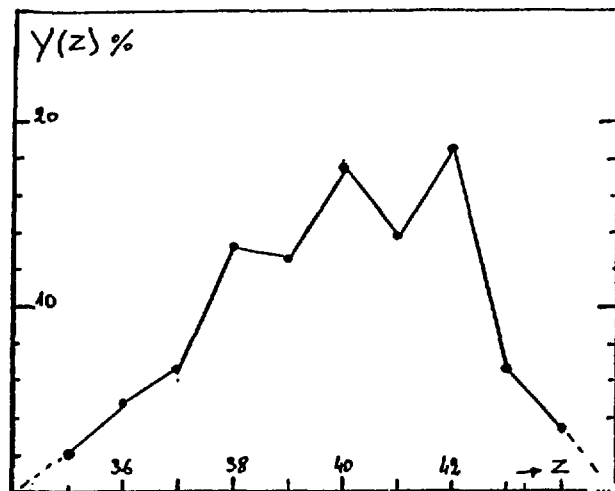
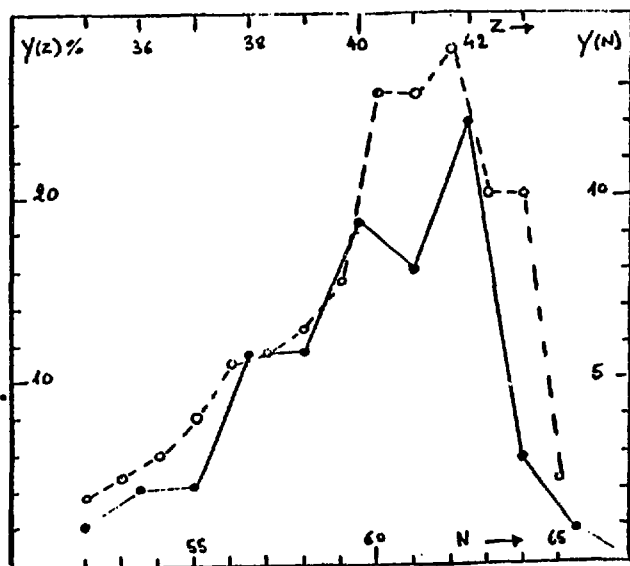


Fig. 1

Fig. 2



BULLETIN DRF

Année 1982

N° 19

Titre : Distribution des masses finales dans la
fission thermique de ^{229}Th .

Auteurs :

M. HADDAD*, J. CRANÇON,***
G. LHOSPICE, Ch. HAMELIN

Laboratoires : DRF/CPN

* Université d'Alger
*** INPG

Travail publié, références :

Dans le cadre d'une systématique dans l'étude des effets pair-impair en protons dans les distributions en charge et en énergie cinétique des fragments de fission nous nous sommes intéressés à la fission thermique du ^{229}Th . Il existe peu de données pour la fission thermique des Thoriums, car la section efficace est en général très faible. La distribution en masse des produits de la fission thermique de ^{229}Th doit être fortement influencée par les effets de couche et l'évaporation de neutrons. On ne dispose que de deux essais de distribution en masse [1] [2] qui restent très incomplètes.

Nous avons donc effectué une première série de mesures par radiochimie alliée à la spectrométrie γ directe en utilisant les possibilités d'irradiation du CEN.G par pneumatiques connectés aux réacteurs "Mélusine" et du RHF de l'ILL. Plusieurs séquences ont été utilisées de manière à analyser le plus grand nombre de masse possible. Les échantillons de ^{229}Th ont été préparés au laboratoire à partir d'une solution de nitrate provenant de la section des préparations des transuraniens du Centre de Fontenay-aux-Roses, les impuretés (^{232}Th , ^{228}Th) n'apportent qu'une contribution négligeable aux fissions créées. Les résultats sont rassemblés dans le tableau et la figure ci-dessous et représentent la mesure de 29 masses.

Ces résultats doivent être considérés comme préliminaires ; des mesures permettant de préciser les ailes des distributions sont en cours.

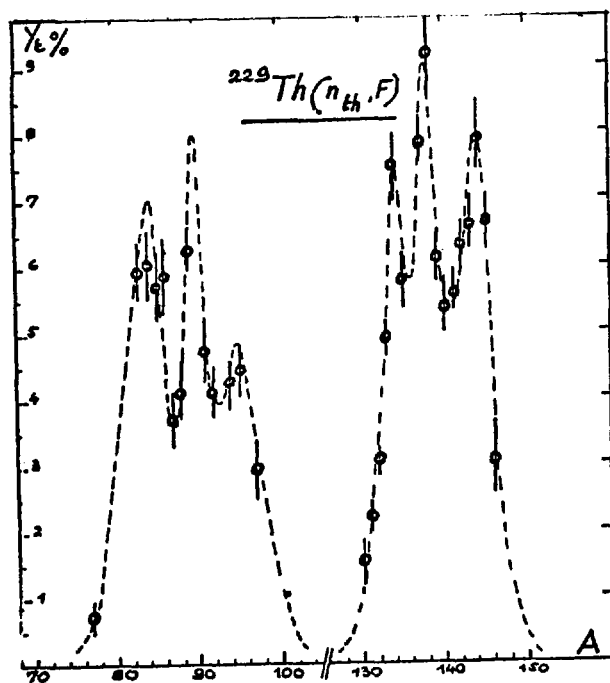
Toutefois, elles montrent déjà que la distribution présente des structures importantes qui correspondent bien à l'effet de parité en proton récemment mis en évidence au Laboratoire [3].

Références :

- [1] J.E. GINDLER et al., J. Inorg. Nucl. Chem. **43**, 1433 (1981)
- [2] J.K. DICKENS et al., Technical Notes, 455 (1981).
- [3] G. MARIOLOPOULOS - Thèse de Doctorat d'Etat, Grenoble 1981.

Tableau 1

Elément	Y%	Elément	Y%
^{77}Ge	$0,79 \pm 0,05$	^{132}Te	$3,03 \pm 0,08$
$^{83}\text{Se}_{g+m}$	$5,95 \pm 0,55$	$^{133}\text{I}_g$	$4,93 \pm 0,12$
$^{84}\text{Br}_{g+m}$	$6,05 \pm 0,45$	$^{134}\text{I}_g$	$7,53 \pm 0,52$
$^{85}\text{Kr}_m$	$5,72 \pm 0,48$	$^{135}\text{Xe}_m$	$5,70 \pm 0,40$
$^{86}\text{Br}_g$	$5,93 \pm 0,22$	^{137}Xe	$7,89 \pm 0,24$
^{87}Kr	$3,77 \pm 0,22$	$^{138}\text{Cs}_g$	$9,21 \pm 0,50$
^{88}Kr	$4,10 \pm 0,50$	^{139}Ba	$6,06 \pm 0,38$
^{89}Rb	$6,24 \pm 0,3$	^{140}Ba	$5,39 \pm 0,52$
^{91}Sr	$4,70 \pm 0,40$	^{141}Ba	$5,63 \pm 0,32$
^{92}Sr	$4,13 \pm 0,32$	^{142}La	$6,37 \pm 0,32$
^{94}Y	$4,27 \pm 0,28$	^{143}Ce	$6,59 \pm 0,40$
^{95}Y	$4,41 \pm 0,38$	^{144}La	$7,94 \pm 0,55$
^{97}Zr	$2,85 \pm 0,21$	^{145}Ce	$6,69 \pm 0,40$
$^{130}\text{Sb}_{g+m}$	$1,61 \pm 0,15$	^{146}Ce	$3,0 \pm 0,2$
^{131}I	$2,19 \pm 0,12$		



BULLETIN DRF

Année 1982

N° 19

Titre : Spectromètre à double temps de vol pour fragments de fission "COSI FAN TUTTE".

Auteurs :

R. BRISSOT

A. OED

P. PERRIN, M. MAUREL

F. GÖNNENWEIN, T. MANNING

Laboratoires :

DRF et ILL

Université de Tubingen (RFA)

DRF-G/CPN

ILL

Travail publié, références : A. OED et al. : NIM - 179 (1981) 265-270

NIM - 205 (1983) 451-453

NIM - 205 (1983) 455-459

Un spectromètre à double base de vol (Fig.1) mesurant pour chaque fragment de fission F_H et F_L la vitesse V et l'énergie cinétique E , a été construit sur le canal IHI du R.H.F. de l'I.L.L. La mise en service aura lieu en Juin 83, mais les résultats des essais préliminaires permettent d'en fixer les performances. La vitesse des 2 fragments V_L et V_H est mesurée par des détecteurs de temps coaxiaux à microgalettes. Les énergies cinétiques E_L et E_H sont mesurées par deux chambres d'ionisation à isobutane. Une mesure de la charge Z sera installée ultérieurement. Si M_L^+ et M_L^+ sont les masses initiales, on a :

$$M_H^+ + M_L^+ = M_0 \quad M_0 = A+1 \quad M_H^+ V_H^+ = M_L^+ V_L^+ \rightarrow M_H^+ = M_0 \frac{V_L^+}{V_L^+ + V_H^+}, \text{ pour l'énergie cinétique totale : } TKE^+ = M_0 \frac{V_L^+ V_H^+}{2}.$$

Si on suppose que les ν neutrons sont évaporé isotropiquement de fragments complètement accélérés, alors : $V^+ = \langle V_L \rangle_{\text{mesurée}}$ et $V_H^+ = \langle V_H \rangle$.

On peut donc calculer les masses primaires M_H^+ et M_L^+

$$M_H^+ = M_0 \frac{V_L}{V_L + V_H} \quad \text{et} \quad M_L^+ = M_0 \frac{V_H}{V_L + V_H} \quad \text{et} \quad TK_E^+ = M_0 \frac{V_L V_H}{2}$$

Les cibles fissiles (surface $\sim 1 \text{ cm}^2$), déposées sur un support mince de Ni au Vyns ($e \leq 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) ont une épaisseur de $10 \rightarrow 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

L'angle solide de détection pour une base de vol de 1 m est : $\Omega \sim 4.20^{-6} \text{ sr}$.

Un programme d'étude des isotopes suivants, compte tenu de leur disponibilité, est envisagé : Th^{229} , U^{232} , U^{233} , U^{235} , Pu^{238} , Pu^{239} , Pu^{241} , Am^{241} , Cm^{245} , Cm^{247} , Cf^{249} .

Un dispositif d'acquisition multiparamétrique Canberra avec un ordinateur PDP 11-24 équipé d'une visu couleur est à la disposition des expérimentateurs.

SPECTROMETRE "PN8 COSI FAN TUTTE

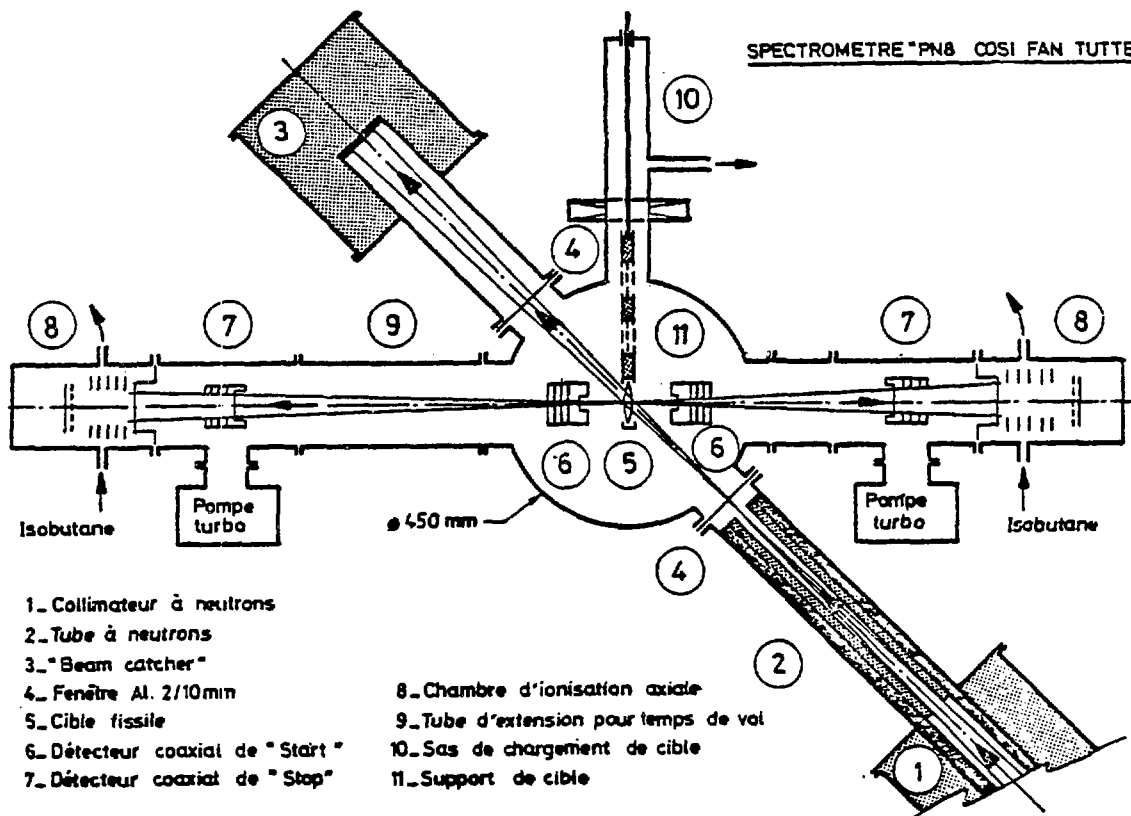


Fig. 1 - CARACTERISTIQUE et PERFORMANCES du SPECTROMETRE -

- Flux neutronique → Cible : $5 \cdot 10^9$ n/cm² sec. ,
- Résolution en temps : $\Delta t = 100$ psec.
- Résolution en énergie pour $E_L \sim 100$ MeV : $\Delta E = 400$ keV ,
- Résolution en masse pour $M_L = 95$: $\frac{M}{\Delta M} = 170$.

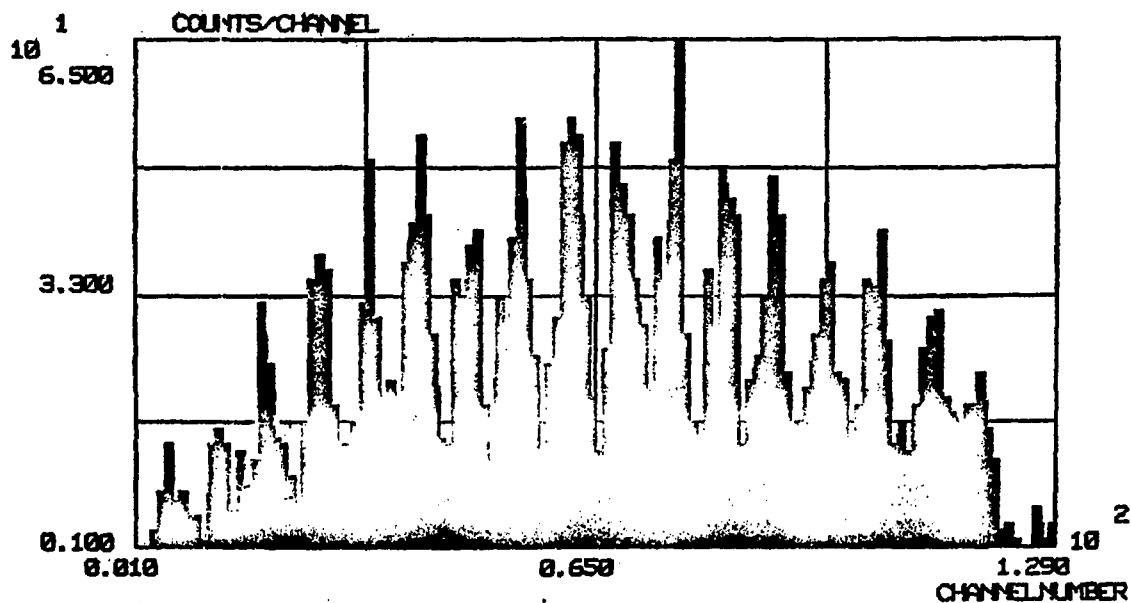


Fig.2 - Coupe à T = Cte dans une matrice temps de vol/énergie montrant pour les fragments légers, une séparation en masse avec un rapport pic/valée = 5 (cible U^{235} 100. $\mu\text{g}/\text{cm}^2$).

BULLETIN DRF

Année 1982

N° 19

Titre : Schéma de niveaux de ^{146}La .

Auteurs :

E. MONNAND, J.A. PINSTON, F. SCHUSSLER,

B. PFEIFFER, G. JUNG

Laboratoires :

DRF/CPN

ILL

Travail publié, références :

Les niveaux excités de ^{146}La ont été étudiés à partir de la désintégration β^- de ^{146}Ba . Ce noyau est obtenu à partir des produits de fission de ^{235}U avec le séparateur OSTIS en ligne sur le Réacteur à Haut Flux de l'Institut Laue Langevin à Grenoble. Les mesures d'énergie et d'intensité des transitions γ et des électrons de conversion interne ont été faites par des techniques de spectroscopie nucléaire standards avec des détecteurs $\text{Ge}(\text{Li})$ ou Ge intrinsèques et $\text{Si}(\text{Li})$. Des mesures de coïncidences γ - γ nous ont permis d'établir un schéma de niveaux de ^{146}La à basse énergie (voir figure). L'attribution des spins à certains états excités est basée :

- 1°-sur la multipolarité des transitions γ les plus intenses obtenues à partir de la mesure des coefficients de conversion interne α_K et α_L (voir tables 1,2,3).
- 2°-sur l'hypothèse d'un spin 2^- pour l'état fondamental de ^{146}La . Cette hypothèse est déduite de la désintégration beta de cet état jusqu'aux niveaux excités de ^{146}Ce (ref.1,2,3).
- 3°-sur l'alimentation β des niveaux ^{146}La à partir de l'état fondamental 0^+ de ^{146}Ba et plus particulièrement de l'alimentation de plusieurs niveaux par des branches β^- permises et qui doivent donc avoir un spin 1 avec une parité positive.

En comparant les schémas de niveaux des noyaux de $^{142}, ^{144}, ^{146}\text{La}$ (Réf.1,4,5,6,7) on s'aperçoit que parmi les états de parité positive, un état 1^+ est alimenté par une branche β de très forte intensité ($I_\beta \approx 40\%$) et une valeur du logft comprise entre 4.1 et 4.7. D'autre part, on voit que l'énergie de cet état excité décroît rapidement lorsque Z croît : ^{142}La (1204 keV), ^{144}La (603 keV) et ^{146}La (372 keV).

Références

- [1] E. MONNAND et al., Bulletin DRF n° 13 ou Note CEA-N-2074, 27 (1978).
- [2] E. MONNAND et al., Verhandlungen DPG (VI), 13 (1978).
- [3] G.M. GOWDY et al., Rapport CERN 81-09, p. 562 (1981).
- [4] J.T. LARSEN et al., Phys. Rev. C3, 1372 (1971).
- [5] Nuclear Data Sheets 25, 53 (1978).
- [6] C. CHUNG et al., Phys. Rev. C26, 1198 (1982).
- [7] Nuclear Data Sheets 27, 97 (1979).
- [8] R.S. HAGER and E.C. SELTZER, Nuclear Data A4 1-235 (1968).

Table 1

E_γ (keV)	α_L calculés [Ref. 8]			α_L Mesurés	Multipolarité.
	E1	E2	M1		
56.3	0.143	8.70	0.67	0.58 ± 0.35	M1
77.8	0.057	1.91	0.26	0.075 ± 0.030	E1

Table 2

- 89 -

E_{γ} (keV)	α_K calculés [Ref. 8]			α_K Mesurés	Multipolarité.
	E1	E2	M1		
114.9	0.14	0.81	0.63	0.18 ± 0.10	E1
121.1	0.12	0.68	0.54	0.52 ± 0.11	M1 (+E2)
140.7	0.078	0.425	0.355	0.33 ± 0.07	M1 (+E2)
144.7	0.072	0.390	0.330	0.31 ± 0.08	M1, E2
175.3	0.043	0.210	0.190	0.032 ± 0.025	E1
185.9	0.037	0.172	0.165	0.16 ± 0.07	M1, E2
197.0	0.032	0.144	0.142	0.14 ± 0.03	M1, E2
231.7	0.020	0.086	0.091	0.018 ± 0.010	E1
241.7	0.018	0.074	0.083	0.028 ± 0.015	E1
251.3	0.016	0.066	0.074	0.018 ± 0.005	E1
269.5	0.013	0.053	0.060	0.023 ± 0.015	E1
279.7	0.012	0.048	0.054	0.060 ± 0.028	M1, E2
284.5	0.012	0.046	0.052	0.011 ± 0.005	E1
294.8	0.011	0.041	0.048	0.046 ± 0.015	M1, E2
298.2	0.010	0.040	0.047	0.015 ± 0.010	E1
392.4	0.005	0.016	0.024	0.007 ± 0.04	E1
429.3	0.004	0.013	0.018	0.006 ± 0.04	E1

Table 3

E _γ (keV)	K/L calculés [Ref. 8]			K/L Mesurés	Multipolarité
	E1	E2	M1		
121.1	7.39	2.59	7.40	5.9 ± 0.8	M1+(11±6)%E2
140.7	7.49	3.07	7.43	5.8 ± 0.8	M1+(17±8)%E2
144.7	7.50	3.16	7.44	3.1 ± 1.2	E2
175.3	7.57	3.77	7.48	7.6 ± 1.6	E1
197.0	7.62	4.14	7.52	7.6 ± 1.4	M1

