

1019  
Paper

3. National soviet conference on neutron physics.  
Kiev, USSR, 9-13 June 1975

ysics

CEA-CONF--3301

FR7600549

1019

EVALUATION PAR MODELES NUCLEAIRES D'UN ENSEMBLE COHERENT DE  
SECTIONS EFFICACES  $n + {}^{238}\text{U}$  ENTRE 3 keV et 20 MeV

J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET

Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. n° 61 - 92120 Montrouge - France

RESUME

Une méthode d'utilisation des modèles optique et statistique est présentée dans le but de déterminer un ensemble physiquement cohérent des sections efficaces neutroniques sur  ${}^{238}\text{U}$  entre 3 keV et 20 MeV. Il est montré qu'un ajustement adéquat sur certaines données expérimentales permet d'évaluer d'autres sections efficaces de façon satisfaisante.

ABSTRACT

We present a method for an optical and statistical model evaluation of a coherent set of neutron cross-sections on  ${}^{238}\text{U}$  from 3 keV to 20 MeV. It is shown that a satisfying determination of various cross-sections can be obtained from an adequate adjustment of the models on some experimental data.

## I - INTRODUCTION

L'utilisation des modèles nucléaires peut être envisagée pour obtenir un ensemble physiquement cohérent des diverses sections efficaces neutroniques relatives à une même cible dans un domaine d'énergie étendu. L'étude présente examine cette possibilité, au moyen des modèles optiques et statistiques couramment utilisés, dans le cas de la cible  $^{238}\text{U}$  et pour les énergies de neutron comprises entre 3 keV et 20 MeV. Dans la méthode proposée ici, certaines données expérimentales assez bien connues, en particulier les sections efficaces totale et de fission, servent à l'ajustement des modèles, tandis que d'autres données, comme la section efficace de capture radiative et diverses distributions angulaires de diffusion "élastique", permettent de tester la validité des calculs. En même temps, une évaluation cohérente est faite de données pour lesquelles subsistent encore des incertitudes à lever pour des raisons d'applications pratiques : en ce qui concerne  $^{238}\text{U}$ , c'est le cas des fonctions d'excitation des diffusions inélastiques.

Dans une première étape, nous avons déterminé un ensemble adéquat de paramètres d'un potentiel optique déformé permettant de calculer la section efficace totale et les sections efficaces élastique et inélastique relevant de mécanismes directs. Ensuite, les pénétrabilités neutron issues des calculs en voies couplées précédents ont été utilisées dans les évaluations suivantes faites par modèle statistique :

- . sections efficaces de capture radiative, de diffusions inélastiques et de fission jusqu'à 2 MeV.
- . sections efficaces  $(n, xn)$  et  $(n, xnf)$  entre 2 MeV et 20 MeV.

## II - DETERMINATION DES PARAMETRES DU POTENTIEL OPTIQUE

$^{238}\text{U}$  est un noyau déformé comme en témoignent les bandes rotationnelles bien établies de son spectre d'états excités. Dans les états de diffusion également, les effets de déformation ne sont pas négligeables. Aussi il est apparu nécessaire d'employer la méthode du modèle optique en voies couplées [1], méthode dans laquelle le potentiel d'interaction nucléon-noyau tient compte de la déformation nucléaire. Les données expérimentales que nous nous sommes imposées de reproduire sont, par ordre d'importance décroissante :

- 1) les fonctions densité  $S_0$  et  $S_1$ , et le rayon de diffusion  $R'$  à basse énergie.
- 2) la section efficace totale.
- 3) les distributions angulaires de diffusion "élastique" dans le domaine d'énergie 2 MeV - 15 MeV. (Pour la diffusion de neutron, il n'est expérimentalement pas possible de séparer le niveau fondamental des premiers états excités ; aussi comparons nous les résultats expérimentaux à la somme calculée des diffusions par les états pris en compte dont l'énergie d'excitation est inférieure à 400 keV.

Pour décrire l'interaction neutron-noyau-cible, nous avons adopté le potentiel effectif couramment utilisé [1], qui s'exprime dans le système d'axes lié au noyau sous la forme :

$$V(r, \theta) = V_f(r, a, R) + 4iW a' \frac{d}{dr} f_f(r, a', R') + \left(\frac{\hbar}{m_n c}\right)^2 \frac{1}{r} V_s \vec{l} \cdot \vec{\sigma} \frac{d}{dr} f_f(r, a, R)$$

$$f_f(r, a, R) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}$$

$$R = r_0 A^{1/3} \left[1 + \beta_2 Y_2^0(\theta) + \beta_4 Y_4^0(\theta)\right]$$

Les paramètres  $\beta_2$  et  $\beta_4$  sont une mesure des déformations respectivement quadrupolaire et hexadécapolaire du noyau. Ce potentiel est développé en polynômes de Legendre, et les termes de couplage dus à la déformation sont pris réels. Nous avons adopté le schéma de couplage  $0^+, 2^+, 4^+$  pour une énergie  $E_n$  du neutron inférieure à 10 MeV, et l'approximation adiabatique aux énergies supérieures.

Comme l'ensemble de la paramétrisation présentée Table 1, est très sensible au choix des paramètres de déformation, nous avons utilisé pour ces derniers les valeurs évaluées par MÖLLER [2], à savoir :

$$\beta_2 = 0,216 \qquad \beta_4 = 0,067$$

#### 1) Fonctions densité et rayon de diffusion

Les autres paramètres du potentiel optique ont été déterminés à basse énergie de manière à reproduire au mieux l'ensemble de ces trois quantités

expérimentales  $S_0$ ,  $S_1$  et  $R'$ . Le résultat de l'ajustement obtenu est présenté Table 2, en comparaison avec les données issues de l'évaluation récente [3].

## 2) Section efficace totale

La variation avec l'énergie des paramètres  $V$  et  $W$  du potentiel optique a été déterminée de manière à reproduire la section efficace totale entre 30 keV et 20 MeV. Le résultat de l'ajustement est représenté fig. 1, a, b et c, en comparaison avec les valeurs expérimentales extraites des références [4, 5 et 6].

Le soin tout particulier que demande la détermination des paramètres au cours de ces deux premières étapes, nous a apparu déterminant puisqu'il explique le succès de la paramétrisation dans les deux étapes suivantes.

## 3) Section efficace de diffusion élastique différentielle

La comparaison théorie-expérience pour la diffusion élastique (cf. figures 2, 3 et 4) permet de juger du bien-fondé de la paramétrisation.

Le seul ajustement supplémentaire qui a été fait porte sur le comportement de la valeur de  $W$  au-delà de 10 MeV en nous basant sur les résultats expérimentaux obtenus au voisinage de 15 MeV. Les données utilisées à cet effet sont extraites des références [7 à 15].

## 4) Diffusion inélastique sur le premier niveau excité

Nous obtenons à une énergie de 3 MeV, où la contribution due au noyau composé peut être négligée, une valeur de la section efficace inélastique intégrée de 0,418 barns, en bon accord avec la valeur expérimentale récemment obtenue par SMITH [16]. L'obtention d'une valeur deux fois plus faible (ENDF/BIV) aurait demandé une sérieuse altération des autres résultats (section efficace totale en particulier) ou une incohérence grave de la paramétrisation.

### III - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE CAPTURE RADIATIVE ET DE DIFFUSION INÉLASTIQUE JUSQU'À 2 MeV

Ces sections efficaces sont calculées par modèle statistique et d'après la méthode qui a été développée en référence [17] et testée favorablement sur

quelques cibles lourdes.

### 1 - Détermination des différents paramètres

. Les pénétrabilités "neutron" nécessaires sont celles issues des calculs en voies couplées décrits en II, et utilisant la paramétrisation de la Table 1.

. Les niveaux excités de la cible, pris en référence [18], sont connus jusqu'à 1,16 MeV environ avec des valeurs déterminées du spin et de la parité. Au dessus de cette énergie d'excitation, nous avons introduit une densité de niveaux continue de la forme :

$$\rho(E_n) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_n - E_0}{T}\right)$$

Les paramètres  $E_0$  et  $T$  ont été déterminés en ajustant  $\rho(E_n)$  sur la densité obtenue à partir des niveaux expérimentaux discrets. Nous avons obtenu :  $E_0 = -0,15$  MeV et  $T = 1,14$  MeV.

. Le paramètre de densité des niveaux "a" est calculé avec la formule conventionnelle des densités de niveaux [19] ajustée sur l'espacement moyen entre niveaux  $D_{obs}$  mesuré dans la zone des résonances séparées. Nous avons pris la valeur  $D_{obs} = 19 \pm 2$  eV, moyenne de plusieurs résultats expérimentaux [20]. La valeur correspondante trouvée pour "a" est de  $30,924$  MeV<sup>-1</sup>, pour une énergie de pairing  $\delta$  fixée à 0,69 MeV.

La largeur moyenne radiative  $\Gamma_\gamma$  choisie égale à  $21 \pm 3$  MeV, est également une moyenne de plusieurs données expérimentales [20].

. La détermination des paramètres des voies de fission (positions de barrières et nombres effectifs de voies) a été faite par un ajustement de la section efficace de fission calculée sur les valeurs expérimentales correspondantes [21] (équation 1974 de M.G. SOWERBY) prises dans la gamme d'énergie 0,6 MeV - 2,6 MeV. Nous avons choisi une forme de barrière - identique pour toutes les voies - définie par [22] :

$$E_a = 6,25 \text{ MeV} ; E_{II} = 2,34 \text{ MeV} ; E_b = 5,93 \text{ MeV} ; \hbar\omega_a = 1,05 \text{ MeV} ;$$

$$\hbar\omega_b = 0,50 \text{ MeV}$$

Nous avons fixé  $\hbar\omega_{II}$  à 1,0 MeV. Les positions et nombres effectifs des différentes voies ont été ajustés suivant la méthode décrite en [17].

## 2 - Résultats

La section efficace de capture radiative calculée est reportée sur la figure 5 et comparée avec différentes déterminations expérimentales [21] et à la récente évaluation ENDF/BIV. On peut noter le bon accord de notre calcul avec les mesures dans le domaine d'énergie compris entre 1 keV et quelques centaines de keV environ. Au-delà de 1 MeV, où l'effet du continuum inélastique se manifeste, la section efficace de capture est très sensible au choix des paramètres  $E_0$  et  $T$ . Probablement, le manque de niveaux expérimentaux dans cette zone d'énergie conduit à une sur-estimation de la section efficace de capture qui reste, par conséquent, supérieure à la fois à celle de M.G. SOWERBY [21] et à l'évaluation ENDF/BIV. Les sections efficaces de diffusion inélastique avec excitation de différents états discrets de la cible sont reportées sur la figure 6 en fonction de l'énergie incidente (on a omis cependant le 3ème niveau excité  $6+$  pour lequel les sections efficaces calculées sont très faibles). Pour les deux premiers niveaux à 0,045 MeV et 0,148 MeV, les valeurs expérimentales de P. GUENTHER et A. SMITH [16] sont en très bon accord avec notre calcul. Par contre, l'évaluation ENDF/BIV, au dessus d'environ 1 MeV, donne une contribution inélastique trop faible notamment pour le premier niveau excité. La table 3 donne les valeurs calculées dans cette étude, c'est-à-dire la contribution due au noyau composé obtenue par le modèle présent, ainsi que la contribution directe issue des calculs en voies couplées décrits en II.

Pour les autres niveaux plus excités (cf. Fig.6), on observe encore un bon accord général avec les résultats de l'expérience tirés de la référence [18]. Notre évaluation donne des valeurs de section efficace inférieures à celles calculées en [18] par un modèle statistique également du type Hauser-Feshbach avec fluctuations.

## IV - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES $(n,xn)$ et $(n,xnf)$ DE 2 MeV à 20 MeV

Le modèle statistique simplifié utilisé pour calculer ces sections efficaces est décrit par ailleurs [23]. Il utilise ici globalement les sections efficaces de formation des noyaux composés issues des calculs en voies couplées décrits en II.

Le calcul des sections efficaces du type  $(n,xn)$  et  $(n,xnf)$  fait intervenir une série d'isotopes formés successivement. C'est pourquoi nous avons choisi ici la paramétrisation systématique suivante. Les densités de niveaux néces-

saires sont celles introduites par GILBERT et CAMERON [19] avec les corrections dues aux effets de couche et d'appariement de COOK [20]. Les paramètres de densité de niveaux  $a$  des différents noyaux apparaissant dans le processus sont ici calculés systématiquement d'après [19], suivant :

$$a = A \left[ 0,00917 S + 0,120 \right] \text{MeV}^{-1}$$

où  $A$  est le nombre de masse et  $S$  la correction due aux effets de couches. De même, l'énergie d'excitation de transition  $E_x^*$  où la densité de niveaux passe de la forme  $\rho_2(E^*) \sim \exp(2\sqrt{a(E^*-\delta)})$  à la forme  $\rho_1(E^*) \sim \exp\left(\frac{E^*-E_0}{T}\right)$  obéit à la loi :

$$E_x^* = 2,5 + \frac{150}{A} + \delta$$

Dans ces expressions  $E^*$  est l'énergie d'excitation,  $\delta$  l'énergie d'appariement,  $T$  la température nucléaire, et  $E_0$  résulte du raccordement sans discontinuité des valeurs  $\rho_2(E_x^*)$  et  $\rho_1(E_y^*)$ .

La table IV donne les valeurs des énergies de séparation des neutrons [24], des barrières de fission [25], des largeurs radiatives expérimentales (cf. MALECKY [20] et VOROTNIKOV [26]) nécessaires au calcul ainsi que les constantes ajustées  $K_1$  et  $K_2$  et les données de sections efficaces de fission utilisées pour les obtenir (cf. Réf. [23]).

Les diverses sections efficaces calculées sont reportées sur la figure 7 en comparaison avec différentes mesures ou évaluations expérimentales. Seule, la section efficace de fission a fait l'objet d'un ajustement, lequel a été fait sur l'évaluation expérimentale de SOWERBY [21]. Les sections efficaces  $(n,2n)$  calculées, qui servent ici de test pour le modèle utilisé, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux [27]. On note cependant qu'au delà de 15 MeV les valeurs issues de ce traitement simplifié décroissent trop rapidement par rapport aux mesures. Pour la réaction  $(n,3n)$  [27], l'accord est acceptable, mais le domaine d'énergie voisin du seuil de la réaction demanderait un calcul plus complet tenant compte explicitement de la conservation des moments angulaires.

Les sections efficaces  $(n,xn)$  et  $(n,xnf)$  calculées sont données dans la Table V.

## CONCLUSION

Cette étude effectuée sur le noyau  $^{238}\text{U}$  montre l'intérêt de l'utilisation des modèles nucléaires même conventionnels pour l'évaluation d'un ensemble cohérent de données neutroniques dans un large domaine d'énergie. Cependant il apparaît important pour une cible donnée d'adapter convenablement la paramétrisation de ces modèles, et notamment celle du potentiel optique qui est à la base des calculs. L'ajustement sur certaines données convenablement connues permet alors de mieux préciser certaines autres, telles que les fonctions d'excitation de diffusion inélastique dans le cas présent. L'utilité de cette méthode a déjà été partiellement testée sur un ensemble de noyaux lourds.



## REFERENCES

- [1] T. TAMURA, Computer program JUPITOR 1 for coupled channel calculation ORNL 4152 (1967) and Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679
- [2] P. MOLLER, Nucl. Phys. A 192 (1972) 529
- [3] Neutron Cross-Sections - Volume 1 Résonance Parameters EANDC (US) - 183/L
- [4] A. ADAM, J. CABE, M. CANCE, M. LABAT, M. LAURAT, M. LONGUEVE C.E.A. Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel - rapport interne
- [5] S.H. HAYES, P. SPOLER, J.M. CLEMENT, GOULDING, Nucl. Sci. Eng. 50 (1973) 243
- [6] P.H. BOWEN, J.P. SCANLON, G.H. STAFFORD, J.J. TRESHER, P.E. HODGSON, Nucl. Phys. 22 (1961) 640
- [7] R. BATCHELOR, W.B. GILBOY, J.M. TOWLE, Nucl. Phys. 65 (1965) 236  
M. WALT, J.R. BEYSTER, Los Alamos LA 2061 (1956)
- [8] M.M. KNITTER, M. COPPOLA, N. AHMED, B. JAY, Z. Physik 244 (1971) 358
- [9] W.E. KINNEY, F.G. PEREY, ORNL 4804 (1973)
- [10] S.G. BUCCINO, C.E. HOLLANSWORTH, P.R. BEVINGTON, Z. Physik 196 (1961) 103
- [11] J.L. KAMMERDIENER, UCRL 51232 (1972)
- [12] J. VOIGNIER, CEA-R 3503 (1968)
- [13] G. MOUILHAYRAT, Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel - private communication (1969)
- [14] B.Y. GUZHOVSKII, At. Energ. 11 (1961) 395, trad. Sov. J. At. En. 11 (1962) 1041
- [15] C.L. HUDSON, W. SCOTT.WALKER, S. BERKO, Phys. Rev. 128 (1962) 127
- [16] P. GUENTHER, A. SMITH, Inelastic neutron excitation of the ground state rotational band of  $^{238}\text{U}$  - Conférence de WASHINGTON (3-7 mars 1975)
- [17] P. THOMET, Communication à cette Conférence - cf. aussi Rapport CEA/R-4631 (1974)

- [18] W.R. McMURRAY, Annual Res. Rep. (1973) - SUNI 28
- [19] A. GILBERT, A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965- 1446)
- [20] F. POORIMANS et al., NEANDC (E) 163 U (1974) 149  
M.G. SOWERBY, NEANDC (E) 163 U (1974) 183  
H. MALECKY et al, Sov. J. Nuc. Phys. 13 (1971) 133  
J.L. COOK et al, Aust. J. Phys. 20 (1967) 477  
H. BABA, Nucl. Phys. A159 (1970) 625
- [21] M.G. SOWERBY et al, AERE-R-7273 (1973)  
M.G. SOWERBY et al, Ann. Nuc. Sci. Eng. 1 (1974) 409  
W.P. POENITZ, Préprint (ANL)
- [22] H. WEIGMANN, J.P. THEOBALT, Nucl. Phys. A187 (1972) 305
- [23] J. JARY, Communication à cette Conférence - cf. aussi Rapport CEA-R-4647 (1975)
- [24] A.H. WAPSTRA et al, Nucl. Data Tables, 9 (1971) n° 4-5
- [25] V.E. VIOLA et al, Nucl. Phys. 82 (1966) 65  
W.D. MYERS et al, Nucl. Phys. 81 (1966) 1  
G.I. BELL, Phys. Rev., 158 (1967) 1127
- [26] P.E. VOROTNIKOV, Sov. J. Nucl. Phys. 5 (1967) 728
- [27] J.D. KNIGHT, Phys. Rev. 112 (1958) 259  
J.L. PERKIN et al, J. Nucl. Energ. 14 (1961) 69  
D.S. MATHER et al, AWRE 072/72 (1972)  
J.H. LANDRUM et al, Phys. Rev. C8 (1973) 1938  
J. FREHAUT et al, Rapport CEA-4627 (1974)  
A. ACKERMANN, NEANDC (E) 161 U (1974)  
P.H. WHITE, J. Nucl. Energ. 16 (1962) 261

TABLE 1

$V = 47,5 - 0,3 E_n$ (MeV)	,	$a = 0,62$ fm	,	$r_0 = 1,24$ fm
$W = 2,7 + 0,4 E_n$ (MeV)	pour	$E_n \leq 10$ MeV	,	$a' = 0,58$ fm, $r'_0 = 1,26$ fm
6,7	pour	$E_n \geq 10$ MeV		
$V_s = 7,50$ MeV (spin orbite non déformé)				

Paramètres du potentiel optique

TABLE 2

Type	$S_0 \times 10^4$	$S_1 \times 10^4$	$R'$ fm
BNL 325 évaluation [3]	$1,1 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,3$	$9,4 \pm 0,3$
Calcul présent	0,949	2,134	9,240

Fonctions densité et rayon de diffusion : comparaison théorie-expérience

TABLE 3

E <sub>n</sub> (MeV)	45.0 keV (2+)		148.0 keV (4+)	
	NC	ID	NC	ID
0,060	0,1685	0,0018		
0,070	0,2656	0,0036		
0,080	0,3465	0,0059		
0,090	0,4151	0,0085		
0,100	0,4743	0,0113		
0,200	0,8139	0,0453	0,0051	0,0001
0,300	0,9704	0,0793	0,0292	0,0014
0,400	1,0512	0,1109	0,0699	0,0052
0,500	1,0963	0,1416	0,1219	0,0122
0,600	1,1234	0,1720	0,1834	0,0225
0,700	1,1122	0,2024	0,2460	0,0356
0,800	1,0405	0,2322	0,2853	0,0507
0,900	0,9882	0,2611	0,3264	0,0669
1,000	0,8765	0,2883	0,3478	0,0833
1,200	0,5753	0,3360	0,2860	0,1140
1,400	0,4073	0,3720	0,2320	0,1390
1,600	0,2987	0,3980	0,1929	0,1580
2,000	0,1868	0,4240	0,1383	0,1800

Sections efficaces (en barn) d'excitation des niveaux 2+ (45 keV) et 4+ (148 keV) séparées en contributions de noyau composé (NC) et d'interaction directe (ID)

TABLE IV

U Isotope	S MeV	$B_f$ MeV	$\Gamma_\gamma^{exp}$ eV	$K_1$	$K_2$	Section efficace de fission de
239	4,8032	6,15	0,024	2,308	0,45	$^{238}\text{U}$ de 2 MeV à 6 MeV
238	6,1436	5,80	0,035	0,602	0	$^{238}\text{U}$ de 6 MeV à 12 MeV
237	5,1245	6,30	0,029	5,00	0,95	$^{238}\text{U}$ de 12 MeV à 18 MeV
236	6,5451	5,75	0,035	1,374	0	$^{235}\text{U}$ de 2 MeV à 6 MeV

Energies de séparation (S), barrières de fission ( $B_f$ ) et largeurs radiatives expérimentales  $\Gamma_\gamma^{exp}$  utilisées pour  $2 \text{ MeV} \leq E_n \leq 20 \text{ MeV}$ . Les paramètres  $K_1$  et  $K_2$  sont obtenus par ajustement aux sections efficaces de fission dans le domaine d'énergie donné dans la dernière colonne.

TABLE V

Energie des neutrons MeV	Sect. eff. (n-2n) (Barn)	Sect. eff. (n-3n) (Barn)	Sect. eff. (n,f) (Barn)	Sect. eff. (n-n'f) (Barn)	Sect. eff. (n,2nf) (Barn)	Sect. eff. (n,3nf) (Barn)	Sect. eff. de fission totale	
2			0,521				0,521	
3			0,519				0,519	
4			0,508				0,508	
5			0,522		$0,25 \cdot 10^{-5}$		0,522	
5,5			0,533		$0,24 \cdot 10^{-3}$		0,533	
6			0,541		0,019		0,560	
6,5	0,038		0,548		0,214		0,763	
7	0,363		0,554		0,363		0,917	
8	1,108		0,558		0,410		0,968	
9	1,47		0,609		0,376		0,985	
10	1,63		0,619		0,394		1,013	
11	1,70		0,611		0,414	$0,38 \cdot 10^{-10}$	1,025	
11,5	1,72	$0,36 \cdot 10^{-3}$	0,607		0,419	$0,68 \cdot 10^{-9}$	1,026	
12	1,72	0,032	0,603		0,416	$0,45 \cdot 10^{-7}$	1,019	
13	1,35	0,43	0,597		0,408	$0,99 \cdot 10^{-5}$	1,007	
14	0,78	0,90	0,591		0,416	0,088	1,095	
15	0,39	1,13	0,585		0,40	0,26	1,245	
16	0,20	1,23	0,580		0,39	0,35	1,32	
17	0,112	1,29	0,576		0,37	0,39	$0,43 \cdot 10^{-6}$	1,336
18	0,065	1,32	0,572		0,36	$0,90 \cdot 10^{-3}$	1,342	
19	0,039	1,28	0,567		0,35	0,076	1,383	
20	0,024	1,11	0,562		0,34	0,25	1,532	

Sections efficaces (en barns) du type (n,xn) et (n,xnf) calculées par modèle statistique entre 2 et 20 MeV

## LEGENDE DES FIGURES

- Figure 1 : Section efficace totale en fonction de l'énergie : ajustement expérience-théorie (données expérimentales [4, 5, 6] )
- (a) jusqu'à 1 MeV
  - (b) entre 1 et 10 MeV
  - (c) entre 10 et 20 MeV
- Figure 2 : Sections efficaces de diffusion "élastique" différentielles : comparaison théorie-expérience à 2 MeV (a) ; 2,5 MeV (b) ; 3 MeV (c) ; 4 MeV (d).
- Figure 3 : Sections efficaces de diffusion "élastique" différentielles : comparaison théorie-expérience à 5 MeV (a) ; 5,5 MeV (b) ; 6,44 MeV (c) ; 7 MeV (d).
- Figure 4 : Sections efficaces de diffusion "élastique" différentielles : comparaison théorie-expérience à 7,54 MeV (a) ; 8,56 MeV (b) ; 14 MeV (c) ; 15,2 MeV (d) (ces dernières données (d) seules ont servi à la paramétrisation du modèle optique).
- Figure 5 : Section efficace de capture radiative (traits pleins) calculée dans l'intervalle 1 keV à 2 MeV.  
Les données expérimentales [21] sont représentées par l'histogramme, les points et les triangles.  
L'évaluation ENDF/BIV est figurée en pointillé.
- Figure 6 : Sections efficaces d'excitation des niveaux de la cible en fonction de l'énergie incidente. Nos calculs sont représentés en traits pleins (partie directe incluse pour les 2 premiers niveaux). Les données expérimentales indiquées sont tirées de [16] pour les niveaux à 0,045 MeV et 0,148 MeV et de [18] pour les niveaux supérieurs. Les pointillés sont les résultats de l'évaluation ENDF/BIV pour les 2 premiers niveaux et ceux d'un calcul [18] pour les niveaux supérieurs.

Figure 7 (haut) : Section efficace de fission calculée (trait plein) ajustée à l'évaluation expérimentale de SOWERBY [21] (pointillés).

(bas) : Section efficace ( $n,2n$ ) calculée (courbe 1 en trait plein) comparée avec diverses données expérimentales :

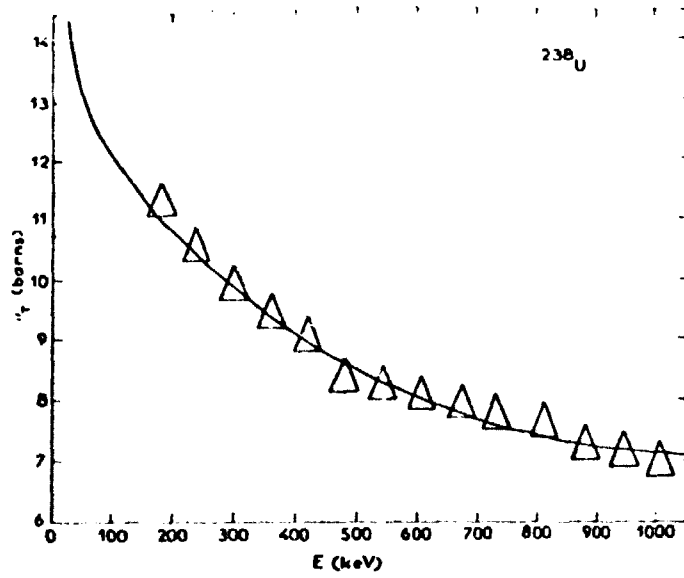
* KNIGHT J.D. et al	Réf. [27]
□ PERKIN J.L.	"
△ MATHER D.S. et al	"
+ LANDRUM J.H. et al	"
▽ FREHAUT J. et al	"
○ ACKERMANN A. et al	"

et section efficace ( $n,3n$ ) calculée (courbe 2 en trait plein) comparée aux données expérimentales :

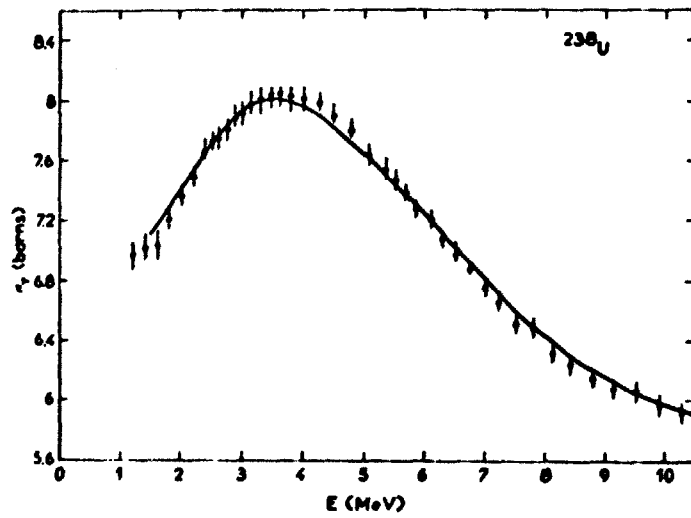
◇ WHITE P.H.	Réf. [27]
△ MATHER D.S.	"
▽ FREHAUT J.	"



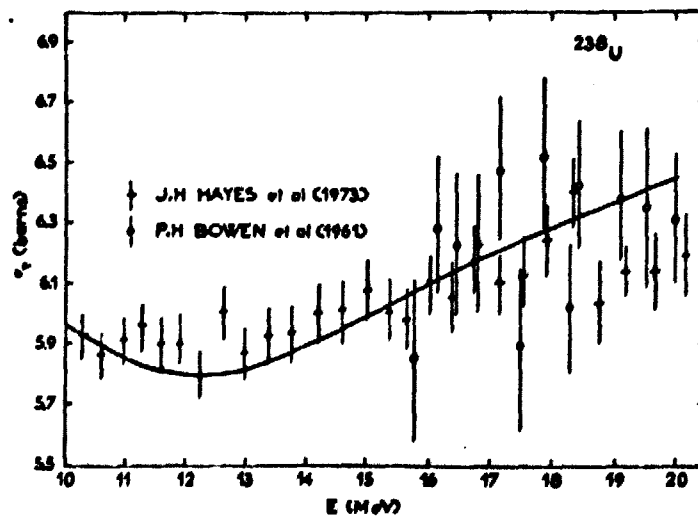
Fig. 1



(a)

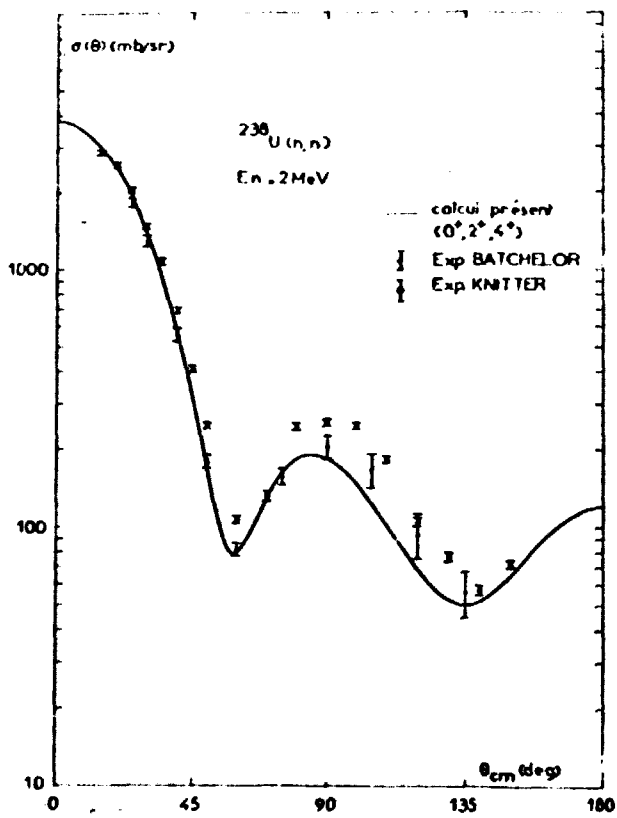


(b)

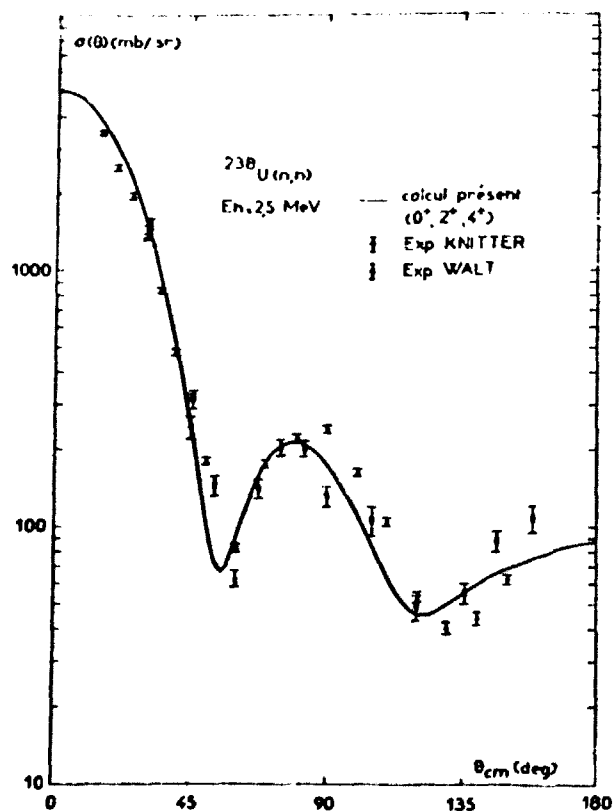


(c)

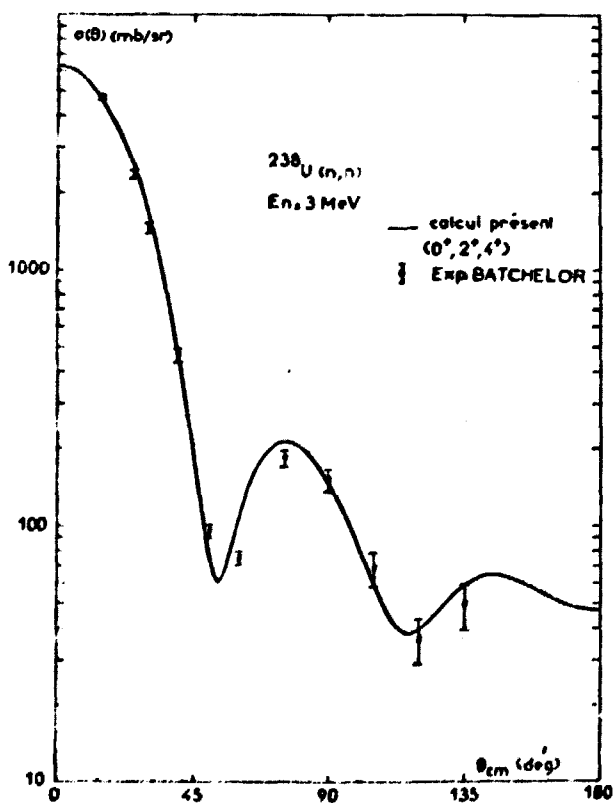
Fig. 2



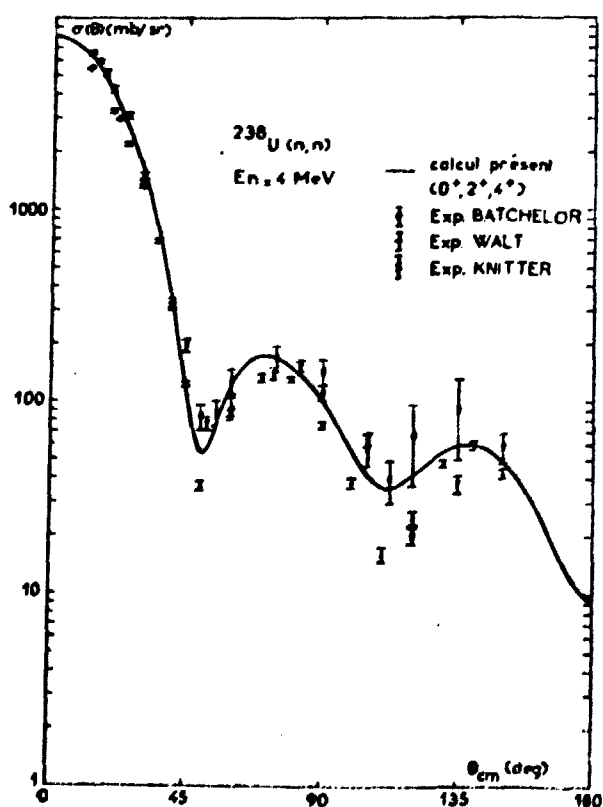
(a)



(b)

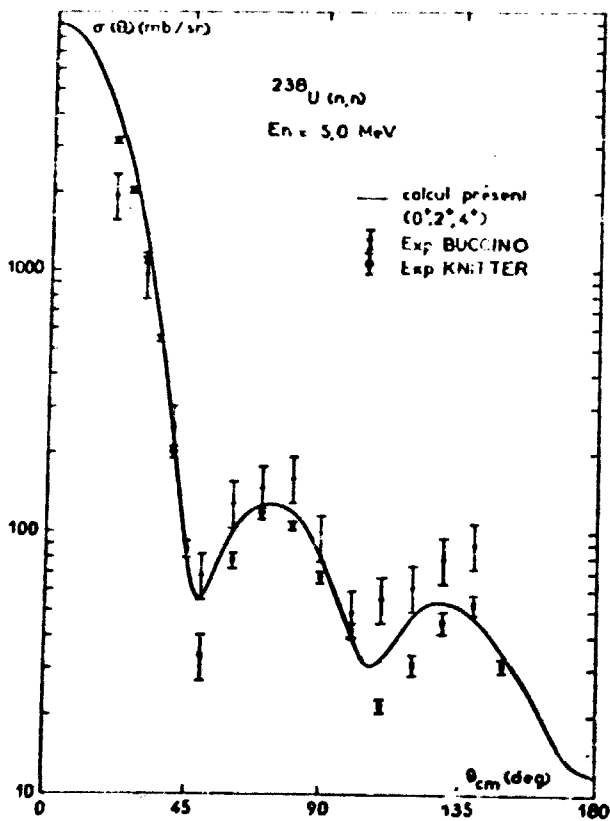


(c)

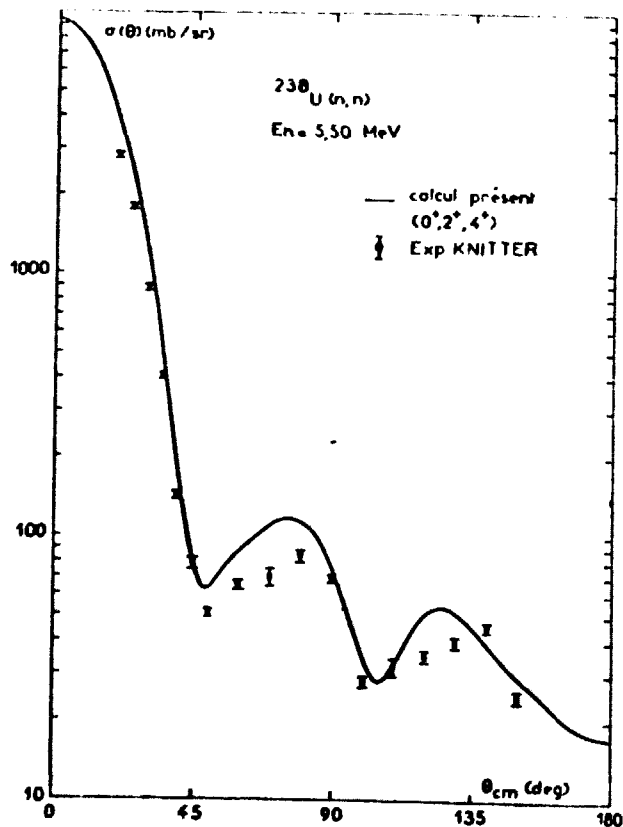


(d)

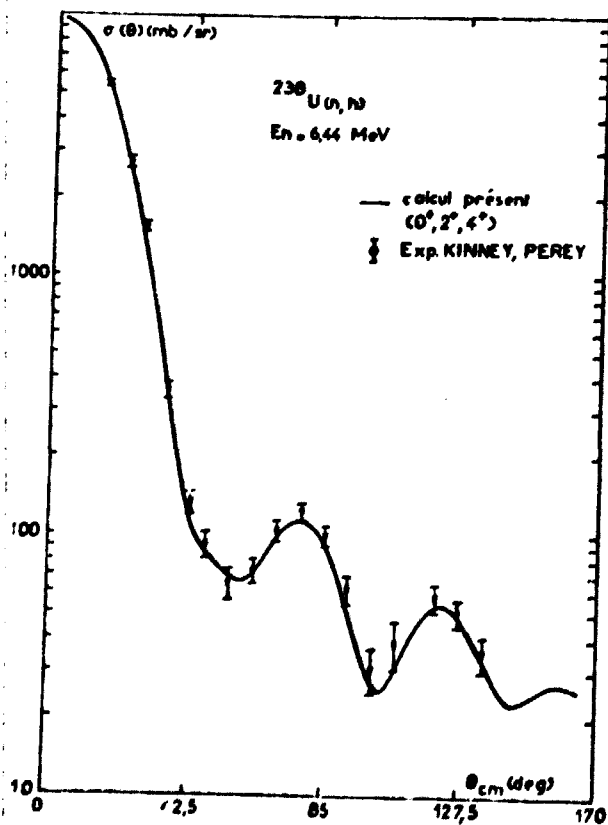
Fig. 3



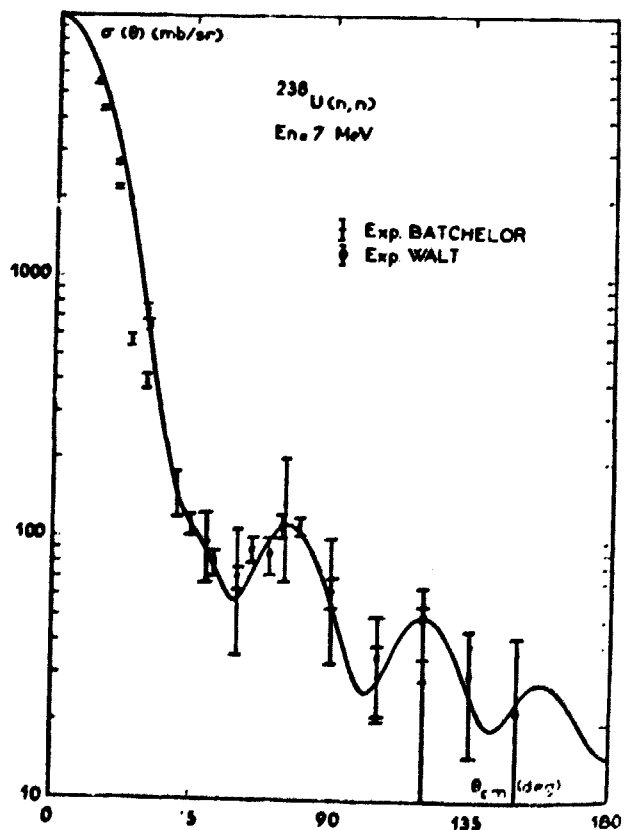
(a)



(b)

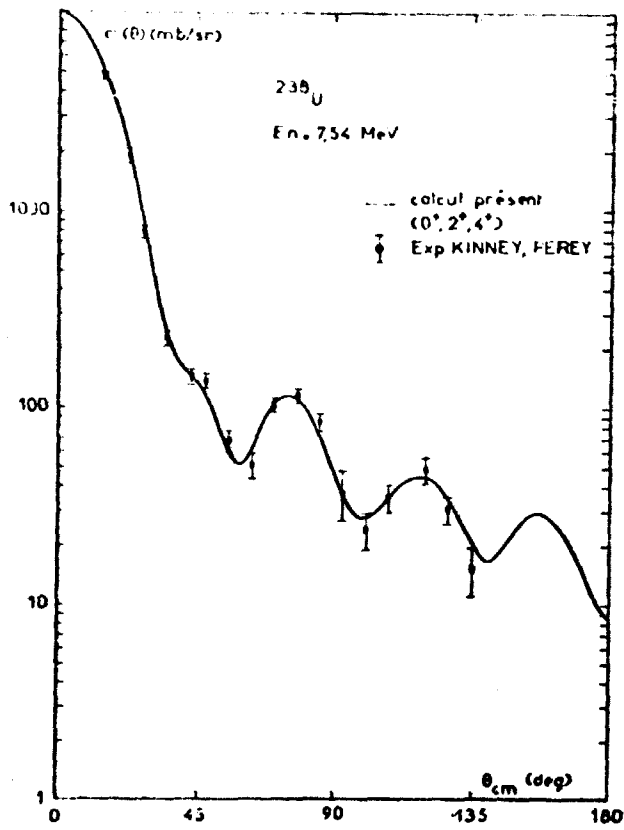


(c)

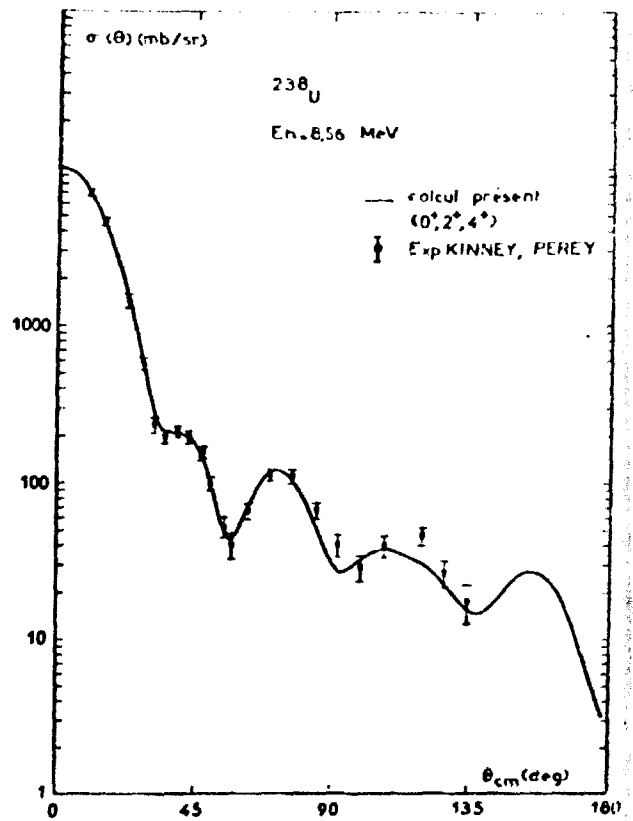


(d)

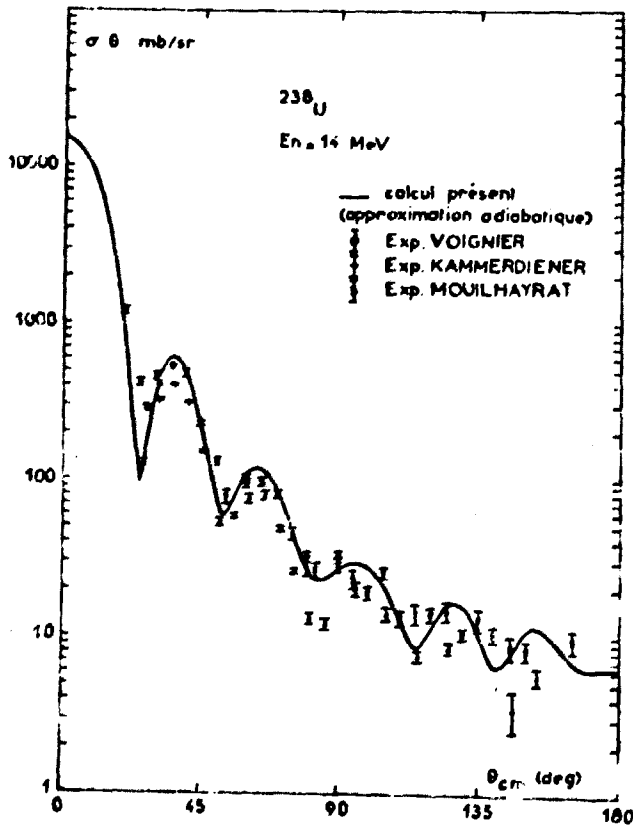
Fig. 4



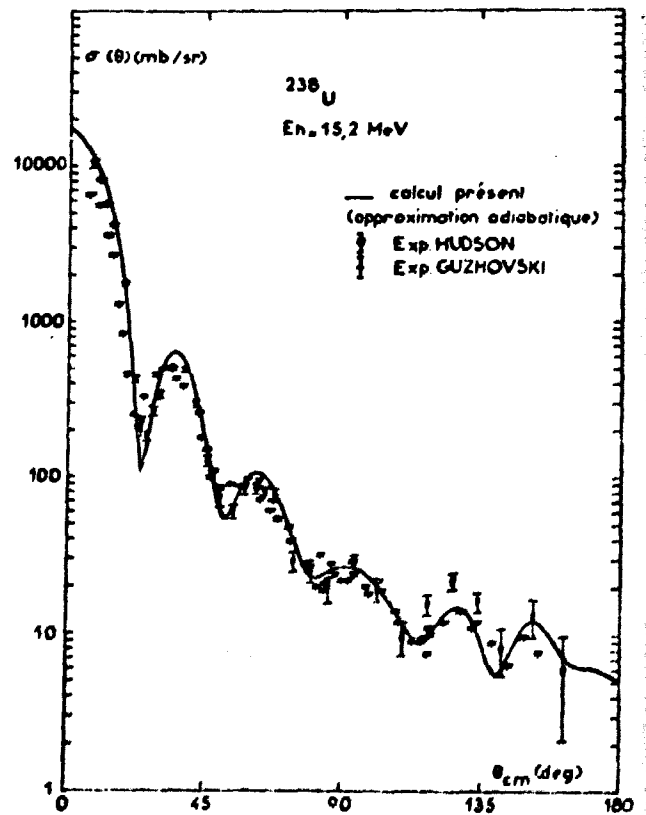
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 5

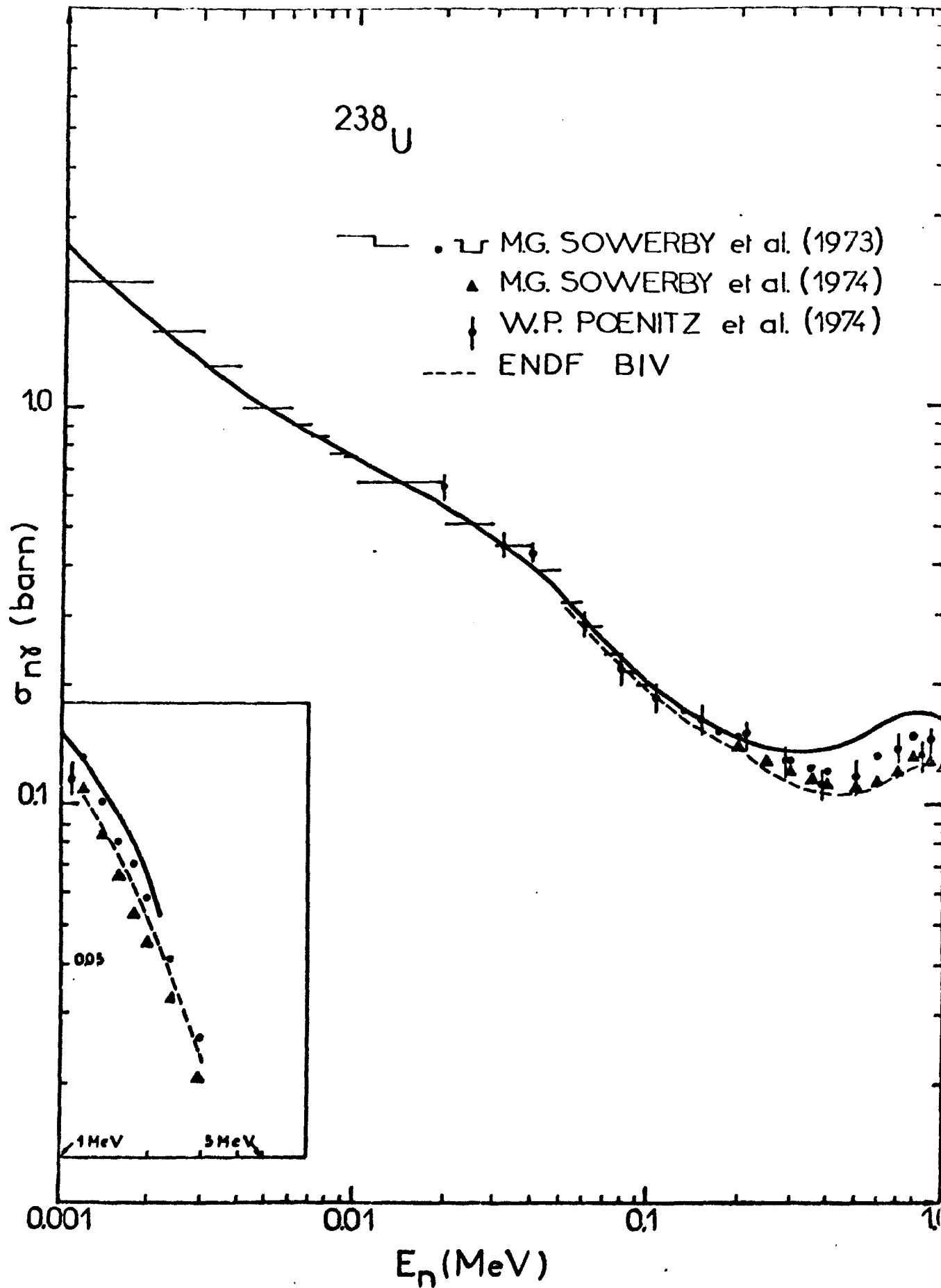


FIG.6

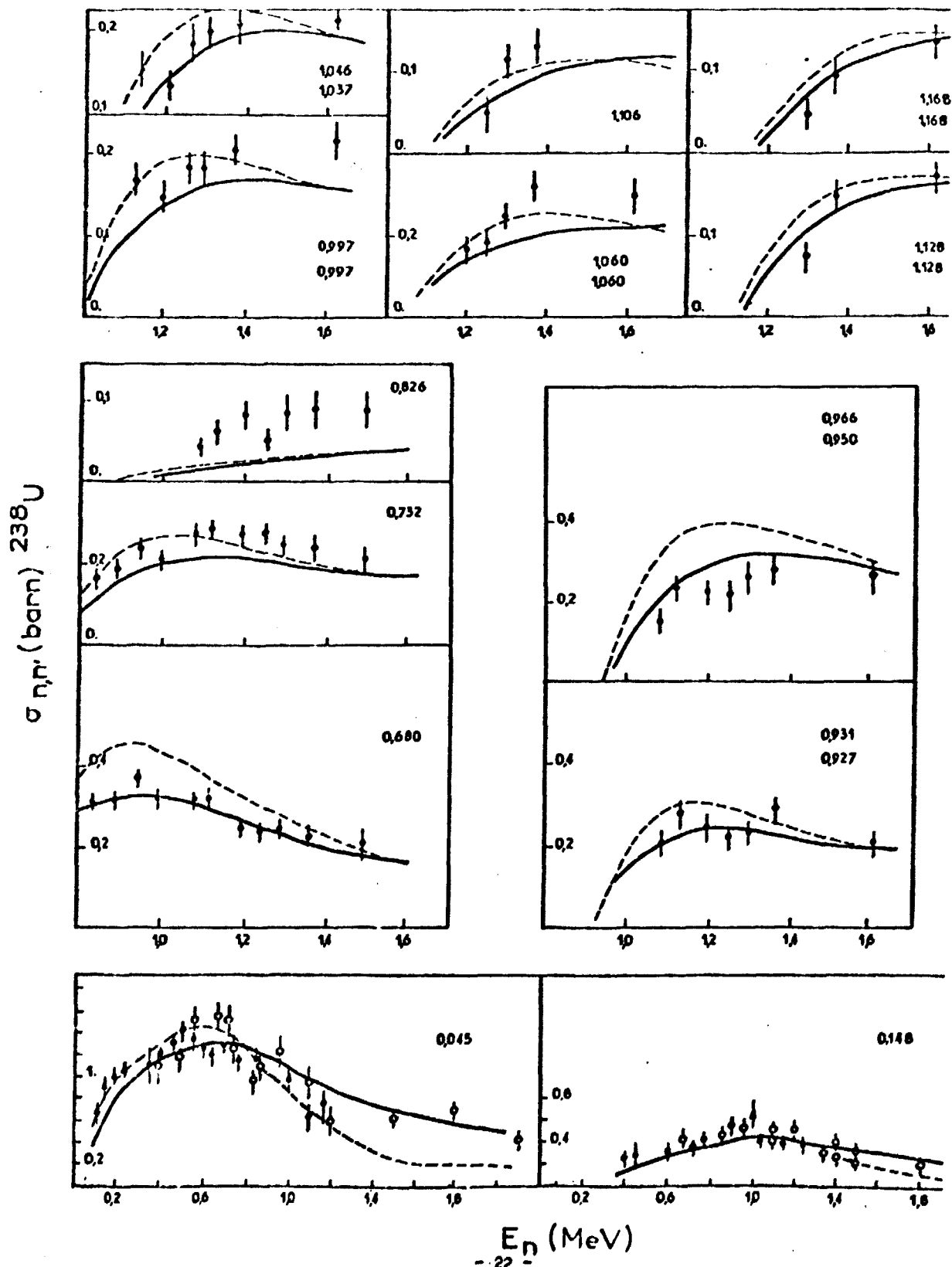


Fig. 7

