

R 100 1854

CEA-N-2084

- Note CEA-N-2084 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

**COMPTE RENDU DE TRAVAUX SUR L'EVALUATION DE DONNEES
NUCLEAIRES RELATIVES AUX ACTINIDES**

PERIODE DU 1.10.1977 au 30.9.1978

[REDACTED]
M. [REDACTED] par

Jacqueline JARY, Christian LAGRANGE, Claude PHILIS,
Jacques SALVY

- Juin 1979 -

Note CEA-N-2084

DESCRIPTION-MATIERE (*mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS*)

<i>en français</i>	<i>en anglais</i>
[00] REACTIONS PAR NEUTRONS	[00] NEUTRON REACTIONS
[01] CIBLE PLUTONIUM 240	[01] PLUTONIUM 240 TARGET
CIBLE PLUTONIUM 242	PLUTONIUM 242 TARGET
DOMAINE 10 - 100 KEV	KEV RANGE 10 - 100
DOMAINE 100 - 1000 KEV	KEV RANGE 100 - 1000
DOMAINE 01 - 10 MEV	MEV RANGE 01 - 10
DOMAINE 10 - 100 MEV	MEV RANGE 10 - 100
CAPTURE	CAPTURE
DIFFUSION ELASTIQUE	ELASTIC SCATTERING
DIFFUSION INELASTIQUE	INELASTIC SCATTERING
FISSION	FISSION
NEUTRONS	NEUTRONS
SECTIONS EFFICACES TOTALES	TOTAL CROSS SECTIONS
MODELES OPTIQUES	OPTICAL MODELS
MODELES STATISTIQUES	STATISTICAL MODELS
THEORIE DES CANAUX COUPLES	COUPLED CHANNEL THEORY
FONCTIONS D'EXCITATION	EXCITATION FUNCTIONS
EVALUATIONS COMPARATIVES	COMPARATIVE EVALUATIONS
SPECTRES DE FISSION	FISSION SPECTRA
NEUTRONS PROMPTS	PROMPT NEUTRONS
[02] FISSION	[02] FISSION
PROBABILITE	PROBABILITY
NEUTRONS THERMIQUES	THERMAL NEUTRONS
SECTIONS EFFICACES	CROSS SECTIONS
NOYAUX PAIR-PAIRS	EVEN-EVEN NUCLEI
NOYAUX IMPAIR-IMPAIRS	ODD - ODD NUCLEI
ACTINIDES	ACTINIDES
RAPPORT CAPTURE-FISSION	CAPTURE TO FISSION RATIO
[03] CIBLE THORIUM 232	[03] THORIUM 232 TARGET
DOMAINE 100 - 1000 KEV	KEV RANGE 100 - 1000
DOMAINE 01 - 10 MEV	MEV RANGE 01 - 10
ARRIERE DE FISSION	FISSION BARRIER
ETATS EXCITES	EXCITED STATES
SECTIONS EFFICACES	CROSS SECTIONS
FISSION	FISSION
DIFFUSION INELASTIQUE	INELASTIC SCATTERING
DIFFUSION ELASTIQUE	ELASTIC SCATTERING
CAPTURE	CAPTURE
DISTRIBUTION ANGULAIRE	ANGULAR DISTRIBUTION
FRAGMENTS DE FISSION	FISSION FRAGMENTS

- Note CEA-N-2084 -

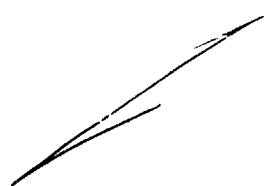
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

**COMPTE RENDU DE TRAVAUX SUR L'EVALUATION DE DONNEES
NUCLEAIRES RELATIVES AUX ACTINIDES**

PERIODE DU 1.10.1977 au 30.9.1978

par

Jacqueline JARY, Christian LAGRANGE, Claude PHILIS,
Jacques SALVY



CEA-N-2084 - JARY Jacqueline, LAGRANGE Christian, PHILIS Claude,
SALVY Jacques

COMpte RENDU DE TRAVAUX SUR L'EVALUATION DE DONNEES NUCLEAIRES RELATIVES AUX ACTINIDES. Période du 1.10.77 au 30.9.78

Sommaire. - Cette note rassemble plusieurs études portant sur l'évaluation des sections efficaces neutroniques des Actinides. Les chapitres 2 et 3 donnent les principaux résultats d'une évaluation préliminaire de ^{242}Pu ainsi qu'une intercomparaison entre la liste correspondante donnée en annexe sous le format ENDF/BIV et d'autres évaluations. Les données disponibles à la fois de ^{240}Pu et ^{242}Pu ont été prises en considération dans une utilisation simultanée du modèle optique en voies couplées et du modèle statistique. Le chapitre 4 décrit des relations empiriques utiles entre les sections efficaces des actinides aux neutrons thermiques et les probabilités de fission à l'énergie de séparation d'un neutron déduites essentiellement de réactions directes induites par particules chargées. Finalement un premier essai pour reproduire toutes les sections efficaces neutroniques de ^{233}Th dans le domaine de basses énergies 0,3 MeV - 2,4 MeV en utilisant simultanément des modèles optique et statistique adaptés est décrit dans le chapitre 5. En particulier un ensemble de voies de fission individuelles a été déterminé de façon à reproduire correctement à la fois la structure intermédiaire

.../...

CEA-N-2084 - JARY Jacqueline, LAGRANGE Christian, PHILIS Claude,
SALVY Jacques

PRINCIPLE OF THE PHOTON TOTAL ABSORPTION CROSS SECTION MEASUREMENT
USING TAGGED PHOTONS OBTAINED BY ANNihilation IN FLIGHT OF ROSTITRUS

Summary. - Several studies on the evaluation of actinide neutron cross sections are described. In chapters 2 and 3 results are given of a preliminary ^{242}Pu evaluation along with an intercomparison between the corresponding file given in the annex under ENDF/BIV format and other evaluations. Consideration has been taken of the available data of the two isotopes ^{240}Pu and ^{242}Pu in using both the coupled channel optical model and the statistical model. Chapter 4 is devoted to a description of useful empirical relationship between the actinide thermal neutron cross sections and the fission probabilities at the neutron separation energy deduced essentially from direct reactions induced by charged particles. Finally a first attempt to reproduce all the ^{233}Th neutron cross sections within the low energy range 0.3 MeV - 2.4 MeV by using simultaneously optical and statistical models is reported in chapter 5. In particular a set of individual fission channels has been determined so as to reproduce correctly the intermediate structure of the fission cross section and the available fission fragments angular distributions.

P L A N

1 - INTRODUCTION	3
2 - EVALUATION PAR MODELES NUCLEAIRES DES SECTIONS EFFICACES NEUTRONIQUES DE ^{240}Pu ET ^{242}Pu ENTRE 10 keV et 20 MeV	6
3 - EVALUATION PRELIMINAIRE DES DONNEES NEUTRONIQUES DE ^{242}Pu ET INTERCOMPARAISON AVEC D'AUTRES EVALUATIONS	34
4 - RELATIONS ENTRE PROBABILITES DE FISSION ET SECTIONS EFFICACES THERMIQUES	50
5 - ANALYSE GLOBALE DES SECTIONS EFFICACES DE ^{232}Th ENTRE 0,3 MeV ET 2,4 MeV	59
ANNEXE - ENDF/BRC : Evaluation préliminaire des données neutro- niques de ^{242}Pu sous format ENDF/BIV.	

1 - INTRODUCTION

Cette note a pour but de rassembler certains travaux effectués dans le Service de Physique Nucléaire de Bruyères-le-Châtel pendant la période du 1er Octobre 1977 au 30 Septembre 1978 et portant sur l'évaluation de données nucléaires relatives aux Actinides. Ces travaux constituent un prolongement de diverses actions menées précédemment dans le même laboratoire (cf Réf [1] à [3] pour les plus récentes). Ils contribuent par ailleurs à satisfaire les besoins importants exprimés dans ce domaine [4,5] et pour lesquels une coopération internationale a été engagée en liaison avec l'A.I.E.A.

Un effort particulier a été consacré à l'évaluation des sections efficaces neutroniques de ^{242}Pu . Le Chapitre 2 décrit l'utilisation qui a été faite des modèles optique et statistique pour générer un ensemble cohérent de sections efficaces dans le domaine d'énergie incidente 10 keV - 20 MeV. Cependant, divers résultats de ce travail, tels que l'ensemble des coefficients de transmission neutron calculés à partir d'un potentiel optique déformé et les coefficients de distribution angulaire des processus directs, ne sont seulement détaillés que dans la référence [6]. Cette étude théorique a permis de générer les données de l'isotope mal connu ^{242}Pu en tirant profit des données de l'isotope mieux connu ^{240}Pu qui ont servi de références pour la paramétrisation des modèles ou de tests pour les méthodes de calcul. Cette évaluation d'ordre théorique a ensuite été complétée, notamment en ce qui concerne diverses caractéristiques de fission et son extension dans le domaine d'énergie 10^{-5} eV - 10 keV. Ce travail est décrit dans le Chapitre 3, qui présente également la liste complète des données évaluées de ^{242}Pu (cf Annexe) mises sous format ENDF/BIV et une comparaison entre les valeurs proposées et celles des évaluations ENDF/PIV (Rév.2) et ENDL/76. Nous pensons que l'évaluation préliminaire proposée ENDF/BRC marque un progrès appréciable, en particulier dans les fonctions d'excitation des processus de diffusions inélastiques.

Le Chapitre 4 met en évidence l'existence de relations empiriques, utiles pour l'évaluation, entre les sections efficaces des Actinides aux neutrons thermiques et les probabilités de fission à l'énergie de séparation neutron déduites de mesures de réactions du type (t, pf) etc. Ces relations résultent d'un examen des données disponibles dans un domaine de masses étendu allant

du $^{239}_{\Lambda}$ Th au $^{254}_{\Lambda}$ Cf. Elles se sont avérées utiles pour estimer des sections efficaces vers les très basses énergies en l'absence de mesures ou en présence de données expérimentales très incertaines.

Enfin le Chapitre 5 présente les premiers résultats d'un effort entrepris dans ce laboratoire pour tenter une analyse globale par modèles nucléaires des sections efficaces de $^{232}_{\Lambda}$ Th à basse énergie. Le domaine étudié, soit 0,3 MeV - 2,4 MeV, présente des difficultés d'interprétation liées à la présence d'une structure intermédiaire très accentuée de la section efficace de fission, pour laquelle l'éventualité de barrières de fission à 3 bosses a été suggérée. Un ensemble préliminaire de voies de fission individuelles a été déterminé dans le travail présent de façon à rendre compte correctement des données de fission disponibles (section efficace et distributions angulaires des fragments). Ensuite une utilisation simultanée du modèle optique en voies couplées et du modèle statistique a permis d'obtenir un ensemble de sections efficaces de $^{232}_{\Lambda}$ Th (totale, diffusions élastique et inélastiques, capture radiative) en accord très satisfaisant avec les données correspondantes disponibles. Ces résultats encourageants constituent un nouvel exemple de l'utilité des modèles nucléaires pour un but d'évaluation, quand une paramétrisation suffisamment locale peut en être faite et notamment en présence de mesures associées au processus de fission.

REFERENCES DU CHAPITRE 1

- [1] J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections for ^{238}U between 1 keV and 20 MeV, Rapport INDC(FR)9/L, NEANDC(E)174" L" (Fev. 1977).
- [2] J. JARY, Sections efficaces des réactions (n, xn) et (n, xnf) des noyaux ^{231}Th , ^{232}Th , ^{233}Th dans le domaine d'énergie 1 MeV - 20 MeV, Note CEA-N-1971, NEANDC(E)178" L", INDC(FR)15/L (Juin 1977).
- [3] Ch. LAGRANGE, Calculs dans le cadre du modèle optique en voies couplées de sections efficaces neutroniques pour $^{236}, 238, 240, 242, 244\text{Pu}$ dans le domaine d'énergie 1 keV - 20 MeV, Note CEA-N-1970, NEANDC(E)179" L", INDC(FR)16/L (Juin 1977).
- [4] "Transactinium Isotope Nuclear Data (TND)", Vol. I, II, III, IAEA-186, VIENNA (1976).
- [5] "Consultants Meeting" sur les données nucléaires des transactinides, KARLSRUHE (3-7 Nov. 1975) ; cf Compte-rendu dans le Rapport INDC(NDS)89/G+Sp (Juillet 1977).
- [6] Ch. LAGRANGE, J. JARY, "Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections for ^{240}Pu and ^{242}Pu between 10 keV and 20 MeV", Rapport NEANDC(E)198" L", INDC(FR)30/L (Juillet 1978).

2 - EVALUATION PAR MODELES NUCLEAIRES DES SECTIONS EFFICACES NEUTRONIQUES DE ^{240}Pu ET ^{242}Pu ENTRE 10 keV ET 20 MeV (J. JARY, Ch. LAGRANGE)

2-1 - Introduction

L'utilisation des modèles nucléaires permet d'obtenir un ensemble physiquement cohérent des diverses sections efficaces neutroniques relatives à une même cible dans un domaine d'énergie étendu. Ces modèles optique et statistique ont été utilisés ici pour les isotopes 240 et 242 du plutonium dans un domaine d'énergie allant de 10 keV à 20 MeV.

Dans une première étape, un ensemble adéquat des paramètres d'un potentiel optique déformé a permis de calculer la section efficace totale et les sections efficaces élastiques et inélastiques directes. Ensuite, les pénétrabilités "neutron" issues de ces calculs en voies couplées ont servi dans les évaluations faites par modèle statistique des sections efficaces de capture radiative, de diffusion par noyau composé, de fission et de réactions (n, xn) et (n, xmf).

2-2 - Paramétrisation du modèle optique en voies couplées

Les cibles considérées ici sont des noyaux déformés comme en témoignent l'existence de bandes rotationnelles bien établies dans les spectres d'états excités et (ou) les calculs microscopiques de déformations d'équilibre [1] dans la région des Actinides. Il est donc nécessaire d'employer la méthode du modèle optique en voies couplées [2] dans laquelle le potentiel d'interaction neutron-noyau tient compte d'une déformation permanente de la cible. Nous avons adopté le potentiel effectif couramment utilisé [2] qui s'exprime dans le système d'axes lié au noyau par :

$$V(r, \theta) = -Vf(r, a_0, R_0) + 4iWa_D \frac{d}{dr} f(r, a_D, R_D) + \left(\frac{\hbar}{m_n c}\right)^2 \frac{1}{r} V_s \vec{\hat{r}} \cdot \vec{\sigma} \frac{d}{dr} f(r, a_s, R_s)$$

avec $f(r, a_x, R_x) = [1 + \exp \left(\frac{r - R_x}{a_x} \right)]^{-1} \quad (x = o, D, s)$

$$R_x = r_x A^{1/3} [1 + \beta_2 Y_2^0(\theta) + \beta_4 Y_4^0(\theta)] \quad (x = o, D)$$

et $R_s = r_s A^{1/3}$

Les paramètres β_2 et β_4 constituent une mesure des déformations respectivement quadrupolaire et hexadécapolaire du noyau. Le potentiel a été développé en polynômes de Legendre jusqu'au terme de multipolarité égale à huit, et les termes de couplage entre les différentes voies ont été pris complexes. Les calculs ont été effectués en couplant le fondamental du noyau cible aux deux premiers états excités (base 0^+ , 2^+ , 4^+). Les paramètres suivants du potentiel optique : $a_0 r_0$, $a_D r_D$, V_s , $a_s r_s$, et la variation de V et W avec l'énergie E_n du neutron ont été pris identiques à ceux précédemment déduits d'une analyse par modèle optique en voies couplées du type SPRT [3], c'est-à-dire basée sur les valeurs expérimentales de fonctions densité, rayon de diffusion, section efficace totale, et aussi diffusion inélastique de neutrons de 2,5 MeV et 3,4 MeV pour les cibles ^{238}U et ^{232}Th [4]. Les paramètres de déformation β_2 , β_4 ont été pris comme étant ceux calculés par MÖLLER [1] mais légèrement réajustés d'après les résultats présentés en référence [4].

Les intensités des potentiels réel V et imaginaire W ont été déterminées de manière à reproduire au mieux pour ^{240}Pu la fonction densité S_0 , et la section efficace totale dans tout le domaine d'énergie. Dans une 2ème étape, nous avons introduit un terme d'isospin dans les différents potentiels (termes proportionnels à $\frac{N-Z}{A}$), en adoptant les valeurs de 17 MeV et 9 MeV pour les potentiels d'isospin respectivement réel et imaginaire. Ces valeurs sont très proches de celles que nous avions obtenues dans nos études précédentes sur les isotopes du Samarium [5], du Molybdène [6], et du ^{93}Nb [7].

Nous présentons Table I l'ensemble des paramètres ainsi déterminés, et Table II les résultats obtenus pour les fonctions densité d'onde s (S_0) et d'onde p (S_1). La comparaison entre nos calculs et les valeurs expérimentales de la section efficace totale [8] de ^{240}Pu est présentée Figure 1 dans le domaine 100 keV - 1,5 MeV. L'ajustement obtenu ici est meilleur que celui donné par l'ensemble de paramètres de la référence [9]. Nos calculs de section efficace totale pour ^{240}Pu jusqu'à 20 MeV sont d'autre part comparés aux évaluations récentes ENDF/BIV (Rev.2) et ENDL/76 dans la Figure 2. Des comparaisons analogues pour ^{242}Pu sont données au Chapitre 3 (Fig.1). Les Figures 3, pour ^{240}Pu , et 4, pour ^{242}Pu , montrent les fonctions d'excitation calculées pour la diffusion élastique de forme, la formation du noyau composé, et les diffusions inélastiques directes sur les niveaux rotationnels 2^+ et 4^+ de la bande d'état fondamental.

Remarque (1) :

Les valeurs rapportées dans le BNL-325 [10] des sections efficaces totales pour ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu indiquent que dans cette région de masse la section efficace totale pour des neutrons d'énergie de 3 à 4 MeV est de l'ordre de 7,8 à 8 barns. Nos calculs pour ^{240}Pu , ^{242}Pu sont en accord avec cette tendance alors que les évaluations ENDF/BIV (Rev.2) et ENDL/76 donnent dans ce domaine d'énergie des valeurs nettement plus basses : 7,4 à 7,5 barns.

Remarque (2) :

Pour les énergies de neutron supérieures à 10 MeV, en vue de réduire les temps prohibitifs de calcul, nous avons adopté une valeur nulle du potentiel spin-orbite. Des tests nous ont montré que l'influence du potentiel spin-orbite sur les grandeurs calculées ici devenait négligeable dans ce domaine d'énergies élevées.

2-3 - Calcul des sections efficaces de capture radiative et de diffusion inélastique entre 10 keV et 3 MeV

Ces sections efficaces ont été calculées par le modèle statistique au moyen du code NCNR [11] et selon la méthode développée en Réf. [12].

Les pénétrabilités "neutron" utilisées sont celles issues des calculs en voies couplées exposés au paragraphe 2-2.

Des niveaux excités du Plutonium 240 connus jusqu'à une énergie de 1,558 MeV [13], seuls les 30 premiers niveaux (jusqu'à 1,4108 MeV) ont été pris en compte par suite des dimensions actuelles du programme de calcul. Pour le Plutonium 242, cette première version de calculs a tenu compte du premier état excité [14], mais les autres niveaux excités ont été pris identiques à ceux du ^{240}Pu .

Au dessus du dernier niveau discret considéré, la densité de niveaux continue en fonction de l'énergie d'excitation E^* suit le formalisme de GILBERT et CAMERON [15], c'est-à-dire :

$$\rho_1(E^*) \sim \exp \frac{E^* - E_0}{T} \quad \text{pour } E^* < E_x$$

$$\rho_2(E^*) \sim \exp 2 \sqrt{a(E^* - \delta)} \quad \text{pour } E^* > E_x$$

Les quantités E_x , E_0 , T et α ont été obtenues au moyen du meilleur ajustement possible à l'espacement moyen D_{obs} [16] mesuré dans la zone des résonances "neutron" séparées et au spectre des niveaux discrets [13,14]. Les énergies de pairing δ utilisées sont celles de COOK [17].

Les largeurs radiatives moyennes choisies sont celles données par AUCHAMPAUGH [18] pour ^{240}Pu et par LYNN [19] pour les isotopes 241, 242 et 243. Les énergies de liaison des neutrons B_n sont tirées des tables de WAPSTRA [20]. Ces différents paramètres sont donnés dans la Table 3. Les hauteurs de barrière des voies de fission et leurs nombres effectifs ont été obtenus, suivant la méthode décrite en référence [12], en ajustant les sections efficaces de fission calculées sur des ensembles de données basés sur des résultats expérimentaux : c'est-à-dire pour ^{240}Pu les données de la version préliminaire ENDF/BV, et pour ^{242}Pu celles de MANN et SCHENTER [21]. Toutes ces données sont essentiellement basées sur les résultats expérimentaux de BEHRENS [22] associés à une évaluation standard pour ^{235}U . Ainsi dans les Figures 5 et 6, seules ces données et les résultats expérimentaux de AUCHAMPAUGH [23] sont comparés à nos valeurs calculées des sections efficaces de fission. Pour ^{240}Pu l'ajustement a été fait en partant de la forme de barrière et du spectre des états de transition au point selle du ^{241}Pu donnés par THOMET [11]. Cette forme de barrière est, dans la limite des barres d'erreur, en accord avec celle des barrières données par AUCHAMPAUGH [24]. Pour ^{242}Pu , l'ajustement aux sections efficaces de fission a été effectué à partir de la forme de barrière et du spectre des états de transition au point selle du ^{243}Pu donnés par BACK [25]. Cette forme de barrière est peu différente de celle donnée par AUCHAMPAUGH [26].

Les Figures 7 et 8 donnent une comparaison entre les sections efficaces de capture expérimentales [27,28,29], quelques évaluations récentes [21], la version préliminaire de ENDF/BV, et les calculs présents. L'accord est plutôt satisfaisant.

La section efficace de diffusion élastique calculée de ^{240}Pu est également en bon accord avec les résultats expérimentaux de SMITH [8], cf Figure 9. La figure 10 (a et b) montre la comparaison entre quelques sections efficaces de diffusion inélastique partielles calculées pour ^{240}Pu et les résultats expérimentaux correspondants de SMITH [8]. L'énergie d'excitation $E_x = 600$ keV correspond aux 2 niveaux à 597 et 649 keV, alors que $E_x = 900$ keV représente l'ensemble des niveaux à 861, 900, 938 et 959 keV. La diffusion inélastique totale calculée de ^{240}Pu est comparée Figure 11 aux

évaluations ENDF/BIV (Rev.2) et ENDL/76. En ce qui concerne ^{242}Pu , une comparaison entre nos calculs et ces évaluations est montrée au Chapitre 3 (cf Figures 1 à 10).

Les Tables IV et V donnent les valeurs calculées des diverses sections efficaces de ^{240}Pu dans le domaine d'énergie 10 keV - 3 MeV.

Dans ce domaine de basse énergie, les distributions angulaires de diffusion ont été déterminées de la façon suivante. Pour la diffusion élastique, la composante directe a été prise à partir des calculs en voies couplées et combinée à une composante élastique composée supposée isotrope. Pour la diffusion inélastique, les distributions angulaires ont été supposées isotropes, sauf pour les états excités 2^+ et 4^+ dont les composantes directes sont fournies par le modèle optique. Enfin les températures des spectres d'évaporation des neutrons secondaires associés au continuum ont été déduites des spectres calculés.

2-4 - Calcul des sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) de 3 MeV à 20 MeV

Les calculs effectués dans ce domaine d'énergie ont utilisé un code de modèle statistique rapide [30] ne tenant pas compte des lois de conservation de parité et de moment angulaire. La diffusion inélastique n'y est donc associée qu'à un continuum.

Les paramètres de densité de niveaux utilisés sont donnés dans la Table III. Les sections efficaces de formation du noyau composé et de réactions inverses nécessaires sont celles issues des calculs en voies couplées décrits dans le § 2-2. Les sections efficaces de fission calculées ont été ajustées, suivant la méthode décrite en [30], aux données basées sur les résultats expérimentaux de BEHRENS [22,31].

La Table VI donne les sections efficaces calculées dans ce domaine d'énergie. La Figure 12 montre une comparaison entre les sections efficaces ($n,2n$) et ($n,3n$) calculées pour ^{240}Pu et d'autres évaluations. En ce qui concerne ^{242}Pu , des comparaisons analogues sont données au Chapitre 3 (cf Fig. 8 et 9).

Enfin les températures des spectres d'évaporation des neutrons secondaires associés au continuum ont été obtenues comme décrites au § 2-3.

REFERENCES DU CHAPITRE 2

- [1] P. MÖLLER, S.G. NILSSON, J.R. NIX, Nuclear Phys. A229 (1974) 292.
- [2] T. TAMURA, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679 ; Rapport ORNL 4152 (1967).
- [3] J.P. DELAROCHE, CH. LAGRANGE, J. SALVY, dans "Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation", IAEA-190, Tome I, Vienne (1976).
- [4] G. HAOUAT et al., Rapports NEANDC(E) 180 "L" - INDC(FR) 13/L (1977), et NEANDC(E) 196 "L" - INDC(FR) 29/L (1978).
- [5] M.T. McELLISTREM, R.E. SHAMU, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COGU, Phys. Rev. C15 (1977) 927.
- [6] Ch. LAGRANGE, Communication à "Second Advisory Group Meeting on Fission Product Nuclear Data" Petten 5-9 Septembre 1977.
- [7] Compte Rendu d'Activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1976 ; Note CEA-N-1969 (1977), p. 139 à 141.
- [8] A.B. SMITH, P. LAMBROPOULOS, J.P. WHALEN, Nucl. Sc. Eng. 47 (1972) 19.
- [9] Ch. LAGRANGE, Note CEA-N-1970; NEANDC(E) 179 "L" - INDC(FR) 16'L (1977).
- [10] D.I. GARBER, R.E. KINSEY, EANDC(US) 183 - INDC(USA)-58 (1976) ; BNL-325.
- [11] P. THOMET, Rapport CEA-R-4631 (1974).
- [12] J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, Rapport NEANDC(E) 174 "L" - INDC(FR) 9/L (1977).
- [13] Nuclear Data Sheets Vol. 20 (1977) 218.
- [14] Nuclear Data Sheets BIV (1970).
- [15] A. GILBERT, A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
- [16] BNL-325, 3ème édition (1973).
- [17] J.L. COOK et al., Aust. J. Phys. 20 (1967) 477.
- [18] G.F. AUCHAMPAUGH et al., Phys. Rev. 146 (1966) 840.
- [19] J.E. LYNN, AERE-R-7468 (1974).
- [20] A.H. WAPSTRA, N.B. GOVE , Nuclear Data Tables 9 (1971) n° 4-5.
- [21] F.M. MANN, R.E. SCHENTER, HEDL-TME77-54 - UC-79D (1977).

- [22] J.W. BEHRENS, R.S. NEWBURY, J.W. MAGANA, Nucl. Sc. Eng. 66 433 (1978).
- [23] G.F. AUCHAMPAUGH et al., Nucl. Phys. A171 31 (1971).
- [24] G.F. AUCHAMPAUGH, L.W. WESTON, Phys. Rev. C12 (1975) 1850.
- [25] B.B. BACK et al., LA-UR-74-798 (1974).
- [26] G.F. AUCHAMPAUGH, C.D. BOWMAN, Phys. Rev. C7 (1973) 2085.
- [27] L.W. WESTON, J.H. TODD, Nucl. Sc. Eng. 63 (1977) 143.
- [28] R.W. HOCKENBURY et al., Nucl. Sc. Eng. 49 (1972) 153.
- [29] R.W. HOCKENBURY et al., Proc. Conf. Washington (3-7 Mars 1975)
Vol. II p. 584.
- [30] J. JARY, Rapport CEA-R-4647 (1975).
- [31] J.W. BEHRENS et al., UCID 17047 (1976).

TABLE I

$V = 49,82 - 17 \left(\frac{N-Z}{A} \right) - 0,3 E_n$	$a_o = 0,63 \text{ fm}$	$r_o = 1,26 \text{ fm}$
$v_s = 6,2$	$a_s = 0,47 \text{ fm}$	$r_s = 1,12 \text{ fm}$
$w = \begin{cases} 5,52 - 9 \left(\frac{N-Z}{A} \right) + 0,4 E_n & \text{pour } E_n \leq 10 \text{ MeV} \\ 9,52 - 9 \left(\frac{N-Z}{A} \right) & \text{pour } E_n > 10 \text{ MeV} \end{cases}$	$a_D = 0,52 \text{ fm}$	$r_D = 1,26 \text{ fm}$

Paramètres du potentiel optique
 (les énergies sont en MeV et les longueurs en fermis)

TABLE II

TYPE	$s_0 \times 10^{+4}$	$s_1 \times 10^{+4}$
^{240}Pu Calcul avec : $\beta_2 = 0,200$ $\beta_4 = 0,062$	1,00	2,31*
^{240}Pu Valeurs recommandées	$0,94 \pm 0,09$	
^{242}Pu Calcul avec : $\beta_2 = 0,204$ $\beta_4 = 0,051$	1,00	2,63*
^{242}Pu Valeurs recommandées	$0,9 \pm 0,1$	

Fonctions densité pour ^{240}Pu et ^{242}Pu : comparaison entre les valeurs calculées à 10 keV et les valeurs recommandées [16].

* pour un rayon nucléaire de $1,26 \text{ A}^{1/3} \text{ fm}$

TABLE III

	D_{obs} (eV)	a $(\text{MeV})^{-1}$	Pairing δ (MeV)	E_N (MeV)	E_x (MeV)	E_0 (MeV)	T (MeV)	Γ_Y^{exp} (meV)
^{240}Pu	$2,3 \pm 0,1$	26,757	0,97	6,534	3,7019	0	0,37782	42
^{241}Pu	$13,6 \pm 0,4$	27,943	0,49	5,24	3,2068	-0,5	0,37666	30,8
^{242}Pu	$1 \pm 0,1$	28,002	1,1	6,309	3,9919	0	0,38565	42
^{243}Pu	$16,5 \pm 0,5$	29,869	0,71	5,037	3,7209	-0,5	0,37715	27

Paramètres du modèle statistique

TABLE IV

E_n (MeV)	Section efficace totale	Section efficace inélastique totale	Capture radiative	Fission
0,01	15641		1064	78
0,02	14424		818	83
0,03	13854		693	85
0,04	13483		610	87
0,05			526	84
0,06	12835	164	451	81
0,07			395	79,7
0,08	12453	334	354	80
0,09			322	81,2
0,10	12133	452	297	83
0,20	10989	771	190	126
0,40	9272	1143	203	207
0,60	8135	1139	160	730
0,80	7436	1283	129	1160
1,0	7070	1405	109	1486
1,4		1880	86,4	1583
2,0	7373	2115	66,8	1706
3,0	7912	2035	18,2	1700

Sections efficaces totale, inélastique, de capture et de fission (en millibarn) calculées pour le système ($n + {}^{240}\text{Pu}$).

Energie du niveau (MeV)	J^π	En (MeV)																			
		0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09	0,1	0,2	0,3	0,4	0,6	0,8	1	1,4	2	3	
0	0+	14498	13518	13067	12772	12448	12115	11874	11649	11440	11231	9773	8600	7668	6102	4865	4066	3398	3486	4157	
0,042825	2+					59	164	256	334	398	452	771	981	1100	992	801	666	538	505	429,8	
0,14169	4+											6	43	119	182	217	230	208	141		
0,29431	6+													28	3	7	17,9	22,3	4,8		
0,49760	8+															0	0,18	0,9	0,78		
0,59736	1-															223	218	129	56,7		
0,64889	3-															63	109	107	66,3	10,2	
0,74250	5-																5,5	19,4	24,9	6	
0,75140	10+																0	0	0	0	
0,86070	0+																47,5	45,1	21	2,9	
0,90032	2+																61,1	110	66,4	10	
0,93807	1-																47,3	85,8	46,8	6,6	
0,95887	2-																24,8	85,8	56,3	8,9	
0,99260	4+																41	42,3	8,7		
1,0018	3-																60,4	50,8	9,2		
1,0306	3+																66,6	56,9	10,1		
1,0379	4-																30,8	34,2	7,7		
1,0764	4+																32,9	38,8	8,4		
1,0897	0+																29,2	17,7	2,7		
1,1157	5-																5,7	15,4	5,1		
1,1375	2+																63,9	55,4	9,2		
1,1613	6-																1,8	6,3	2,8		
1,1780	3+																41,3	49,7	9,6		
1,2231	2+																42,7	51,4	8,9		
1,2324	4+																15,7	32,9	7,8		
1,2408	1-																33,3	36,9	5,5		
1,2621	3+																24,3	45,6	9,2		
1,2820	3-																18,8	38,1	8,2		
1,3086	5-																1,08	11,3	4,5		
1,4108	0+																0	12,7	2,4		
Continuum																		442,6	1286		

TABLE V

Sections efficaces élastique et inélastiques partielles (en millibarn) calculées pour le système ($n + {}^{240}\text{Pu}$)

TABLE VI

E_n (MeV)	Totale	élastique	inélastique	Fission	$(n,2n)$	$(n,3n)$
4	7946	4443	1890	1613		
5	7608	4283	1783	1542		
6	7103	3878	1635	1590		
7	6622	3422	1116,51	2069	14,49	
8	6237	3036	610,7	2403	187,3	
9				2333	299,1	
10	5856	2641	602,4	2295	317,6	
12	5677	2604	502,3	2236	334,7	
13,5				2222	449,9	13,46
14	5764	2791				
15				2471	363	68,2
16	6020	3094				
18	6279	3390	342,9	2277	127,7	141,4
20	6436	3593	265,3	2361	63,9	152,8

Sections efficaces totale, élastique, inélastique, de fission, $(n,2n)$ et $(n,3n)$ (en millibarn) calculées pour le système $(n + {}^{240}\text{Pu})$.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE 2

- Fig. 1 - Section efficace totale de ^{240}Pu entre 100 keV et 1,5 MeV : comparaison théorie (calcul en voies couplées) et expérience [8].
- Fig. 2 - Section efficace totale de ^{240}Pu jusqu'à 20 MeV : comparaison entre les calculs présents (modèle optique en voies couplées) et les évaluations ENDF/BIV (Rév.2) et ENDL/76.
- Fig. 3 - Fonctions d'excitation calculées pour ^{240}Pu (modèle en voies couplées) :
- a) diffusion élastique de forme et formation du noyau composé.
 - b) diffusions inélastiques directes sur les niveaux 2+ et 4+ de la bande d'état fondamental.
- Fig. 4 - Fonctions d'excitation calculées pour ^{242}Pu (modèle en voies couplées) :
- a) diffusion élastique de forme et formation du noyau composé.
 - b) diffusions inélastiques directes sur les niveaux 2+ et 4+ de la bande d'état fondamental
- Fig. 5 - Section efficace de fission de ^{240}Pu : ajustement entre les calculs présents et la version préliminaire ENDF/BV basée sur les mesures de BEHRENS, et al. [22].
- Fig. 6 - Section efficace de fission de ^{242}Pu : ajustement entre les calculs présents et l'évaluation HEDL 1977 [21,22], et comparaison aux mesures de AUCHAMPAUGH, et al. [23].
- Fig. 7 - Section efficace de capture radiative de ^{240}Pu : comparaison entre les calculs présents, l'évaluation préliminaire ENDF/BV, et les mesures de WESTON et TODD [27] et de HOCKENBURY, et al. [28].
- Fig. 8 - Section efficace de capture radiative de ^{242}Pu : comparaison entre les calculs présents, l'évaluation HEDL 1977 [21] et les mesures de HOCKENBURY, et al. [29].
- Fig. 9 - Diffusion élastique totale de ^{240}Pu : comparaison entre nos valeurs calculées (trait plein) et les mesures de SMITH, et al. [3].

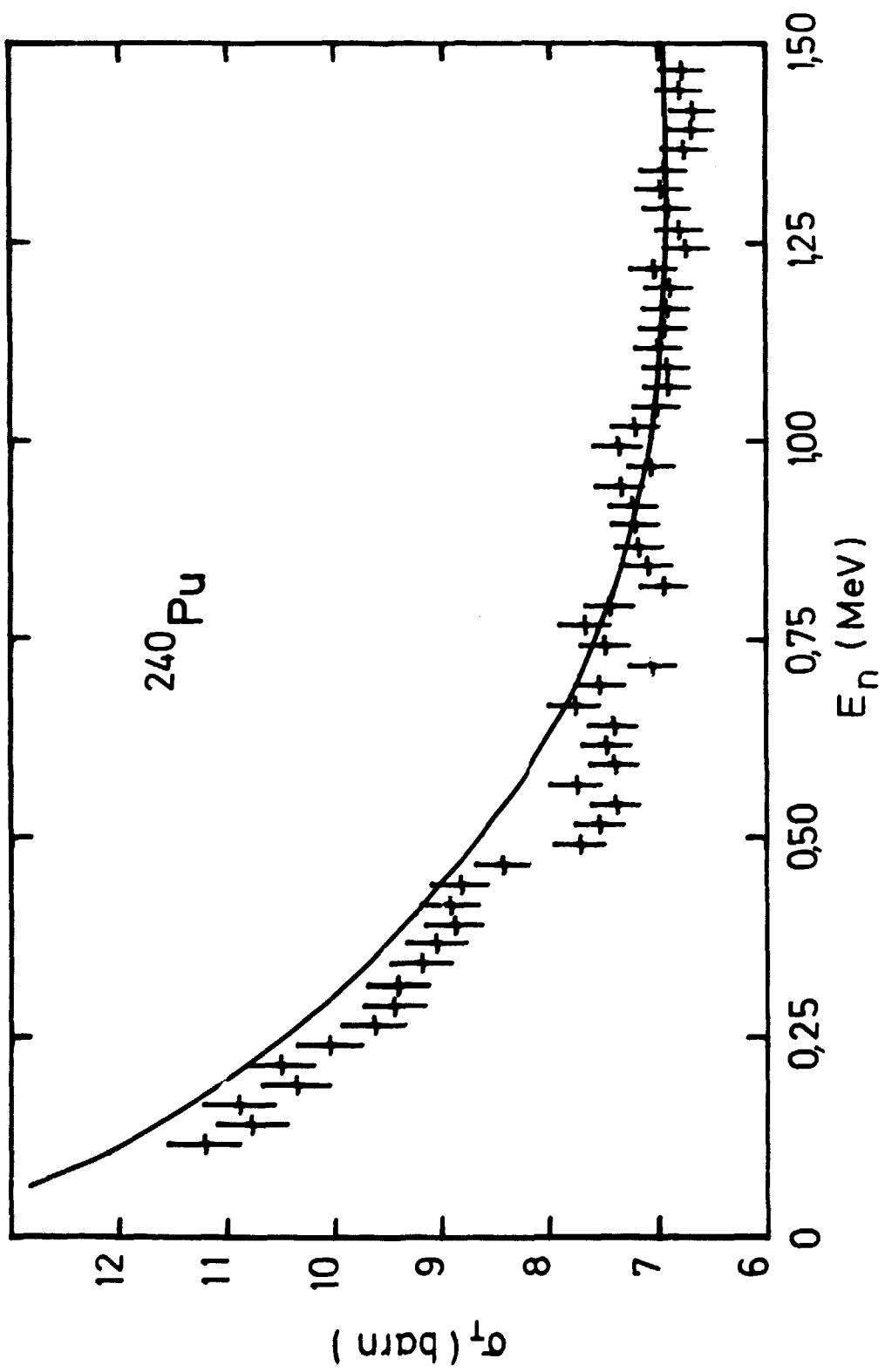
Fig. 10 - Diffusions inélastiques totales de ^{240}Pu : comparaison entre les calculs présents (traits pleins) et les mesures de SMITH, et al. [8].

(a) pour les énergies d'excitation de la cible de 42 keV (état 2^+) et 140 keV (état 4^+)

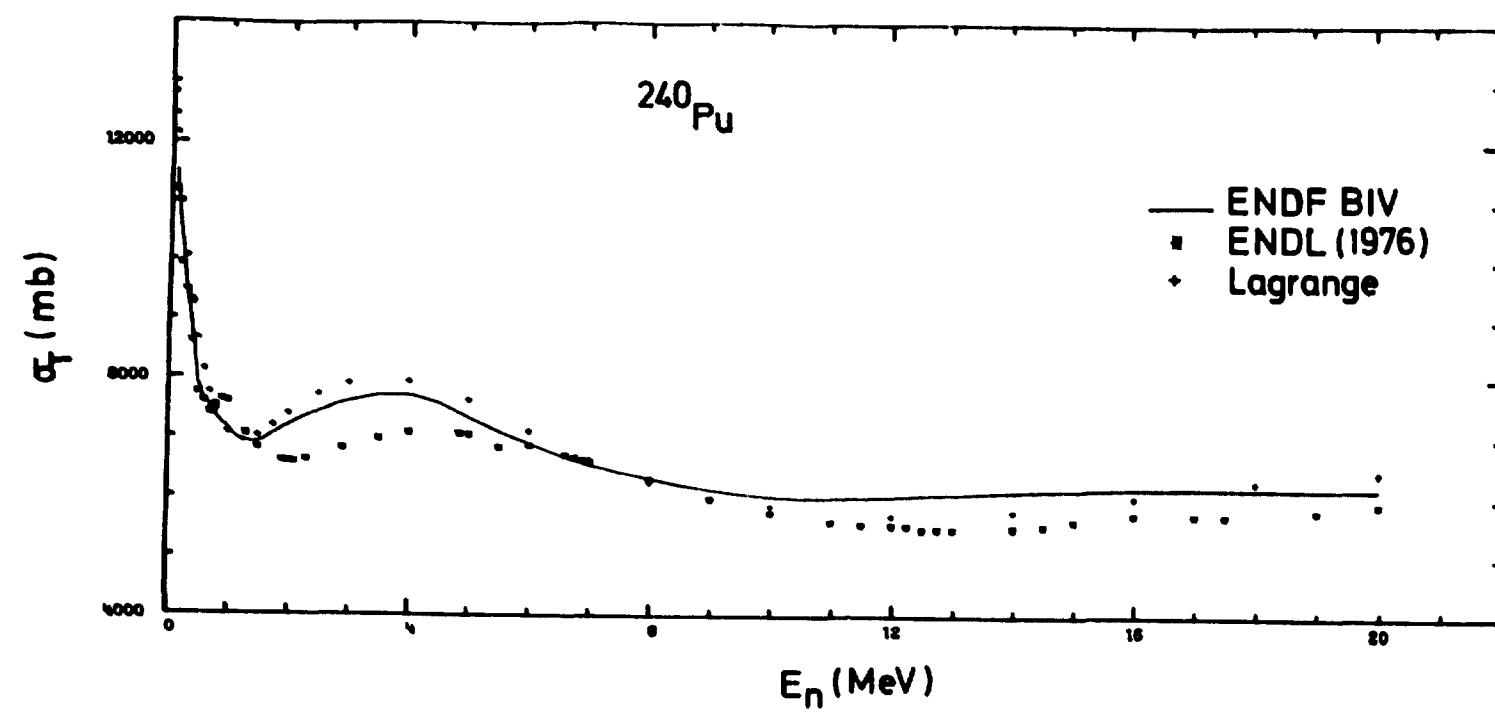
(b) pour les énergies d'excitation de la cible de 600 keV [états à 597 keV (1^-) et 649 keV (3^-)] et de 900 keV [états à 861 keV (0^+), 900 keV (2^+), 938 keV (2^+) et 959 keV (2^-)].

Fig. 11 - Fonction d'excitation de la diffusion inélastique totale de ^{240}Pu : comparaison entre les calculs présents et les évaluations ENDF/BIV (Rév.2) et ENDL 76.

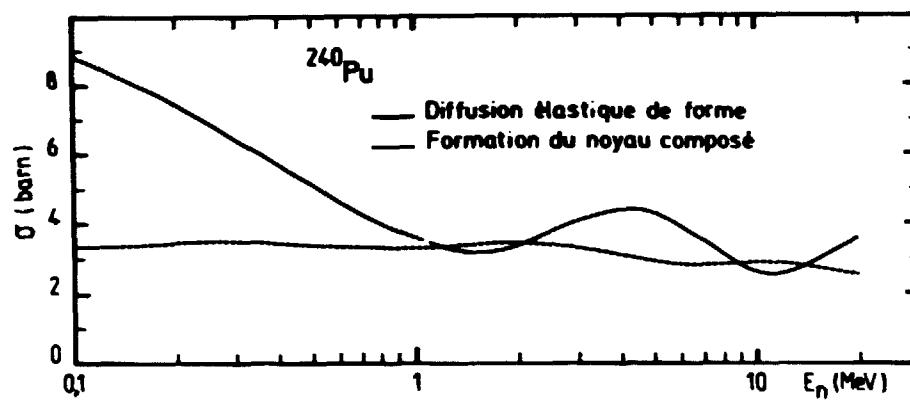
Fig. 12 - Fonctions d'excitation des sections efficaces ($n,2n$) et ($n,3n$) du ^{240}Pu : Comparaison entre les calculs présents et les évaluations ENDF/BIV (Rév.2) et ENDL 76.



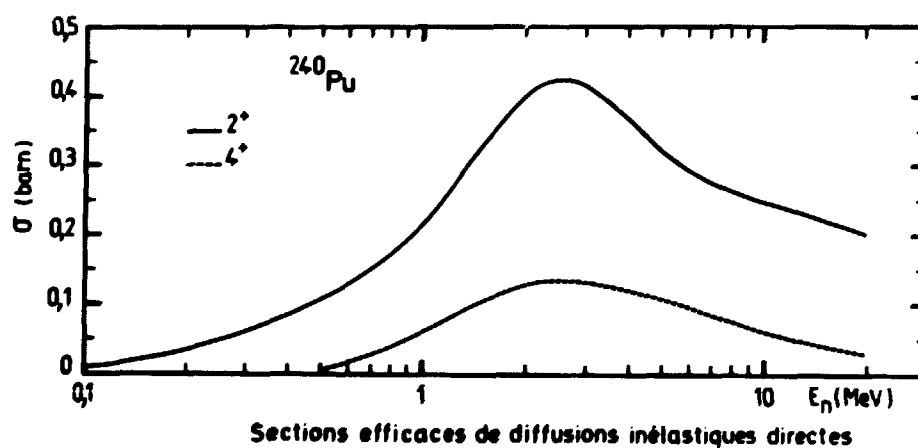
Chap. 2 - Fig. 1



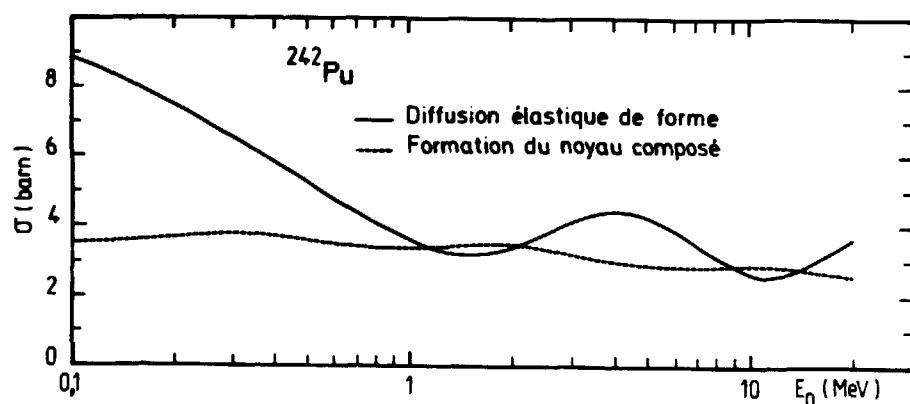
Chap. 2 - Fig. 2



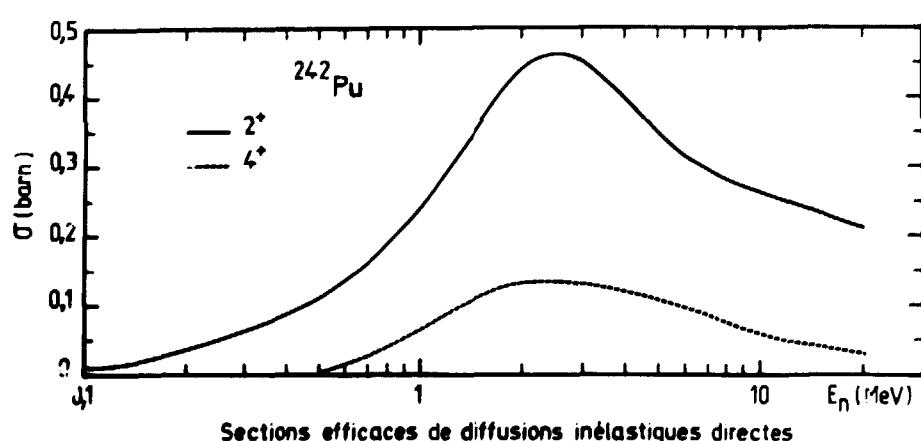
Chap. 2 - Fig. 3 (a)



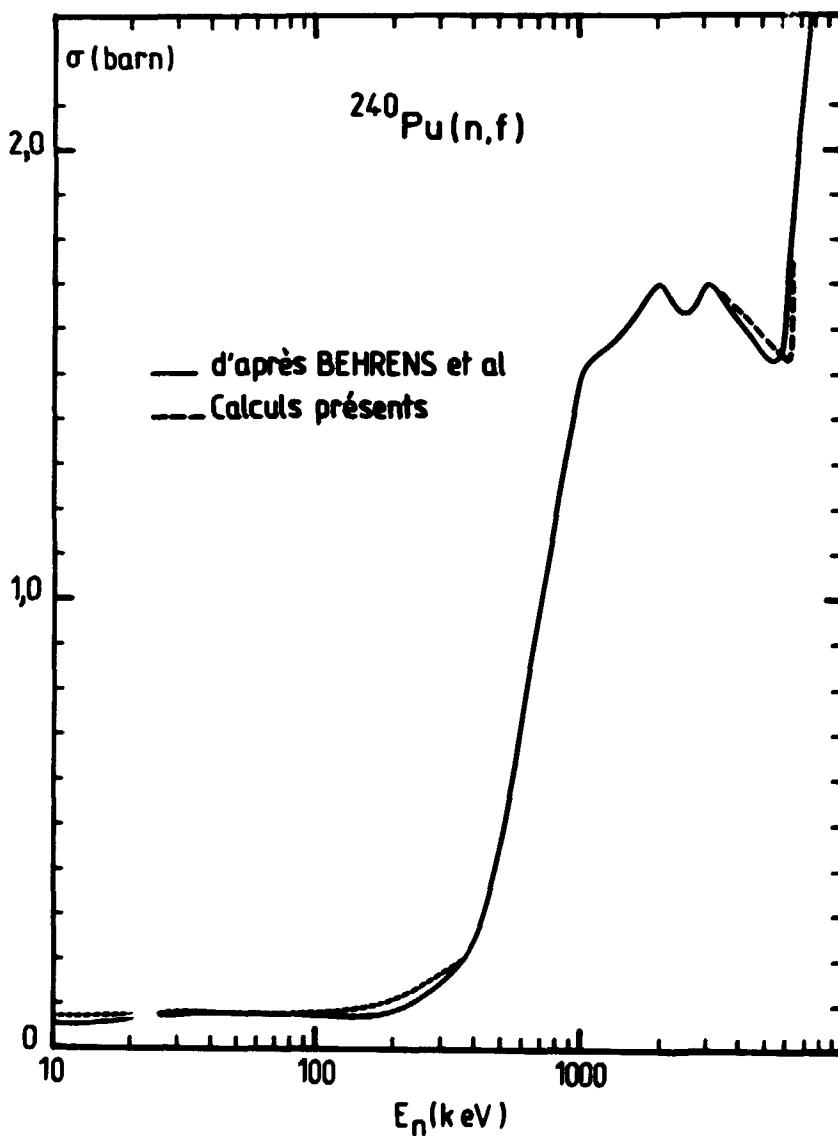
Chap. 2 - Fig. 3 (b)



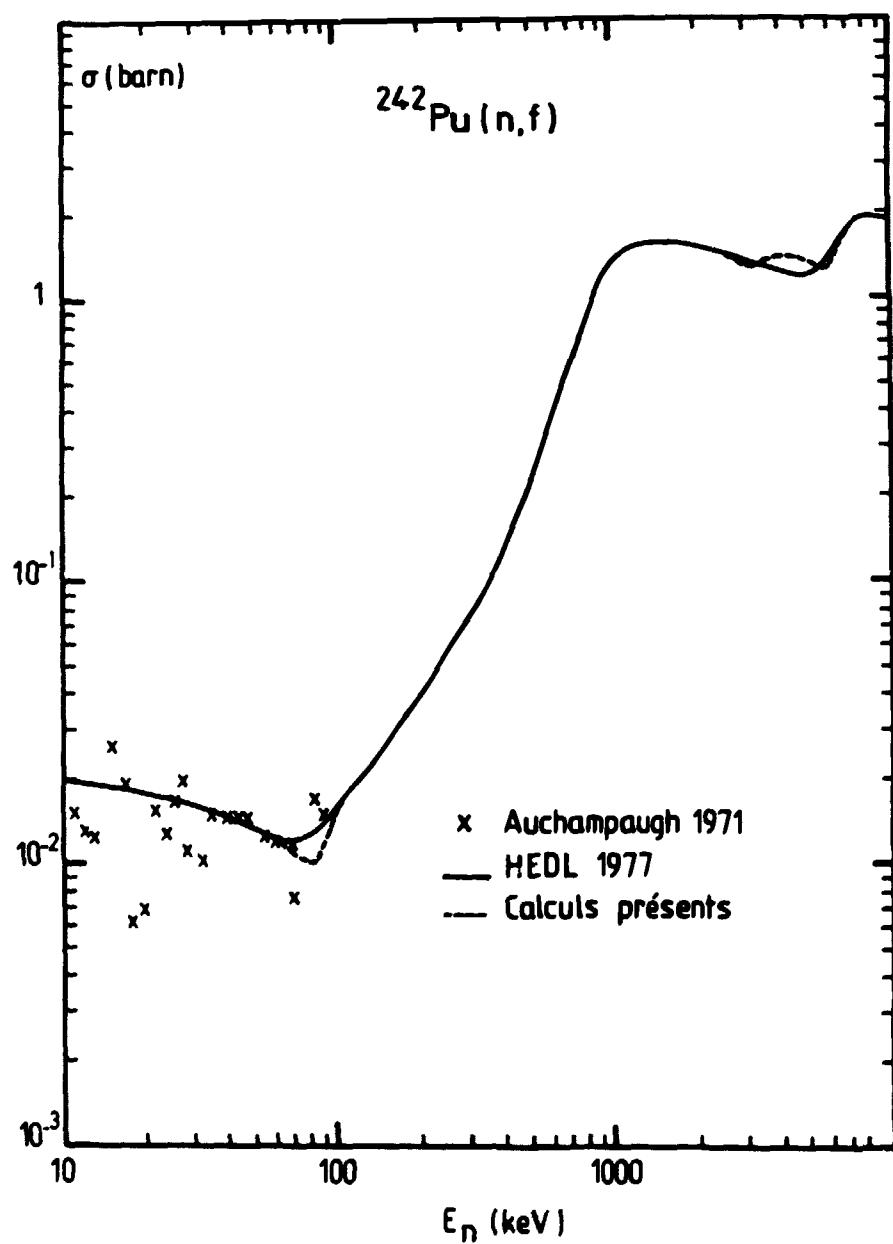
Chap. 2 - Fig. 4 (a)



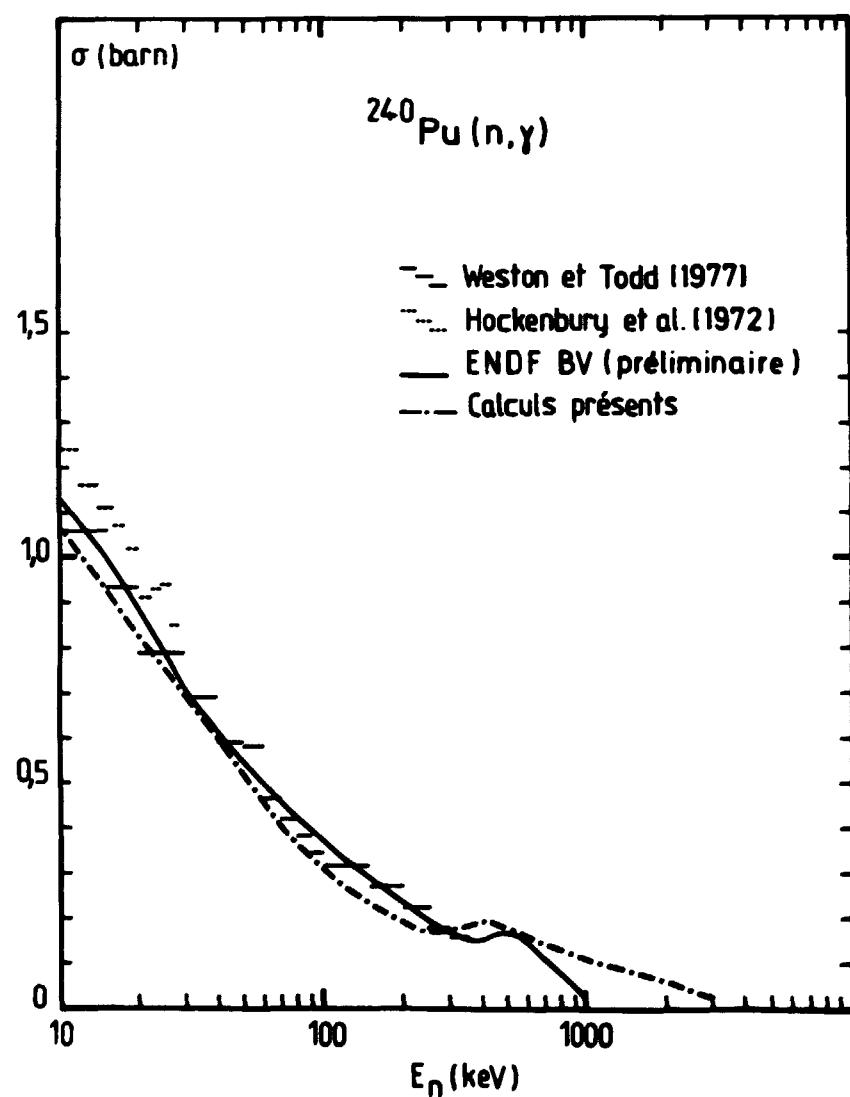
Chap. 2 - Fig. 4 (b)



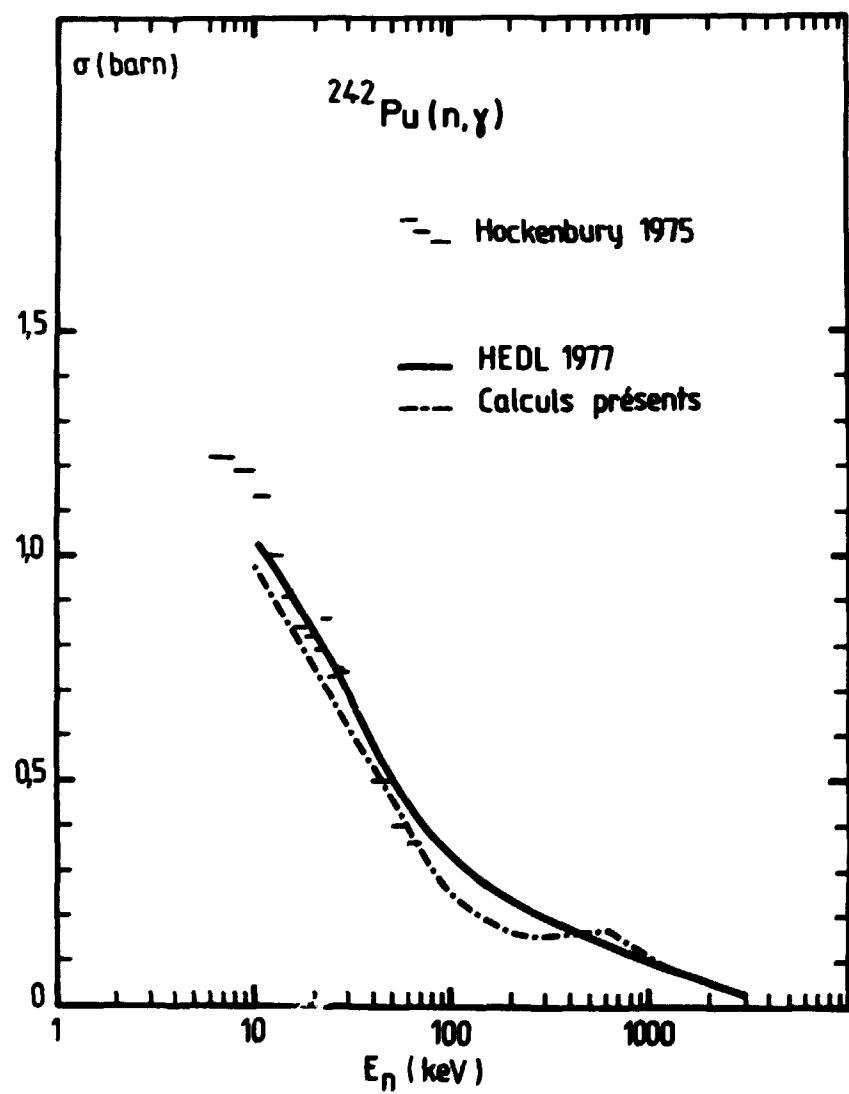
Chap. 2 - Fig. 5



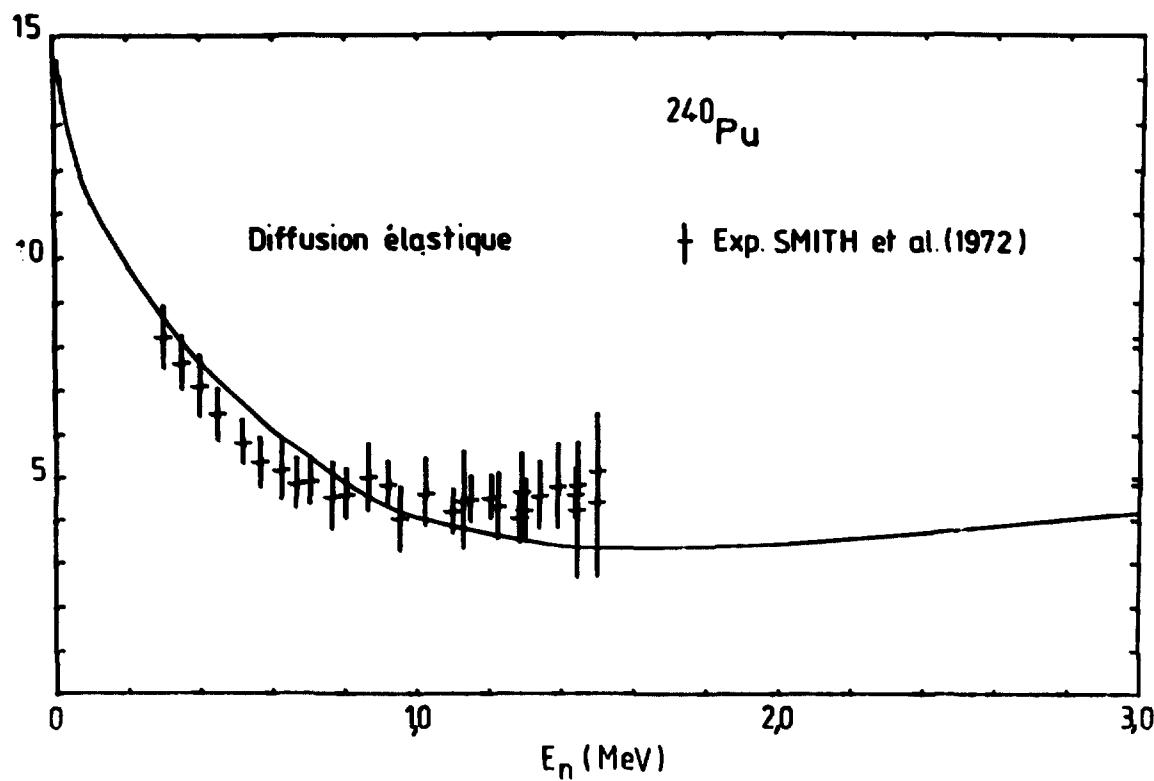
Chap. 2 - Fig. 6



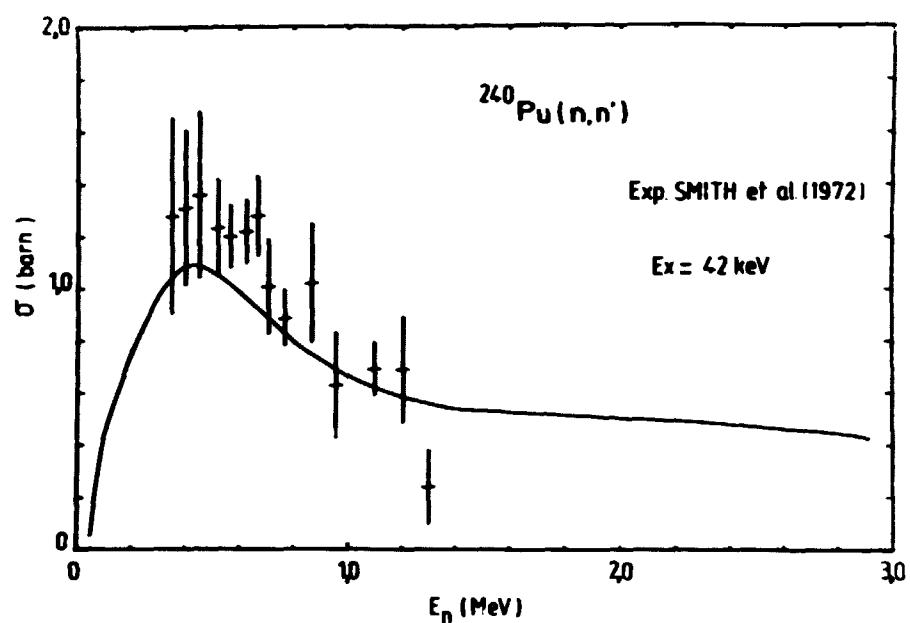
Chap. 2 - Fig. 7



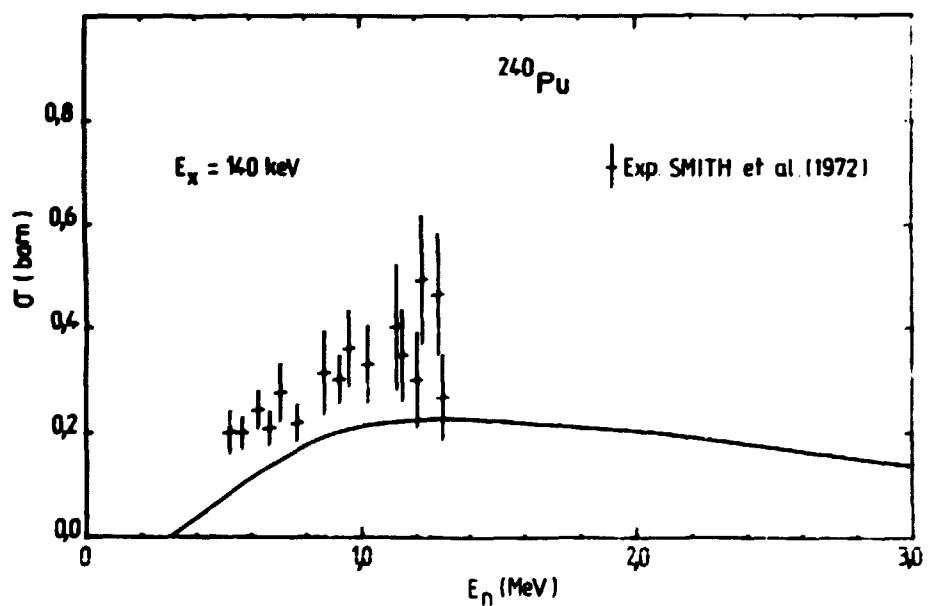
Chap. 2 - Fig. 8



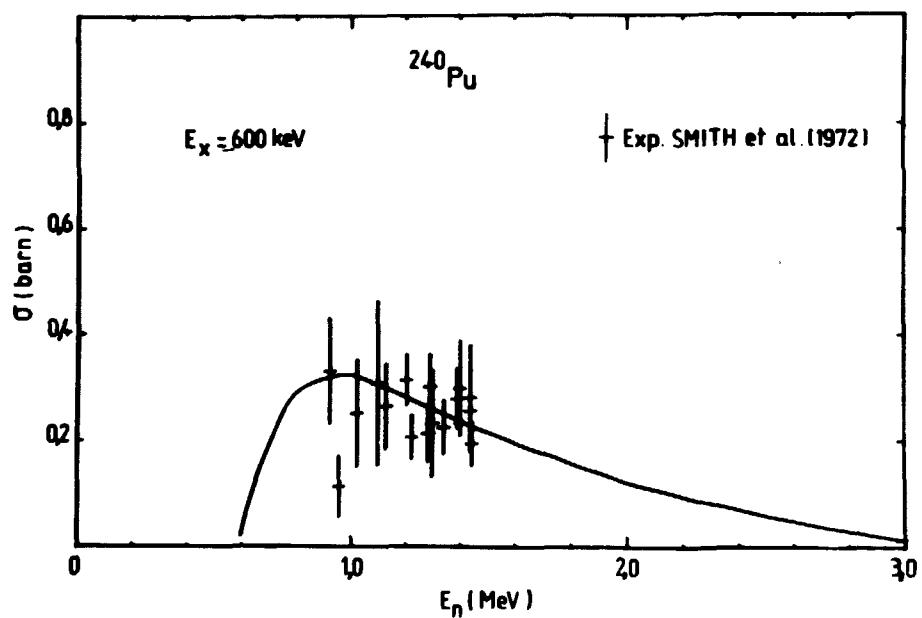
Chap. 2 - Fig. 9



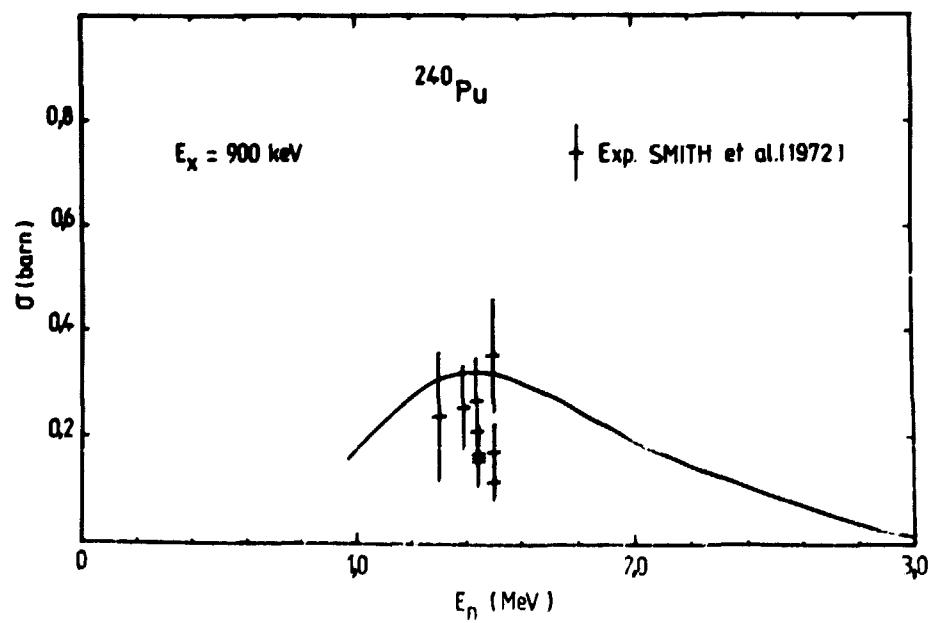
Chap. 2 - Fig. 10 (a)1.



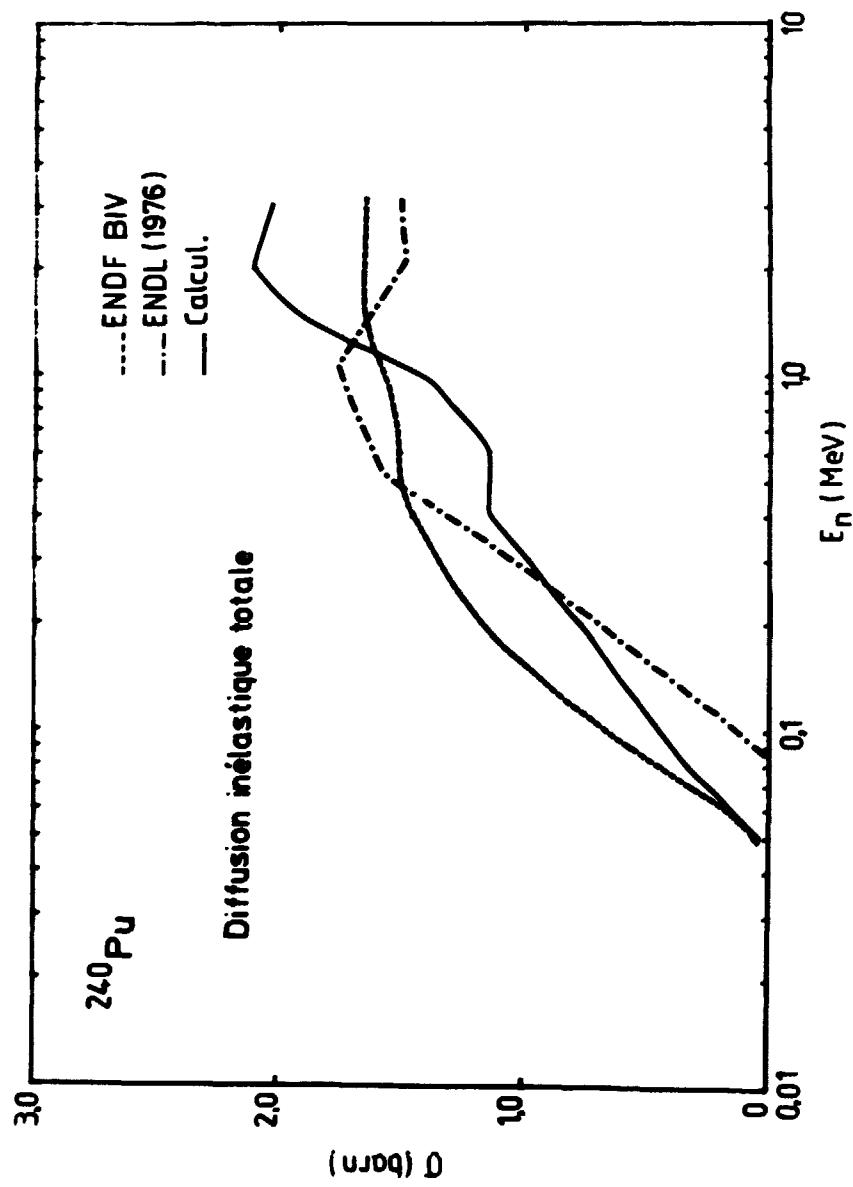
Chap. 2 - Fig. 10 (a)2.



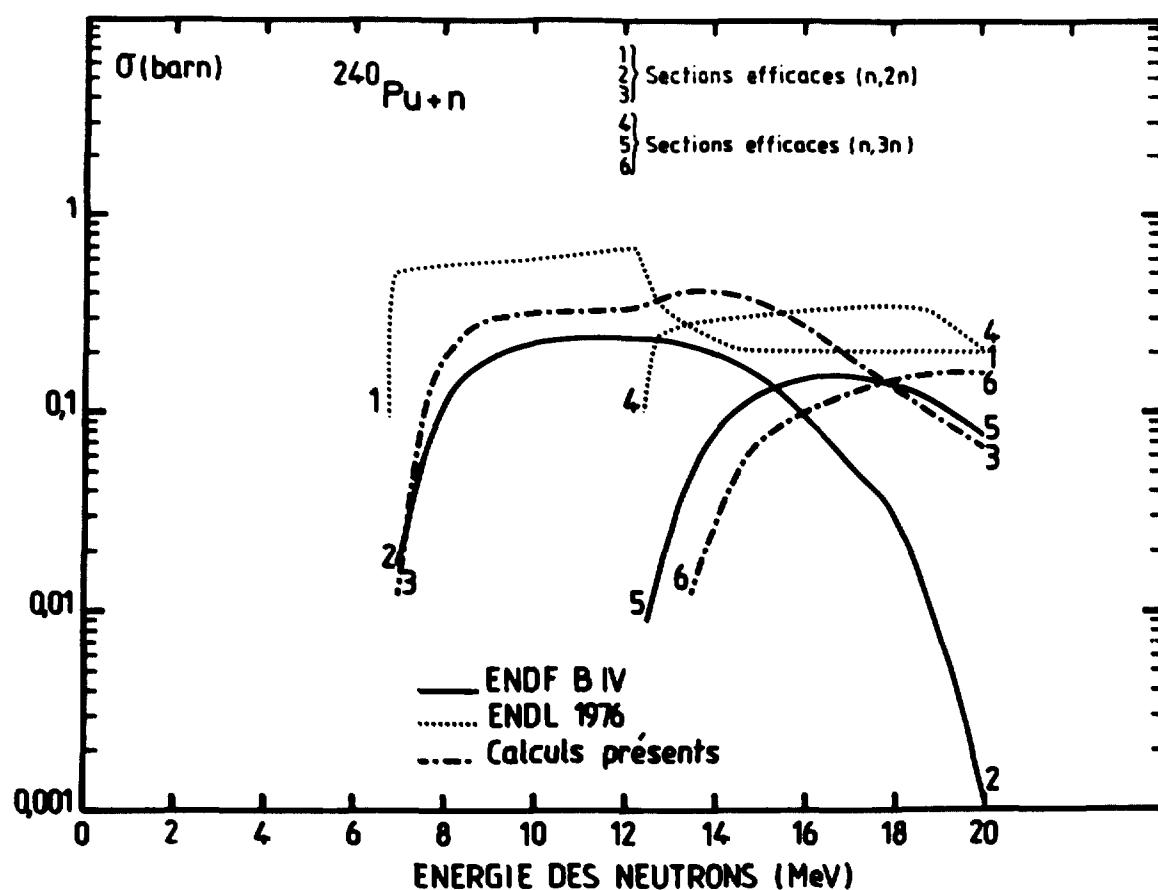
Chap. 2 - Fig. 10 (b)1.



Chap. 2 - Fig. 10 (b)2.



Chap. 2 - Fig. 11



Chap. 2 - Fig. 12

3 - EVALUATION PRELIMINAIRE DES DONNEES NEUTRONIQUES DE ^{242}Pu ET
INTERCOMPARAISON AVEC D'AUTRES EVALUATIONS
(D. COTTEN, J. JARY, Ch. LA GRANGE, C. PHILIS)

3-1- Evaluation BRC de ^{242}Pu

Une évaluation préliminaire complète des données neutroniques de ^{242}Pu dans le domaine d'énergie incidente 10^{-5} eV - 20 MeV a été constituée à Bruyères-le-Châtel. Le listing correspondant sous format ENDF/BIV est donné dans l'Annexe. Le contenu de cette évaluation est essentiellement basé sur :

- a) la prise en compte des résultats de calculs par modèles optique et statistique décrits au Chapitre 2 pour le domaine d'énergie 10 keV - 20 MeV. En ce qui concerne les distributions angulaires pour les processus directs, l'ordre maximum des développements en polynômes de Legendre permis dans ENDF n'est pas suffisant pour inclure l'ensemble des coefficients calculés [1] au dessus de 12 MeV. Pour cette raison, et parce qu'une troncature conduisait à des valeurs négatives des sections efficaces différentielles, les mêmes coefficients que ceux obtenus à 12 MeV ont été utilisés aux énergies supérieures.
- b) l'utilisation de données issues de l'évaluation ENDF/BIV MAT = 1161 (essentiellement les sections efficaces entre 10^{-5} eV et 10 keV, et les spectres de neutrons secondaires pour les réactions $(n,2n)$ et $(n,3n)$).
- c) l'évaluation des caractéristiques des neutrons de fission décrite ci-après.

3-2- Evaluation du nombre moyen et du spectre des neutrons de fission
de ^{242}Pu

En l'absence de données expérimentales pour le nombre moyen \bar{v}_p de neutrons prompts pour la fission de ^{242}Pu , il était nécessaire d'utiliser une systématique basée sur les actinides connus. Nous avons utilisé pour cela l'expression donnée par BOIS [2] à partir des résultats de MANERO [3] et de FREHAUT [4], et qui donne des estimations en bon accord avec les mesures disponibles. L'expression obtenue pour ^{242}Pu est :

$$\bar{v}_p = 2,726 + 0,1586 E_n \text{ (MeV)}$$

Compte-tenu d'un nombre moyen de neutrons retardés par fission pris égal à 0,015 [5], l'expression adoptée pour le nombre total \bar{v}_t est :

$$\bar{v}_t = 2,741 + 0,1586 E_n \text{ (MeV)}$$

La forme du spectre des neutrons de fission a été supposée suivre une distribution maxwellienne (loi 7 de ENDF), en accord avec les mesures récentes de BERTIN [6] sur des actinides voisins du ^{242}Pu . La température nucléaire T associée à cette distribution a été reliée à \bar{v}_p par l'expression donnée par TERRELL [7] :

$$T(E_n) = 0,50 + 0,43 \sqrt{\bar{v}_p(E_n)} + 1 \quad ,$$

d'où une valeur à basse énergie de $T = 1,34$ MeV prise constante sur tout le domaine d'énergie étudié.

3-3- Intercomparaisons entre les évaluations BRC, ENDF/BIV et ENDL/76

Les Figures 1 à 10 illustrent les différences entre l'évaluation présente BRC (n° 5161) et les évaluations ENDF/BIV (Rev.2, n° 1161) et ENDL/76 (n° 7180). Les numéros de réactions indiqués sont ceux de ENDF [8].

En ce qui concerne les résultats de section efficace totale, rappelons que les valeurs indiquées [9] pour ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu , oscillent entre 7,8 et 8 barns pour une énergie incidente comprise entre 3 et 4 MeV. Nos résultats reproduisent cette tendance pour ^{240}Pu (cf Chap. 2, Figure 2) aussi bien que pour ^{242}Pu (cf Figure 1), alors que les valeurs issues de ENDL/76 et ENDF/BIV sont systématiquement plus faibles.

D'une façon générale, les fonctions d'excitation de notre évaluation présentent des variations plus réalistes puisqu'elles résultent de calculs cohérents à partir de modèles nucléaires prenant soin en particulier des effets de déformation de la cible. Il en est ainsi tout particulièrement pour les processus inélastiques, nos 51, 52, 91 et 4.

Les différents comportements avec l'énergie E_n du nombre moyen \bar{v}_p de neutrons p. mpts par fission sont comparés dans la Figure 11, où il apparaît que les valeurs HEDL-78 sont certainement trop élevées, alors que notre évaluation est en accord avec les données de ENDF/BIV (les corrections indiquées ont été faites pour le nombre moyen de neutrons retardés).

Enfin la Figure 12 compare notre évaluation du spectre des neutrons de fission (loi 7) avec celle de ENDF/BIV (Rev.2) (loi 9). La grande différence est due aux lois différentes utilisées. Les données ENDL/76, non indiquées sur la figure, sont en très bon accord avec l'évaluation présente. On notera

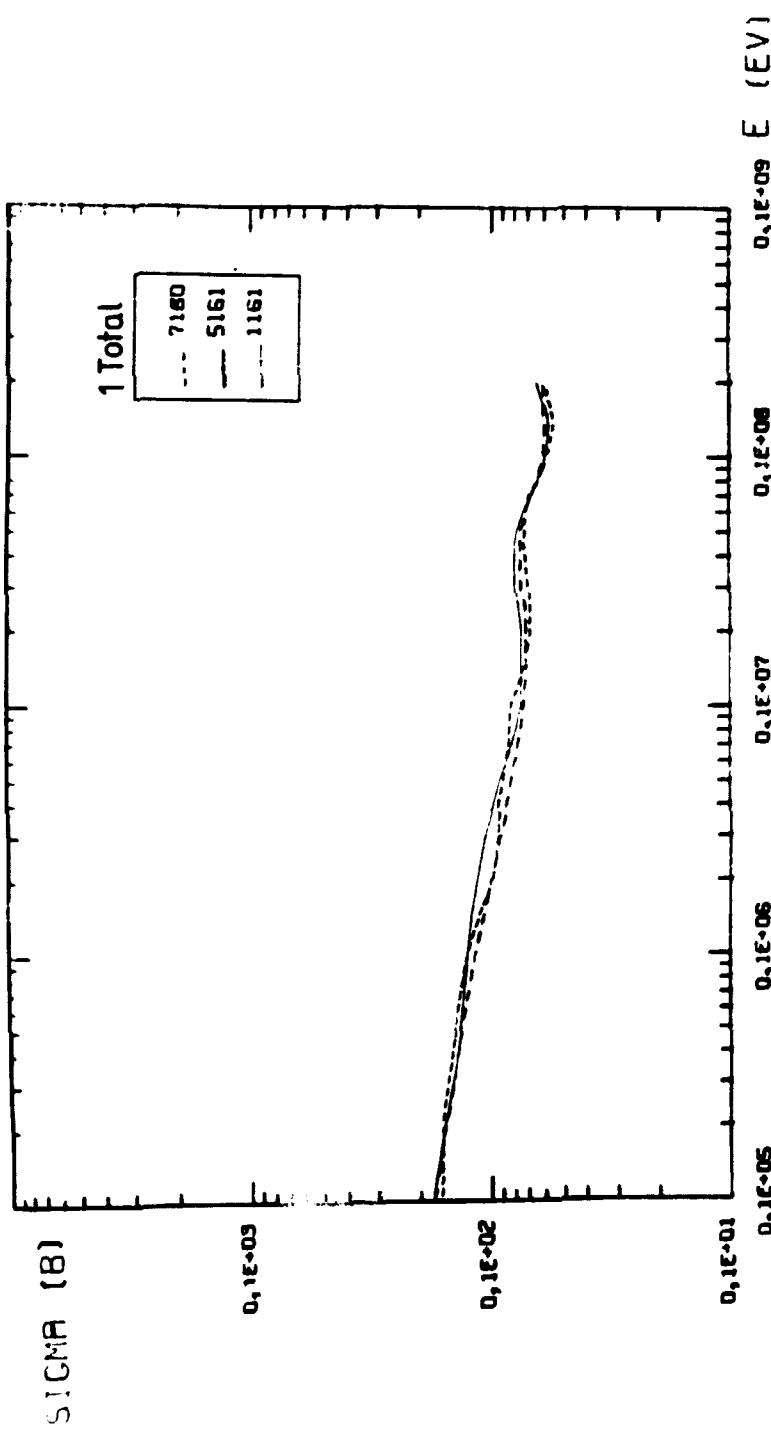
(cf Figure 12) que le choix de ces lois pour le spectre des neutrons de fission du ^{242}Pu est particulièrement sensible dans le domaine d'énergie En voisin du seuil de la section efficace de fission.

REFERENCES DU CHAPITRE 3

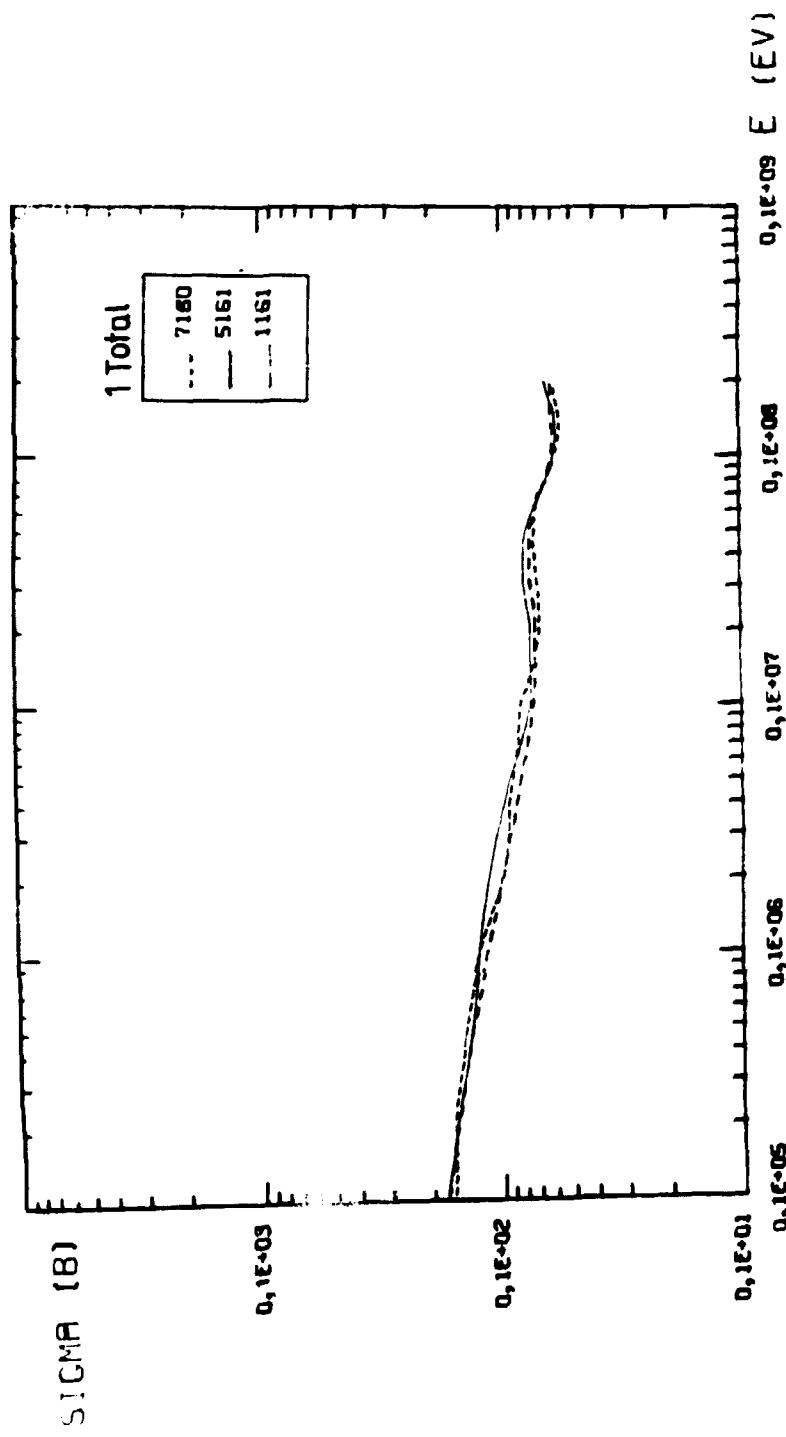
- [1] Ch. LAGRANGE, J. JARY, Rapport NEANDC(E) 198 "L", INDC(FR) 30/L (Juillet 1978).
- [2] R. BOIS, J. FREHAUT, Rapport CEA-R-4791 (1976).
- [3] F. MANERO, V.A. KONSHIN, A.E.R. 10 (1972) 637.
- [4] J. FREHAUT, et al., Rapport CEA-R-4626 (1974).
- [5] M.S. KRICK, A.E. EVANS, Tr. A.N.Soc., 13 (1970) 746.
- [6] A. BERTIN, R. BOIS, J. FREHAUT, ANS, San Francisco (16-11-1975).
- [7] J. TERRELL, I.A.E.A. Symposium on Fission, Salzbourg (1965), Vol.II, p.3.
- [8] D. GARBER, C. DUNFORD, S. PEARLSTEIN, Rapport ENDF-102 (1975).
- [9] D.I. GARBER, R.E. KINSEY, Rapport EANDC(US)183, INDC (USA) 58 (1976) ; BNL-325.

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE 3

- Fig. 1 à 10 : Comparaisons entre les sections efficaces de l'évaluation présente (ENDF/BRC, n° 5161) et les sections efficaces correspondantes des évaluations ENDF/BIV (n° 1161) et ENDL/76 (n° 7180). Les numéros de réactions indiqués sont ceux de ENDF [8].
- Fig. 11 : Nombre moyen de neutrons prompts \bar{v}_p (E_n) émis par fission : comparaison entre l'évaluation présente (ENDF/BRC) et les évaluations ENDF/BIV et HEDL-78 corrigées pour \bar{v}_d (valeur de KRICK [5]).
- Fig. 12 : Spectre des neutrons de fission : comparaison entre l'évaluation présente (ENDF/BRC, loi 7) et l'évaluation ENDF/BIV (Rev.2) (loi 9). Notre section efficace de fission calculée [1] est également représentée.

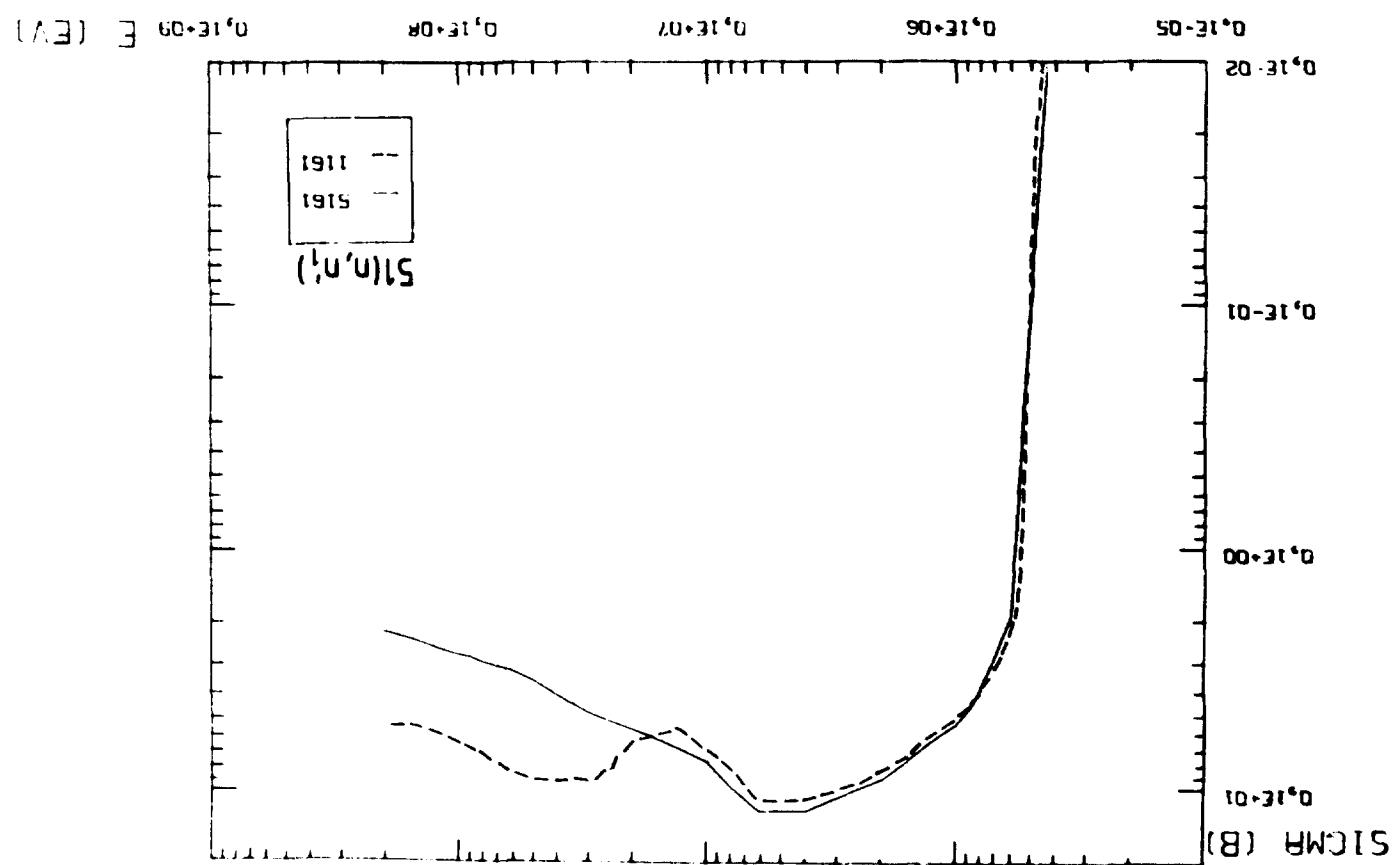


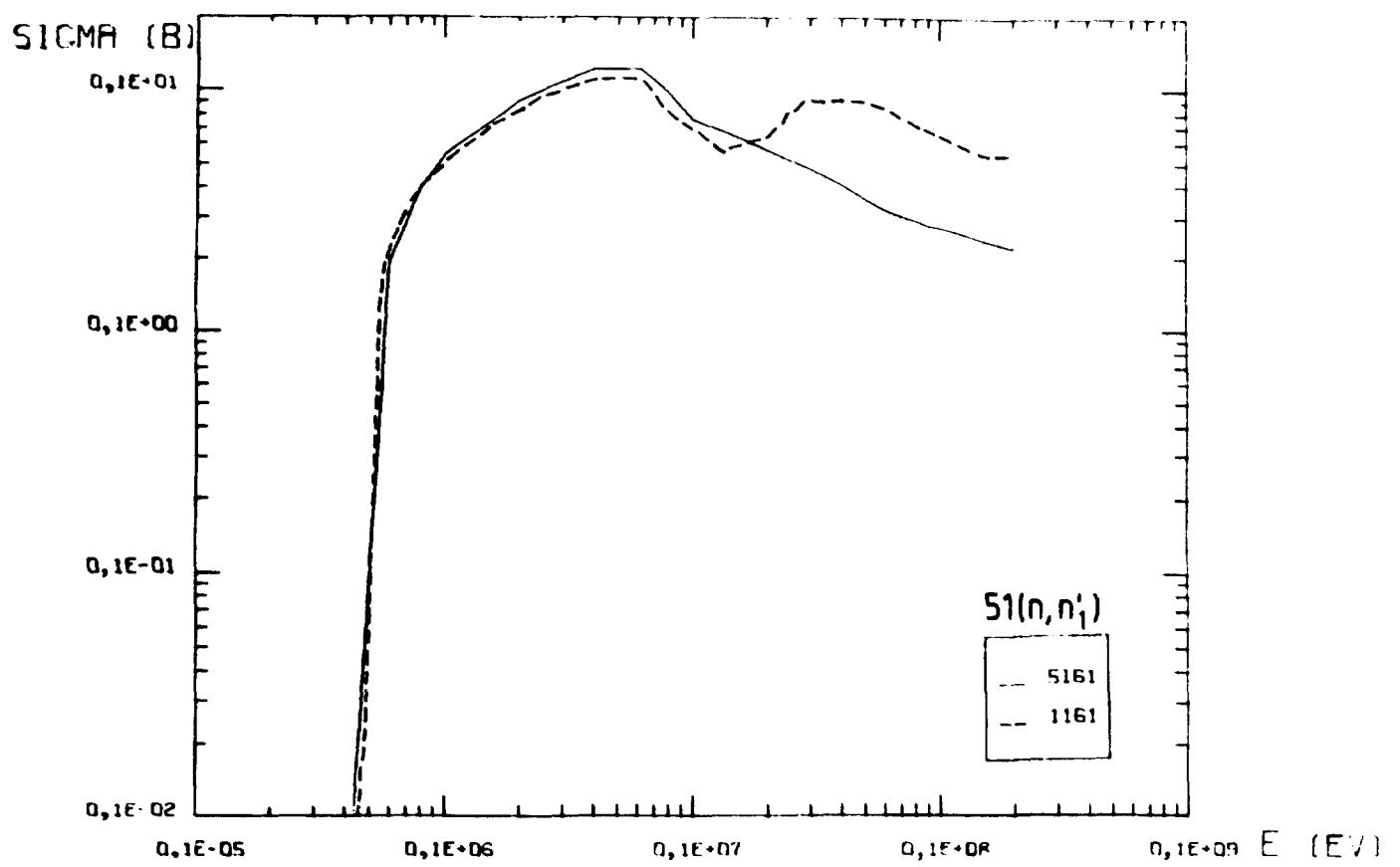
Chap. 3 - Fig. 1



Chap. 3 - Fig. 1

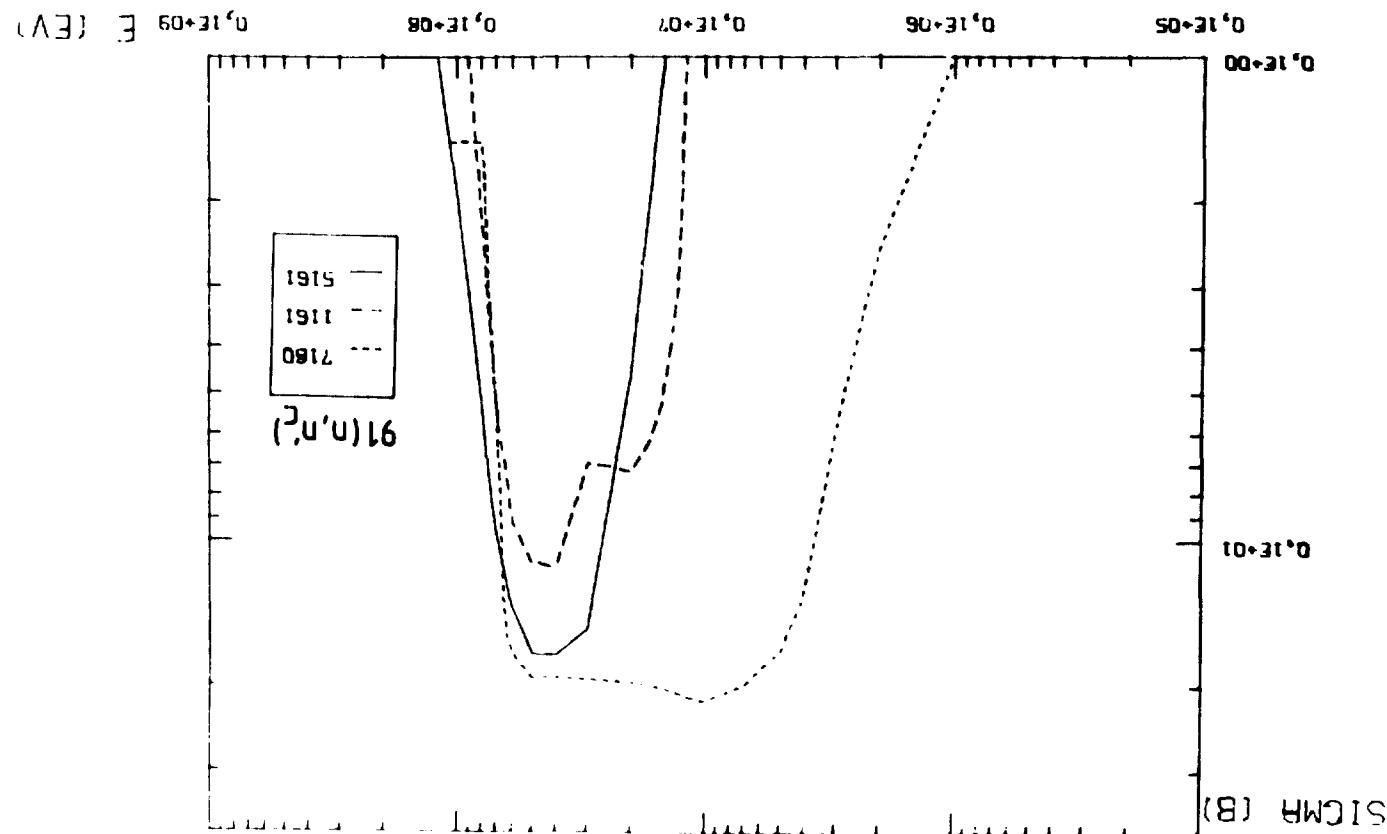
Chap. 3 - Fig. 3

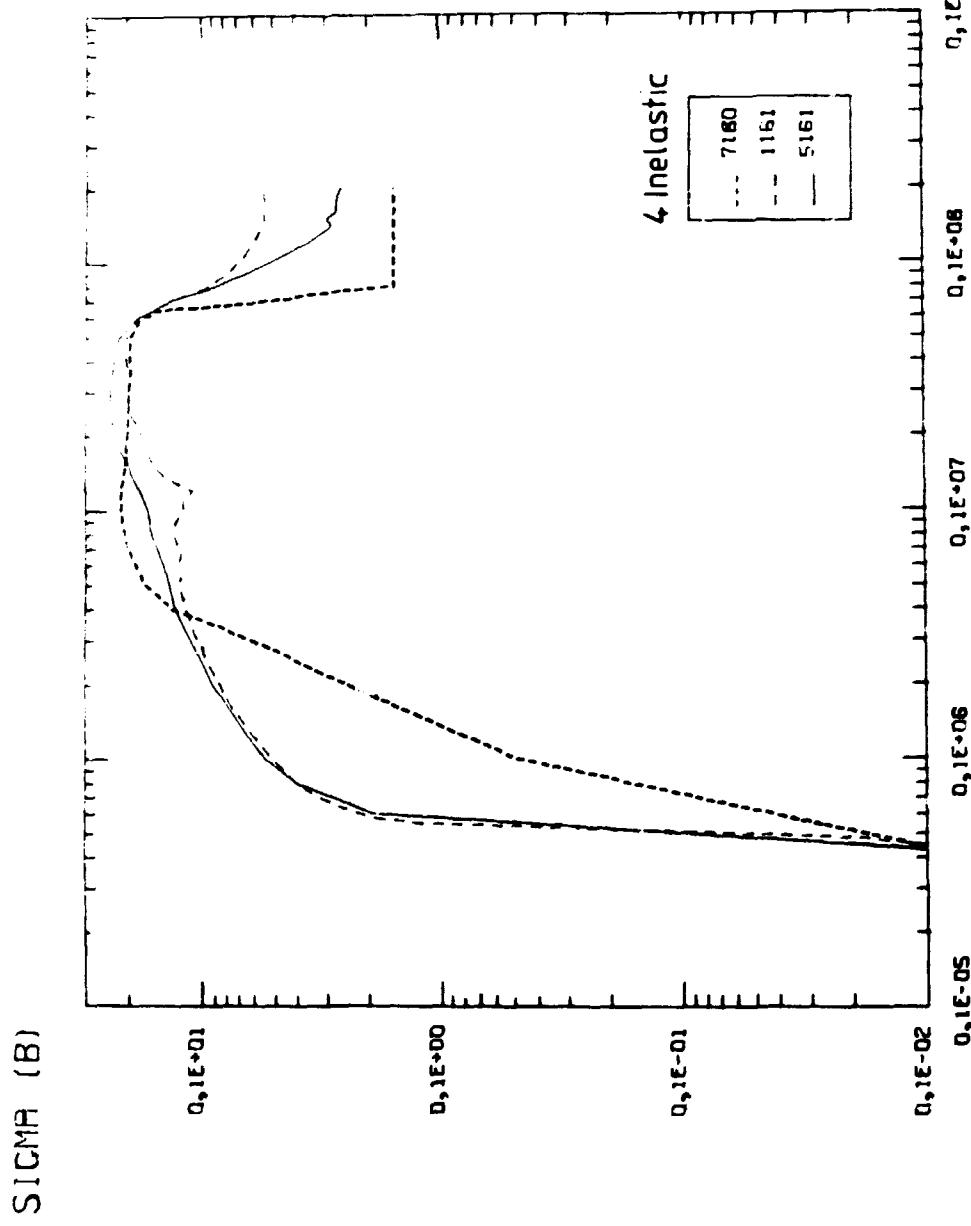




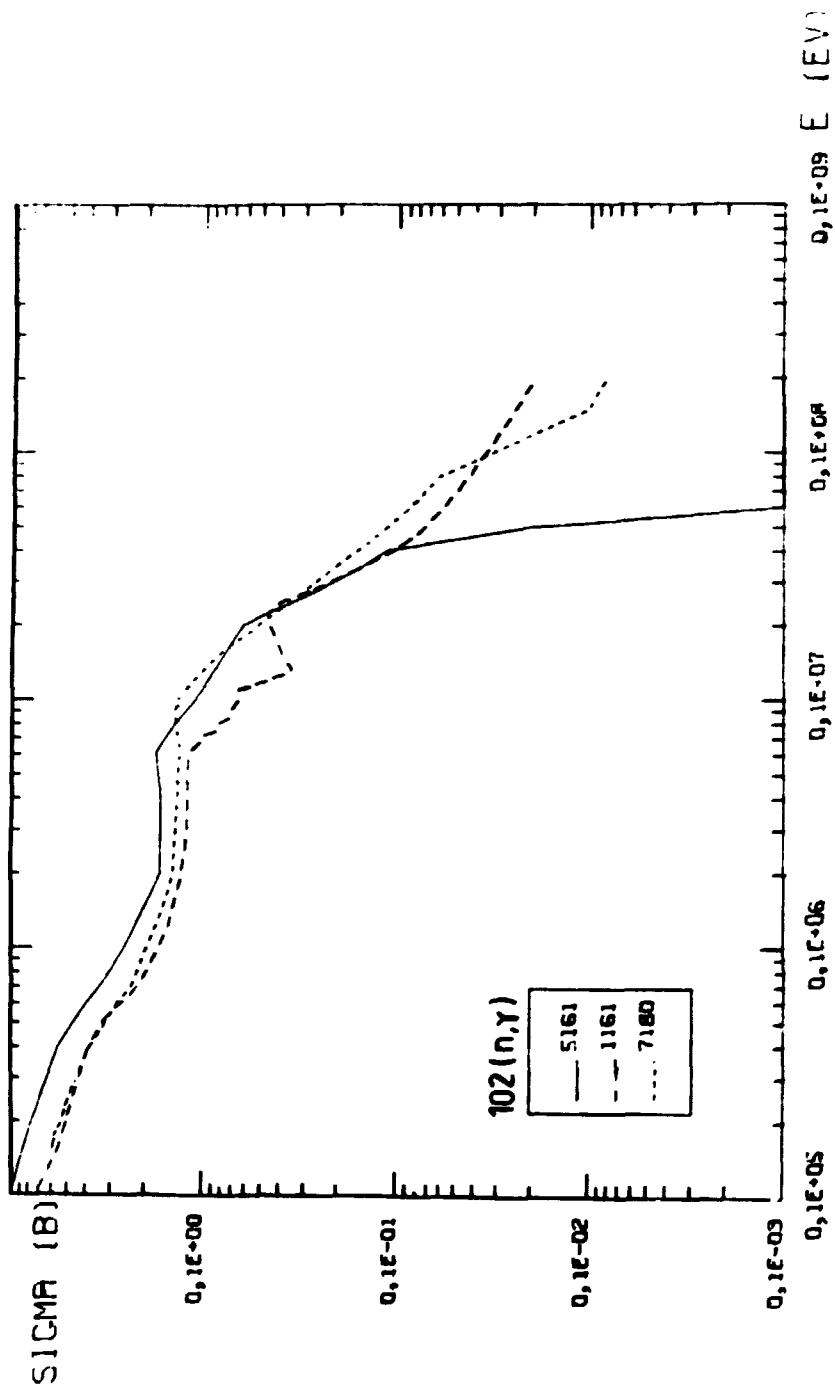
Chap. 3 - Fig. 3

Chap. 3 - FIG. 5

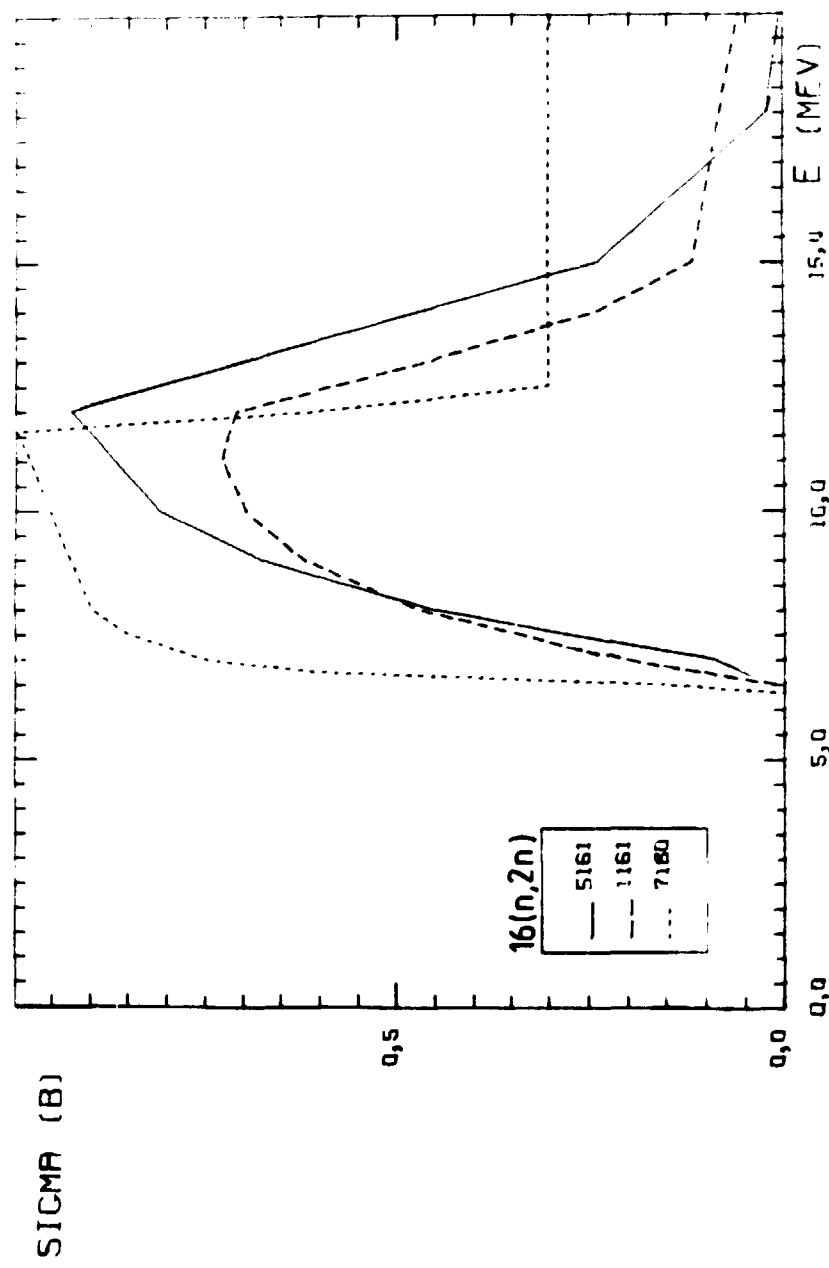




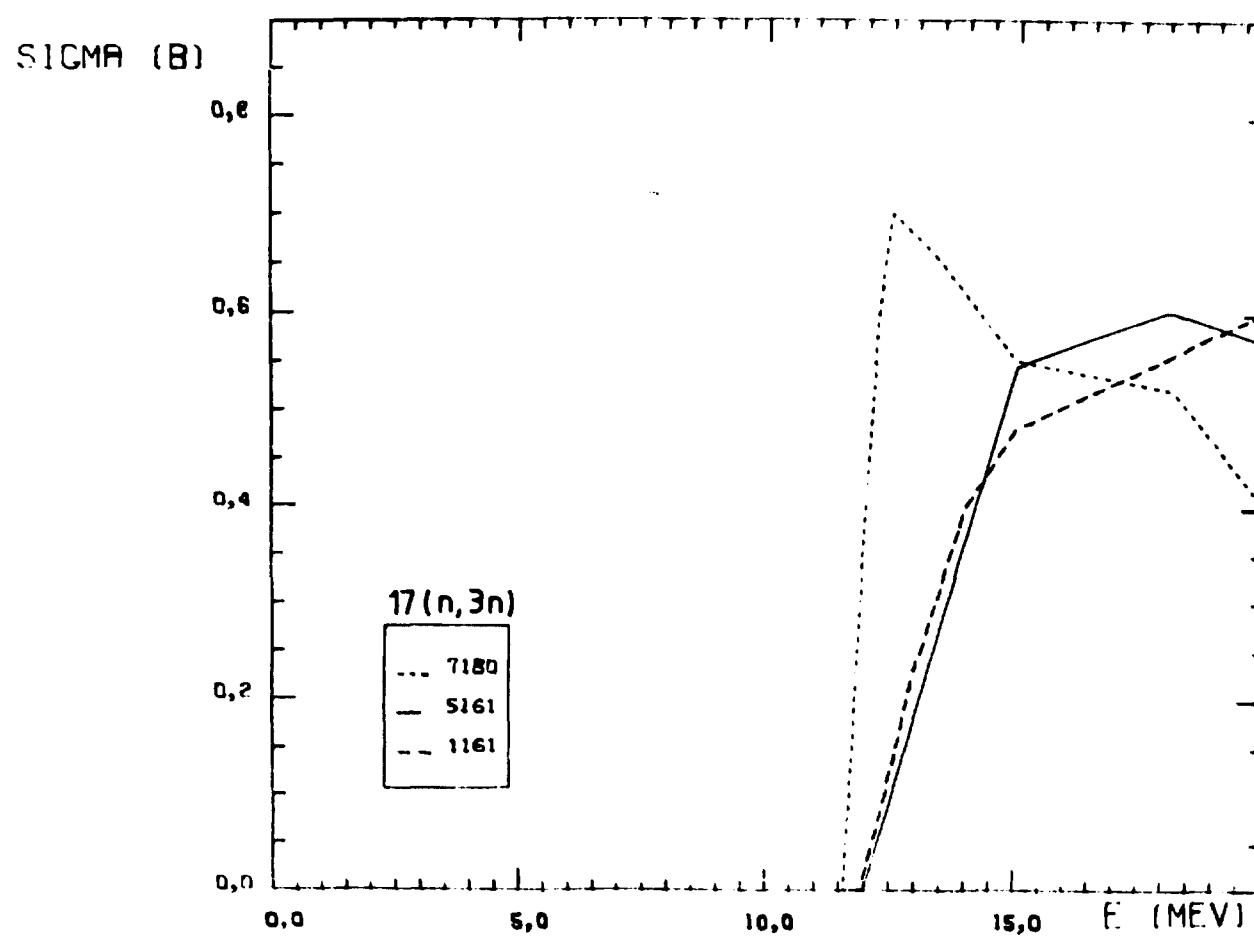
Chap. 3 - Fig. 6



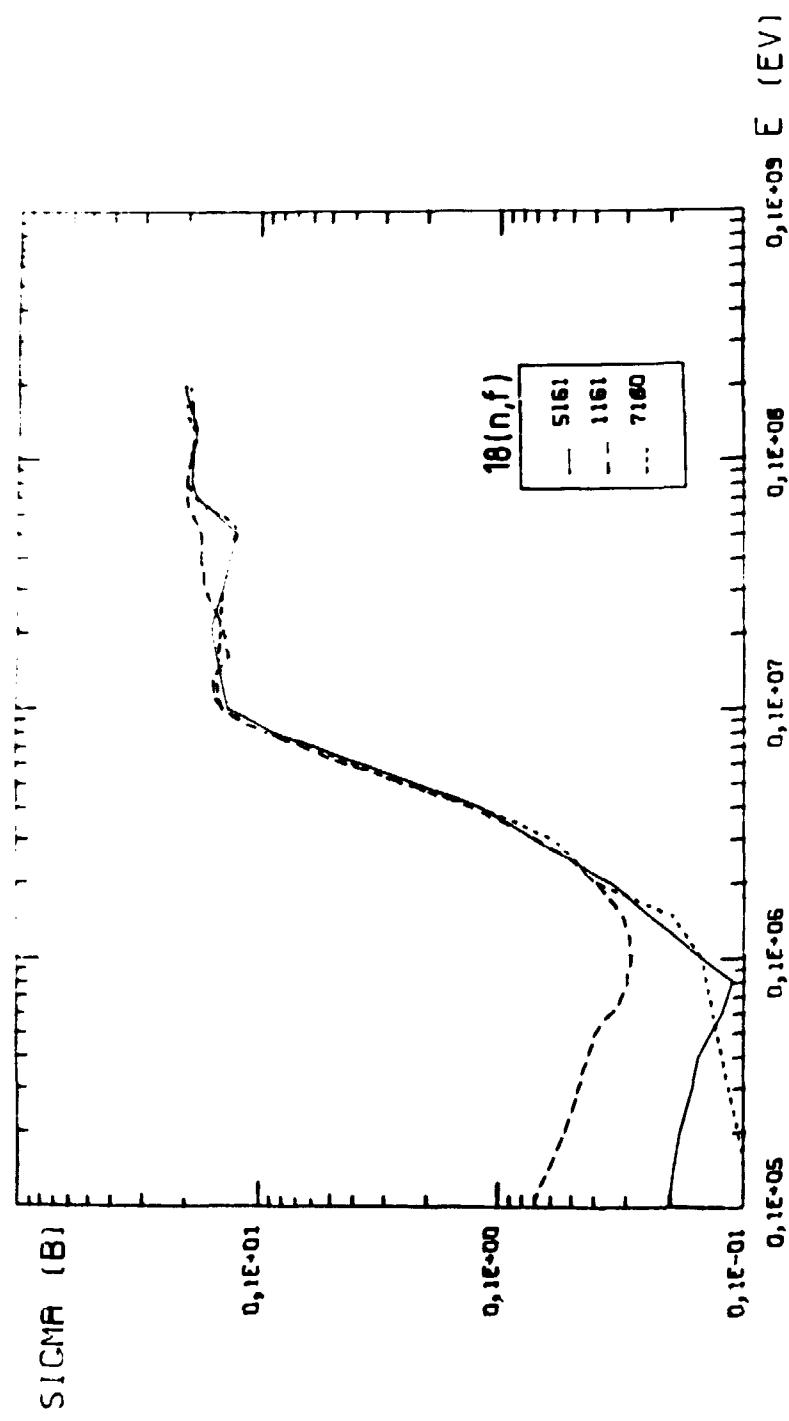
Chap. 3 - Fig. 7



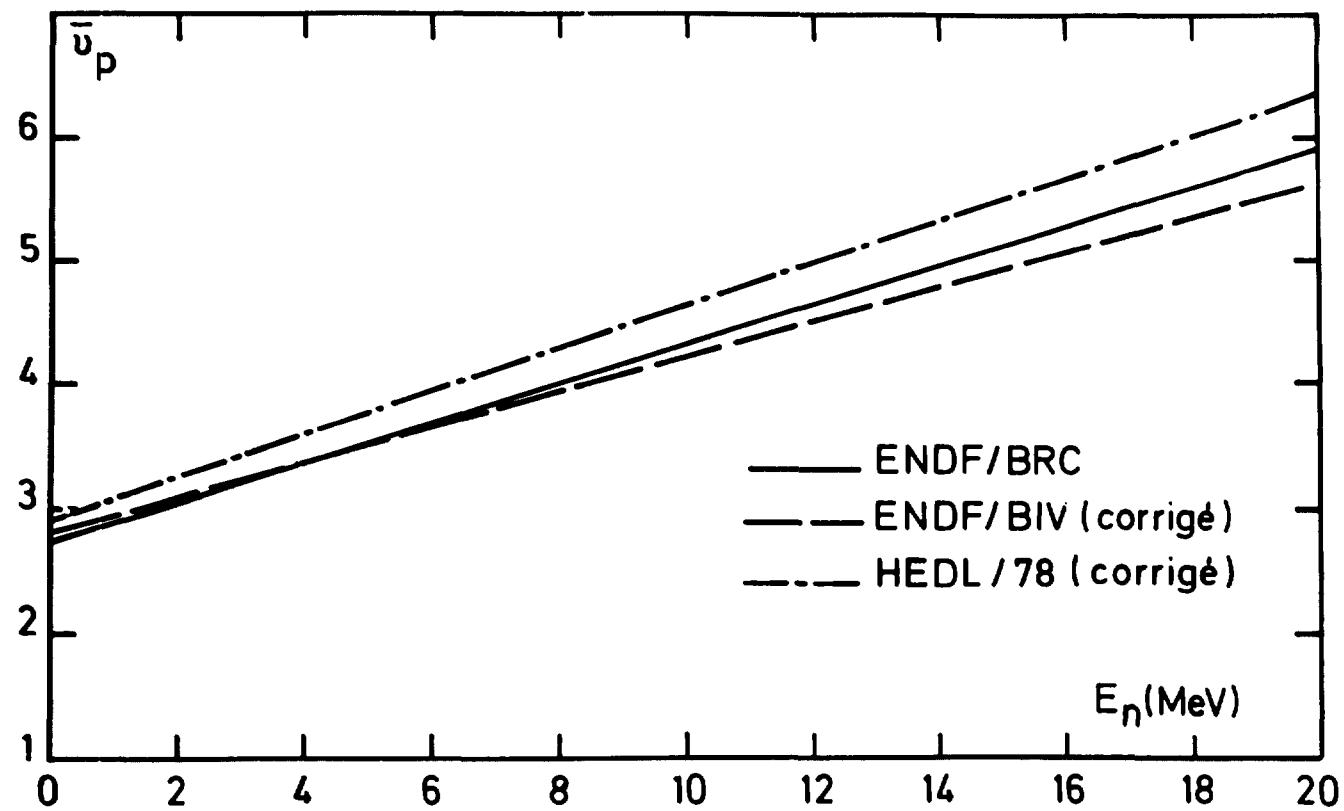
Chap. 3 - Fig. 8



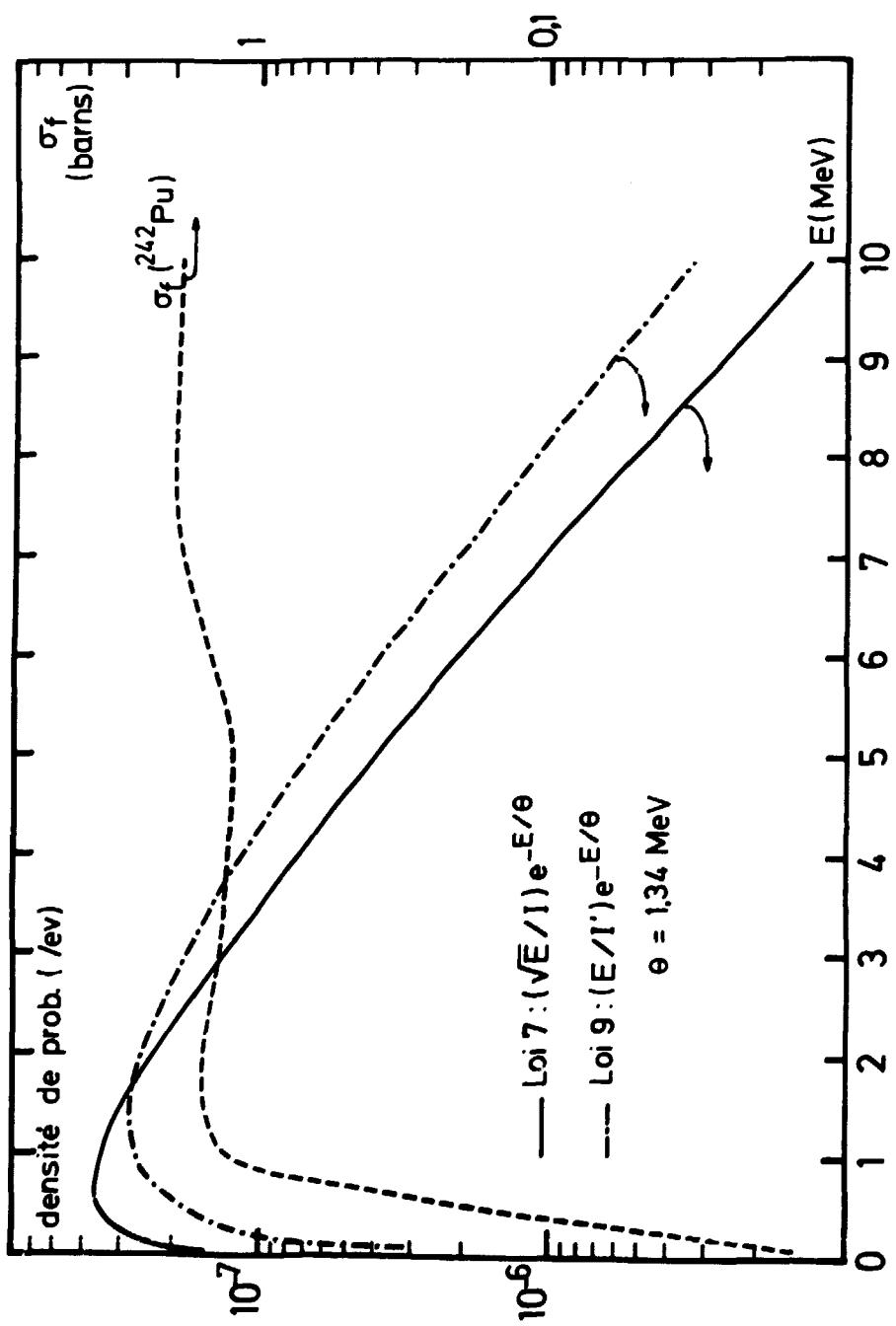
Chap. 3 - Fig. 9



Chap. 3 - Fig. 10



Chap. 3 - Fig. 11



Chap. 3 - Fig. 12

4 - RELATIONS ENTRE PROBABILITES DE FISSION ET SECTIONS EFFICACES THERMIQUES
(J. JARY)

Le but de cette étude a été de mettre en évidence une relation empirique existant entre :

1°) les probabilités de fission $P_f(B_n)$ mesurées directement par des réactions du type (t, pf), (d, pf), (He^3, df) ou indirectement par des réactions (n, f), à une énergie d'excitation du noyau fissionnant égale à l'énergie de liaison B_n du neutron dans ce noyau, et

2°) les sections efficaces thermiques (section efficace de fission et rapport à des sections efficaces de capture et de fission) des réactions (n, f) faisant intervenir le même noyau fissionnant.

Ces probabilités de fission P_f et les sections efficaces thermiques correspondantes (fission, capture et diffusion élastique) sont relevées dans le Tableau 1 pour les noyaux fissionnans pairs-pairs, et dans le Tableau 2 pour les noyaux fissionnans impairs-impairs ou de masse impaire. D'après ces tableaux, on peut remarquer :

a) que les probabilités de fission mesurées pour un même noyau peuvent être légèrement différentes selon le type de la réaction étudiée : pour ^{236}U par exemple, la réaction $^{234}U(t, pf)$ donne un P_f de l'ordre de 0,68 à l'énergie d'excitation $B_n = 6,54$ MeV du neutron [1], alors que la réaction $^{235}U(d, pf)$ donne un P_f d'environ 0,58 à cette même énergie [2]. Il est possible que ces écarts soient dus non seulement au type de réaction étudié mais aussi à des conditions expérimentales différentes.

b) qu'il existe un certain nombre de noyaux pour lesquels les probabilités de fission P_f ont été mesurées mais dont les sections efficaces neutroniques correspondantes à l'énergie thermique sont mal connues (ex : $^{231}U(n, f)$, $^{237}U(n, f)$, $^{234}U(n, f)...$) ou totalement inconnues (ex : $^{231}Th(n, f)$, $^{242}Pu(n, f)$, $^{240}Am(n, f)...$).

Nous avons tracé sur la Figure 1 les sections efficaces de fission thermiques en fonction des $P_f(B_n)$ mesurés, les barres d'erreur fléchées vers le bas indiquant les noyaux dont on ne connaît que la limite supérieure de la section efficace de fission thermique. On constate que, à quelques rares exceptions près, ces sections efficaces suivent une variation régulière en fonction des P_f , ce qui pourra donner une indication précieuse sur leurs valeurs pour les noyaux dont on n'a mesuré que le P_f .

Pour les probabilités de fission P_f inférieures à 0,1 ($10^{-6} < P_f < 0,1$) et correspondant à des noyaux non fissiles, la variation des sections efficaces de fission thermiques σ_f en fonction de P_f est à peu près linéaire en échelle log-log suivant la relation approchée :

$$\log_{10} \sigma_f = 1,31754 \log_{10} P_f + 2,27178 \quad (1)$$

Cette représentation numérique simple donne par rapport aux sections efficaces les mieux connues des écarts d'un facteur compris entre 2 et 1 à l'exception du Neptunium 237 pour lequel ce facteur atteint 10 et de l'Américium 241 avec un facteur de l'ordre de 30.

Pour des probabilités P_f comprises entre 0,1 et 1, c'est-à-dire pour des noyaux fissiles, on peut admettre également une loi simple de variation des sections efficaces de fission neutroniques à l'énergie thermique en fonction de P_f suivant la relation :

$$\log_{10} \sigma_f = 3,7826 P_f + 0,57598 \quad (2)$$

Par rapport à cette représentation, les sections efficaces les mieux connues [5] (ex : cibles ^{229}Th , ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{232}Pa ...) s'écartent d'un facteur compris entre 1 et 2. Ces facteurs sont de l'ordre de 4 pour ^{244}Am , de 5 pour ^{230}Pa et ^{243}Pu et enfin de 300 à 400 pour ^{237}U , ce qui semble indiquer pour ce dernier cas une erreur de mesure appréciable.

Cette courbe et les points expérimentaux correspondants sont montrés sur la Figure 2 avec indication de l'élément mesuré. Si l'on admet cette représentation, il est alors possible d'estimer les sections efficaces de fission thermiques non mesurées des cibles ^{231}Th , ^{233}Np , ^{235}Np , ^{240}Am , ^{246}Am , ^{248}Bk par exemple, et peut être d'éliminer aussi certaines mesures en désaccord trop évident avec cette tendance générale (cas de ^{237}U).

En ce qui concerne les éléments non fissiles, les probabilités de fission mesurées sont moins précises, ce qui rend plus difficile une estimation des sections efficaces. Cependant, des prévisions pourraient être apportées pour les cibles mal connues telles que ^{228}Th , ^{230}Th , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{242}Pu , ^{244}Pu , ^{239}Am et ^{243}Am .

Enfin nous avons tracé sur la Figure 3 les rapports à des sections efficaces de capture radiative et de fission à l'énergie thermique des neutrons.

On peut constater qu'à l'exception des cibles ^{233}U ($P_f = 0,46$) et ^{232}Pa ($P_f = 0,68$), ces coefficients suivent une variation régulière en fonction des P_f . On peut représenter cette variation par le développement en polynômes suivant :

$$\log_e \alpha = x_{L=1} + \sum_{L>2} x_L \cdot (P_f)^{L-1} \quad 0,1 < P_f < 1$$

avec les coefficients du développement en polynômes suivants* :

$L = 1 \quad X = -0,11985433D 02$	$L = 2 \quad X = 0,46622640D 03$	$L = 3 \quad X = -0,48995693D 04$
$L = 4 \quad X = 0,23903439D 05$	$L = 5 \quad X = -0,63088350D 05$	$L = 6 \quad X = 0,92744598D 05$
$L = 7 \quad X = -0,71471882D 05$	$L = 8 \quad X = 0,22516335D 05$	

Cette représentation donne des écarts ≤ 2 par rapport aux α expérimentaux connus.

En Conclusion, cette systématique peut permettre de préciser certaines données nucléaires neutroniques à l'énergie thermique des neutrons : sections efficaces de fission, rapport à des sections efficaces de capture radiative et de fission, d'estimer ces grandeurs pour des noyaux trop instables pour leur mesure soit possible, enfin, peut être, d'écartier des mesures entachées d'erreurs.

REFERENCES DU CHAPITRE 4

- [1] B.B. BACK et al., Rapport LA-UR-73-1762 (1973).
- [2] B.B. BACK et al., NP/A-165 (1971) 449.
- [3] J.D. CRAMER, Rapport LA-4196-1C-1A (1969).
- [4] B.B. BACK et al., Rapport LA-UR-74-798 (1974).
- [5] BNL-325, 3^e édition, Volume 1 (1973).

*NB : $X = -0,11985433 D 02$ doit se lire $X = -0,11985433 10^2$

TABLEAU 1

NOYAUX FISSIONNANTS PAIRS-PAIRS

Noyer fissionnant A	réaction	P_f	$\sigma(A-1) (n,f)$ (barn)	$\sigma(A-1) (n,\gamma)$ (barn)	α	$\sigma(A-1) (n,n)$
^{230}Th	(t, α) [1]	0,24	$30,5 \pm 3$	$54,0 \pm 6$	$1,8 \pm 0,36$	
^{232}Th	(t,p) [1]	0,31				
	(t,p) [3]	0,34				
^{234}Th	(t,p) [1,3]	0,08	15 ± 2	1500 ± 100	100 ± 15	
^{232}U	($^3\text{He},d$) [1]	0,70	400 ± 300			
^{234}U	(d,p) [1,2]	$0,46 \pm 0,04$	$531,1 \pm 1,3$	$47,7 \pm 2$	$0,0899 \pm 0,004$	$8,2 \pm 2,0$
^{236}U	(t,p) [1]	0,68	$582,2 \pm 1,3$	$98,6 \pm 1,5$	$0,169 \pm 0,002$	$13,8 \pm 0,5$
	(d,p) [2]	0,58				
^{238}U	(t,p) [1,3]	$0,40 \pm 0,02$	$< 0,35$	411 ± 138	~ 1175	
^{240}U	(t,p) [1,3]	$0,27 \pm 0,04$	14 ± 3	22 ± 5	$1,57 \pm 0,48$	
^{238}Pu	($^3\text{He},d$) [1]	0,82	2400 ± 300			
^{240}Pu	(t,p) [1]	0,58	$742,5 \pm 3$	$268,8 \pm 3$	$0,362 \pm 0,004$	$7,7 \pm 0,5$
	(d,p) [2]	0,50				
^{242}Pu	(t,p) [1,3]	$0,60 \pm 0,1$	1009 ± 8	368 ± 10	$0,365 \pm 0,009$	11 ± 1
	(d,p) [2]	0,50				
^{244}Pu	(t,p) [1,3]	0,64	196 ± 16	60 ± 30	$0,306 \pm 0,18$	
^{244}Cm	($^3\text{He},d$) [1]	0,51	600 ± 50	225 ± 100	$0,38 \pm 0,18$	
^{248}Cm	(p,p') [1]	0,42	90 ± 10	60 ± 30	$0,6 \pm 0,3$	
^{250}Cm	(t,p) [1]	0,48		$1,6 \pm 0,8$		

TABLEAU 2

NOYAUX FISSIONNANTS IMPAIRS-IMPAIRS OU DE MASSE IMPAIRE

Noyer fissionnant A	réaction	P _f	σ(A-1) (n,f) (barn)	σ(A-1) (n,γ) (barn)	α	σ(A-1) (n,n)
²²⁹ Th	(³ He,a) [4] ~ 4,10 ⁻⁴ ± 3,10 ⁻⁴		< 0,3	123 ± 15		
²³¹ Th	(d,p) [4] ~ 2,4 10 ⁻⁵ ± 1,610 ⁻⁵		< 0,0012	23,2 ± 0,6		
²³³ Th	(n,f) [4] ~ 8,50 ⁻⁵ ± 6,10 ⁻⁵		(0,039 ± 0,004) 10 ⁻³	7,4 ± 0,08		12,67 ± 0,08
²³¹ Pa	(³ He,d) [4]	0,50	1500 ± 250			
²³² Pa	(d,p) [4]	0,0012	0,01 ± 0,005	210 ± 20		
²³³ Pa	(³ He,d) [4]	0,68	700 ± 100	760 ± 100	1 ± 0,1	
²³⁵ U	(t,p) [4]	0,004	< 0,65	100,2 ± 1,5		12 ± 4
²³⁷ U	(t,p) [4]	~ 10 ⁻⁴		5,2 ± 0,3		
²³⁹ U	(n,f) [4]	~ 6,10 ⁻⁶	< 5,10 ⁻⁴	2,7 ± 0,02		8,9 ± 0,16
²³⁴ Np	(³ He,d) [4]	0,8				
²³⁵ Np	(³ He,d) [4]	0,69	900 ± 300			
²³⁶ Np	(³ He,d) [4]	0,40		1600 ± 200 (^{NP} _M) 184 ± 4 (^{NP} _P)		
²³⁷ Np	(³ He,d) [4]	0,66	2500 ± 150			
²³⁸ Np	(d,p) [4-2] ~ 0,006 ± 0,004		0,019 ± 0,003	169 ± 3		
²³⁹ Np	(³ He,d) [4]	0,68	2070 ± 30			
²³⁹ Pu	(d,p) [4]	0,13	16,5 ± 0,5	547 ± 20	33,2	
²⁴¹ Pu	(t,p) [4]	0,022	0,03 ± 0,045	289,5 ± 1,4		1,54 ± 0,09
²⁴³ Pu	(n,f) [4]	~ 0,0028	< 0,2	18,5 ± 0,4		8 ± 0,2
²⁴⁵ Pu	(n,f) [4]	~ 0,0015		1,7 ± 0,1		

TABLEAU 2 (Suite)

NOYAUX FISSIONNANTS IMPAIRS-IMPAIRS OU DE MASSE IMPAIRE

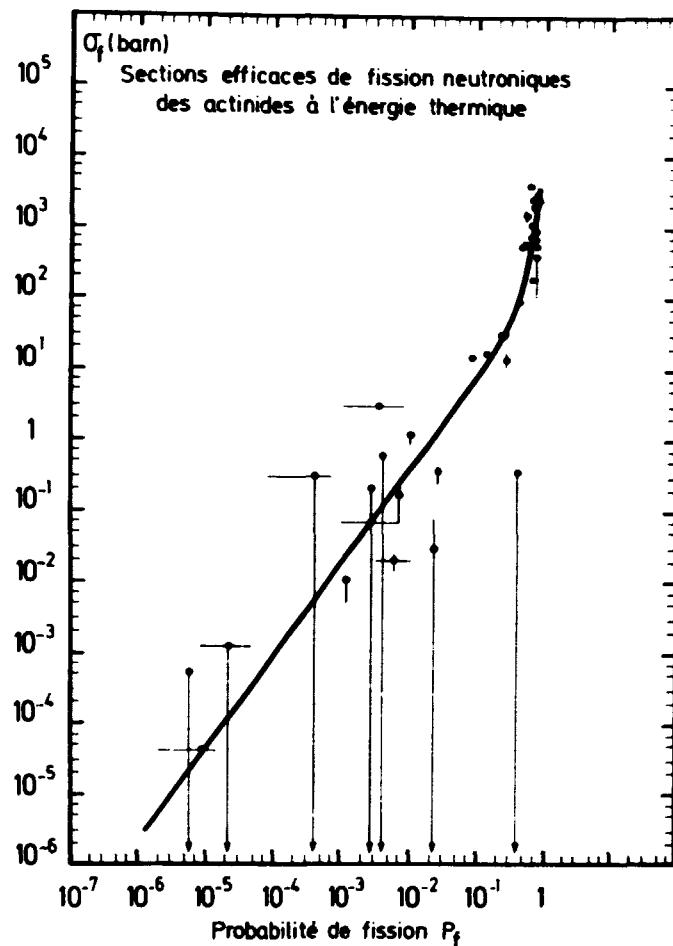
Noyer fissionnant A	réaction	P_f	$\sigma(A-1) (n,f)$ (barn)	$\sigma(A-1) (n,\gamma)$	α	$\sigma(A-1) (n,n)$
^{240}Am	($^3He, d$) [4]	0,038				
^{241}Am	($^3He, d$) [4]	0,68				
^{242}Am	(d,p) [2] $\sim 3,5 \cdot 10^{-3} \pm 3,5 \cdot 10^{-3}$		$3,15 \pm 0,1$	832 ± 20		
^{243}Am	($^3He, d$) [4]	0,70	6500 ± 300 Am ^m 2900 ± 1000 Am ^s	1400 ± 860	$0,21 \pm 0,1$	
^{244}Am	(d,p) [2] $\sim 3,2 \cdot 10^{-3} \pm 3 \cdot 10^{-3}$		$< 0,07$	$79,3 \pm 2$		
^{245}Am	(t,p) [4]	0,58	1600 ± 300 Am ^m 2300 ± 300 Am ^s			
^{247}Am	(t,a) [4]	0,83				
^{249}Bk	($^3He, d$) [4]	0,40				
^{253}Cf	(n,f) [4]	$\sim 0,25$	32 ± 4	$20,4 \pm 1,5$	$0,638$	
^{245}Cm	(n,f) [4]	$\sim 0,01$	$1,2 \pm 0,1$	$13,9 \pm 1$		8 ± 3
^{247}Cm	(n,f) [4]	$\sim 0,007$	$0,17 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,3$		
^{249}Cm	(d,p) [4]	$\sim 0,025$	$0,34 \pm 0,07$	4 ± 1		

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE 4

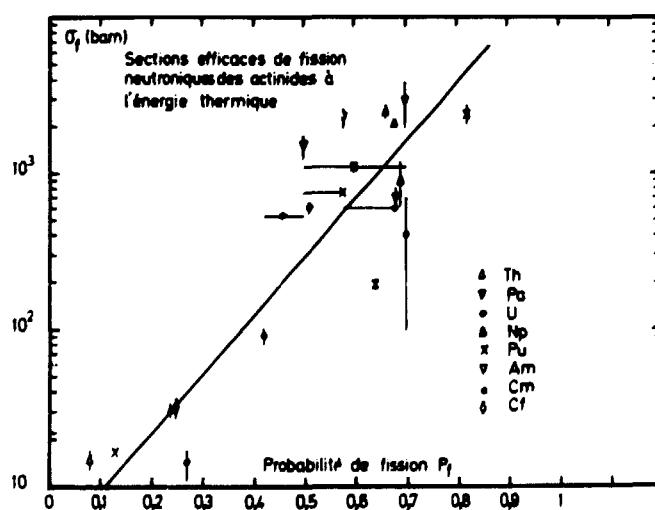
Fig. 1 (a) : Sections efficaces de fission neutroniques des actinides à l'énergie thermique en fonction des probabilités de fission mesurées ($10^{-7} < P_f < 1$).

" (b) : Sections efficaces de fission neutroniques des actinides à l'énergie thermique en fonction des probabilités de fission mesurées ($0,1 < P_f < 1$).

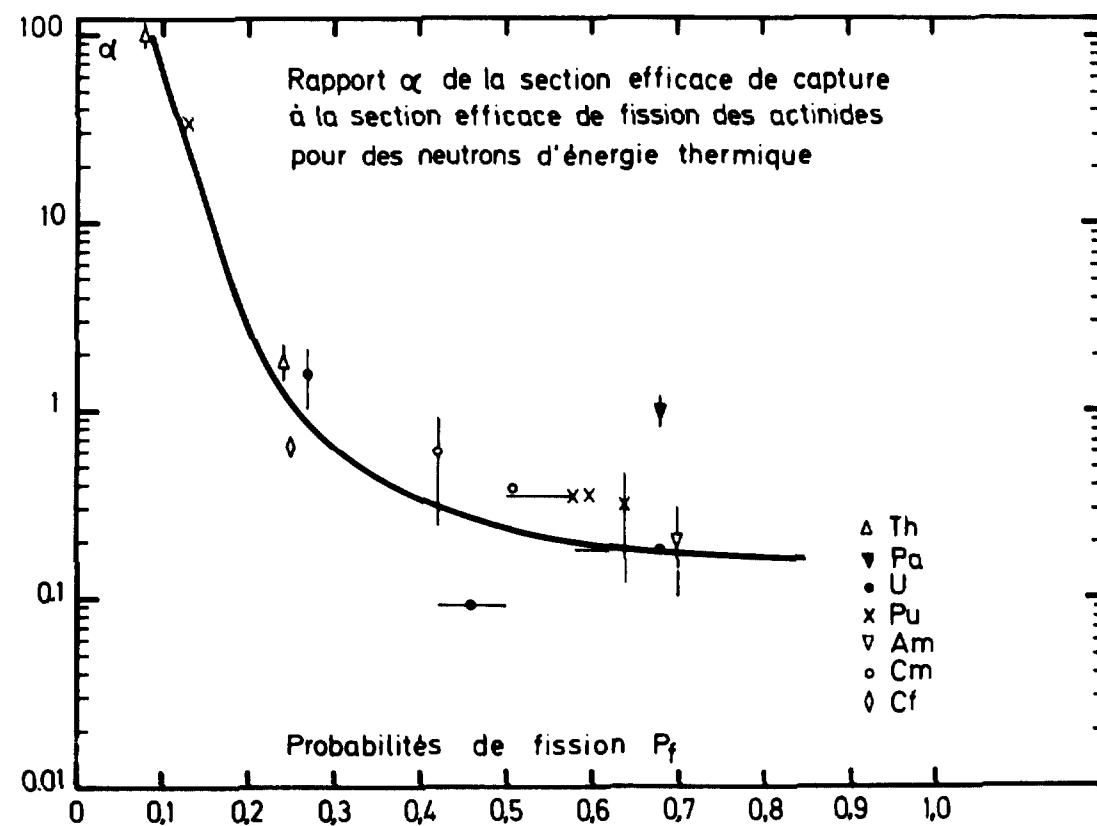
Fig. 2 : Rapport α de la section efficace de capture à la section efficace de fission des actinides pour des neutrons d'énergie thermique en fonction des probabilités de fission mesurées ($0,1 < P_f < 1$).



Chap. 4 - Fig. 1 (a)



Chap. 4 - Fig. 1 (b)



Chap. 4 - Fig. 2

5 - ANALYSE GLOBALE DES SECTIONS EFFICACES DE ^{232}Th ENTRE 0,3 MeV ET 2,4 MeV
(J. JARY, en collaboration avec H. ABOU YEHIA et J. TROCHON)

Une interprétation cohérente de l'ensemble des sections efficaces neutroniques de ^{232}Th dans le domaine d'énergie incidente des neutrons $0,3 \text{ MeV} \leq E_n \leq 2,4 \text{ MeV}$ a été entreprise dans le cadre de l'utilisation simultanée du modèle optique en voies couplées et du modèle statistique. Le potentiel optique déformé utilisé, qui a généré en particulier les coefficients de transmission neutron nécessaires pour le calcul des processus statistiques, a été déterminé par Ch. LAGRANGE et décrit dans la référence [1]. Il est basé sur une paramétrisation initiale du type SPRT [2], c'est-à-dire adaptée à des données à basse énergie (fonctions densité, rayon de diffusion) et à la section efficace totale, avec réajustement des paramètres de déformation grâce aux mesures de diffusions élastique et inélastiques effectuées dans ce laboratoire à 2,5 MeV [3] et à 3,4 MeV [1]. Les calculs en modèle optique ont été effectués en couplant les états 0^+ , 2^+ et 4^+ de la bande rotationnelle d'état fondamental. La Figure 1 montre la section efficace totale calculée dans le domaine d'énergie $0,5 \text{ MeV} - 3 \text{ MeV}$, en comparaison avec un ensemble de mesures récentes [4,5,6]. L'accord est satisfaisant dans son ensemble, bien qu'entre 0,5 MeV et 2 MeV les valeurs calculées soient un peu faibles, avec un écart maximum de l'ordre de 7% autour de 1,2 MeV. Par ailleurs le modèle rend bien les fonctions densité calculées à $E_n = 10 \text{ keV}$, à savoir :

$$S_0 = 1,005 \cdot 10^{-4} \quad (\text{à comparer à la valeur expérimentale } (0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-4})$$

$$S_1 = 1,518 \cdot 10^{-4} \quad (\text{à comparer à la valeur expérimentale } (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}, [7]).$$

Dans le cadre des calculs par modèle statistique, un soin tout particulier a été pris pour reproduire correctement la compétition par fission. Une analyse en termes d'états de transition de Bohr était en effet nécessaire en vue d'interpréter des mesures sur l'énergie cinétique totale des fragments de fission effectuées dans ce laboratoire [8]. Une telle interprétation nécessite une bonne connaissance de la position et de la contribution relative des différents états menant à la fission. La gamme d'énergie étudiée ici, soit $0,3 \text{ MeV} - 2,4 \text{ MeV}$, comprend la région du seuil où la section efficace de fission σ_f présente de grandes structures attribuées à des états vibrationnels dans un troisième puits de la barrière de fission [9]. Pour cette analyse, nous avons utilisé les valeurs de σ_f publiées par BEHRENS jusqu'à $E_n = 1,2 \text{ MeV}$ [10] et celles publiées par BLONS au-delà [9]. Les distributions angulaires

des fragments, également analysées, proviennent de différents travaux [11,12]. Les codes utilisés pour nos calculs par modèle statistique (cf p.ex. [13]) ont été remaniés de façon à pouvoir prendre en compte un plus grand nombre de voies de fission individuelles et permettre une optimisation systématique de certaines de leurs caractéristiques. Les barrières de fission à envisager pour le noyau composé ^{233}Th présentent 3 bosses, en accord avec les prédictions théoriques de MÖLLER et NIX [14] et les résultats expérimentaux de BLONS [9]. En fait la première barrière, inférieure d'environ 1 MeV à l'énergie de séparation d'un neutron, n'a pas d'influence et le calcul a été ramené à celui de la pénétrabilité d'une barrière à 2 bosses. Nous avons supposé également que la déformation asymétrique du noyau correspondant au 3ème puits pouvait conduire à un dédoublement de chaque état vibrationnel de ce puits en 2 états de même nombre quantique K et de parités opposées, comme cela a été récemment mis en évidence dans la section efficace de fission de ^{230}Th [15]. Toujours en accord avec ces travaux, le 3ème puits a été supposé assez peu profond pour que ces états vibrationnels ne soient pas amortis par couplage avec des états intrinsèques. La Table I donne les caractéristiques obtenues pour un ensemble de voies (K,π) permettant de reproduire à la fois les données de section efficace de fission (cf Figures 2 et 3) et de distributions angulaires des fragments (cf Figure 4). Le calcul a tenu compte des bandes rotationnelles complètes construites sur ces voies, en supposant un moment d'inertie constant (tel que $\hbar^2/2J = 2 \text{ keV}$) et un paramètre de découplage $a = 1$ pour les bandes $K = 1/2$. On notera que la forme des 3 premières voies (K,π) données a dû être choisie différente de celle des autres voies pour permettre un ajustement correct sur le comportement des distributions angulaires des fragments en fonction de l'énergie. Ces différences de forme sont aussi suggérées par les calculs de barrières effectuées par NIX dans le cadre du modèle semi-microscopique. Un simple décalage en énergie différencie les barrières de fission associées aux états rotationnels d'une même bande. Cette analyse préliminaire donne une bonne description d'ensemble des structures observées dans tout le domaine d'énergie étudié. Cependant quelques difficultés d'interprétation subsistent encore et justifient une investigation plus poussée. En particulier la résonance calculée autour de 1,7 MeV n'est pas encore suffisamment fine, ce qui est actuellement amélioré par un réajustement des caractéristiques des voies de fission concernées. De même, l'abaissement assez rapide de σ_f au-delà de 2,2 MeV n'a pu être reproduit pour l'instant qu'en augmentant légèrement la densité de niveaux continue de ^{232}Th dans l'hypothèse d'une compétition inélastique accrue dans cette région.

La compétition d'émission de neutrons a été traitée en utilisant la section efficace de formation du noyau composé et les co-efficients de transmission neutron fournis par le modèle optique en voies couplées. Les états excités de ^{232}Th pris explicitement en compte dans le calcul de la diffusion inélastique sont ceux donnés dans la Table II, avec les caractéristiques spin-parité indiquées. La plupart de ces données sont extraites de la référence [16]. Au dessus de 1,123 MeV une densité de niveaux continue a été ajustée suivant la procédure habituelle [13]. La Figure 5 montre la comparaison entre les fonctions d'excitations inélastiques partielles calculées de quelques niveaux de ^{232}Th et diverses données expérimentales [17 à 20]. Les résultats obtenus, sans ajustement spécial, sont satisfaisants. La Figure 6 compare la diffusion élastique calculée avec l'évaluation expérimentale récente de MEADOWS, et al. [19].

La compétition d'émission γ a également été prise en compte en utilisant une densité de niveaux continue et ajustée de ^{233}Th et des probabilités de transition γ normalisées en ajustant la largeur Γ_γ calculée à la valeur mesurée dans la région des résonances ($\Gamma_\gamma = 21,2 \text{ meV}$, [7]). La section efficace de capture calculée est comparée dans la Figure 7 à un ensemble de données expérimentales [21 à 25]. L'accord est satisfaisant.

REFERENCES DU CHAPITRE 5

- [1] G. HAOUAT, et al., Rapport NEANDC(E) 196 "L" - INDC(FR) 29/L (1978)
- [2] J.P. DELAROCHE, et al., Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, IAEA-190, Tome I, Vienne (1976).
- [3] G. HAOUAT, et al., Rapport NEANDC(E) 180 "L" - INDC(FR) 13/L (1978).
- [4] L. GREEN, et al., BNL-325, 3ème édition, Volume II.
- [5] U. FASOLI, et al., Nucl. Phys. A151 (1970) 369.
- [6] J. WHALEN, A.B. SMITH, Nucl. Sc. Eng. 67 (1978) 129.
- [7] G. de SAUSSEURE et R.L. MACKLIN, Rapport ORNL/TM 6161 (1977).
- [8] J. TROCHON, et al., Nucl. Phys. (1979), à paraître.
- [9] J. BLONS, et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1749;
Note CEA-N-1959 (1976).

- [10] J.W. BEHRENS et J.C. BROWNE, Phys. Lett. 69B (1977) 278.
- [11] S.B. ERMAGAMBETOV et G.N. SMIRENKO, Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 646.
- [12] J. CARUANA, et al., Nucl. Phys. A285 (1977) 205.
- [13] J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, Rapport INDC(FR) 9/L - NEANDC(E) 174 "L" (1977).
- [14] P. MOLLER et J.R. NIX, Physics and Chemistry of fission, AIEA Vienne I (1974) 103.
- [15] J. BLONS, et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1282.
- [16] Nuclear Data Sheets, 20 n° 2 (Fév. 1977).
- [17] W. McMURRAY, Rapport SUNI-41 (1975).
- [18] A. SMITH, Phys. Rev. 126 (1962) 718 - Voir aussi Réf. [19] pour les données de 1970 et 1977.
- [19] J. MEADOWS, et al., Rapport ANL/NDM-35 (1978).
- [20] G. HAOUAT, et al., Proc. Int. Conf. on the Interaction of Neutrons with Nuclei, Lowell, CONF-760715 (1976).
- [21] M. LINDNER, et al., Nucl. Sc. Eng. 59 (1976) 381 - Voir aussi Réf. [7].
- [22] W. POENITZ, D. SMITH, cf Réf. [19].
- [23] H.M. JAIN, et al., Conférence Internationale sur la Physique Neutronique, Harwell (1978).
- [24] J.A. MISKEL, et al., Phys. Rev. 128 (1962) 2717 - Voir aussi Réf. [7].
- [25] J.F. BARRY, et al., Proc. Phys. Soc. (London) 74 (1959) 685 - Voir aussi Réf. [7].

Manuscrit reçu le 14 mars 1979

voie (K,π)	énergie E _B (MeV)	énergie E _{III} (MeV)	énergie E _C (MeV)	$\hbar\omega_B$ (MeV)	$\hbar\omega_{III}$ (MeV)	$\hbar\omega_C$ (MeV)
(1/2+)	5,49	5,47	6,86	1,30	0,60	1,30
(7/2-)	5,70	5,46	6,875	0,74	0,60	1,05
(1/2+)	6,27	5,72	6,86	1,20	1,00	1,23
(3/2+)	6,29	5,723	6,77	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	6,29	5,81	7,28	1,40	1,00	1,40
(3/2+)	6,27	5,76	7,13	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	6,41	5,89	7,41	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	6,42	5,90	7,42	1,40	1,00	1,40
(3/2+)	6,41	5,89	6,94	1,40	1,00	1,40
(3/2-)	6,42	5,90	6,95	1,40	1,00	1,40
(5/2+)	6,40	5,89	6,88	1,40	1,00	1,40
(5/2-)	6,41	5,90	6,89	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	6,73	6,026	7,61	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	6,74	6,036	7,62	1,40	1,00	1,40
(3/2+)	6,71	6,016	7,31	1,40	1,00	1,40
(3/2-)	6,72	6,026	7,32	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	6,76	6,19	7,40	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	6,77	6,20	7,41	1,40	1,00	1,40
(5/2+)	6,78	6,18	7,31	1,40	1,00	1,40
(5/2-)	6,79	6,19	7,32	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	7,01	6,31	7,64	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	7,02	6,32	7,65	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	7,20	6,38	7,70	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	7,21	6,39	7,71	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	7,20	6,48	7,57	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	7,21	6,49	7,58	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	7,22	6,55	7,60	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	7,23	6,56	7,61	1,40	1,00	1,40
(1/2+)	7,24	6,625	7,52	1,40	1,00	1,40
(1/2-)	7,24	6,735	7,55	1,40	1,00	1,40

TABLE 1

Jeu préliminaire des paramètres de barrières des différentes voies de fission de ^{233}Th .
La première barrière et le second puits ne sont pas indiqués ici car ils n'ont pas d'influence sur le calcul des pénétrabilités ($E_A = 4 \text{ MeV}$, $E_{II} = 2 \text{ MeV}$).

NIVEAU	ENERGIE (MeV)	SPIN	PARITE
0	0,0	0	+
1	0,049369	2	+
2	0,16212	4	+
3	0,33310	6	+
4	0,55690	8	+
5	0,71425	1	-
6	0,73035	0	+
7	0,77410	2	+
8	0,77440	3	-
9	0,78520	2	+
10	0,82740	10	+
11	0,82960	3	+
12	0,87300	4	+
13	0,88330	5	-
14	0,89010	4	-
15	0,96020	4	+
16	1,05360	2	-
17	1,0729	2	+
18	1,0775	1	-
19	1,0787	0	+
20	1,0944	3	+
21	1,1057	3	-
22	1,1228	2	+

TABLE 2

Etats excités de ^{232}Th pris en compte pour le calcul de la compétition neutron (cf Réf. [16]).

LEGENDES DES FIGURES DU CHAPITRE 5

Fig. 1 - Comparaison entre des mesures récentes (\times Réf. [4], \circ Réf. [5], Δ Réf. [6]) et la valeur calculée [Ch. Lagrange] de la section efficace totale de ^{232}Th entre 0,5 MeV et 3 MeV.

Fig. 2 - Section efficace de fission neutronique de ^{232}Th entre 0,7 MeV et 1,6 MeV.

- Réf. [10]
- \times Réf. [9]
- Calculs présents

Fig. 3 - Section efficace de fission neutronique de ^{232}Th dans le domaine d'énergie 1,2 MeV - 2,4 MeV.

- + Réf. [9]
- Calculs présents

Fig. 4 - Distributions angulaires des fragments de fission de la réaction $^{232}\text{Th}(n,f)$ entre 0,95 MeV et 2,3 MeV.

- Réf. [11]
- \times Réf. [12]
- Calculs présents

Fig. 5 - Sections efficaces inélastiques partielles $^{232}\text{Th}(n,\vec{n})$ dans le domaine d'énergie 0,5 MeV - 2,5 MeV.

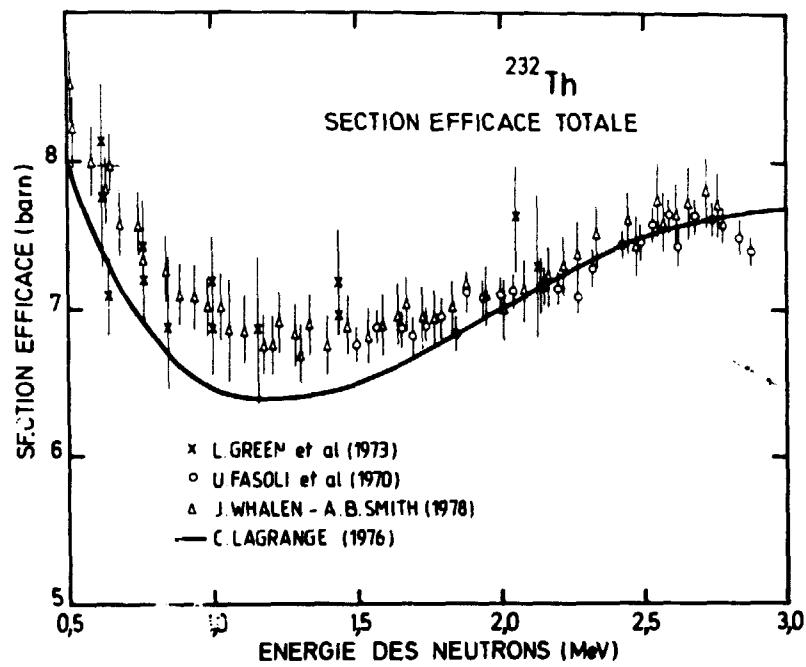
- Réf. [17]
- \times Réf. [18]
- Δ Réf. [19]
- Réf. [20]
- Calculs présents

Fig. 6 - Section efficace élastique de $^{232}\text{Th} + n$ entre 0,3 MeV et 2,5 MeV

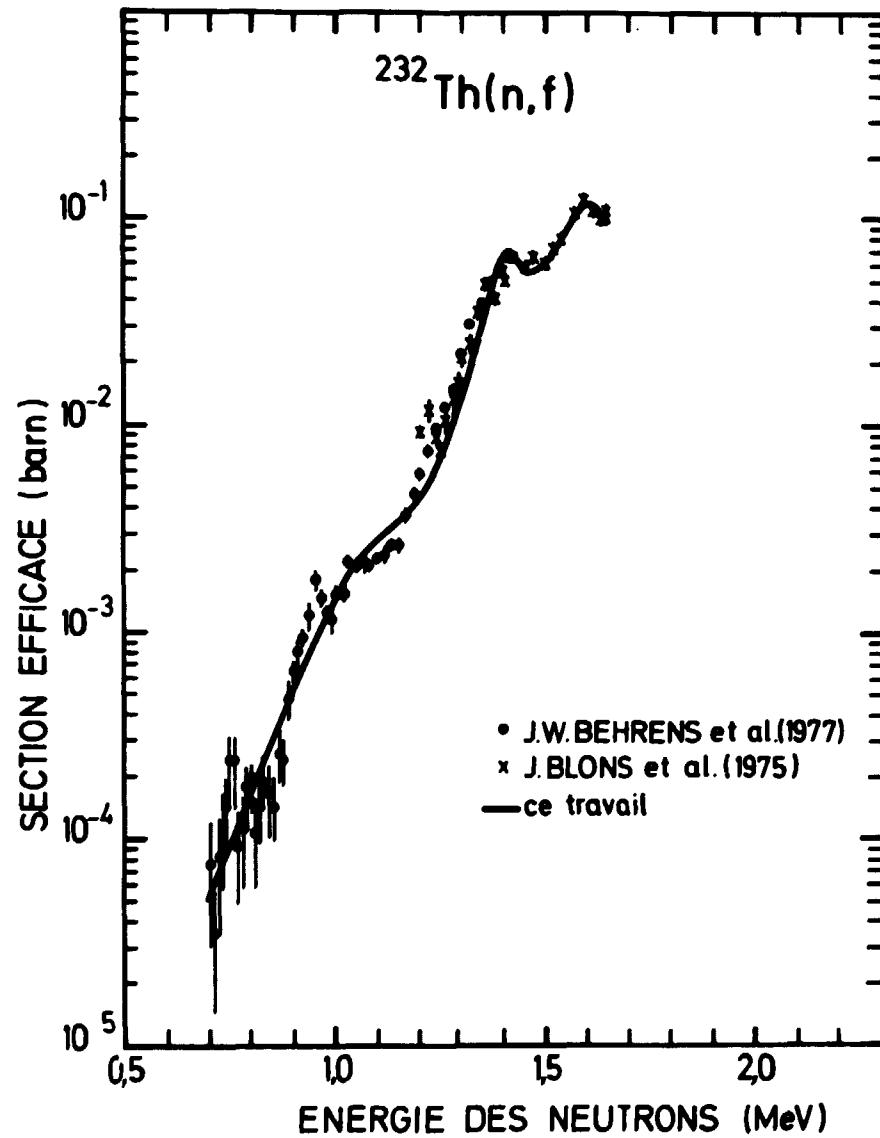
- Réf. [19]
- Calculs présents

Fig. 7 - Section efficace de capture radiative $^{232}\text{Th}(n,\gamma)$ entre 0,3 MeV et 2,3 MeV.

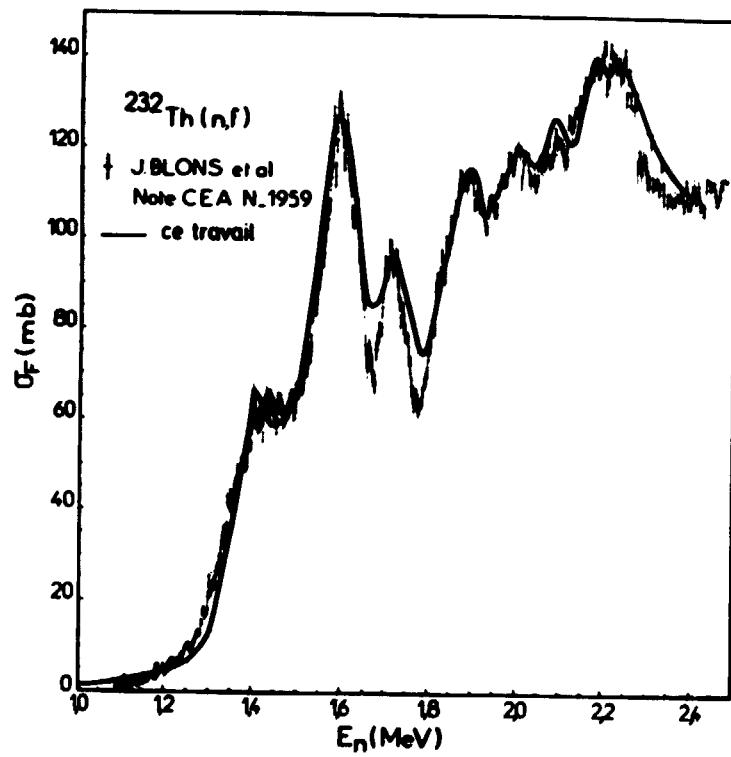
- x Réf. [21]
- o Réf. [22]
- Réf. [23]
- Δ Réf. [24]
- Réf. [25]
- Calculs présents



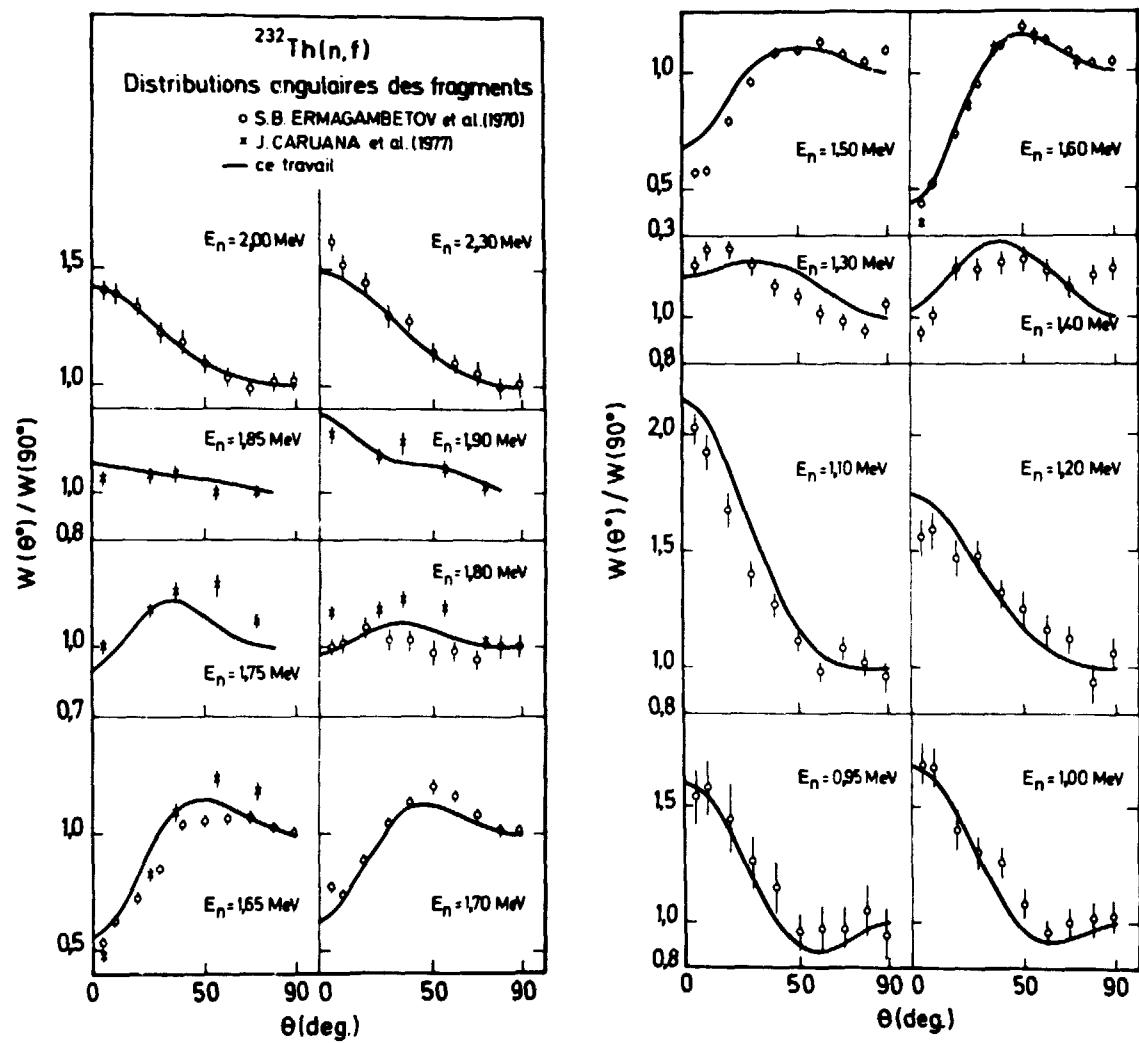
Chap. 5 - Fig. 1



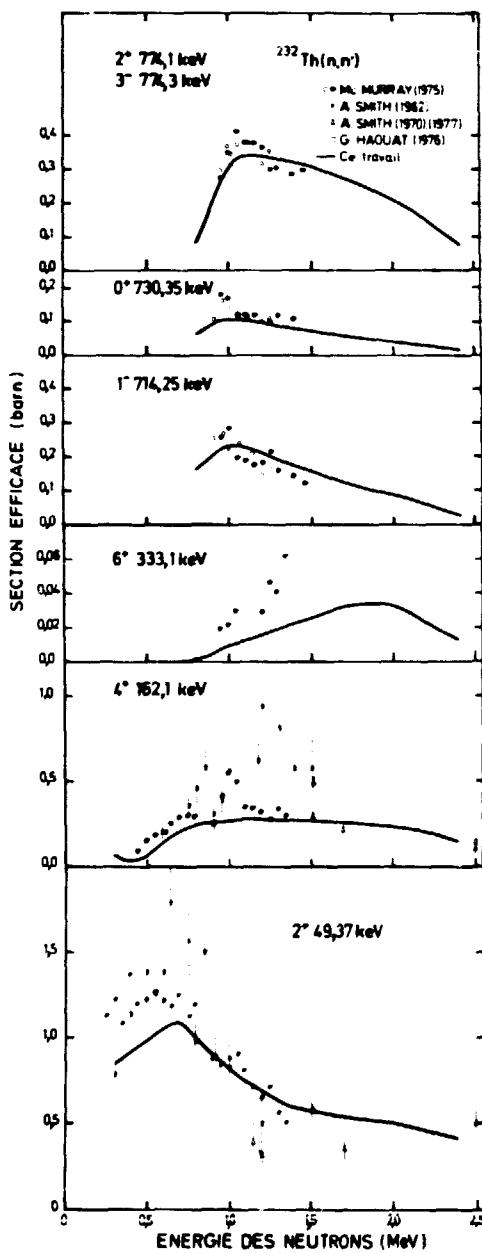
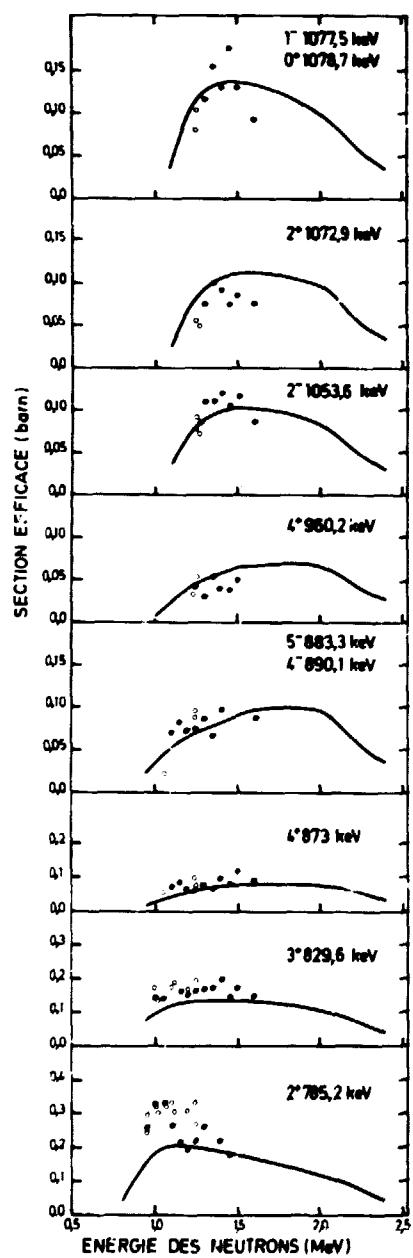
Chap. 5 - Fig. 2



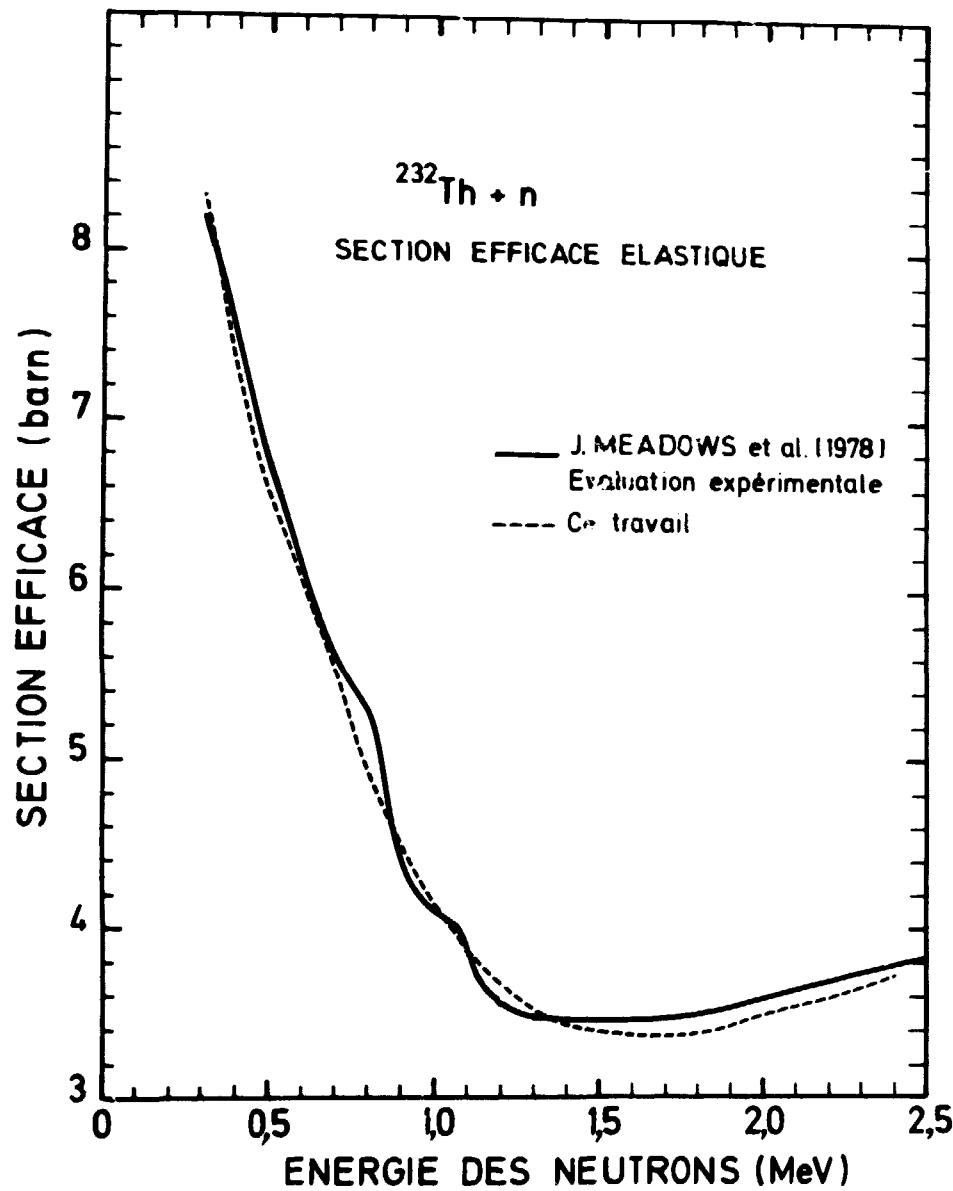
Chap. 5 - Fig. 3



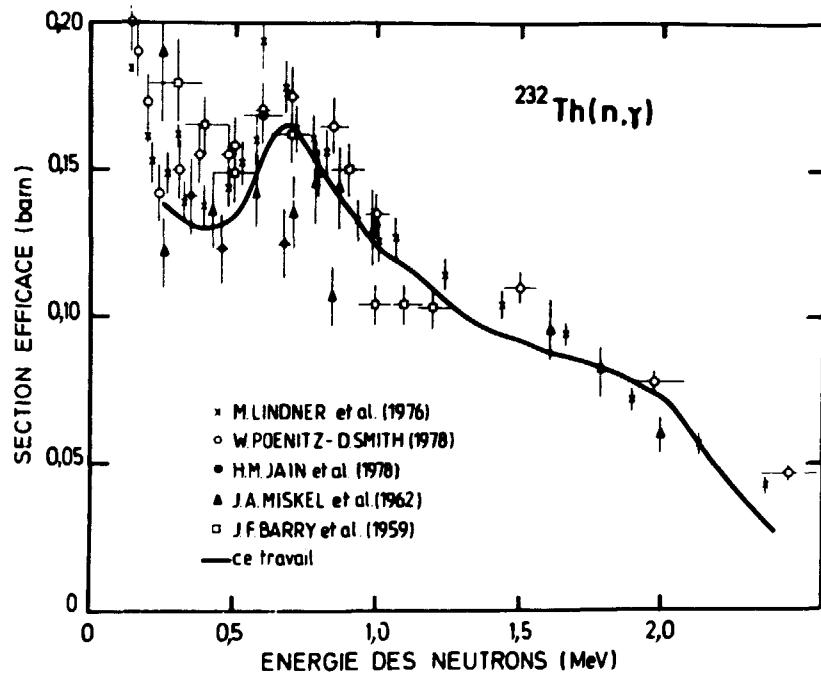
Chap. 5 - Fig 4



Chap. 5 - Fig. 5



Chap. 5 - Fig. 6



Chap. 5 - Fig. 7

A N N E X E

ENDF/BRC :

Evaluation préliminaire des données neutroniques
de ^{242}Pu sous format ENDF/BIV

ENDF/ERC TAPE265
+9.42420+04+2.40145+02 1 1 0 265 0 0 0
+0.00000+00+0.00000+03 0 0 41 775161 1451 1
94.FU.240 ERC EVAL-CCT 77 REVISED-MAR-78 C.PHILIS 05161 1451 2
* * * * 5161 1451 3
* * * * 5161 1451 4
* * * * 5161 1451 5
* * * * 5161 1451 6
* * * * 5161 1451 7
* * * * 5161 1451 8
* * * * 5161 1451 9
* * * * 5161 1451 10
* * * * 5161 1451 11
* * * * 5161 1451 12
* * * * 5161 1451 13
* * * * 5161 1451 14
* * * * 5161 1451 15
* * * * 5161 1451 16
* * * * 5161 1451 17
* * * * 5161 1451 18
* * * * 5161 1451 19
* * * * 5161 1451 20
* * * * 5161 1451 21
* * * * 5161 1451 22
* * * * 5161 1451 23
*****4 COMMENTS(1).
COUPLED CHANNEL CALCULATIONS FOR DIRECT ELASTIC, INELASTIC CROSS
SECTIONS AND ANGULAR DISTRIBUTIONS AS DESCRIBED IN REF.(1). 5161 1451 24
STATISTICAL MODEL CALCULATIONS FOR COMPOUND INELASTIC, RADIATIVE
CAPTURE AND FISSION CROSS SECTIONS AS DESCRIBED IN REF.(1,2). 5161 1451 25
*****4 COMMENTS(2).
ABOVE THE FIRST EXCITED LEVEL, ENERGIES SPINS AND PARITIES OF
241PU HAVE BEEN EXTRACTED FROM THOSE OF 240PU. 5161 1451 26
*****4 COMMENTS(3).
MAXWELLIAN SPECTRUM $= e^{-E} \times 0.5 / \exp(-E/T)$. 5161 1451 27
REFERENCES
(1) J.JARY, CH.LAGRANGE, NEANDC(E)198/L(1975) 5161 1451 28
(2) J.JARY, CH.LAGRANGE, P.THOMET SNDC(FR) 9/L, NEANDC(E)174/L"(1977) 5161 1451 29
(3) J.FREHAUT, PAPPORT CEA-P-4791, AND PRIV. COM., 1978. 5161 1451 30
(4) E.BARNARD, ET AL., NUCLEAR PHYSICS 71(1965) 226. 5161 1451 31
(5) R.MORERTON ET AL., N.S.E. 46, (1971) 414. 5161 1451 32
(6) F.MANERO ET AL., AT. EN. REV. 10, 4, (1972) 744. 5161 1451 33
* * * * 5161 1451 34
* * * * 5161 1451 35
1 451 120 5161 1451 36
1 452 3 5161 1451 37
1 456 3 5161 1451 38
2 151 33 5161 1451 39
3 1 33 5161 1451 40
3 2 21 5161 1451 41
3 4 21 5161 1451 42
3 16 7 5161 1451 43
3 17 5 5161 1451 44
3 18 13 5161 1451 45
3 51 12 5161 1451 46
3 52 10 5161 1451 47
3 53 6 5161 1451 48
3 54 5 5161 1451 49
3 55 6 5161 1451 50

3	56	6	5161	1451	59
3	57	5	5161	1451	60
3	58	5	5161	1451	61
3	59	5	5161	1451	62
3	60	5	5161	1451	63
3	61	5	5161	1451	64
3	62	5	5161	1451	65
3	63	5	5161	1451	66
3	64	5	5161	1451	67
3	65	5	5161	1451	68
3	66	5	5161	1451	69
3	67	5	5161	1451	70
3	68	5	5161	1451	71
3	69	5	5161	1451	72
3	70	5	5161	1451	73
3	71	5	5161	1451	74
3	72	5	5161	1451	75
3	73	5	5161	1451	76
3	74	5	5161	1451	77
3	75	5	5161	1451	78
3	76	5	5161	1451	79
3	77	5	5161	1451	80
3	78	5	5161	1451	81
3	91	8	5161	1451	82
3	101	18	5161	1451	83
4	2	143	5161	1451	84
4	16	10	5161	1451	85
4	17	10	5161	1451	86
4	18	10	5161	1451	87
4	51	76	5161	1451	88
4	52	73	5161	1451	89
4	53	10	5161	1451	90
4	54	10	5161	1451	91
4	55	10	5161	1451	92
4	56	10	5161	1451	93
4	57	10	5161	1451	94
4	58	10	5161	1451	95
4	59	10	5161	1451	96
4	60	10	5161	1451	97
4	61	10	5161	1451	98
4	62	10	5161	1451	99
4	63	10	5161	1451	100
4	64	10	5161	1451	101
4	65	10	5161	1451	102
4	66	10	5161	1451	103
4	67	10	5161	1451	104
4	68	10	5161	1451	105
4	69	10	5161	1451	106
4	70	10	5161	1451	107
4	71	10	5161	1451	108
4	72	10	5161	1451	109
4	73	10	5161	1451	110
4	74	10	5161	1451	111
4	75	10	5161	1451	112
4	76	10	5161	1451	113
4	77	10	5161	1451	114
4	78	10	5161	1451	115
4	91	10	5161	1451	116
5	16	10	5161	1451	117
5	17	9	5161	1451	118

5	18	7	5161	1451	119
5	91	25	5161	1451	120
			5161	1	121
9.42420+ 4	2.40145+ 2	0	1	0	05161 1452
0.00000+ 0	0.00000+ 0	0	0	0	05161 1452
2.74100+00	1.51600-07				05161 1452
9.42420+ 4	2.40145+ 2	0	1	0	05161 1453
0.00000+ 0	0.00000+ 0	0	0	2	05161 1453
2.765 +00	1.52600-07				05161 1453
			5161	1	122
			5161	0	123
9.42420+ 4	2.40145+ 2	0	1	0	05161 1453
0.00000+ 0	0.00000+ 0	0	0	2	05161 1453
2.765 +00	1.52600-07				05161 1453
			5161	1	123
			5161	0	124
9.42420+ 4	2.40145+ 2	0	0	1	05161 2151
9.42420+ 4	1.00000+ 0	0	0	2	05161 2151
1.00000+ 0	3.92000+ 2	1	1	0	05161 2151
0.00000+ 0	9.02000- 1	0	0	1	05161 2151
2.40145+ 2	0.00000+ 0	0	0	125	05161 2151
-7.00000+ 1	5.00000- 1	1.64565- 1	1.58965- 1	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
2.65000+ 0	5.00000- 1	2.65973- 2	1.99700- 3	2.50000- 2	0.00000+ 05161 2151
2.25000+ 1	5.00000- 1	2.57000- 2	3.00000- 4	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
4.00000+ 1	5.00000- 1	2.63497- 2	4.49700- 4	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
5.37000+ 1	5.00000- 1	7.63376- 2	5.07976- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
6.80000+ 1	5.00000- 1	2.65973- 2	4.19730- 3	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
6.91000+ 1	5.00000- 1	4.37343- 2	1.61043- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
1.06000+ 2	5.00000- 1	2.61971- 2	5.97100- 4	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
1.07500+ 2	5.00000- 1	4.34450- 2	1.73895- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
1.31300+ 2	5.00000- 1	3.19107- 2	6.30170- 3	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
1.50000+ 2	5.00000- 1	4.15973- 2	1.69973- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
1.66000+ 2	5.00000- 1	2.65973- 2	9.97700- 4	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
0.05000+ 2	5.00000- 1	9.11039- 2	6.58533- 3	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
0.17000+ 2	5.00000- 1	3.04464- 2	4.04540- 3	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
2.35000+ 2	5.00000- 1	3.34477- 2	7.63470- 3	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
2.76000+ 2	5.00000- 1	4.01530- 2	1.45530- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
3.5e+000+ 2	5.00000- 1	4.07050- 2	1.53200- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
3.11000+ 2	5.00000- 1	3.66040- 2	1.10240- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
3.28000+ 2	5.00000- 1	2.54602- 1	2.09002- 1	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
3.35000+ 2	5.00000- 1	1.30293- 1	9.44950- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
3.28000+ 2	5.00000- 1	7.26700- 2	4.72900- 2	2.56000- 2	0.00000+ 05161 2151
3.92000+ 2	1.00000+ 4	2	1	0	05161 2151
0.00000+ 0	9.22000- 1	0	0	2	05161 2151
3.40145+ 2	0.00000+ 0	0	0	3	15161 2151
1.84000+ 1	5.00000- 1	1.00000+ 0	3.25000- 3	2.45000- 2	0.00000+ 05161 2151
2.40145+ 2	0.00000+ 0	1	0	12	25161 2151
1.64000+ 1	5.00000- 1	1.00000+ 0	1.90000- 3	2.45000- 2	0.00000+ 05161 2151
9.29000+ 0	1.50000+ 0	1.00000+ 0	1.06000- 3	2.45000- 2	0.00000+ 05161 2151
					5161 2 0
					5161 0 2
+9.42420+04+2.40145+02	0	99	0	0	5161 3 1
+0.00000+00+0.00000+00	0	0	3	9	95161 3 1
22	5	26	3	90	25161 3 1
+1.00000-05+9.60000+02+1.00000-04+2.97150+02+5.00000-04+1.39000+025161 3 1					15161 3 1
+1.00000-03+9.57730+01+2.00000-03+7.335570+01+4.00000-03+5.41840+015161 3 1					170
+7.00000-03+4.30310+01+1.00000-03+3.74770+01+1.70000-02+3.01160+015161 3 1					171
+2.53000-02+4.63100+01+4.22200-02+2.32200+01+5.00000-02+2.06300+015161 3 1					172
+8.00000-03+1.91540+01+1.00000-01+1.01340+01+1.50000-01+1.69200+015161 3 1					173
+2.00000-01+1.57180+01+3.00000-01+1.47490+01+4.50000-01+1.40260+015161 3 1					174
+0.00000-01+1.30390+01+2.00000-01+1.30070+01+9.00000-01+1.45940+015161 3 1					175
+1.00000+00+1.43000+01+1.00000+00+0.00000+00+9.60000-03+0.00000+005161 3 1					176
+1.00000+00+1.00000+00+1.00000+00+1.77580+01+1.05000+01+1.73700+015161 3 1					177
+1.29200+04+1.72200+01+1.50000+04+1.65600+01+1.50000+04+1.65600+015161 3 1					178

*3.00000+64+1.58480+01+2.20000+64+1.65554+01+3.00000+64+1.46300+015141 3 1 179
4.00000+64 1.35152+01+4.32000+01+1.35023+01 6.00000+64 1.30314+015141 3 1 180
5.00000+64 1.24655+01 1.00000+65 1.23100+01+1.44000+65+1.10035+015141 3 1 181
2.00000+65 1.12115+01+2.55107+05+1.64251+01 4.00000+65 9.05515+005141 3 1 182
+4.00000+65+3.22215+00+5.99000+65+5.+3750+00 6.00000+65 8.43191+005141 3 1 183
+6.51200+65+8.24590+00+7.45000+65+7.92311+00+7.54000+05+7.27029+005141 3 1 184
8.00000+65 7.70055+00+8.65000+65+7.57157+00+9.04000+65+7.49000+005141 3 1 185
+9.40000+65+7.41643+00+9.63000+65+7.37410+00+9.76000+05+7.30764+005141 3 1 186
1.00000+66 7.89558+00+1.00000+66+7.30023+00+1.05+00+65+7.33353+005141 3 1 187
+1.04100+66+7.30425+00 1.00000+66 7.30707+00+1.09300+65+7.3115+005141 3 1 188
1.10000+66 7.31502+00 1.14000+66 7.31759+00+1.16500+65+7.32281+005141 3 1 189
1.10000+66 7.31573+00 1.23000+66 7.32617+00 1.24000+66 7.33045+005141 3 1 190
1.15000+66 7.33174+00 1.27000+66 7.33431+00 1.29000+66 7.33659+005141 3 1 191
1.31000+66 7.33956+00 1.40000+66 7.35351+00+1.45000+66+7.35675+005141 3 1 192
0.00000+66 7.42693+00 3.00000+66 7.69721+00 4.00000+66 7.93273+005141 3 1 193
5.00000+66 7.60732+00 6.00000+66 7.12176+00+6.53000+66+6.56594+005141 3 1 194
7.00000+66 6.65246+00 7.50000+66 6.44233+00 6.00000+66 6.05953+005141 3 1 195
9.00000+66 5.99190+00 1.00000+67 5.88626+00 1.16000+07 5.73286+005141 3 1 196
1.00000+67 5.72202+00 1.40000+67 5.79220+00 1.50000+07 5.91220+005141 3 1 197
1.60000+67 6.04760+00 1.60000+67 6.30406+00 2.00000+07 6.45664+005141 3 1 198
5161 3 0 199
+9.42420+64+2.40145+02 0 99 0 5161 3 0 200
+0.00000+00+0.00000+00 0 0 525161 3 0 201
22 5 55 5 52 5161 3 0 202
+1.00000+65+8.41200+00+1.00000+64+8.40400+00+5.00000+64+8.40300+005141 3 2 203
+1.00000+63+8.40300+00+2.00000+63+2.40000+00+4.00000+63+5.40100+005141 3 2 204
+7.00000+63+8.39200+00+1.00000+62+3.37000+00+1.70000+02+8.39000+005141 3 2 205
+2.52000+62+8.38200+00+4.00000+62+8.37200+00+6.00000+02+8.35100+005141 3 2 206
+8.00000+62+8.38300+00+1.00000+61+8.31600+00+1.50000+61+8.27000+005141 3 2 207
+0.00000+61+8.21500+00+3.00000+61+8.10500+00+4.50000+61+7.56103+005141 3 2 208
+6.00000+61+7.77600+00+8.00000+61+7.46700+00+9.03000+61+7.32400+005141 3 2 209
+1.00000+60+7.14300+00+1.00000+60+8.00000+60+1.00000+60+8.00000+005141 3 2 210
+1.00000+64+84.1.67830+01+2.00000+64+1.50850+01+3.00000+64+1.53913+015141 3 2 211
4.00000+64 1.31672+01 6.00000+64 1.24557+01 8.00000+64 1.19724+015141 3 2 212
1.00000+65 1.15624+01 2.00000+65 1.01062+01 4.00000+65 7.93980+005141 3 2 213
6.00000+65 6.44530+00 6.00000+65 5.03060+00 1.00000+65 4.13870+005141 3 2 214
2.00000+65 3.52270+00 3.00000+65 4.13190+00 4.00000+65 4.13190+005141 3 2 215
5.00000+65 4.26180+00 6.00000+65 3.87220+00+7.00000+65+3.42510+005141 3 2 216
+7.50000+65+3.22400+00+8.00000+65+5.04660+00+9.00000+65+2.77700+005141 3 2 217
+1.00000+67+2.65740+00+1.00000+67+2.61700+00+1.40000+07+2.80000+005141 3 2 218
+1.50392+67+2.60800+00+1.60000+07+3.10960+00+1.60000+07+3.-0520+005141 3 2 219
+2.00000+67+3.60750+00 5161 3 2 220
5161 3 2 221
+9.42420+64+2.40145+02 0 99 0 5161 3 2 222
+0.00000+00+0.00000+00 0 0 545161 3 2 223
54 2 55 5 5161 3 2 224
+4.32000+64+0.00000+00+6.00000+04+1.93855-01+8.00000+04+4.03145-015141 3 4 225
+1.00000+65+5.42630+01+1.44000+65+7.03453+01+2.00000+65+9.03141-015141 3 4 226
+2.65000+65+1.00182+00+4.00000+65+1.27332+00+4.00000+65+1.33154+005141 3 4 227
+5.98000+65+1.43082+00+6.00000+65+1.43161+00+6.51000+65+1.47432+005141 3 4 228
+7.45000+65+1.58237+00+7.54000+65+1.57734+00+8.00000+65+1.61004+005141 3 4 229
+8.65000+65+1.67500+00+9.04000+65+1.64379+00+9.40000+65+1.65214+005141 3 4 230
+9.63000+65+1.67673+00+9.06000+65+1.66400+00+1.00000+65+1.50433+005141 3 4 231
+1.00000+66+1.67873+00+1.03400+66+1.62653+00+1.04100+66+1.60048+005141 3 4 232
+1.00000+65+1.71521+00+1.07300+66+1.72407+00+1.12000+66+1.74108+005141 3 4 233
+1.14000+65+1.75401+00+1.16500+66+1.75993+00+1.16000+66+1.77940+005141 3 4 234
+1.23000+65+1.81131+00+1.24000+66+1.81766+00+1.25000+65+1.80404+005141 3 4 235
+1.27000+65+1.81973+00+1.29000+66+1.84231+00+1.31000+66+1.61214+005141 3 4 236
+1.42000+65+1.93000+00+1.40000+65+1.95774+00+2.00000+65+2.20152+005141 3 4 237
+3.00000+65+1.31751+00+~.00100+65+1.34159+00+5.00000+65+1.14112+005141 3 4 238

+6.00000+06+1.77156+00+7.00000+06+1.31641+00+7.50000+06+1.07000+005161 3 6 239
+6.00000+06+0.51631+01+9.00000+06+0.34600+01+1.00000+07+5.12556+015161 3 4 240
+1.00000+07+5.40476+01+1.40000+07+0.79172+01+1.50000+07+2.95700+015161 3 4 241
+1.00000+07+0.64706+01+1.80000+07+2.60755+01+2.00000+07+2.53403+015161 3 4 242
5161 3 3 243
+9.42420+04+2.40145+02 0 99 0 5161 3 15 244
+6.00000+06+6.30000+06 0 0 1 105161 3 16 245
13 2 5161 3 16 246
+6.33333+06+0.50000+03+7.00000+06+0.91650+01+7.50000+06+0.27930+005161 3 16 247
+6.00000+06+0.45556+00+9.00000+06+0.67600+00+1.00000+07+0.51149+005161 3 16 248
+1.00000+07+0.92730+03+1.50000+07+0.23650+03+1.80000+07+0.31510+015161 3 16 249
+6.00000+07+0.49559+02 5161 3 16 250
5161 3 3 251
+9.42420+04+2.40145+02 0 99 0 5161 3 17 252
+6.00000+06+1.15400+07 0 0 1 55161 3 17 253
5 2 5161 3 17 254
+1.16000+07+0.20000+03+1.20000+07+0.32400+02+1.50000+07+0.54730+005161 3 17 255
+1.00000+07+0.69260+00+2.00000+07+0.56770+00 5161 3 17 256
5161 3 3 257
+9.42420+04+2.40145+02 0 99 0 5161 3 18 258
+6.00000+06+2.00000+06 0 0 1 245161 3 18 259
29 2 5161 3 18 260
+1.00000+05+0.60000+03+2.53000+02+6.00000+03+1.00000+04+0.00000+005161 3 18 261
+1.00000+04+0.01000+03+0.02000+04+0.01000+03+0.00000+04+0.01600+005161 3 18 262
+4.00000+04+0.01500+00+6.00000+04+0.01000+03+0.00000+04+0.01100+005161 3 18 263
+1.00000+05+0.01500+00+2.00000+05+0.03500+03+4.00000+05+0.10000+005161 3 18 264
+6.07000+05+0.31200+00+3.00000+05+0.66400+03+1.00000+05+1.00000+075161 3 19 265
+2.00000+04+1.51400+00+3.00000+05+1.15100+00+4.00000+05+1.07000+005161 3 19 266
+5.00000+05+1.00000+00+5.00000+05+1.48000+00+7.00000+05+1.61600+005161 3 19 267
+7.50000+05+1.63600+00+3.00000+05+1.93000+00+5.00000+05+1.90000+045161 3 19 268
+1.00000+07+1.70400+00+1.00000+07+1.80600+00+1.50000+07+1.70500+005161 3 19 269
+1.20000+07+0.21000+00+2.00000+07+2.02900+00 5161 3 19 270
5161 3 3 271
+9.42420+04+2.40145+02 0 1 0 5161 3 51 272
+6.00000+06+4.30000+06 0 0 1 255161 3 51 273
25 5 5161 3 51 274
+6.32200+04+0.00000+00+6.00000+04+1.93500+01+8.00000+04+4.03145+015161 3 51 275
+1.00000+05+5.40500+01+2.00000+05+0.03141+01+4.00000+05+1.02500+005161 3 51 276
+6.00000+05+1.02500+01+8.00000+05+0.9.51100+01+1.00000+06+7.41530+015161 3 51 277
+1.00000+04+5.51500+01+3.00000+05+0.66610+01+4.00000+05+0.97140+015161 3 51 278
+5.00000+05+3.51500+01+6.00000+05+3.11480+01+7.00000+05+0.95500+015161 3 51 279
+7.50000+05+2.69000+01+3.00000+05+2.53400+01+9.00000+05+2.70000+015161 3 51 280
+1.00000+07+0.64460+01+1.00000+07+0.50000+01+1.42200+07+2.33570+015161 3 51 281
+1.50000+07+0.21000+01+1.50000+07+0.27660+01+1.50000+07+0.20530+015161 3 51 282
+2.00000+07+0.13000+01 5161 3 51 283
5161 3 3 284
+9.42420+04+2.40145+02 0 2 0 5161 3 52 285
+6.00000+06+1.40000+05 0 0 1 215161 3 52 286
21 2 5161 3 52 287
+1.44000+05+0.00000+00+4.00000+05+4.81576+01+6.00000+05+1.78295+015161 3 52 288
+8.00000+05+0.54040+01+1.00000+06+0.535654+01+0.03000+06+0.16540+015161 3 52 289
+3.00000+05+1.46410+01+4.00000+05+1.20450+01+5.00000+06+1.06700+015161 3 52 290
+6.00000+05+9.60310+03+7.00000+05+3.50430+02+7.50300+05+3.00000+015161 3 52 291
+3.00000+05+7.65310+02+9.00000+06+6.40000+02+1.00000+07+5.49560+005161 3 52 292
+1.00000+07+0.61500+02+1.40000+07+0.23900+01+1.50000+07+4.00000+025161 3 52 293
+1.60000+07+3.70400+01+1.80000+07+3.34200+01+2.00000+07+3.03300+015161 3 52 294
5161 3 3 295
+9.42420+04+2.40145+02 0 3 0 65161 3 53 296
+6.00000+06+2.40000+05 0 0 1 65161 3 53 297
8 2 5161 3 53 298

+2.65000+05+0.00000+00+6.00000+05+0.00000+00+8.00000+05+4.60000-035161 3 53 269
+1.00000+06+5.50000-03+2.00000+06+2.45000-02+3.00000+06+6.60000-035161 3 53 300
+3.00000+05+0.00000+00+2.00000+07+0.00000+00
5161 3 53 301
5161 3 0 302
+9.42420+04+2.40145+02 0 4 0 05161 3 54 303
+0.00000+00-4.97000+05 0 0 1 65161 3 54 304
6 2 5161 3 54 305
+4.65000+05+0.00000+00+1.00000+06+0.00000+00+2.00000+06+1.00000-035161 3 54 306
+3.00000+05+1.00000-03+3.00000+05+0.00000+00+2.00000+07+0.00000+005161 3 54 307
5161 3 0 308
+9.42420+04+2.40145+02 0 5 0 05161 3 55 309
+0.00000+00-5.57000+05 0 0 1 65161 3 55 310
6 2 5161 3 55 311
+5.00000+05+0.00000+00+6.00000+05+2.77000-02+8.00000+05+2.99000-015161 3 55 312
+1.00000+04+2.71500-01+2.00000+06+6.27000-02+3.00000+06+1.00000-005161 3 55 313
+3.00000+06+0.00000+00+2.00000+07+0.00000+00
5161 3 55 314
5161 3 0 315
+9.42420+04+2.40145+02 0 6 0 05161 3 56 316
+0.00000+00-6.46000+05 0 0 1 75161 3 56 317
6 2 5161 3 56 318
+6.51000+05+0.00000+00+8.00000+05+1.22000-01+1.00000+06+1.71200-015161 3 56 319
+2.00000+05+7.53000-02+3.00000+06+1.40000-02+3.00000+06+0.00000+005161 3 56 320
+2.00000+07+0.00000+00
5161 3 56 321
5161 3 0 322
+9.42420+04+2.40145+02 0 7 0 05161 3 57 323
+0.00000+00-7.42000+05 0 0 1 65161 3 57 324
6 2 5161 3 57 325
+7.45000+05+0.00000+00+1.00000+06+8.90000-03+2.00000+05+2.76000-025161 3 57 326
+3.00000+06+8.30000-03+3.00000+05+0.00000+00+2.00000+07+2.00000+005161 3 57 327
5161 3 0 328
+9.42420+04+2.40145+02 0 8 0 *05161 3 58 329
+0.00000+00-8.61000+05 0 0 1 65161 3 58 330
6 2 5161 3 58 331
+8.65000+05+0.00000+00+1.00000+06+4.59000-02+2.00000+05+2.33000-025161 3 58 332
+3.00000+06+4.10000-03+3.00000+06+0.00000+00+2.00000+07+0.00000+005161 3 58 333
5161 3 0 334
+9.42420+04+2.40145+02 0 9 0 05161 3 59 335
+0.00000+00-9.00000+05 0 0 1 65161 3 59 336
6 2 5161 3 59 337
+9.04000+05+0.00000+00+1.00000+06+7.55000-02+2.00000+06+7.38000-025161 3 59 338
+3.00000+06+1.39000-02+3.00000+05+2.00000+00+2.00000+07+0.00000+005161 3 59 339
5161 3 0 340
+9.42420+04+2.40145+02 0 10 0 05161 3 60 341
+0.00000+00-9.30000+05 0 0 1 65161 3 60 342
6 2 5161 3 60 343
+9.42400+05+0.00000+00+1.00000+06+5.12000-02+2.00000+05+5.22000-025161 3 60 344
+3.00000+06+9.20000-03+3.00000+06+0.00000+00+2.00000+07+0.00000+005161 3 60 345
5161 3 0 346
+9.42420+04+2.40145+02 0 11 0 05161 3 61 347
+0.00000+00-9.50000+05 0 0 1 65161 3 61 348
6 2 5161 3 61 349
+9.63000+05+0.00000+00+1.00000+06+3.32000-02+2.00000+06+6.07000-025161 3 61 350
+3.00000+06+1.24000-02+3.00000+05+0.00000+00+2.00000+07+0.00000+005161 3 61 351
5161 3 0 352
+9.42420+04+2.40145+02 0 12 0 05161 3 62 353
+0.00000+00-9.92000+05 0 0 1 65161 3 62 354
6 2 5161 3 62 355
+9.66000+05+0.00000+00+1.00000+06+1.00000-03+2.00000+06+4.74000-025161 3 62 356
+3.00000+06+1.21000-02+3.00000+05+0.00000+00+2.00000+07+0.00000+005161 3 62 357
5161 3 0 358

+9.42400+04+2.40145+02	0	13	0	05161 3 63	359
+0.00000+00-1.00100+06	0	0	1	55161 3 63	360
5	2			5161 3 63	361
+1.00503+C6+0.00000+03+2.00000+05+5.65000-02+3.00000+C6+1.28000-025161	3 63	362			
+3.00000+06+0.00000+06+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 63	363	
			5161 3 0	364	
+9.42400+04+2.40145+02	0	14	0	05161 3 64	365
+0.00000+00-1.03000+06	0	0	1	55161 3 64	366
5	2			5161 3 64	367
+1.03403+C6+0.00000+03+2.00000+C6+6.39000-02+3.00000+06+1.41000-025161	3 64	368			
+3.00000+06+0.00000+06+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 64	369	
			5161 3 0	370	
+9.42400+04+2.40145+02	0	15	0	05161 3 65	371
+0.00000+00-1.03700+06	0	0	1	55161 3 65	372
5	2			5161 3 65	373
+1.04103+C6+0.00000+C9+2.00000+05+3.61000-02+3.00000+06+1.06000-025161	3 65	374			
+3.00000+06+0.00000+06+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 65	375	
			5161 3 0	376	
+9.42400+04+2.40145+02	0	16	0	05161 3 66	377
+0.00000+00-1.07600+06	0	0	1	55161 3 66	378
5	2			5161 3 66	379
+1.02003+C6+0.00000+C0+2.00000+06+4.36000-02+3.00000+06+1.17000-025161	3 66	380			
+3.00000+06+0.00000+C0+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 66	381	
			5161 3 0	382	
+9.42400+04+2.40145+02	0	17	0	05161 3 67	383
+0.00000+00-1.08700+06	0	0	1	55161 3 67	384
5	2			5161 3 67	385
+1.05300+C6+0.00000+C0+2.00000+06+1.97000-02+3.00000+06+3.80000-025161	3 67	386			
+3.00000+06+0.00000+C0+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 67	387	
			5161 3 0	388	
+9.42400+04+2.40145+02	0	18	0	05161 3 68	389
+0.00000+00-1.11500+06	0	0	1	55161 3 68	390
5	2			5161 3 68	391
+1.12000+C6+0.00000+C0+2.00000+06+1.73000-02+3.00000+06+7.00000-025161	3 68	392			
+3.00000+06+0.00000+C0+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 68	393	
			5161 3 0	394	
+9.42400+04+2.40145+02	0	19	0	05161 3 69	395
+0.00000+00-1.15700+06	0	0	1	55161 3 69	396
5	2			5161 3 69	397
+1.14000+C6+0.00000+C0+2.00000+06+6.21500-02+3.00000+06+1.30000-025161	3 69	398			
+3.00000+06+0.00000+C0+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 69	399	
			5161 3 0	400	
+9.42400+04+2.40145+02	0	20	0	05161 3 70	401
+0.00000+00-1.16100+06	0	0	1	55161 3 70	402
5	2			5161 3 70	403
+1.16500+C6+0.00000+C0+2.00000+05+7.00000-03+3.00000+06+3.90000-025161	3 70	404			
+3.00000+06+0.00000+C0+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 70	405	
			5161 3 0	406	
+9.42400+04+2.40145+02	0	21	0	05161 3 71	407
+0.00000+00-1.17200+06	0	0	1	55161 3 71	408
5	2			5161 3 71	409
+1.16000+C6+0.00000+C0+2.00000+05+5.63000-02+3.00000+C6+1.34000-025161	3 71	410			
+3.00000+06+0.00000+C0+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 71	411	
			5161 3 0	412	
+9.42400+04+2.40145+02	0	22	0	05161 3 72	413
+0.00000+00-1.20300+06	0	0	1	55161 3 72	414
5	2			5161 3 72	415
+1.15000+C6+0.00000+C0+2.00000+05+5.79000-02+3.00000+C6+1.26000-025161	3 72	416			
+3.00000+06+0.00000+C0+2.00000+07+0.00000+C0			5161 3 72	417	
			5161 3 0	418	

$+9.42420+04+2.40145+02$	0	23	0	05161	3	73	419	
$+0.00000+00-1.23203+06$	0	0	1	55161	3	73	420	
5	2			5161	3	73	421	
$+1.24000+06+0.00000+03+2.00000+06+3.73000-02+3.00000+06+1.09000-025161$	3	73	422					
$+3.00000+06+0.00000+03+2.00000+07+0.00000+06$			5161	3	73	423		
			5161	3	73	424		
$+9.42420+04+2.40145+02$	0	24	0	05161	3	76	425	
$+0.00000+00-1.24100+06$	0	0	1	55161	3	74	426	
5	2			5161	3	74	427	
$+1.25000+06+0.00000+03+2.00000+05+4.16000-02+3.00000+05+8.40000-035161$	3	74	428					
$+3.00000+05+0.00000+03+2.00000+07+0.00000+09$			5161	3	74	429		
			5161	3	73	430		
$+9.42420+04+2.40145+02$	0	25	0	05161	3	75	431	
$+0.00000+03-1.25203+06$	0	0	1	55161	3	75	432	
5	2			5161	3	75	433	
$+1.27000+06+0.00000+03+2.00000+05+5.19000-02+3.00000+06+1.29000-025161$	3	75	434					
$+3.00000+05+0.00000+03+2.00000+07+0.00000+09$			5161	3	75	435		
			5161	3	73	436		
$+9.42420+04+2.40145+02$	0	26	0	05161	3	76	437	
$+0.00000+03-1.26203+06$	0	0	1	55161	3	75	438	
5	2			5161	3	76	439	
$+1.28000+05+0.00000+03+2.00000+05+4.27000-02+3.00000+06+1.15000-025161$	3	76	440					
$+3.00000+05+0.00000+03+2.00000+07+0.00000+09$			5161	3	76	441		
			5161	3	73	442		
$+9.42420+04+2.40145+02$	0	27	0	05161	3	77	443	
$+0.00000+03-1.30200+06$	0	0	1	55161	3	77	444	
5	2			5161	3	77	445	
$+1.31000+05+0.00000+03+2.00000+05+1.27000-02+3.00000+05+6.30000-035161$	3	77	446					
$+3.00000+05+0.00000+03+2.00000+07+0.00000+09$			5161	3	77	447		
			5161	3	73	448		
$+9.42420+04+2.40145+02$	0	28	0	05161	3	78	449	
$+0.00000+03-1.41100+06$	0	0	1	55161	3	78	450	
5	2			5161	3	78	451	
$+1.42000+05+0.00000+03+2.00000+05+1.44000-02+3.00000+06+3.30000-035161$	3	78	452					
$+3.00000+05+0.00000+03+2.00000+07+0.00000+09$			5161	3	78	453		
			5161	3	73	454		
$+9.42420+04+2.40145+02$	0	98	0	05161	3	91	455	
$+0.00000+03-1.45200+06$	0	0	1	155161	3	91	456	
15	2			5161	3	91	457	
$+1.46000+05+0.00000+03+2.00000+05+4.62000-01+3.00000+06+1.53500+005161$	3	91	458					
$+4.00000+05+1.72400+06+5.00000+06+1.69200+03+6.00000+06+1.35300+005161$	3	91	459					
$+7.00000+05+0.93790+03+7.50000+06+0.70100+09+8.00000+05+0.50100+005161$	3	91	460					
$+9.00000+05+0.30000+03+1.00000+07+0.19500+03+1.00000+07+0.04760+005161$	3	91	461					
$+1.50000+07+0.02500+03+1.50000+07+0.00370+03+2.00000+07+0.00660+005161$	3	91	462					
			5161	3	90	463		
$+9.42420+04+2.40145+02$	0	99	0	05161	3	92	464	
$+0.00000+03-0.63710+06$	0	0	3	455161	3	92	465	
22	5	25	3	43	25161	3	92	466
$+1.00000+05+0.51500+03+1.00000+04+2.08750+02+5.00000+04+1.30500+025161$	3	92	467					
$+1.00000+03+0.13700+01+2.00000+03+6.46550+01+4.00000+03+4.57230+015161$	3	92	468					
$+7.00000+03+3.46330+01+1.00000+02+2.93010+01+1.70000+02+2.04100+015161$	3	92	469					
$+2.53000+02+1.24150+01+4.00000+02+1.45500+01+6.00000+02+1.13100+015161$	3	92	470					
$+8.00000+02+1.08100+01+1.00000+01+9.02100+03+1.50000+01+6.53500+005161$	3	92	471					
$+2.00000+01+7.49300+03+3.00000+01+6.62400+04+4.50000+01+6.13500+005161$	3	92	472					
$+6.00000+01+5.08300+03+6.00000+01+6.41000+03+9.00000+01+6.73500+005161$	3	92	473					
$+1.1.03000+01+7.15700+03+1.00000+03+0.00000+03+1.00000+04+0.00000+025161$	3	92	474					
$+1.0.1.04+0.50100+01+2.00000+04+0.74600+03+5.00000+04+0.61500+025161$	3	92	475					
$+4.00000+04+0.5.0300+03+5.00000+04+0.50700+03+6.00000+04+0.50700+005161$	3	92	476					
$+1.00000+05+0.24100+03+2.00000+05+0.16300+03+4.00000+05+0.16600+005161$	3	92	477					
$+0.00000+05+0.17500+03+6.00000+05+0.13700+03+1.00000+05+0.10300+005161$	3	92	478					

+2.00000+06+6.00000-02+3.00000+06+2.00000-02+4.00000+06+1.10000-025161 3102 479
+5.00000+05+2.00000-03+6.00000+03+3.00000+03+6.00000+06+0.00000+005161 3102 400
+2.00000+07+0.00000+00 5161 5102 401
5161 3 0 402
5161 0 0 403
9.40420+ 4 2.40145+ 2 1 1 0 05161 4 2 404
0.00000+ 0 2.40145+ 2 0 2 403 105161 4 2 405
1.02000+ 0 2.77510- 3 3.46309- 6-1.61410-11 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 406
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 407
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 408
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 9.99999- 1 4.97595- 3 1.16583- 55161 4 2 409
1.36255- 8-1.47835- 9 5.42647-11 0.00000+ 0 0.00000+ 0.00000+ 05161 4 2 410
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 411
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0-2.77606- 35161 4 2 412
9.99773- 1 7.13245- 3 2.47445- 5 4.97030- 8-7.93939-10 3.62831-105161 4 2 413
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 414
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 415
0.00000+ 0 1.04639- 5-4.66655- 3 9.99947- 1 9.25342- 3 4.22109- 55161 4 2 416
1.17455- 7-3.31320- 8-1.19576-10 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 417
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 418
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0-4.11505- 8 2.37801- 5-7.13583- 35161 4 2 419
9.99912- 1 1.13563- 2 6.35542- 5 2.25726- 7-4.32493- 6 5.68831-105161 4 2 420
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 421
0.00000+ 0 1.04639- 5-4.66655- 3 9.99947- 1 9.25342- 3 4.22109- 55161 4 2 422
-1.10027- 7 4.12344- 5-9.65306- 3 9.99962- 1 1.34525- 2 6.63556- 55161 4 2 423
3.64453- 7-1.13563- 7-3.12416-10 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 424
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 425
0.00000+ 0-6.66655-13 4.66655-13-8.13602- 7 6.35514- 5-1.13557- 35161 4 2 426
9.99917- 1 1.55447- 2 1.19770- 4 5.97662- 7-1.24548- 7-1.56300- 45161 4 2 427
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 428
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 2.80741-15-2.24241-12 1.13336- 45161 4 2 429
-3.77004- 7 6.91169- 5-1.34516- 2 9.99755- 1 1.76343- 3 1.54431- 45161 4 2 430
3.63446- 7-1.02725- 7-1.02725- 9 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 431
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0-1.15731-175161 4 2 432
9.99903-13-5.39332-12 2.09501- 8-5.93772- 7 1.16302- -1.15537- 35161 4 2 433
9.99987- 1 1.47016- 2 1.93447- 4 1.25516- 5-1.15202- 7 1.42650- 35161 4 2 434
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 435
0.00000+ 0 4.75628-20-2.55562-17 2.57816-14-1.10749-11 3.53376- 55161 4 2 436
-8.78166- 7 1.54206- 4-1.76350- 3 6.97609- 1 2.18030- 2 2.36737- 45161 4 2 437
1.67180- 6-9.45381- 3-1.4533- 9 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 438
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 7.65349-20-7.44157-175161 4 2 439
5.66362-14-2.05124-11 5.77395- 9-1.23923- 6 1.93235- -1.97202- 25161 4 2 440
9.99902- 1 2.39309- 6 2.84430- 4 2.23344- 6-9.43403- 6-3.43333- 55161 4 2 441
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 442
0.00000+ 0 2.42646-19-1.44071-16 1.11356-13-3.52879-11 8.78472- 55161 4 2 443
-1.66538- 6 2.38590- 4-2.15050- 2 9.99747- 1 2.59759- 2 3.36425- 45161 4 2 444
2.87615- 6-2.27601- 8-3.72179-10 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 445
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 5.49241-19-4.70152-155161 4 2 446
2.0-374-13-5.72325-11 1.08205- 8-2.22746- 6 2.84272- 4-2.33905- 25161 4 2 447
9.99323- 1 2.08600- 2 3.62001- 4 3.63512- 6-4.04351- 0-5.67300- 45161 4 2 448
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 449
0.00000+ 0 1.41454-16-1.01645-15 3.51107-13-8.28159-11 1.0307- 45161 4 2 450
-2.67266- 6 3.31031- 4-2.55740- 2 9.99210- 1 3.01403- 2 4.51446- 45161 4 2 451
4.51036- 6 1.19210- 7 8.01754-10 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 452
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.91400-16-1.93771-155161 4 2 453
5.73731-13-1.32735-10 2.43110- 6-3.63052- 6 3.41217- -2.82857- 35161 4 2 454
9.99031- 1 3.02039- 2 5.11574- 5.52975- 6 6.65175- 6-1.62340- 45161 4 2 455
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 456
0.00000+ 0 5.02040-16-3.41701-15 9.03055-13-1.92105-10 3.01153- 45161 4 2 457
-4.51033- 6 4.53279- 4-3.01210- 2 9.99359- 1 3.43046- 2 5.67830- 45161 4 2 458

6.67726- 6 8.32139- 8 6.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 539
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0-1.83263-20 9.29514-16-5.71303-155161 4 2 540
1.37813-12-2.71470-10 4.36032- 6-5.51000- 6 5.18066- 4-3.02168- 05161 4 2 541
0.90100- 1 3.61351- 2 6.61459- 4 7.97405- 6 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 542
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 543
-3.16053-20 1.50625-17-9.1 175-15 3.03774-12-3.74313-10 5.62564- 85161 4 2 544
-6.67114- 6 5.87576- 4-3.4123- 2 9.98373- 1 3.64647- 2 7.39517- 45161 4 2 545
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 546
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0-5.18700-20 2.41057-17-1.42075-145161 4 2 547
2.93514-12-5.06113-10 7.14351- 6-7.97355- 6 6.01213- 4-3.63756- 25161 4 2 548
9.95517- 1 4.05437- 2 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 549
0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 0 0.00000+ 05161 4 2 550
-8.17785-20 3.62253-17-2.14132-14 4.14763-12-6.72131-10 8.94765- 05161 4 2 551
-0.42683- 6 7.39170- 4-3.64535- 2 9.98352- 1 5161 4 2 552
+0.00000+00+0.00000+00 0 0 1 245161 4 2 553
24 2 5161 4 2 554
+0.00000+00+1.00000-05 0 0 1 05161 4 2 555
+0.00000+00 5161 4 2 556
0.0 +00 1.00000+04 0 0 3 05161 4 2 557
7.54053-03 6.44730-05 5.50324-07 5161 4 2 558
0.0 +00 2.00000+04 0 0 3 05161 4 2 559
1.60116-02 3.52235-04 2.55714-06 5161 4 2 560
0.0 +00 3.00000+04 0 0 3 05161 4 2 561
2.65103-02 7.99160-04 9.03533-06 5161 4 2 562
0.0 +00 4.00000+04 0 0 3 05161 4 2 563
3.63478-02 1.41129-03 2.19148-05 5161 4 2 564
0.0 +00 6.00000+04 0 0 3 05161 4 2 565
5.45307-02 3.01020-03 7.00935-05 5161 4 2 566
0.0 +00 8.00000+04 0 0 3 05161 4 2 567
7.44103-02 5.26757-03 1.6419-04 5161 4 2 568
0.0 +00 1.00000+05 0 0 3 05161 4 2 569
9.30441-02 8.0-060-03 3.18254-04 5161 4 2 570
0.0 +00 2.00000+05 0 0 3 05161 4 2 571
1.62722-01 2.83105-02 2.33429-03 5161 4 2 572
0.0 +00 4.00002+05 0 0 5 05161 4 2 573
3.01510-01 7.96402-02 1.63700-02 2.31499-03 4.17179-06 5161 4 2 574
0.0 +00 6.00000+05 0 0 6 05161 4 2 575
3.74276-01 1.32450-01 4.66199-02 1.02320-02 2.07341-04 8.74736-055161 4 2 576
0.0 +00 8.00000+05 0 0 5 05161 4 2 577
4.43527-01 1.43501-01 9.75512-02 2.97385-02 1.64009-03 5.42701-05161 4 2 578
0.0 +00 1.00000+06 0 0 6 05161 4 2 579
4.68899-01 2.57303-01 1.64023-01 6.51025-02 6.83935-03 2.19093-035161 4 2 580
2.79772-04 1.63557-05 5161 4 2 581
0.0 +00 2.00000+06 0 0 9 05161 4 2 582
6.76443-01 5.14813-01 3.95955-01 3.01528-01 1.32977-01 4.93026-025161 4 2 583
1.00106-02 1.08707-03 2.45408-04 5161 4 2 584
0.0 +00 3.00000+06 0 0 12 05161 4 2 585
7.97660-01 6.31052-01 4.87544-01 3.89658-01 2.47133-01 1.20346-015161 4 2 586
4.02349-02 1.22413-02 2.05946-03 4.52320-04 6.44837-05 7.03300-035161 4 2 587
0.0 +00 4.00000+06 0 0 14 05161 4 2 588
8.47054-01 6.03763-01 5.53385-01 4.35937-01 3.05456-01 1.75351-015161 4 2 589
6.25594-02 3.56706-02 1.16213-02 2.69039-03 5.07853-04 8.39395-035161 4 2 590
1.04344-05 2.82404-06 5161 4 2 591
0.0 +00 5.00000+06 0 0 15 05161 4 2 592
8.59433-01 7.22153-01 6.03042-01 4.77804-01 3.51339-01 2.19603-015161 4 2 593
1.00448-01 6.57625-02 2.91011-02 9.23310-03 2.34406-03 4.83334-05161 4 2 594
7.66435-05 1.40000-05 2.00105-06 5161 4 2 595
0.0 +00 6.00000+06 0 0 16 05161 4 2 596
8.63567-01 7.44105-01 6.33155-01 5.13162-01 3.89014-01 2.62353-015161 4 2 597
1.57310-01 9.99697-02 5.64043-02 2.33162-02 7.57570-03 1.93376-015161 4 2 598

3.60111-04	7.77957-05	1.19549-05	1.30550-06	5161	4	2	569		
0.0	+00	7.00000+00	0	0	16	05161	4	2	600
6.61610-01	7.46162-01	6.46120-01	5.41774-01	4.24291-01	3.07172-015161	4	2	601	
2.01244-01	1.32270-01	9.32550-01	+.82573-02	1.95554-02	6.23497-035161	4	2	602	
1.50137-03	3.61070-04	7.40514-05	1.26434-05		5161	4	2	603	
0.0	+00	0.00000+00	0	0	17	05161	4	2	604
3.52153-01	7.42560-01	6.51587-01	5.57265-01	4.53115-01	3.47713-015161	4	2	605	
2.47315-01	1.61105-01	1.36163-01	8.44442-02	4.10029-02	1.54348-025161	4	2	606	
4.52022-03	1.2-112-03	2.96203-04	6.33068-05	1.21557-05	5161	4	2	607	
0.0	+00	1.00000+07	0	0	17	05161	4	2	608
5.55979-01	7.34561-01	6.30000-01	5.53902-01	4.80146-01	4.03513-015161	4	2	609	
3.30040-01	3.66533-01	2.03573-01	1.74473-01	1.10155-01	5.76901-025161	4	2	610	
2.37919-02	8.10601-03	2.47050-03	6.57233-04	1.50001-04	5161	4	2	611	
0.0	+00	1.20000+07	0	0	19	05161	4	2	612
3.63974-01	7.20575-01	6.10501-01	5.34389-01	4.72013-01	4.16539-015161	4	2	613	
3.64450-01	3.16543-01	2.76003-01	2.35723-01	1.7-114-01	1.07637-015161	4	2	614	
5.41073-02	2.34512-02	8.96390-03	2.96723-03	8.49400-04	2.37607-045161	4	2	615	
5.66621-05					5161	4	2	616	
0.0	+00	1.60000+07	0	0	19	05161	4	2	617
8.63974-01	7.20576-01	6.10501-01	5.34388-01	4.72015-01	4.16539-015161	4	2	618	
3.64453-01	3.16543-01	2.76003-01	2.35723-01	1.74524-01	1.07637-015161	4	2	619	
5.41073-02	2.34512-02	8.96390-03	2.96723-03	8.49400-04	2.37607-045161	4	2	620	
5.66621-05					5161	4	2	621	
0.0	+00	2.00000+07	0	0	19	05161	4	2	622
8.63974-01	7.20576-01	6.10501-01	5.34388-01	4.72018-01	4.16539-015161	4	2	623	
3.64450-01	3.16543-01	2.76003-01	2.35723-01	1.74524-01	1.07637-015161	4	2	624	
5.41073-02	2.34512-02	8.96390-03	2.96723-03	8.49400-04	2.37607-045161	4	2	625	
5.66621-05					5161	4	2	626	
+9.42420+04	+2.40145+02	0	2	0	65161	4	16	627	
+0.00000+00	+2.40145+02	0	1	0	05161	4	16	628	
+0.00000+00	+0.00000+00	0	0	1	25161	4	16	629	
2	2				5161	4	16	630	
+0.00000+00	+6.33000+06	0	0	1	25161	4	16	631	
2	2				5161	4	16	632	
-1.00000+00	+5.00000-01	+1.00000+00	+5.00000-01		5161	4	16	633	
+0.00000+00	+2.00000+07	0	0	1	05161	4	16	634	
2	2				5161	4	16	635	
-1.00000+00	+5.00000-01	+1.00000+00	+5.00000-01		5161	4	16	636	
+0.42420+04	+2.40145+02	0	2	0	05161	4	17	637	
+0.00000+00	+2.40145+02	0	1	0	05161	4	17	638	
+0.00000+00	+0.00000+00	0	0	1	25161	4	17	639	
2	2				5161	4	17	640	
+0.00000+00	+1.16000+07	0	0	1	25161	4	17	641	
2	2				5161	4	17	642	
-1.00000+00	+5.00000-01	+1.00000+00	+5.00000-01		5161	4	17	643	
+0.00000+00	+2.00000+07	0	0	1	25161	4	17	644	
2	2				5161	4	17	645	
-1.00000+00	+5.00000-01	+1.00000+00	+5.00000-01		5161	4	17	646	
+0.42420+04	+2.40145+02	0	2	0	05161	4	18	647	
+0.00000+00	+2.40145+02	0	1	0	05161	4	18	648	
+0.00000+00	+0.00000+00	0	0	1	25161	4	18	649	
2	2				5161	4	18	650	
+0.00000+00	+1.00000-05	0	0	1	25161	4	18	651	
2	2				5161	4	18	652	
-1.00000+00	+5.00000-01	+1.00000+00	+5.00000-01		5161	4	18	653	
+0.00000+00	+2.00000+07	0	0	1	25161	4	18	654	
2	2				5161	4	18	655	
-1.00000+00	+5.00000-01	+1.00000+00	+5.00000-01		5161	4	18	656	
+0.00000+00	+2.00000+07	0	0	1	25161	4	18	657	
2	2				5161	4	18	658	

-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01
+0.42400+04+2.40145+02 0 1 0 5161 4 18 659
+0.00000+00+2.40145+02 0 2 0 5161 4 51 660
2 0 5161 4 51 661
0.0 4.30000+04 0 0 1 0 5161 4 51 662
0.0 +00 0.00000+04 0 0 3 0 5161 4 51 663
0.0 +00 6.00000+04 0 0 3 0 5161 4 51 664
3.05573-03 4.27735-04-1.64436-05 0 0 3 0 5161 4 51 665
0.0 +00 0.00000+04 0 0 3 0 5161 4 51 666
4.53317-03 6.74186-04-5.67861-03 0 0 3 0 5161 4 51 667
0.0 +00 1.00000+05 0 0 3 0 5161 4 51 668
6.22455-03 9.33154-04-1.06603-04 0 0 3 0 5161 4 51 669
0.0 +00 0.00000+05 0 0 3 0 5161 4 51 670
1.05875-03 1.15742-03-6.41662-04 0 0 3 0 5161 4 51 671
0.0 +00 4.00000+05 0 0 5 0 5161 4 51 672
1.67293-02-2.75060-03-3.02407-03 6.96596-04-1.69858-05 0 0 5 0 5161 4 51 673
0.0 +00 6.00000+05 0 0 6 0 5161 4 51 674
1.81349-02-6.97273-03-6.53471-03 1.74518-03-6.65396-05 7.48505-055161 4 51 675
0.0 +00 0.00000+05 0 0 6 0 5161 4 51 676
2.24717-02-1.28705-02-1.29552-02 3.14808-03-1.10425-04 4.12177-045161 4 51 677
0.0 +00 1.00000+06 0 0 8 0 5161 4 51 678
2.63378-02-1.90176-02-2.19064-02 7.89768-03 1.70019-04 1.43589-035161 4 51 679
-5.02749-05 1.91163-05 0 0 9 0 5161 4 51 680
0.0 +00 2.00000+06 0 0 9 0 5161 4 51 681
4.95422-02-1.61334-02-4.04843-02-2.85527-02 1.67775-02 1.10443-025161 4 51 682
-3.51309-04 0.00576-03-1.69245-04 0 0 10 0 5161 4 51 683
0.0 +00 3.00000+06 0 0 12 0 5161 4 51 684
1.47951-01 3.55546-02 3.44373-03 6.03737-03 5.13700-02-2.08012-015161 4 51 685
4.54329-03 7.11645-03-7.05007-04 1.29213-03-3.70713-05 2.71353-055161 4 51 686
0.0 +00 4.00000+06 0 0 14 0 5161 4 51 687
2.15789-01 7.64815-02 4.46009-02 3.18386-02 6.34482-02-1.03501-025161 4 51 688
-2.38213-03-1.57110-04 1.11450-03 6.10933-03-4.05652-04 3.51734-045161 4 51 689
1.43235-05 3.67112-06 0 0 15 0 5161 4 51 690
0.0 +00 5.00000+06 0 0 15 0 5161 4 51 691
2.47303-01 8.41215-02 3.41067-02 3.24401-02 4.37885-02-6.12530-015161 4 51 692
-2.26039-02-2.45-26-02 7.71096-03 1.23303-02-1.28764-03 2.01131-015161 4 51 693
6.37708-05 4.34376-05 6.13962-06 0 0 16 0 5161 4 51 694
0.0 +00 6.00000+06 0 0 16 0 5161 4 51 695
2.74225-01 7.60591-02 0.27392-03 1.43548-02 1.10335-02-1.27700-025161 4 51 696
-3.52024-02-3.67276-02 1.36445-02 9.01023-03-3.48549-03 6.33917-035161 4 51 697
8.67022-05 2.25885-04 4.57039-05 5.26059-06 0 0 17 0 5161 4 51 698
0.0 +00 7.00000+06 0 0 16 0 5161 4 51 699
2.96711-01 7.76086-02-1.32110-03 1.12717-03-5.63102-03-1.74967-015161 4 51 700
-2.93877-02-3.93300-02 6.48357-03-5.76430-03-1.62743-03 1.26304-025161 4 51 701
-2.05537-04 7.33747-04 2.01656-04 3.12736-05 0 0 17 0 5161 4 51 702
0.0 +00 8.00000+06 0 0 17 0 5161 4 51 703
3.14750-01 8.41434-02-8.10433-04-5.71901-03-1.35177-02-2.25704-015161 4 51 704
-2.71453-02-4.35567-02-8.69443-03-1.77938-02 4.60764-03 1.73156-025161 4 51 705
-9.01113-04 0.1C591-05 6.24313-04 1.26314-04 3.96424-05 0 0 18 0 5161 4 51 706
0.0 +00 1.00000+07 0 0 18 0 5161 4 51 707
3.45975-01 1.17372-01 2.15021-02-1.25286-02-2.014-4.10583-025161 4 51 708
-4.22643-02-5.53601-02-3.15103-02-1.60211-02 4.00000+07 0 0 19 0 5161 4 51 709
1.11730-02 8.35741-03 1.57664-03 2.05792-03 3.03989-04 1.26467-045161 4 51 710
0.0 +00 1.20000+07 0 0 19 0 5161 4 51 711
4.35661-01 1.72574-01 5.62161-02 1.10572-02-1.14747-02-2.82341-025161 4 51 712
-2.34911-02-3.66193-02-2.41174-02-2.16719-03 1.07861-02 0.72019-035161 4 51 713
1.11110-02 6.4921-03 4.83003-03 0.53133-03 8.20965-04 7.43372-045161 4 51 714
1.51714-04 0 0 19 0 5161 4 51 715

0.0	+00	1.40000+07	0	0	19	05161	4	51	719
4.-4311-01	2.14610-01	8.55745-02	4.24315-02	1.43448-02	2.04331-03	05161	4	51	720
-8.95782-03	-1.44582-03	-5.74516-03	2.15204-03	1.57284-02	6.63329-03	05161	4	51	721
1.80467-03	-1.04522-03	1.00593-02	1.05566-02	1.55804-03	2.05399-03	05161	4	51	722
5.65214-04						05161	4	51	723
0.0	+00	1.60000+07	0	0	19	05161	4	51	724
5.19743-01	2.50654-01	1.14933-01	6.82552-02	3.52527-02	2.21229-02	05161	4	51	725
1.10524-02	5.19444-03	7.36949-03	9.01306-03	1.59379-02	6.41436-03	05161	4	51	726
2.90913-03	-1.90452-03	1.12890-02	8.26814-03	3.61420-03	7.60730-03	05161	4	51	727
1.59166-03						05161	4	51	728
0.0	+00	1.80000+07	0	0	19	05161	4	51	729
5.36266-01	2.60648-01	1.41025-01	6.98017-02	5.61955-02	4.51623-02	05161	4	51	730
3.36514-02	2.62039-02	2.59016-02	2.37371-02	2.54819-02	1.60991-02	05161	4	51	731
1.10349-02	-2.67578-03	1.61986-03	-9.65361-04	7.68263-03	1.35721-03	05161	4	51	732
3.42295-03						05161	4	51	733
0.0	+00	2.00000+07	0	0	19	05161	4	51	734
5.36266-01	2.60648-01	1.41025-01	6.98017-02	5.61955-02	4.51623-02	05161	4	51	735
3.36514-02	2.62039-02	2.59016-02	2.37371-02	2.54819-02	1.60991-02	05161	4	51	736
1.10349-02	-2.67578-03	1.61986-03	-9.65361-04	7.68263-03	1.35721-03	05161	4	51	737
3.42295-03						05161	4	51	738
						05161	4	51	739
+9.42420+04	+2.40145+02		0	1	0	05161	4	52	740
+0.00000+00	+0.00000+00		0	2	0	05161	4	52	741
					1	05161	4	52	742
						05161	4	52	743
18	2					05161	4	52	
0.0	1.44000+05		0	0	1	05161	4	52	744
0.0	+00					05161	4	52	745
0.0	+00	4.00000+05	0	0	5	05161	4	52	746
4.31425-02	2.22620-02	1.37725-03	-2.21340-06	-2.56719-05		05161	4	52	747
0.0	+00	6.00000+05	0	0	6	05161	4	52	748
4.96231-02	2.03300-02	-2.22699-04	-4.44740-04	-2.11154-05	1.12514-05	05161	4	52	749
0.0	+00	8.00000+05	0	0	6	05161	4	52	750
7.48431-02	2.44540-02	-3.03452-03	-1.15613-03	7.27639-05	3.41504-05	05161	4	52	751
0.0	+00	1.00000+05	0	0	6	05161	4	52	752
1.05753-01	2.18911-02	-9.67335-03	-2.09439-03	6.05866-04	6.04401-05	05161	4	52	753
-2.64631-05	2.64628-05					05161	4	52	754
0.0	+00	2.00000+05	0	0	9	05161	4	52	755
1.56314-01	-4.31307-03	-1.08305-02	1.78619-02	3.56654-03	-1.94132-03	05161	4	52	756
-1.53354-05	1.23975-04	-4.88154-05				05161	4	52	757
0.0	+00	3.00000+05	0	0	12	05161	4	52	758
2.16316-01	-3.10742-02	2.31554-02	2.23204-01	-6.15537-03	-6.93645-0-5	05161	4	52	759
1.06343-03	-1.08459-03	-3.67929-04	2.42609-04	-2.34766-05	7.63352-05	05161	4	52	760
0.0	+00	4.00000+05	0	0	14	05161	4	52	761
2.43596-01	-7.17437-03	3.68786-02	-5.42312-03	-2.30244-03	7.82757-03	05161	4	52	762
-4.02559-03	-4.95377-03	6.57268-04	6.36962-04	-2.27644-04	1.13121-0-5	05161	4	52	763
1.31322-05	1.73459-06					05161	4	52	764
0.0	+00	5.00000+05	0	0	15	05161	4	52	765
2.33732-01	1.13633-02	3.17292-02	-2.94221-02	2.50454-03	-3.51678-03	05161	4	52	766
-1.61066-03	3.12872-03	4.67941-03	-1.51744-03	-6.60956-04	5.63697-0-5	05161	4	52	767
-2.68156-05	1.35510-05	1.53599-06				05161	4	52	768
0.0	+00	6.00000+05	0	0	16	05161	4	52	769
2.29075-01	3.31603-02	3.10568-02	-3.78213-02	6.23226-03	-1.40065-03	05161	4	52	770
-1.03477-03	2.39767-02	5.64712-03	-7.08534-03	-2.22723-04	1.50318-03	05161	4	52	771
-2.27939-04	5.23409-05	6.27407-05	1.55465-06			05161	4	52	772
0.0	+00	7.00000+05	0	0	16	05161	4	52	773
2.30571-01	5.92391-02	3.04036-02	-2.56261-02	1.89342-02	-7.97530-03	05161	4	52	774
-1.02533-02	3.03556-02	-2.70938-03	-1.16411-02	3.03501-03	2.11042-03	05161	4	52	775
-6.17100-04	1.52528-04	1.32062-05	5.10774-06			05161	4	52	776
0.0	+00	8.00000+05	0	0	17	05161	4	52	777
2.40560-01	0.63582-02	4.09931-02	-1.51834-02	2.49764-02	-6.74612-03	05161	4	52	778

-6.71453-03 1.54250-02-1.39525-02-6.14651-03 8.40727-03 1.11264-075161 4 52 779
-1.73372-03 3.53330-04 1.06154-05 1.57130-05 1.03072-05 5161 4 52 780
0.0 +00 1.00000+07 0 0 19 05161 4 52 781
3.51653-01 1.27377-01 4.26819-02-3.45416-03 7.66462-03-1.49239-035161 4 52 782
-8.09177-03-2.62579-03 5.7351-04 1.40133-02 1.66267-03-2.35304-035161 4 52 783
1.22003-03-1.57573-03-5.54471-04 6.90124-04 2.46216-05 6.15903-035161 4 52 784
0.0 +00 1.22000+07 0 0 19 05161 4 52 785
3.43483-01 1.55547-01 6.36348-02 1.23467-02 1.27437-02-1.11383-035161 4 52 786
3.53353-03-2.13168-03 7.17242-03 2.04875-02 4.73363-03 7.45389-035161 4 52 787
-1.61167-04-6.43070-03 3.26601-04 1.42230-03-2.41713-04 3.37629-0-5161 4 52 788
2.75364-05 5161 4 52 789
0.0 +00 1.49000+07 0 0 19 05161 4 52 790
4.10803-01 1.67701-01 8.93531-02 2.43733-02 2.16676-02-6.73767-035161 4 52 791
1.02373-01-9.94653-04 6.01409-03 1.61033-02 3.61555-03 9.36227-035161 4 52 792
-8.55751-03-7.41571-03 5.05930-03-1.16140-03-1.15244-03 1.05345-035161 4 52 793
-7.95428-05 5161 4 52 794
0.0 +00 1.56000+07 0 0 19 05161 4 52 795
4.10049-01 3.75518-01 1.14412-01 4.17530-02 3.26455-02-3.26560-035161 4 52 796
1.33175-02-4.09165-03 6.68550-03 7.27130-03 1.16649-03 7.91151-035161 4 52 797
-6.45833-03 6.65781-03 6.14336-03-6.55030-03-7.81223-04 1.03473-035161 4 52 798
-6.95347-04 5161 4 52 799
0.0 +00 1.88000+07 0 0 19 05161 4 52 800
4.40772-01 2.75551-01 1.32716-01 6.24045-02 4.36554-02 5.41590-035161 4 52 801
1.65916-02-1.56466-03 1.16517-02 7.93483-03 6.85634-03 1.59916-025161 4 52 802
-6.54253-03 1.18325-02-4.05233-03-1.46042-02 2.97027-03 5.74116-035161 4 52 803
-2.08299-03 5161 4 52 804
0.0 +00 2.00000+07 0 0 19 05161 4 52 805
1.86371-01 3.03449-01 1.44365-01 6.17501-02 4.96430-02 9.84777-035161 4 52 806
1.75377-02-3.774-15-03 8.28061-03 2.69784-03 1.53206-03 1.15169-035161 4 52 807
-8.28462-03 6.43729-03-8.943-9-03-6.04304-03 6.53486-03-7.19374-035161 4 52 808
-3.74614-03 5161 4 52 809
5161 4 52 810
+8.42420+04+2.40145+02 0 2 0 05161 4 53 811
+0.00000+00+2.40145+02 0 1 0 05161 4 53 812
+0.00000+00+0.00000+00 0 0 1 05161 4 53 813
2 2 5161 4 53 814
+0.00000+00+2.95300+05 0 0 1 05161 4 53 815
2 2 5161 4 53 816
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01 5161 4 53 817
+0.00000+00+2.00000+07 0 0 1 05161 4 53 818
2 2 5161 4 53 819
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01 5161 4 53 820
5161 4 53 821
+9.42420+04+2.40145+02 0 2 0 05161 4 54 822
+0.00000+00+2.40145+02 0 1 0 05161 4 54 823
+0.00000+00+0.00000+00 0 0 1 25161 4 54 824
2 2 5161 4 54 825
+0.00000+00+4.99000+05 0 0 1 25161 4 54 826
2 2 5161 4 54 827
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01 5161 4 54 828
+0.00000+00+2.00000+07 0 0 1 25161 4 54 829
2 2 5161 4 54 830
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01 5161 4 54 831
5161 4 54 832
+9.42420+04+2.40145+02 0 2 0 05161 4 55 833
+0.00000+00+2.40145+02 0 1 0 05161 4 55 834
+0.00000+00+0.00000+00 0 0 1 05161 4 55 835
2 2 5161 4 55 836
+0.00000+00+5.99000+05 0 0 1 05161 4 55 837
2 2 5161 4 55 838

$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 839
$+0.00000+00+2.00000+07$	0	0	1	25161 4 55 840
$\bar{}$				5161 4 55 841
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 842
$+0.42420+04+2.40145+02$	0	2	0	5161 4 55 843
$+0.00000+00+2.40145+02$	0	1	0	05161 4 55 844
$+0.00000+00+0.00000+00$	0	0	1	05161 4 55 845
$\bar{}$				25161 4 55 846
$+0.00000+00+6.51000+05$	0	0	1	5161 4 55 847
$\bar{}$				25161 4 55 848
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 849
$+0.00000+00+2.00000+07$	0	0	1	25161 4 55 850
$\bar{}$				5161 4 55 851
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 852
$+0.42420+04+2.40145+02$	0	2	0	5161 4 55 853
$+0.00000+00+2.40145+02$	0	1	0	05161 4 55 854
$+0.00000+00+0.00000+00$	0	0	1	05161 4 55 855
$\bar{}$				5161 4 55 856
$+0.00000+00+7.45000+05$	0	0	1	05161 4 55 857
$\bar{}$				5161 4 55 858
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 859
$+0.00000+00+2.00000+07$	0	0	1	25161 4 55 860
$\bar{}$				5161 4 55 861
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 862
$+0.42420+04+2.40145+02$	0	2	0	5161 4 55 863
$+0.00000+00+2.40145+02$	0	1	0	05161 4 55 864
$+0.00000+00+0.00000+00$	0	0	1	05161 4 55 865
$\bar{}$				5161 4 55 866
$+0.00000+00+8.45000+05$	0	0	1	05161 4 55 867
$\bar{}$				5161 4 55 868
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 869
$+0.00000+00+2.00000+07$	0	0	1	25161 4 55 870
$\bar{}$				5161 4 55 871
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 872
$+0.42420+04+2.40145+02$	0	2	0	5161 4 55 873
$+0.00000+00+2.40145+02$	0	1	0	05161 4 55 874
$+0.00000+00+0.00000+00$	0	0	1	05161 4 55 875
$\bar{}$				5161 4 55 876
$+0.00000+00+9.04000+05$	0	0	1	05161 4 55 877
$\bar{}$				5161 4 55 878
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				05161 4 55 879
$+0.00000+00+2.00000+07$	0	0	1	25161 4 55 880
$\bar{}$				5161 4 55 881
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 882
$+0.42420+04+2.40145+02$	0	2	0	5161 4 55 883
$+0.00000+00+2.40145+02$	0	1	0	05161 4 55 884
$+0.00000+00+0.00000+00$	0	0	1	05161 4 55 885
$\bar{}$				5161 4 55 886
$+0.00000+00+9.42000+05$	0	0	1	05161 4 55 887
$\bar{}$				5161 4 55 888
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 889
$+0.00000+00+2.00000+07$	0	0	1	25161 4 55 890
$\bar{}$				5161 4 55 891
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 892
$+0.42420+04+2.40145+02$	0	2	0	5161 4 55 893
$+0.00000+00+2.40145+02$	0	1	0	05161 4 55 894
$+0.00000+00+0.00000+00$	0	0	1	05161 4 55 895
$\bar{}$				5161 4 55 896
$+0.00000+00+9.42000+05$	0	0	1	05161 4 55 897
$\bar{}$				5161 4 55 898
$-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01$				5161 4 55 899

+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 61	600
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 61	600
+0.00000+00+0.00000+00	0	0	1	25161 4 61	601
2	2			5161 4 61	602
+0.00000+00+9.63000+05	0	0	1	25161 4 61	603
2	2			5161 4 61	604
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 61	605
+0.00000+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 61	606
2	2			5161 4 61	607
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 61	608
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 62	610
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 62	611
+0.00000+00+0.00000+00	0	0	1	25161 4 62	612
2	2			5161 4 62	613
+0.00000+00+9.66000+05	0	0	1	25161 4 62	614
2	2			5161 4 62	615
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 62	616
+0.00000+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 62	617
2	2			5161 4 62	618
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 62	619
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 63	620
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 63	621
+0.00000+00+0.00000+00	0	0	1	25161 4 63	622
2	2			5161 4 63	623
+0.00000+00+1.00000+06	0	0	1	25161 4 63	624
2	2			5161 4 63	625
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 63	626
+0.00000+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 63	627
2	2			5161 4 63	628
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 63	629
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 64	630
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 64	631
+0.00000+00+0.00000+00	0	0	1	25161 4 64	632
2	2			5161 4 64	633
+0.00000+00+1.03400+09	0	0	1	25161 4 64	634
2	2			5161 4 64	635
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 64	636
+0.00000+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 64	637
2	2			5161 4 64	638
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 64	639
+0.00000+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 64	640
2	2			5161 4 64	641
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 64	642
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 65	643
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 65	644
+0.00000+00+0.00000+00	0	0	1	25161 4 65	645
2	2			5161 4 65	646
+0.00000+00+1.04100+06	0	0	1	25161 4 65	647
2	2			5161 4 65	648
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 65	649
+0.00000+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 65	650
2	2			5161 4 65	651
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 65	652
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 66	653
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 66	654
+0.00000+00+0.00000+00	0	0	1	25161 4 66	655
2	2			5161 4 66	656
+0.00000+00+1.05000+05	0	0	1	25161 4 66	657
				5161 4 66	658

2	2					5161	4	66	950
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	66	950
+0.00000+00+2.00000+07	0	0			1	25161	4	65	951
2	2					5161	4	65	952
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	65	953
+9.42420+04+2.40145+02	0	2			0	05161	4	67	955
+0.00000+00+2.40145+02	0	1			0	05161	4	67	955
+0.00000+00+0.00000+00	0	0			1	25161	4	67	957
2	2					5161	4	67	958
+0.00000+00+1.00000+06	0	0			1	25161	4	67	959
2	2					5161	4	67	970
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01					1	5161	4	67	971
+0.00000+00+2.00000+07	0	0			1	25161	4	67	972
2	2					5161	4	67	973
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	67	974
+0.42420+04+2.40145+02	0	2			0	05161	4	68	975
+0.00000+00+2.40145+02	0	1			0	05161	4	68	977
+0.00000+00+0.00000+00	0	0			1	25161	4	68	978
2	2					5161	4	68	979
+0.00000+00+1.12000+06	0	0			1	25161	4	68	980
2	2					5161	4	68	981
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01					1	5161	4	68	982
+0.00000+00+2.00000+07	0	0			1	25161	4	68	983
2	2					5161	4	68	984
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	68	985
+0.42420+04+2.40145+02	0	2			0	05161	4	69	986
+0.00000+00+2.40145+02	0	1			0	05161	4	69	986
+0.00000+00+0.00000+00	0	0			1	25161	4	69	987
2	2					5161	4	69	988
+0.00000+00+1.14000+06	0	0			1	25161	4	69	989
2	2					5161	4	69	990
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01					1	25161	4	69	991
+0.00000+00+2.00000+07	0	0			1	5161	4	69	992
2	2					5161	4	69	993
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	69	994
+0.42420+04+2.40145+02	0	2			0	05161	4	70	995
+0.00000+00+2.40145+02	0	1			0	05161	4	70	995
+0.00000+00+0.00000+00	0	0			1	25161	4	70	1000
2	2					5161	4	70	1001
+0.00000+00+1.16500+06	0	0			1	25161	4	70	1002
2	2					5161	4	70	1003
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	70	1004
+0.00000+00+2.00000+07	0	0			1	25161	4	70	1005
2	2					5161	4	70	1006
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	70	1007
+0.42420+04+2.40145+02	0	2			0	5161	4	70	1008
+0.00000+00+2.40145+02	0	1			0	05161	4	71	1009
+0.00000+00+0.00000+00	0	0			1	25161	4	71	1010
2	2					5161	4	71	1011
+0.00000+00+1.18000+06	0	0			1	25161	4	71	1012
2	2					5161	4	71	1013
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	71	1014
+0.00000+00+2.00000+07	0	0			1	05161	4	71	1015
2	2					5161	4	71	1016
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01						5161	4	71	1017
+0.42420+04+2.40145+02	0	2			0	5161	4	71	1018

+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	5161 4 3 1019
+0.00003+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 72 1020
+0.00003+00+0.00000+03	0	0	1	05161 4 72 1021
2 2				05161 4 72 1022
+0.00003+00+1.23000+06	0	0	1	5161 4 72 1023
2 2				25161 4 72 1024
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 72 1025
+0.00003+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 72 1026
2 2				5161 4 72 1027
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 72 1028
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	5161 4 73 1029
+0.00003+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 73 1030
+0.00003+00+0.00000+03	0	0	1	05161 4 73 1031
2 2				5161 4 73 1032
+0.00003+00+1.24000+06	0	0	1	25161 4 73 1033
2 2				5161 4 73 1034
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 73 1035
+0.00003+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 73 1036
2 2				5161 4 73 1037
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 73 1038
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	5161 4 74 1039
+0.00003+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 74 1040
+0.00003+00+0.00000+03	0	0	1	05161 4 74 1041
2 2				5161 4 74 1042
+0.00000+03+1.25000+05	0	0	1	25161 4 74 1043
2 2				5161 4 74 1044
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 74 1045
+0.00003+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 74 1046
2 2				5161 4 74 1047
-1.00000+00+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 74 1048
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	5161 4 75 1049
+0.00003+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 75 1050
+0.00003+00+0.00000+03	0	0	1	05161 4 75 1051
2 2				5161 4 75 1052
+0.00000+03+1.27000+05	0	0	1	25161 4 75 1053
2 2				5161 4 75 1054
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 75 1055
+0.00003+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 75 1056
2 2				5161 4 75 1057
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 75 1058
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	5161 4 75 1059
+0.00003+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 75 1060
+0.00003+00+0.00000+03	0	0	1	05161 4 75 1061
2 2				5161 4 75 1062
+0.00000+03+1.29000+06	0	0	1	25161 4 75 1063
2 2				5161 4 75 1064
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 75 1065
+0.00003+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 75 1066
2 2				5161 4 75 1067
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 75 1068
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	5161 4 76 1069
+0.00003+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 76 1070
+0.00003+00+0.00000+03	0	0	1	05161 4 76 1071
2 2				5161 4 76 1072
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 76 1073
+0.00003+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 76 1074
2 2				5161 4 76 1075
-1.00000+03+5.00000-01+1.00000+00+5.00000-01				5161 4 76 1076
+9.42420+04+2.40145+02	0	2	0	5161 4 77 1077
+0.00003+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 77 1078
+0.00003+00+0.00000+03	0	0	1	05161 4 77 1079
2 2				5161 4 77 1080

+0.00000+00+1.31000+06	0	0	1	25161 4 77 1073
2	2			5161 4 77 1080
-1.00000+03+5.00000+01+1.00000+00+5.00000+01				5161 4 77 1081
+0.00000+00+1.00000+07	0	0	1	25161 4 77 1082
2	2			5161 4 77 1083
-1.00000+00+5.00000+01+1.00000+00+5.00000+01				5161 4 77 1084
+0.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 78 1085
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 78 1087
+3.00000+00+0.00000+03	0	0	1	25161 4 78 1088
2	2			5161 4 78 1089
+0.00000+03+1.40000+05	0	0	1	5161 4 78 1093
2	2			5161 4 78 1094
-1.00000+03+5.00000+01+1.00000+00+5.00000+01				5161 4 78 1095
+3.00000+00+2.00000+07	0	0	1	25161 4 78 1096
2	2			5161 4 78 1097
-1.00000+00+5.00000+01+1.00000+00+5.00000+01				5161 4 78 1098
+0.42420+04+2.40145+02	0	2	0	05161 4 81 1097
+0.00000+00+2.40145+02	0	1	0	05161 4 81 1098
+0.00000+00+0.00000+03	0	0	1	25161 4 81 1099
2	2			5161 4 81 1100
+0.00000+00+1.40000+04	0	0	1	25161 4 81 1101
2	2			5161 4 81 1102
-1.00000+03+5.00000+01+1.00000+03+5.00000+01				5161 4 81 1103
+0.00000+03+2.00000+07	0	0	1	25161 4 81 1104
2	2			5161 4 81 1105
-1.00000+00+5.00000+01+1.00000+00+5.00000+01				5161 4 81 1106
+0.42420+04+2.40145+02	0	0	1	05161 5 16 1107
+0.33000+00+0.00000+00	0	+	1	05161 5 16 1108
2	2			5161 5 16 1109
+0.33000+00+1.00000+02+2.00000+07+1.00000+00				5161 5 16 1110
+0.00000+00+0.00000+03	0	0	1	115161 5 16 1113
11	2			5161 5 16 1114
+0.33000+00+1.00000+04+7.00000+05+1.50000+05+7.50000+05+2.23000+055161	5 16 1115			
+0.00000+04+2.40145+05+9.00000+05+3.76300+05+1.22000+07+4.50000+055161	5 16 1116			
+1.16000+07+5.85000+05+1.20000+07+6.24000+05+1.40000+07+7.90000+055161	5 16 1117			
+1.50000+07+3.73000+05+2.60000+07+1.28500+06				5161 5 16 1118
				5161 5 16 1119
+0.42420+04+2.40145+02	0	0	1	05161 5 17 1120
+1.16000+07+0.00000+00	0	+	1	45161 5 17 1121
4	2			5161 5 17 1122
+1.16000+07+1.00000+03+1.20000+07+1.00000+00+1.40000+07+1.00000+035161	5 17 1123			
+2.00000+07+1.00000+03				5161 5 17 1124
+0.00000+00+0.00000+03	0	0	1	55161 5 17 1125
5	2			5161 5 17 1126
+1.16000+07+1.00000+04+1.20000+07+4.40000+04+1.40000+07+3.27000+055161	5 17 1127			
+1.50000+07+4.10000+05+2.60000+07+0.25000+05				5161 5 17 1128
				5161 5 0 1129
+0.42420+ 4 2.40145+ 2	0	0	1	05161 5 18 1130
-3.00000+ 7 0.00000+ 0	0	7	1	25161 5 18 1131
3	2			5161 5 18 1132
1.00000- 5 1.00000+ 0 2.00000+ 7 1.00000+ 0				5161 5 18 1133
0.00000+ 0 0.00000+ 0	0	0	1	35161 5 18 1134
3	3			5161 5 18 1135
1.00000- 5 1.33974+ 6 1.50000+ 7 1.33974+ 6 2.00000+ 7 1.33974+ 65161 5 18 1136				5161 5 0 1137
+0.42420+04+2.40145+02	0	0	2	05161 5 91 1138

*1.45000+06+0.00000+08	0	0	1	105161	5	e1	1158
10	2			5161	5	e1	1143
*1.46000+06+1.00000+03+2.80000+06+1.00000+00+3.00000+04+1.00000+005161	5	e1	1141				
*4.00000+05+0.00000+03+5.00000+05+0.00000+00+6.00000+05+0.00000+055161	5	e1	1142				
*8.00000+05+0.00000+03+1.00000+07+0.00000+00+1.50000+07+0.00000+035161	5	e1	1143				
*2.00000+07+0.00000+03				5161	5	e1	1144
*0.00000+02+0.00000+03	0	0	1	105161	5	e1	1145
10	5			5161	5	e1	1146
*1.40000+05+3.55000+05+2.00000+05+3.00000+05+3.00000+06+3.00000+055161	5	e1	1147				
*4.00000+06+3.00000+05+5.00000+05+3.00000+05+6.00000+05+3.00000+055161	5	e1	1148				
*8.00000+05+0.00000+03+1.00000+07+3.00000+05+1.50000+07+3.00000+035161	5	e1	1149				
*2.00000+07+3.00000+03				5161	5	e1	1150
*1.43974+05+3.00000+03	0	0	1	105161	5	e1	1151
10	2			5161	5	e1	1152
*1.46000+06+0.00000+05+2.00000+06+0.00000+00+3.00000+06+0.00000+055161	5	e1	1153				
*4.00000+06+1.00000+03+5.00000+05+1.00000+06+6.00000+05+1.00000+055161	5	e1	1154				
*8.00000+05+1.00000+03+1.00000+07+1.00000+00+1.50000+07+1.00000+075161	5	e1	1155				
*2.00000+07+1.00000+03				5161	5	e1	1156
*0.00000+00+0.00000+03	0	0	1	105161	5	e1	1157
10	5			5161	5	e1	1158
*1.46000+05+4.13000+05+2.00000+05+4.13000+05+3.00000+06+4.13000+055161	5	e1	1159				
*4.00000+06+4.13000+05+5.00000+05+5.00000+05+6.00000+05+6.00000+055161	5	e1	1160				
*8.00000+05+7.00000+05+1.00000+07+5.50000+05+1.50000+07+6.00000+055161	5	e1	1161				
*2.00000+07+1.10000+06				5161	5	e1	1162
				5161	5	0	1163
				5161	0	0	1164
				5161	0	0	1165
				0	-1	0	0

Édité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 Gif-sur-Yvette (France)