

94001087



FR9603319

ISSN 0429 - 3460

CEA-N-2745

- Note CEA-N-2745 -

**Gestion INIS**  
Doc. enreg. le : 1.2.16/94  
N° TRN : FR.9603.329...  
Destination : I,I+D,D

Centre d'Etudes de Saclay  
Direction des Réacteurs Nucléaires  
Département de Mécanique et de Technologie  
Service d'Etudes de Réacteurs et de Mathématiques Appliquées

**QUALIFICATION DES METHODES DE CALCULS DE FLUENCE  
DANS LES REACTEURS A EAU PRESSURISEE.  
AMELIORATION DU TRAITEMENT DES SECTIONS EFFICACES  
PAR LA METHODE DES TABLES DE PROBABILITE**

par

Song Hui ZHENG

- Janvier 1994 -

**NOTE CEA-N-2745 - Song Hui ZHENG**

**"QUALIFICATION DES METHODES DE CALCULS DE FLUENCE DANS LES REACTEURS A EAU PRESSURISEE; AMELIORATION DU TRAITEMENT DES SECTIONS EFFICACES PAR LA METHODE DES TABLES DE PROBABILITE"**

**Sommaire** - La connaissance de la fluence sur la cuve est indispensable dans les réacteurs à eau pressurisée ; les sections efficaces et leur traitement jouent un rôle important pour ce type de problème.

Dans cette étude, deux "benchmarks" sont interprétés par le code de Monte Carlo TRIPOLI pour qualifier la méthode de calcul et les sections efficaces utilisées.

Pour le traitement des sections efficaces, la méthode multigroupe est souvent utilisée actuellement mais elle pose des problèmes : le choix des fonctions de pondération est difficile et il faut un grand nombre de groupes pour bien décrire la fluctuation des sections efficaces. Dans cette thèse, nous proposons une nouvelle méthode appelée "méthode des tables de probabilité" pour le traitement des sections efficaces. Pour sa qualification, un programme de simulation du transport des neutrons à une dimension par la méthode de Monte Carlo utilisant les tables de probabilité a été écrit ; la comparaison entre les calculs multigroupes et ceux utilisant les tables de probabilité nous montre les avantages de cette nouvelle méthode.

Les tables de probabilité sont aussi introduites dans le code TRIPOLI ; les résultats du calcul d'un benchmark de pénétration profonde des neutrons dans le fer sont nettement améliorés en les comparant avec l'expérience. Par conséquent, c'est intéressant d'utiliser cette nouvelle méthode pour les calculs de protection et de neutronique.

**1994 - Commissariat à l'Energie Atomique - France**

**NOTE CEA-N-2745 - Song Hui ZHENG**

**"QUALIFICATION OF THE CALCULATIONAL METHODS OF THE FLUENCE IN THE PRESSURISED WATER REACTORS; IMPROVEMENT OF THE CROSS SECTIONS TREATMENT BY THE PROBABILITY TABLE METHOD"**

**Summary** - It is indispensable to know the fluence on the nuclear reactor pressure vessel. The cross sections and their treatment have an important role to this problem. In this study, two "benchmarks" have been interpreted by the Monte Carlo transport program TRIPOLI to qualify the calculational method and the cross sections used in the calculations.

For the treatment of the cross sections, the multigroup method is usually used but it exists some problems such as the difficulty to choose the weighting function and the necessity of a great number of energy group to represent well the cross section's fluctuation. In this thesis, we propose a new method called "Probability Table Method" to treat the neutron cross sections. For the qualification, a program of the simulation of neutron transport by the Monte Carlo method in one dimension has been written ; the comparison of multigroup's results and probability table's results shows the advantages of this new method.

The probability table method has also been introduced in the TRIPOLI program ; the calculational results of the iron deep penetration benchmark has been improved by comparing with the experimental results. So it is interest to use this new method in the shielding and neutronic calculations.

**1994 - Commissariat à l'Energie Atomique - France**

- Note CEA-N-2745 -

Centre d'Etudes de Saclay  
Direction des Réacteurs Nucléaires  
Département de Mécanique et de Technologie  
Service d'Etudes de Réacteurs et de Mathématiques Appliquées

QUALIFICATION DES METHODES DE CALCULS DE FLUENCE  
DANS LES REACTEURS A EAU PRESSURISEE.  
AMELIORATION DU TRAITEMENT DES SECTIONS EFFICACES  
PAR LA METHODE DES TABLES DE PROBABILITE

par

Song Hui ZHENG

## **REMERCIEMENTS**

Ce travail a été réalisé au Service d'Etudes des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées (SERMA), Laboratoire d'Etudes de Protection et de Probabilité (LEPP) du CEA-Saclay.

Je suis reconnaissant envers Monsieur BOBIN, Professeur à l'Université de Paris VI et le remercie pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de thèse.

Je remercie Monsieur J.C.NIMAL, Chef adjoint du SERMA et Chef du LEPP qui m'a accueilli dans son laboratoire et a dirigé le travail pendant ces trois années. Chaque fois que j'ai eu des difficultés, il m'a apporté de précieuses remarques et des conseils importants permettant de m'assurer les meilleures conditions pour la poursuite du travail.

Je tiens à remercier Monsieur A.GLADIEUX Directeur adjoint de l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires (INSTN) et Monsieur G.L.LIU professeur à l'Université Tsinghua (Pékin), c'est grâce à eux que j'ai eu l'occasion de faire mes études en France.

Je remercie profondément Monsieur P.RIBON, Ingénieur au Laboratoire d'Etudes de Neutronique des Réacteurs (LENR) du SERMA qui a bien voulu être membre du jury. En ce qui concerne les sections efficaces et les tables de probabilité, je n'oublie pas que Monsieur RIBON m'a permis d'approfondir sérieusement et chaleureusement la physique et sa méthode d'analyse et que nous avons eu de nombreuses discussions détaillées et fructueuses.

Je suis très honoré de la présence de Monsieur F.CARRE (Chef du service SIS au CEA Cadarache) et Monsieur V.MASTRANGELO (Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers) dans le jury en tant que rapporteurs.

**Je remercie Monsieur P.REUSS de sa présence dans le jury et des remarques importants en corrigeant ce mémoire.**

**Je tiens aussi à exprimer à Monsieur C.M.DIOP toute ma gratitude pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et en particulier pour son aide à propos des constantes nucléaires et de leur traitement, ainsi que pour les corrections profondes de ce mémoire.**

**Je tiens à exprimer à Madame T.VERGNAUD tous mes remerciements pour son aide devant toutes les difficultés que j'ai rencontrées en utilisant le code TRIPOLI et en introduisant les tables de probabilité dans ce code.**

**Je dois indiquer le meilleur souvenir de mes collègues Benjamin, Ali, Caroline, Jean-Pierre, Lee et Isabelle ; les discussions avec eux de tous les jours et dans tous les domaines intéressants m'ont fait progresser et éviter des erreurs dans ce travail.**

**Je remercie également Madame G.CARON et toute l'équipe LEPP pour leur aide et leur gentillesse ainsi que leur constante compréhension et sympathie.**

## TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I GENERALITES SUR LES SECTIONS EFFICACES ET LE TRANSPORT DE NEUTRONS.....	5
I.1 La découverte du neutron et de la fission.....	5
I.2 Interactions des neutrons avec la matière.....	5
I.3 Sections efficaces microscopiques .....	7
I.4 Sections efficaces macroscopiques.....	8
I.5 Transport des neutrons dans la matière .....	10
Références .....	13
CHAPITRE II METHODE DE MONTE CARLO DANS LE CALCUL DU TRANSPORT DES NEUTRONS .....	14
II.1 Méthode de Monte Carlo.....	14
II.2 Simulation du Transport des Neutrons par la Méthode de Monte Carlo.....	16
II.2.1 Résolution de l'équation intégrale .....	16
II.2.2 Simulation des neutrons avec la représentation des sections efficaces multigroupes.....	17
II.2.3 Biaisage dans la simulation du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo.....	22
Références .....	27
CHAPITRE III QUALIFICATION DES METHODES DE CALCULS DE FLUENCE DANS LES REACTEURS A EAU PRESSURISEE.....	28
III.1 Présentation du code utilisé.....	28
III.1.1 Introduction.....	28
III.1.2 Description des données nucléaires .....	28
III.1.3 Description de la géométrie et de la source.....	29
III.1.4 Description de la pondération.....	30
III.2 Système de traitement des sections efficaces.....	30
III.3 Benchmark NESDIP .....	34
III.3.1 Description de l'expérience NESDIP .....	34
III.3.2 Méthode de calcul.....	37

III.3.3 Résultats de calcul et comparaison avec l'expérience.....	40
III.4 Benchmark ASPIS.....	48
III.4.1 Description de l'expérience.....	48
III.4.2 Calcul du benchmark par le code TRIPOLI-3.....	51
III.4.3 Résultats et conclusion.....	52
Références .....	58

**CHAPITRE IV METHODE DES TABLES DE PROBABILITE POUR TRAITER  
LES SECTIONS EFFICACES.....**

IV.1 Introduction .....	60
IV.2 Phénomène d'autoprotection.....	61
IV.2.1 Généralités.....	61
IV.2.2 Sections efficaces multigroupes .....	63
IV.3 Méthode des tables de probabilité .....	64
IV.3.1 Principe général de la méthode des tables de probabilité.....	66
IV.3.2 Méthode mathématique pour établir les tables de probabilité ....	71
IV.3.2.1 Sections totales .....	72
IV.3.2.2 Sections partielles.....	74
IV.3.3 Choix des moments et détermination du nombre de palieres ....	75
IV.3.4 Tables de probabilité pour un mélange.....	77
IV.3.5 Condensation des tables de probabilité.....	80
IV.3.6 Réduction de l'ordre des tables de probabilité .....	81
Références .....	84

**CHAPITRE V TABLES DE PROBABILITE DANS LE CALCUL DU  
TRANSPORT DES NEUTRONS PAR LA METHODE DE  
MONTE CARLO .....**

V.1 Simulation du transport des neutrons à une dimension .....	86
V.1.1 Equation du transport sous la forme multigroupe avec des tables de probabilité.....	86
V.1.2 Matrices de transfert.....	89
V.1.3 Simulation du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo en utilisant des tables de probabilité, TPMCN (Tables de Probabilité, Monte Carlo, transport de Neutrons).....	90
V.1.3.1 Géométrie .....	90
V.1.3.2 Source.....	90
V.1.3.3 Encaissement .....	90

*Tables des matières*

V.1.3.4 Sections efficaces.....	91
V.1.3.5 Tables de travail dans la simulation.....	92
V.1.3.6 Organigramme du programme .....	92
V.1.4 Qualification, comparaison avec la méthode multigroupe .....	94
V.2 Introduction des tables de probabilité dans le code TRIPOLI-3.....	108
V.2.1 Sections efficaces pour le code TRIPOLI-3.....	109
V.2.2 Modification du code TRIPOLI-3 pour l'utilisation des tables de probabilité.....	111
V.2.3 Remarque importante avec les tables de probabilité.....	116
V.2.4 Qualification .....	117
V.2.4.1 Calcul d'une plaque de fer (un mètre de fer).....	117
V.2.4.2 Calcul du benchmark ASPIS.....	120
V.2.4.3 Comparaison des "Tables de Probabilité" et "Ponctuel" .....	130
V.3 Remarques sur les sections efficaces du fer dans les évaluations ENDF/B4, ENDF/B6 et JEF-2 .....	133
Références .....	136
CONCLUSION.....	137
ANNEXES.....	140
1 Tables de travail pour la simulation des neutrons .....	140
2 Spectres des neutrons des calculs d'un mètre de fer.....	143
3 Comparaison des sections efficaces du fer avec ou sans pondération.....	149
4 Spectres de neutrons du benchmark ASPIS .....	156

## INTRODUCTION

La cuve est un composant important du réacteur nucléaire, la connaissance de la fluence des neutrons et des rayonnements gamma sur la cuve est indispensable lorsqu'un réacteur fonctionne. Cette fluence est calculée par les méthodes déterministe ou statistique en utilisant les sections efficaces des neutrons et des gamma.

Les questions posées sont : la méthode de calcul est-elle correcte ? les données de base des sections efficaces sont-elles exactes et la méthode de traitement de ces données est-elle valable ?

Pour répondre à la première question, il faut rappeler qu'il existe plusieurs méthodes pour résoudre les problèmes du transport que l'on peut diviser en deux grandes catégories : méthodes déterministes et méthode statistique (ou méthode de Monte Carlo). Les méthodes déterministes sont difficiles à employer pour représenter des géométries complexes et pour modéliser les données nucléaires. La méthode de Monte Carlo est la seule méthode qui soit capable de traiter exactement tout type de géométrie ; la possibilité de simuler tous les types d'interaction et d'utiliser les sections efficaces définies point par point (ponctuelle) ou avec un nombre de groupes très élevé (multigroupe) est aussi un avantage important. Cette méthode est de plus en plus utilisée bien que l'obtention d'une précision statistique satisfaisante la rende nettement plus coûteuse que les méthodes déterministes.

Il est très difficile de répondre à la deuxième question puisque deux facteurs jouent en même temps sur les résultats : les données de base et la méthode de traitement des données.

Les données de base sont évaluées d'après les résultats de mesures et les modèles nucléaires. Depuis quelques dizaines d'années, plusieurs évaluations

## Introduction

ont été publiées (UKNDL, ENDF, ENDL, JENDL, JEF\*, etc) ; toutefois des incertitudes existent toujours, même dans les nouvelles versions.

Le traitement des sections efficaces est une étape complexe. Les évaluations ne peuvent pas être utilisées directement dans le calcul du transport ; elles doivent être préalablement traitées et réorganisées en un format exploitable par les codes de calculs.

Dans le cas général, les sections efficaces sont traitées de façon multigroupe : les sections moyennes  $\bar{\sigma}_g$  dans chaque groupe d'énergie ( $E_g, E_{g+1}$ ) sont calculées en utilisant une fonction de pondération  $\Phi(E)$  par l'expression :

$$\bar{\sigma}_g = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \sigma(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \Phi(E) dE}$$

où  $\Phi(E)$  est, précisément, la solution du problème à résoudre et  $E$  l'énergie de la particule considérée. On ne peut donc pas la connaître avant le calcul ; dans la pratique, des approximations sont utilisées, par exemple dans les bibliothèques classiques du code TRIPOLI pour les problèmes de protection on estime  $\Phi(E)$  par :

- un spectre de fission pour  $E > 1,0026$  MeV,
- une fonction  $1/(E \Sigma_t)$  pour  $0,108$  eV  $< E < 1,0026$  MeV, où  $\Sigma_t$  est la section totale macroscopique de la composition considérée.
- un spectre de Maxwell pour  $E < 0,108$  eV.

---

\*UKNDL - United Kingdom Nuclear Data Library.  
 ENDF - United States Evaluated Nuclear Data File.  
 ENDL - Evaluated Nuclear Data Library of Lawrence Livermore National Laboratory in the U.S.A.  
 JENDL - Japanese Evaluated Nuclear Data Library.  
 JEF - Joint Evaluated File.

*Introduction*

Cette approximation est aussi utilisée par de nombreux laboratoires pour les calculs de protection. Mais des interprétations des benchmarks expérimentaux ont montré qu'elle n'est valable que dans certains cas (e.g. elle n'est pas valable pour un problème de pénétration profonde).

On peut aussi représenter les sections efficaces de manière ponctuelle en fonction de l'énergie : elle est normalement précise ; mais le grand nombre de points conduit à un volume important des données nucléaires à stocker. A cause de l'interpolation des sections efficaces en cours de la simulation, le temps de calcul est aussi plus long.

La troisième méthode de traitement est la méthode des tables de probabilité. Cette méthode conserve toujours la notion de groupe d'énergie mais plusieurs paliers (appelés aussi "sous-groupes") sont définis pour le même groupe avec, pour chaque palier, une probabilité associée. On peut comprendre facilement que, par rapport à la méthode multigroupe, les tables de probabilité décrivent mieux la fluctuation des sections efficaces parce que plusieurs valeurs représentent la variation des sections efficaces dans un groupe considéré. Si les sections efficaces varient lentement avec l'énergie, le nombre de paliers sera égal à un, c'est-à-dire que les tables de probabilité coïncident avec la description multigroupe classique.

La qualification de la méthode de calcul (méthode de Monte Carlo) de fluence sur la cuve des REP constitue la première partie de la thèse, l'introduction des tables de probabilité dans le calcul de Monte Carlo la seconde. Cette dernière partie a représenté un travail important (plus des deux tiers du travail de la thèse).

Dans le chapitre I, nous présentons les généralités sur les sections efficaces et le transport des neutrons dans les matériaux.

Le chapitre II présente la méthode de Monte Carlo et l'application dans le calcul du transport des neutrons, un schéma simplifié est montré dans ce chapitre.

Dans le chapitre III, deux benchmarks expérimentaux anglais ont été traités par le code de Monte Carlo TRIPOLI en utilisant des sections efficaces multigroupes. Le premier benchmark nous permet de valider le schéma de

*Introduction*

calcul des neutrons et de couplage neutron-gamma dans des lamellages fer-eau ; le deuxième benchmark a pour objet de valider les sections efficaces du fer et la méthode de calcul dans le cas où la pénétration des neutrons est très profonde.

Le chapitre IV est consacré à la théorie des tables de probabilité, il décrit le phénomène d'autoprotection, le principe des tables de probabilité et la méthode mise en oeuvre pour les établir.

Nous présentons ensuite, dans le chapitre V, un programme de simulation du transport des neutrons à une dimension par la méthode de Monte Carlo utilisant les tables de probabilité ; ce programme a été écrit dans le but de qualifier la méthode des tables de probabilité. L'introduction des tables de probabilité dans le code de Monte Carlo TRIPOLI-3 est considérée comme la deuxième partie du chapitre V, quelques exemples sont traités pour qualifier ce développement.

## CHAPITRE I

### GENERALITES SUR LES SECTIONS EFFICACES ET LE TRANSPORT DES NEUTRONS

La physique nucléaire et la neutronique sont présentées dans le «Traité de neutronique[1] » écrit par J.BUSSAC et P.REUSS et dans les références[2-4]. Dans ce chapitre nous faisons un rappel sur les caractéristiques et le transport des neutrons.

#### **I.1 La découverte du neutron et de la fission**

Le neutron a été découvert en 1932 en bombardant par des particules  $\alpha$  des éléments légers, tels que lithium, béryllium ou bore ; par exemple pour le béryllium, la réaction s'écrit :



Cette réaction est encore souvent utilisée aujourd'hui pour produire des neutrons.

Les expériences se multiplient dans de nombreux laboratoires et la publication de Hahn et Strassmann[5] est considérée officiellement comme la découverte de la fission en 1938.

Les années suivantes, la réaction en chaîne a été confirmée ; en 1945, la première bombe atomique a été fabriquée aux Etats-Unis ; en France, le premier réacteur (ZOE) a été construit en décembre 1948 à Fontenay-aux-roses.

#### **I.2 Interactions des neutrons avec la matière**

Grâce à une énergie considérable dégagée par la fission, la production d'électricité par les réacteurs est possible. Dans les réacteurs, les neutrons jouent un rôle fondamental et il est nécessaire de connaître les interactions

*Généralités*

entre les neutrons et la matière ainsi que les caractéristiques et le transport des neutrons.

Les interactions des neutrons avec la matière peuvent être classées en deux catégories : diffusion élastique potentielle et formation d'un noyau composé.

Dans la première catégorie, les neutrons sont diffusés directement sans pénétration à l'intérieur du noyau cible. Après cette interaction, une partie de l'énergie cinétique du neutron est transformée en énergie cinétique du noyau cible. La quantité du mouvement et l'énergie cinétique du système (le neutron et le noyau cible) sont conservées, on peut traiter cette interaction comme le choc élastique entre deux billes.

Dans la deuxième catégorie, le neutron pénètre à l'intérieur du noyau cible. Le phénomène devient beaucoup plus complexe en raison de :

- la complexité du problème de plusieurs particules en interaction.
- la connaissance insuffisante de ce qui se passe lors de l'interaction neutron-noyau cible et l'imperfection des formalismes mathématiques qui décrivent cette interaction.

De manière générale, on dispose d'un certain nombre de modèles pour traiter ce problème. Le modèle souvent utilisé pour décrire l'interaction des neutrons avec la matière pour les énergies inférieures à 20 MeV est celui du "noyau composé". D'après ce modèle, après la pénétration du neutron dans le noyau cible, il y a formation d'un noyau de masse  $A+1$  dans un état excité. Ce niveau excité a une durée de vie finie et par conséquent le noyau composé finit par se désexciter. Lors de cette désexcitation, plusieurs phénomènes sont possibles dont chacun correspond à un type d'interaction ; les plus importantes dans les réacteurs nucléaires sont les suivantes :

- rémission d'un neutron qui peut être la diffusion résonnante élastique si le neutron emporte toute l'énergie excédentaire ou la diffusion inélastique si le neutron n'emporte qu'une partie de l'énergie.
- émission d'un ou plusieurs  $\gamma$ .
- fission.
- autres réactions : émission de particules chargées ou de plusieurs neutrons.

### Généralités

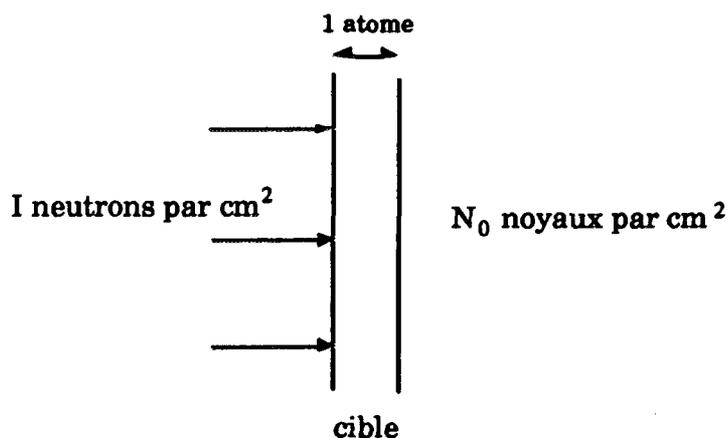
Parmi toutes les réactions de désexcitation du noyau composé, certaines ne sont possibles que si l'énergie du neutron incident est supérieure à une valeur minimale : ce sont les réactions à seuil. Ces réactions sont : la diffusion inélastique, les réactions (n, xn) et dans la majorité des cas les émissions de particules chargées et les réactions de fission.

### L3 Sections efficaces microscopiques

Les sections efficaces sont les grandeurs caractéristiques des phénomènes neutroniques ; elles représentent les probabilités d'interaction des neutrons avec les différents noyaux selon leurs énergies.

Imaginons un faisceau de  $I$  neutrons monocinétiques par  $\text{cm}^2$  frappant perpendiculairement une cible d'épaisseur un atome et contenant  $N_0$  noyaux par  $\text{cm}^2$ . Si l'on observe  $R$  réactions d'un certain type, on définira la section efficace microscopique du noyau considéré, pour ce type de réaction et pour l'énergie incidente des neutrons considérés par :

$$\sigma = \frac{R}{N_0 I}$$



elle s'exprime en  $\text{cm}^2$  ou plus couramment en barn,

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

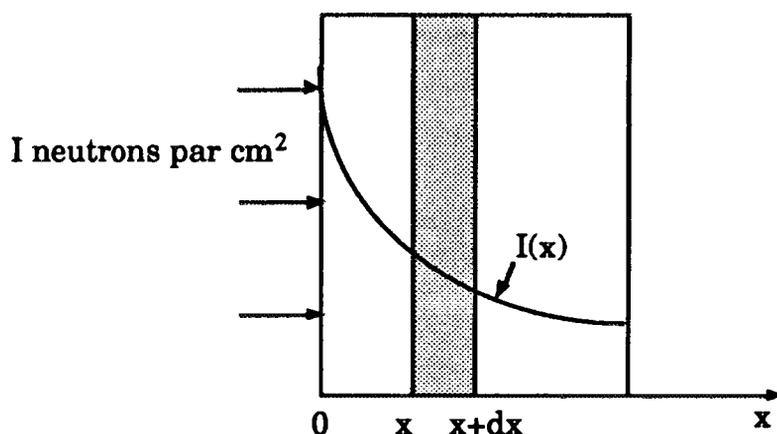
Les sections efficaces correspondant à chaque type de réaction sont appelées "sections efficaces partielles" et la somme de toutes les sections efficaces partielles est la section efficace totale.

### Généralités

Les figures 1.1 (a) et (b) montrent les sections efficaces microscopiques d'interaction d'un neutron avec un noyau de fer.

### I.4 Sections efficaces macroscopiques

Imaginons un faisceau de  $I$  neutrons par  $\text{cm}^2$  frappant perpendiculairement une cible d'épaisseur finie contenant  $N$  noyaux par  $\text{cm}^3$ .



Soit  $I(x)$  le nombre de neutrons ayant traversé sans interaction l'épaisseur  $x$ , dans la bande d'épaisseur  $dx$  on va observer, d'après le résultat précédent  $I(x)\sigma Ndx$  réactions (dans l'épaisseur  $dx$  il y a  $Ndx$  noyaux par  $\text{cm}^2$ ). Donc la diminution du faisceau est :

$$- dI(x) = I(x) N \sigma dx$$

d'où 
$$I(x) = I \exp(-N \sigma x)$$

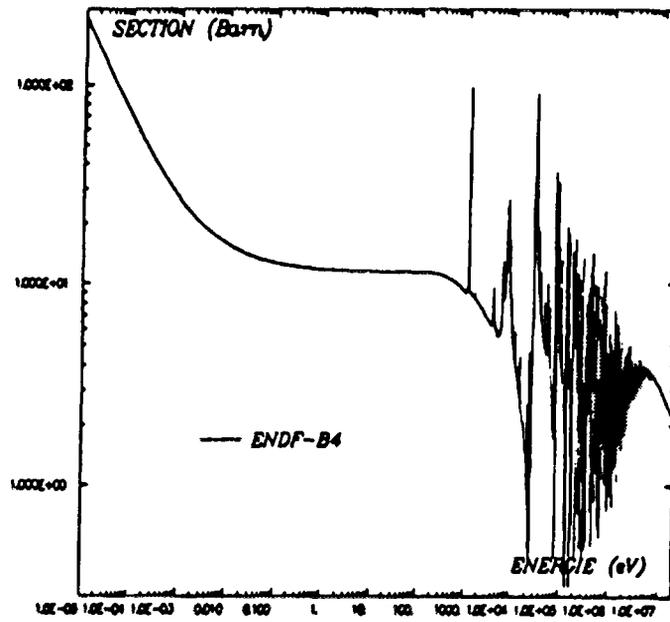
la quantité  $N\sigma$  s'appelle "section efficace macroscopique", on la note :

$$\Sigma = N\sigma$$

elle s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$ .

Nous citons ici quelques notions qui sont souvent utilisées dans la physique des réacteurs.

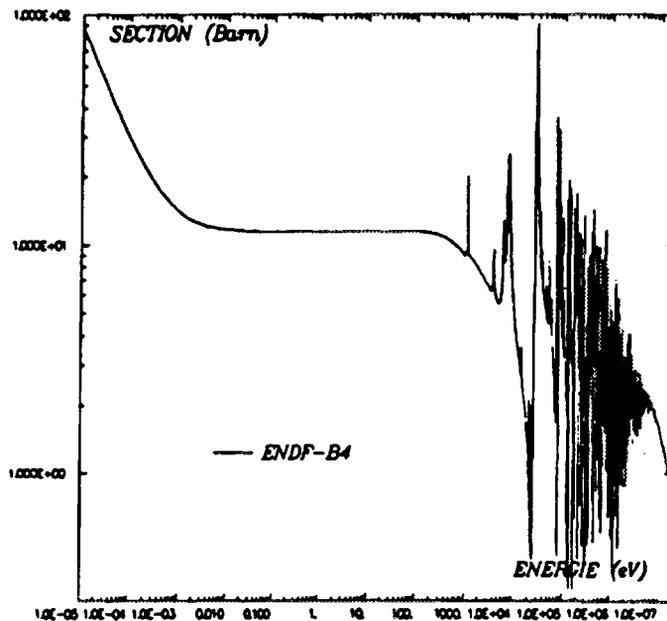
## SECTIONS EFFICACES DU FER



TOTALE

(a)

## SECTIONS EFFICACES DU FER



ELASTIQUE

(b)

Fig.1.1 Sections efficaces du fer

(a) totale. (b) élastique.

*Généralités****Libre parcours moyen  $\lambda$*** 

Distance parcourue en moyenne par le neutron entre deux interactions avec la matière,

$$\lambda = 1 / \Sigma \quad (\Sigma : \text{section efficace macroscopique})$$

il s'exprime en cm, son ordre de grandeur est de quelques centimètres.

***Taux de réaction  $R$*** 

Le nombre de réactions par unité de volume et de temps,

$$R = nv \Sigma$$

où  $n$  : nombre de neutrons par unité de volume ;  
 $v$  : vitesse des neutrons ;  
 $\Sigma$  : section efficace macroscopique.

***Flux  $\Phi$*** 

En neutronique on utilise souvent une grandeur  $\Phi = nv$  ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) qui caractérise la distance totale parcourue par les neutrons dans une unité de volume et par unité de temps. On a alors la relation entre le taux de réaction et le flux :

$$R = \Sigma \Phi$$

**L5 Transport des neutrons dans la matière**

Dans les réacteurs nucléaires, on doit connaître le flux, les taux de réaction et leurs distributions (distribution spatiale, énergétique et angulaire). Ces quantités sont calculées par la théorie du transport des neutrons décrite par l'équation de Boltzmann qui fait intervenir les données nucléaires.

L'équation du transport (équation de Boltzmann) est constituée de quatre termes pour représenter la variation du nombre de neutrons entre  $t$  et  $t+dt$  dans l'élément de volume  $d^3r$ , l'élément de vitesse  $dv$  et l'élément d'angle solide (ou de direction)  $d^2\Omega$  :

*Généralités*

- Disparitions par déplacement (ou fuite)

$$- \operatorname{div} (\Omega \Phi(r, v, \Omega, t)) d^3r dv d^2\Omega dt$$

- Disparitions par choc

$$- \Sigma_t(r, v, \Omega, t) \Phi(r, v, \Omega, t) d^3r dv d^2\Omega dt$$

- Arrivées par transfert

$$d^3r dv d^2\Omega dt \int_0^\infty \int_{(4\pi)} \Sigma_s(r, v' \rightarrow v, \Omega' \rightarrow \Omega, t) \Phi(r, v', \Omega', t) dv' d^2\Omega'$$

- Terme de source

$$S(r, v, \Omega, t) d^3r dv d^2\Omega dt$$

Donc la variation du nombre de neutrons est décrite par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(r, v, \Omega, t) = & - \operatorname{div} (\Omega \Phi(r, v, \Omega, t)) - \Sigma_t(r, v, \Omega, t) \Phi(r, v, \Omega, t) \\ & + \int_0^\infty \int_{(4\pi)} \Sigma_s(r, v' \rightarrow v, \Omega' \rightarrow \Omega, t) \Phi(r, v', \Omega', t) dv' d^2\Omega' + S(r, v, \Omega, t) \end{aligned}$$

Il s'agit d'une équation intégral-différentielle. En régime stationnaire l'équation devient :

$$\begin{aligned} & - \operatorname{div} (\Omega \Phi(r, v, \Omega)) - \Sigma_t(r, v, \Omega) \Phi(r, v, \Omega) \\ & + \int_0^\infty \int_{(4\pi)} \Sigma_s(r, v' \rightarrow v, \Omega' \rightarrow \Omega) \Phi(r, v', \Omega') dv' d^2\Omega' + S(r, v, \Omega) = 0 \end{aligned}$$

Cette équation est complexe et ne peut être résolue analytiquement que dans certains cas particuliers. Des méthodes numériques sont souvent appliquées pour les calculs de neutronique et de protection en utilisant un

*Généralités*

formalisme multigroupe : le domaine d'énergie des neutrons est partitionné en groupes d'énergie et pour chaque groupe on a une équation.

Pour résoudre les équations multigroupes, il faut d'abord calculer les constantes des groupes (les sections efficaces moyennes dans chaque groupe et la matrice de transfert), ceci représente un travail important pour les neutroniciens puisque les sections efficaces varient beaucoup avec l'énergie des neutrons donc il n'est pas facile de déterminer la valeur à associer à un groupe d'énergie donné.

Deux grands problèmes se posent pour résoudre l'équation du transport des neutrons : le choix de la méthode numérique et le traitement des sections efficaces.

De nombreux codes de calculs ont été développés en utilisant différentes méthodes (méthode aux éléments finis, méthode des ordonnées discrètes, méthode de Monte Carlo, méthode des probabilités de collision, etc.). La méthode de Monte Carlo permet de résoudre les problèmes en considérant l'énergie des neutrons de façon continue et en décrivant la finesse des interactions neutron-matière.

S'agissant des sections efficaces des systèmes de traitement ont été développés pour les générer sous forme ponctuelle ou multigroupe en fonction de l'énergie en tenant compte de l'existence des résonances.

Notons que la complexité des phénomènes physiques conduit à introduire des approximations dans le traitement des sections efficaces.

*Généralités***Références**

- [1] J. BUSSAC and P. REUSS, "Traité de Neutronique", HERMANN, Ed.2, (1985)
- [2] P. REUSS, "Eléments de Neutronique", Collection Enseignement, CEA INSTN,(1986)
- [3] P. REUSS, "Eléments de Physique Nucléaire", Collection Enseignement, CEA INSTN,(1987)
- [4] H. TELLIER, "Réactions Nucléaires Induites par les Neutrons", Collection Enseignement, CEA INSTN,(1989)
- [5] O. HANN and F. STRASSMANN, "Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans Mittels Neutronen Entstehenden Erdalkalimetalle", Naturwissenschaften,(1939)

## CHAPITRE II

# METHODE DE MONTE CARLO DANS LE CALCUL DU TRANSPORT DES NEUTRONS

### II.1 Méthode de Monte Carlo

Monte Carlo est une méthode très efficace et elle a souvent été utilisée pour les problèmes physiques surtout dans le traitement de phénomènes aléatoires (e.g. transport de particules). Elle peut être aussi utilisée pour résoudre des problèmes non-aléatoires (e.g. calcul intégral).

La méthode générale a été développée par Fermi, Ulam et Von Neumann (cf. [1] ). La première revue est publiée par Kahn [2] . Par contre les premiers résultats obtenus par simulation du transport de neutrons et photons par la méthode de Monte Carlo ont été publiés par Cashwell et Everett [3] puis par le groupe de Los Alamos [4] . Actuellement, la méthode est bien connue et de nombreux livres sont consacrés à l'application de cette méthode aux calculs de transport de particules [4-7] .

Dans toutes les applications de la méthode de Monte Carlo, un processus statistique est construit. Dans ce processus statistique, l'espérance mathématique de certaines variables aléatoires (ou de la combinaison de plusieurs variables) est équivalente à la quantité physique qui est recherchée. Cette valeur de l'espérance est estimée par la moyenne effectuée sur plusieurs échantillons indépendants. Pour construire la série d'échantillons indépendants, des nombres aléatoires sont tirés selon la distribution de variables à estimer.

Les étapes pour résoudre un problème par la méthode de Monte Carlo sont les suivantes :

- 1). Construire un processus statistique, ce processus est appelé le JEU.

2). Attribuer une valeur numérique dépendant du déroulement du processus statistique à une variable aléatoire  $X$ , cette attribution sera appelée le SCORE.

3). On réalise le JEU  $N$  fois de façon indépendante les unes des autres, on obtient  $N$  valeurs du SCORE  $X_1, X_2, \dots, X_N$ , la moyenne de  $X_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ) tend vers l'espérance mathématique de  $X$  si  $N$  tend vers l'infini,

$$\bar{X}_N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \rightarrow E(X) \text{ si } N \rightarrow \infty$$

$\bar{X}_N$  représente le résultat cherché.

Ci-après nous donnons un exemple simple d'un calcul intégral par la méthode de Monte Carlo :

$$I = \int_a^b f(x) dx$$

Soit une densité de probabilité  $p(x)$  définie sur l'intervalle  $[a,b]$

$$\int_a^b p(x) dx = 1$$

on définit un estimateur de  $I$  par l'expression :

$$g(x) = \frac{f(x)}{p(x)}$$

on vérifie aisément que l'espérance mathématique de  $g(x)$  est bien égale à  $I$  :

$$E(g(x)) = \int_a^b g(x)p(x)dx = \int_a^b \frac{f(x)}{p(x)}p(x)dx = \int_a^b f(x) dx = I$$

Pour obtenir le résultat par la méthode de Monte Carlo, nous tirons indépendamment des nombres aléatoires  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$  selon la distribution  $p(x)$

*Méthode de Monte Carlo dans le calcul du transport des neutrons*

entre a et b et obtenons les scores  $g(\xi_1), g(\xi_2), \dots, g(\xi_n)$ , la valeur moyenne de  $g(\xi)$  sera le résultat demandé :

$$I = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g(\xi_i)$$

## II.2 Simulation du Transport des Neutrons par la Méthode de Monte Carlo

### II.2.1 Résolution de l'équation intégrale

Le transport des neutrons peut être décrit par différentes formes de l'équation du transport. Par la méthode de Monte Carlo on résout l'équation intégrale (équation de Fredholm) :

$$X(P) = S(P) + \int_D X(P') K(P' \rightarrow P) dP' \quad (2.1)$$

où  $D$  : domaine de l'intégration,  
 $X(P)$  : densité de collision au point  $P$  de l'espace des phases,  
 $S(P)$  : terme source au  $P$ ,  
 $K(P' \rightarrow P)$  : probabilité du transfert du point  $P'$  au point  $P$ .

Dans un système non surcritique ou en régime non stationnaire avec coupure en temps la solution de cette équation peut s'obtenir en faisant la sommation des termes de la série de Neumann :

$$X(P) = \sum_{v=0}^{\infty} X_v(P)$$

$$X_0(P) = S(P)$$

$$X_v(P) = \int X_{v-1}(P') K(P' \rightarrow P) dP'$$

$$X_\nu(P) = \int S(P_0)K(P_0 \rightarrow P_1)K(P_1 \rightarrow P_2) \cdots K(P_{\nu-1} \rightarrow P_\nu) dP_0 dP_1 \cdots dP_{\nu-1}$$

où  $\nu$  étant le nombre de choc de la particule et  $X_\nu(P)$  la densité de collision au point  $P$  pour le  $\nu^{\text{ième}}$  choc.

## **II.2.2 Simulation des neutrons avec la représentation des sections efficaces multigroupes**

Le schéma simplifié de la simulation du transport des neutrons peut-être décrit de la façon suivante (on simule les neutrons l'un après l'autre) :

- 1- La détermination de l'énergie (et le numéro du groupe) et de la direction du neutron source.
- 2- Le tirage du parcours du neutron.
- 3- Le choix de l'isotope pour le choc (réaction neutron-matière).
- 4- Le choix du type de réaction.
- 5 - La correction du poids du neutron par la probabilité de non-absorption.
- 6- Le tirage de la direction du neutron après choc.
- 7- Le calcul de l'énergie après choc.

On répète les étapes 2 à 7 jusqu'à la disparition du neutron qui peut intervenir soit après sortie de la géométrie, soit par le ralentissement jusqu'à l'énergie inférieure à la limite du problème, soit après décroissance du poids du neutron en dessous d'un seuil (roulette russe\*).

---

\* La roulette russe est une technique importante dans le calcul de Monte Carlo, elle arrête les histoires du neutron qui ont des très faibles contributions aux résultats et par conséquent on gagne du temps de calcul.

Nous allons montrer les détails des étapes après avoir déterminé l'énergie et la direction du neutron source.

### **Parcours du neutron**

La probabilité pour le neutron de parcourir sans choc une distance comprise entre  $\rho$  et  $\rho+d\rho$  est :

$$p(\rho) d\rho = \Sigma_T \text{Exp}(-\Sigma_T \rho) d\rho \quad (2.2)$$

où  $\Sigma_T$  est la section macroscopique totale de la composition, elle est précalculée avant la simulation pour chaque groupe d'énergie et pour chaque composition ; la fonction  $p(\rho)$  est normalisée à l'unité,

$$\int_0^{\infty} p(\rho) d\rho = 1$$

Le parcours du neutron est choisi selon la probabilité  $p(\rho)$ . Pour cela nous tirons un nombre aléatoire  $\xi$  uniforme entre 0 et 1 et nous avons :

$$\begin{aligned} \xi &= \int_0^{\rho} \Sigma_T \text{Exp}(-\Sigma_T \rho) d\rho \\ &= 1 - \text{Exp}(-\Sigma_T \rho) \end{aligned}$$

et

$$\rho = -\frac{1}{\Sigma_T} \log(1-\xi) \quad (2.3)$$

### **Choix de l'isotope choqué**

Après la détermination du parcours du neutron, il y a deux possibilités : le neutron peut soit sortir de la maille, soit subir un choc dans la maille.

Dans le premier cas, un poids est déposé sur la surface que le neutron va franchir et ce poids est donné par l'égalité :

$$w = w_0$$

où  $w_0$  est le poids du neutron avant le tirage du parcours.

Si l'on trouve une autre maille voisine sur la direction du parcours, on tire un nouveau parcours avec la section totale de la nouvelle maille (section de la composition correspondante). S'il n'y a pas de maille voisine sur la direction du parcours, le neutron est abandonné.

Dans le deuxième cas, le neutron termine son parcours dans la maille et subit un choc. D'abord, l'un des isotopes est tiré au hasard pour réaliser un choc avec le neutron ; la probabilité d'avoir un choc pour chaque isotope est alors :

$$p_j = \frac{\alpha_j \sigma_{tj}}{\Sigma_T}$$

où  $\Sigma_T$  étant la section efficace totale macroscopique de la composition,  $j$  indice de l'isotope,  $\alpha_j$  le nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$  de l'isotope  $j$  dans la composition et  $\sigma_{tj}$  la section efficace totale microscopique de l'isotope  $j$ .

### **Choix de l'interaction**

Après avoir choisi l'isotope choqué, on choisit le type de l'interaction pour ce choc. Les interactions prises en compte sont les suivantes : diffusion élastique, inélastique discrète et continue, les interactions  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ . L'événement absorption n'est pas simulé, le poids du neutron après choc étant corrigé de la probabilité de non absorption.

La probabilité pour chaque type de l'interaction est,

$$p_x = \frac{\sigma_{xj}}{\sigma_{tj}}$$

où  $x$  représente le type de l'interaction et  $s$  la diffusion totale.

**Correction du poids du neutron par la probabilité de non-absorption**

Nous avons indiqué que l'absorption n'est pas simulée comme les autres interactions ; pour avoir la cohérence avec le phénomène physique, le poids du neutron doit être corrigé par la probabilité de non-absorption,

$$p_{nabs} = \frac{\sigma_{tj} - \sigma_{aj}}{\sigma_{tj}}$$

où l'indice t se réfère à la section totale et a à l'absorption.

**Direction du neutron après choc**

La direction du neutron après choc est tirée selon la loi d'anisotropie définie dans les données. Très souvent la diffusion inélastique est considérée comme isotrope dans le système du centre-de-masse. Dans le cas de la diffusion élastique, la loi d'anisotropie est définie, dans le système du centre-de-masse, par une suite de cosinus  $\mu_0, \mu_1, \dots, \mu_N, \mu_0 = -1, \mu_N = 1$  tels que l'aire entre deux valeurs consécutives est constante et égale à  $1/N$ :

$$\int_{\mu_{i-1}}^{\mu_i} p(\mu) d\mu = \frac{1}{N}$$

33 valeurs (32 intervalles) sont définies dans la bibliothèque et à l'intérieur de chaque intervalle, la distribution est considérée comme uniforme.

La transformation du système du centre-de-masse au système du laboratoire est réalisée par la formule suivante,

$$\mu_l = \frac{1 + \gamma \mu_c}{(1 + 2 \gamma \mu_c + \gamma^2)^{1/2}} \quad (2.4)$$

$$\gamma = A \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{Q_1}{E}\right)^{1/2}$$

A est la masse atomique de l'isotope choqué,  $Q_i$  est l'énergie d'excitation,  $\mu_1$  et  $\mu_c$  sont les cosinus de l'angle de diffusion dans le système du laboratoire et du centre-de-masse.

Pour le cas élastique,  $Q_i = 0$ ,  $\gamma = A$ , (2.4) devient

$$\mu_1 = \frac{1 + A \mu_c}{(1 + 2 A \mu_c + A^2)^{1/2}} \quad (2.5)$$

la figure 2.1 montre la relation existant entre  $\mu_1$  et  $\mu_c$  en fonction de la valeur de  $\gamma$ .

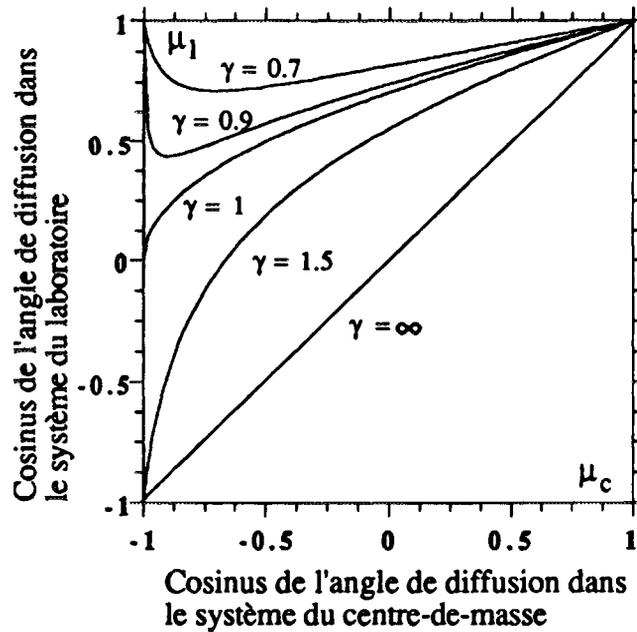


Fig. 2.1 relation entre le cosinus de l'angle de diffusion dans le système du laboratoire et du centre-de-masse

### Energie du neutron après choc

L'énergie du neutron après choc est définie de façon suivante :

#### diffusion élastique

$$E' = \frac{E}{(1 + A)^2} (1 + 2 A \mu_c + A^2) \quad (2.6)$$

où  $E$  et  $E'$  sont les énergies avant et après choc,  $A$  la masse atomique de l'isotope choqué,  $\mu_c$  le cosinus de l'angle entre les directions avant et après choc dans le système du centre-de-masse.

### diffusion inélastique discrète

L'énergie après choc dépend de l'énergie avant choc, de l'énergie d'excitation du niveau considéré, de l'angle de la diffusion, de la masse atomique de l'isotope choqué :

$$E' = \frac{E}{(1 + A)^2} (1 + 2 \gamma \mu_c + \gamma^2) \quad (2.7)$$

avec

$$\gamma = A \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{Q_i}{E}\right)^{1/2}$$

où  $Q_i$  est l'énergie du niveau d'excitation considéré.

### diffusion inélastique continue

L'énergie après choc est tirée selon la probabilité qu'un neutron soit diffusé d'un groupe à un autre ( $p_{g \rightarrow g'}$ ) : les probabilités sont données par une matrice du transfert.

Sur la figure 2.1, pour  $\gamma < 1$  (cas qui ne peut se produire que pour la diffusion inélastique), il y a deux valeurs de  $\mu_c$  qui correspondent à la même valeur de  $\mu_1$ , d'après l'équation (2.7), il y aura deux énergies après choc pour une direction après choc, cette zone est appelée "la zone de double-valeurs" [1].

Les paramètres après choc du neutron (direction et énergie) nous permettent de recommencer la simulation du parcours et du choc.

## **II.2.3 Biaisage dans la simulation du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo**

Les problèmes de transport des neutrons peuvent être divisés en deux catégories : neutronique et protection.

### **II.2.3 Biaisage dans la simulation du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo**

Les problèmes de transport des neutrons peuvent être divisés en deux catégories : neutronique et protection.

Pour la première catégorie, le flux s'atténue peu spatialement, la simulation naturelle peut donner des écart-types satisfaisants.

Pour la deuxième catégorie, la pénétration des particules dans la matière s'effectue à moyenne ou grande distance ; la probabilité pour une particule d'arriver à de telles distances peut être très faible (quelque fois inférieure à  $10^{-12}$ ): avec une simulation naturelle, il faut donc simuler beaucoup de particules pour en observer une qui contribue au résultat ; on conçoit aisément que dans de telles conditions il est difficile d'obtenir une bonne précision statistique pour un temps de calcul acceptable.

On présente ici un schéma ayant été employé dans le code TRIPOLI : des techniques de biaisage, qui font intervenir la définition d'une fonction d'importance, sont utilisées pour accélérer la simulation : le biaisage du parcours, le biaisage de la collision, la roulette russe et le splitting. Théoriquement, si l'on utilise la solution de l'équation adjointe comme fonction d'importance, la variance sur le résultat est nulle ; cependant, la résolution de l'équation adjointe est aussi difficile que celle de l'équation directe. Dans la pratique, la fonction d'importance ou son inverse, le poids, sont choisis au mieux sous la forme d'un produit de trois termes : spatial, angulaire et énergétique,

$$\pi(x) = \pi_1(r) \pi_2(\Omega) \pi_3(E)$$

où  $\pi(x) = \frac{1}{I(x)}$ , l'inverse de l'importance, est appelé poids imposé.

$\pi_1(r) = \pi_0 e^{-kr}$  étant le poids spatial,  $k$  le paramètre du biaisage et  $r$  la distance selon la direction d'intérêt entre le point considéré et le point de référence.

$\pi_3(E)$  est la partie énergétique du poids.

Deux étapes importantes sont les biaisages du parcours et de la collision.

### **Biaisage du parcours :**

Naturellement, le parcours du neutron est tiré d'après la probabilité  $p(\rho)$  (équation 2.2). Dans la simulation biaisée, cette probabilité est remplacée par la probabilité biaisée  $p^*(\rho)$  qui a la forme suivante :

$$p^*(\rho) d\rho = \Sigma_T^* \text{Exp}(-\Sigma_T^* \rho) d\rho$$

par conséquent le parcours biaisé est :

$$\rho = \frac{1}{\Sigma_T^*} \ln(1 - \xi), \quad (\xi : \text{nombre aléatoire})$$

Notons que la probabilité pour le neutron de parcourir sans choc une distance comprise entre  $\rho$  et  $\rho+d\rho$  a été biaisée, le poids du neutron doit aussi être corrigé, ce facteur de correction est égal à :

$$\frac{p(\rho)}{p^*(\rho)} = \frac{\Sigma_T}{\Sigma_T^*} e^{(\Sigma_T^* - \Sigma_T)\rho}$$

Le plus important et plus difficile pour le biaisage du parcours est de bien choisir la valeur de  $k$  et la direction d'intérêt.

### **Biaisage de la collision :**

Cette technique est aussi importante que le biaisage du parcours puisqu'elle favorise une direction proche de la direction d'intérêt

Dans la simulation naturelle, un seul choc est simulé, la direction du neutron après choc est tirée selon la loi d'anisotropie (par exemple des cosinus équiprobables).

Avec le biaisage de la collision, plusieurs échantillons de choc sont tirés de façon indépendante. Le nombre d'échantillons dépend de la valeur  $k/\Sigma_T$  ( $k$  étant le paramètre du biaisage et  $\Sigma_T$  la section efficace totale de la composition), plus la valeur de  $k/\Sigma_T$  est grande, plus le nombre d'échantillons est grand. La figure 2.2 montre la relation entre le nombre d'échantillons et la valeur de  $k/\Sigma_T$ .

Naturellement, le choix des échantillons que nous avons tirés est équiprobable, la probabilité pour chaque échantillon est  $1/N$  (supposons qu'il y a  $N$  échantillons), dans la réalité, les échantillons sont choisis au hasard selon les probabilités biaisées :

$$p_i^* = \frac{\frac{\Sigma_T}{\Sigma_T - k \Omega_i \Omega_0}}{\sum_{j=1}^N \frac{\Sigma_T}{\Sigma_T - k \Omega_j \Omega_0}} \quad i \text{ varie de } 1 \text{ à } N$$

où  $\Omega_0$  est la direction d'intérêt,  $\Omega_i$  est la direction après choc pour le  $i^{\text{ème}}$  échantillon.

Pour chaque échantillon de choc, le choix de l'isotope choqué, de l'interaction neutron-matière, de la direction après choc et la correction du poids de non-absorption sont faits naturellement selon les données dans les bibliothèques.

Avec ce biaisage de collision, le poids du neutron sera corrigé par un facteur :

$$\frac{p_0}{p_i^*} = \frac{\sum_{j=1}^N \frac{\Sigma_T}{\Sigma_T - k \Omega_j \Omega_0}}{N \frac{\Sigma_T}{\Sigma_T - k \Omega_i \Omega_0}}$$

où  $p_0=1/N$  est la probabilité naturelle.

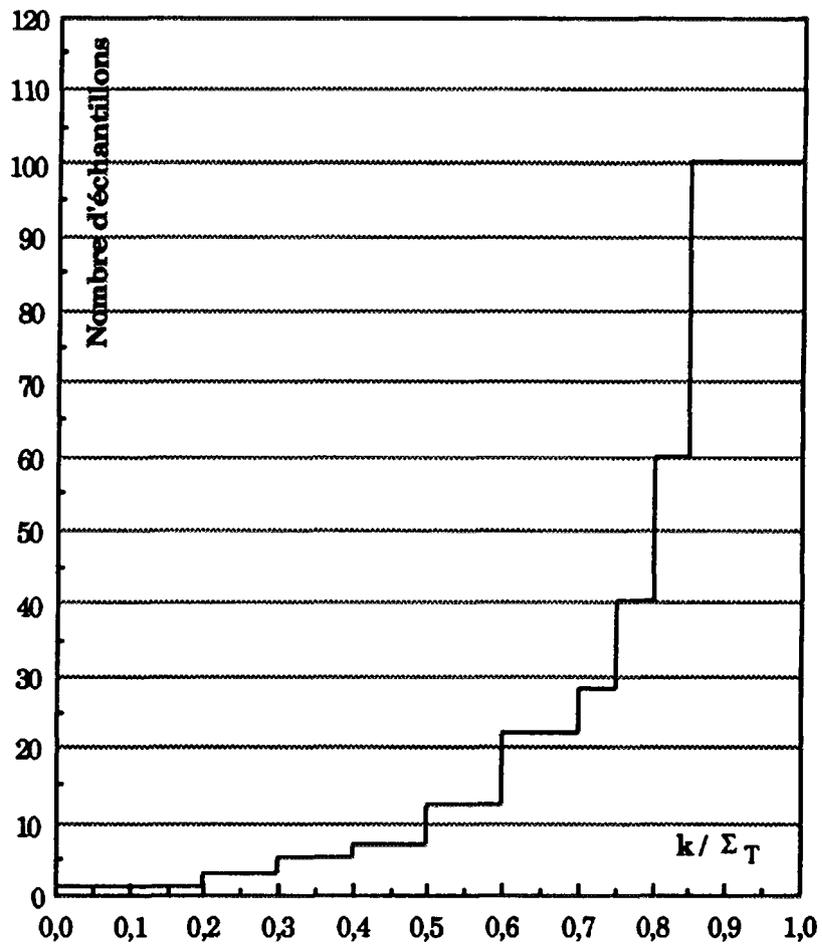
*Méthode de Monte Carlo dans le calcul du transport des neutrons*

Fig.2.2 Nombre d'échantillons de choc en fonction de la valeur de  $k/\Sigma_T$   
(valeurs utilisées dans TRIPOLI)

**Références**

- [1] I. LUX and L. KOBLINGER, "Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations", CRC Press,(1991)
- [2] H. KAHN, "Application of Monte Carlo Method", AECU-3259 (1954)
- [3] E. D. CASHWELL and C. J. EVRETT, "A Praticle Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problem", Pergamon Press, London, (1959)
- [4] L. L. CARTER and E. D. CASHWELL, "Particle transport Simulation with the Monte Carlo Method", ERDA Cirt. Rev. Ser. National Technical information Service, Springfield, MA (1975)
- [5] J. M. HAMMERSLEY and D. C. HANDSCOMB, "Monte Carlo Methods", John wiley & Sons, New-York, (1964)
- [6] Y. A. SHREIDER, "The Monte Carlo Method", Pergamon Press, New-york, (1966)
- [7] I. M. SOBOL, "The Monte Carlo Calculational Method, (in Russian)", Nauka, Moscow, (1973)

## **CHAPITRE III**

### **QUALIFICATION DES METHODES DE CALCUL DE FLUENCE DANS LES REACTEURS A EAU PRESSURISEE**

Dans ce chapitre, nous présentons la qualification du code de Monte Carlo TRIPOLI-2 [1] et les sections efficaces associées par l'interprétation de deux benchmarks NESDIP [2, 3] et ASPIS [4, 5] (ASPIS est interprété par TRIPOLI-3 [6]). Le transport des neutrons avec le couplage neutron-gamma est réalisé pour NESDIP ; pour ASPIS, seul le transport de neutrons est effectué.

#### **III.1 Présentation du code utilisé**

##### **III.1.1 Introduction**

TRIPOLI-2 est un code utilisant la méthode de Monte Carlo utilisé pour résoudre l'équation du transport des particules neutres dans des géométries à trois dimensions en prenant en compte des transferts énergétiques et de l'anisotropie du choc. Le code a été conçu pour résoudre deux grandes catégories de problèmes :

- les problèmes de neutronique de coeur du réacteur avec la présence des isotopes fissiles.

- les problèmes de protection contre les rayonnements.

##### **III.1.2 Description des données nucléaires**

Le code TRIPOLI-2 utilise la méthode de Monte Carlo pour simuler les histoires des particules : interactions particules-matière et trajectoires des particules. Nous devons connaître les détails des lois du transport des

particules. Nous devons connaître les détails des lois du transport des particules dans les matériaux (type de l'interaction, matrice de transfert en énergie, loi d'anisotropie, etc.).

Dans les calculs des benchmarks interprétés, l'évaluation ENDF/B4 est utilisée. Les interactions prises en compte sont les suivantes :

- pour les neutrons : absorption, diffusion élastique, diffusion inélastique avec excitation des niveaux discrets, diffusion inélastique avec excitation des niveaux ayant une distribution continue, réactions (n, 2n), (n, 3n) ...

- pour les gamma : effet de paire, diffusion Compton, effet photoélectrique.

Les sections efficaces sont représentées en mode multigroupe avec plusieurs pondérations en tenant compte de la variation des sections efficaces ; l'anisotropie des collisions neutron-matière est décrite par 32 intervalles d'égale probabilité entre -1 et 1 du cosinus de l'angle de déviation ; à l'intérieur de chaque intervalle, la distribution est considérée comme uniforme. L'énergie des particules est déterminée de façon continue.

### **III.1.3 Description de la géométrie et de la source**

L'un des grands avantages de la méthode de Monte Carlo par rapport aux autres méthodes de calcul (méthodes déterministes) est sa capacité de traiter les problèmes comportant des géométries très complexes. Dans TRIPOLI-2, la géométrie est constituée par la réunion d'un nombre quelconque de volumes qui sont définis à partir de leurs positions par rapport aux surfaces délimitantes ; les surfaces sont décrites par des équations de premier ou deuxième degré (plan, cylindre, sphère, ou quadrique quelconque). Cette définition de la géométrie nous permet de traiter des cas très généraux. Les conditions aux limites sont la fuite ou la réflexion avec ou sans albédo.

La source, pour les problèmes de protection, est fournie par l'utilisateur qui doit en définir la distribution spatiale, le spectre en énergie et la distribution angulaire.

*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*

La distribution spatiale peut être factorisée indépendamment sur les trois directions  $u$ ,  $v$  et  $w$  ; pour chaque direction, on peut définir la densité de particules à émettre soit analytiquement, soit numériquement ; la densité totale est le produit des trois composants.

La distribution angulaire peut être mono-directionnelle, isotrope dans le système du centre-de-masse ou spécifiée par l'utilisateur.

Le spectre en énergie est défini soit numériquement, soit par un spectre de CRANBERG avec la possibilité de choisir les deux coefficients  $a$  et  $b$  pour les différents cas.

### **III.1.4 Description de la pondération**

Dans le chapitre II (II.2.3), nous avons indiqué que pour les problèmes de protection, la pondération est nécessaire pour obtenir une bonne précision statistique. Dans le code TRIPOLI-2, des techniques de biaisage, qui font intervenir la définition d'une fonction d'importance, sont utilisées pour accélérer la simulation : le biaisage du parcours, le biaisage de la collision, la roulette russe et le splitting. Le détail de la description du biaisage est présenté dans la Réf.[1] .

## **III.2 Système de traitement des sections efficaces**

Les données nucléaires sont les valeurs numériques qui caractérisent les interactions particules-matière, elles sont indispensables pour résoudre les problèmes nucléaires. Une bonne connaissance de ces données ainsi qu'une reconstitution correcte des sections efficaces sont indispensables pour calculer le flux de particules.

Le processus d'analyse des sections efficaces mesurées est réalisé par les évaluateurs à l'aide de modèles physiques et il en résulte une évaluation. Généralement, les évaluations ne peuvent pas être utilisées directement par les programmes de calcul ; elles doivent être traitées pour obtenir les sections efficaces dans le format prévu par les programmes de calcul. Les sections efficaces peuvent être définies par des valeurs ponctuelles avec des lois

d'interpolation ou suivant un mode multigroupe. Pour les problèmes de protection traités par le code TRIPOLI, les sections efficaces sont représentées selon le mode multigroupe et générées par le système THEMIS [7] .

Le système THEMIS est un ensemble de modules informatiques qui, à partir des évaluations, calcule les sections efficaces des interactions neutron-matière et gamma-matière, requises par les codes de calcul de neutronique et protection.

Le système est constitué :

- du système américain de traitement des sections efficaces NJOY [8] complété par des modules développés au SERMA/LEPP\* du CEA-Saclay ; ce système comprend les modules de calcul des sections efficaces et les modules qui gèrent les fichiers séquentiels utilisés et produits par les modules de calcul.
- des modules qui créent une bibliothèque THEMIS en accès direct.

La figure 3.1 montre un schéma de constitution d'une bibliothèque multigroupe par le système THEMIS.

Les fonctions de chaque module sont les suivantes :

**RECONS** - Reconstruction des sections efficaces ponctuelles en énergie à partir de paramètres de résonances, de modèles nucléaires et de schémas d'interpolation.

**DOPPLER** - Calcul des sections efficaces ponctuelles en énergie à une température quelconque par traitement de l'élargissement Doppler.

**ANISO** - Calcul de l'anisotropie, représentée par les cosinus d'égales probabilités.

---

\* Service d'Etude des Réacteurs et Mathématiques Appliqués,  
Laboratoire d'Etude de Protection et Probabilité.

*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*

**THERMA** - Génération des sections efficaces élastiques ponctuelles et des matrices de transfert en énergie dans le domaine thermique.

**GROUPN** - Génération des sections efficaces multigroupes, des matrices de transfert d'un groupe à un autre.

**LINDAR** - Conversion de format du fichier PENDING et création d'un fichier LINDA, entrée du module MICROS.

**AMPXN** - Conversion de format du fichier GENDF et création d'un fichier AMPX, entrée du module MICROS.

**MICROS** - Lecture des fichiers LINDA et AMPX et création d'une bibliothèque multigroupe qui contient les sections efficaces de tous les types de réactions, les matrices de transfert en énergie et l'anisotropie ; les sections partielles et les matrices de transfert sont représentées par des valeurs relatives (valeurs de la fonction de répartition).

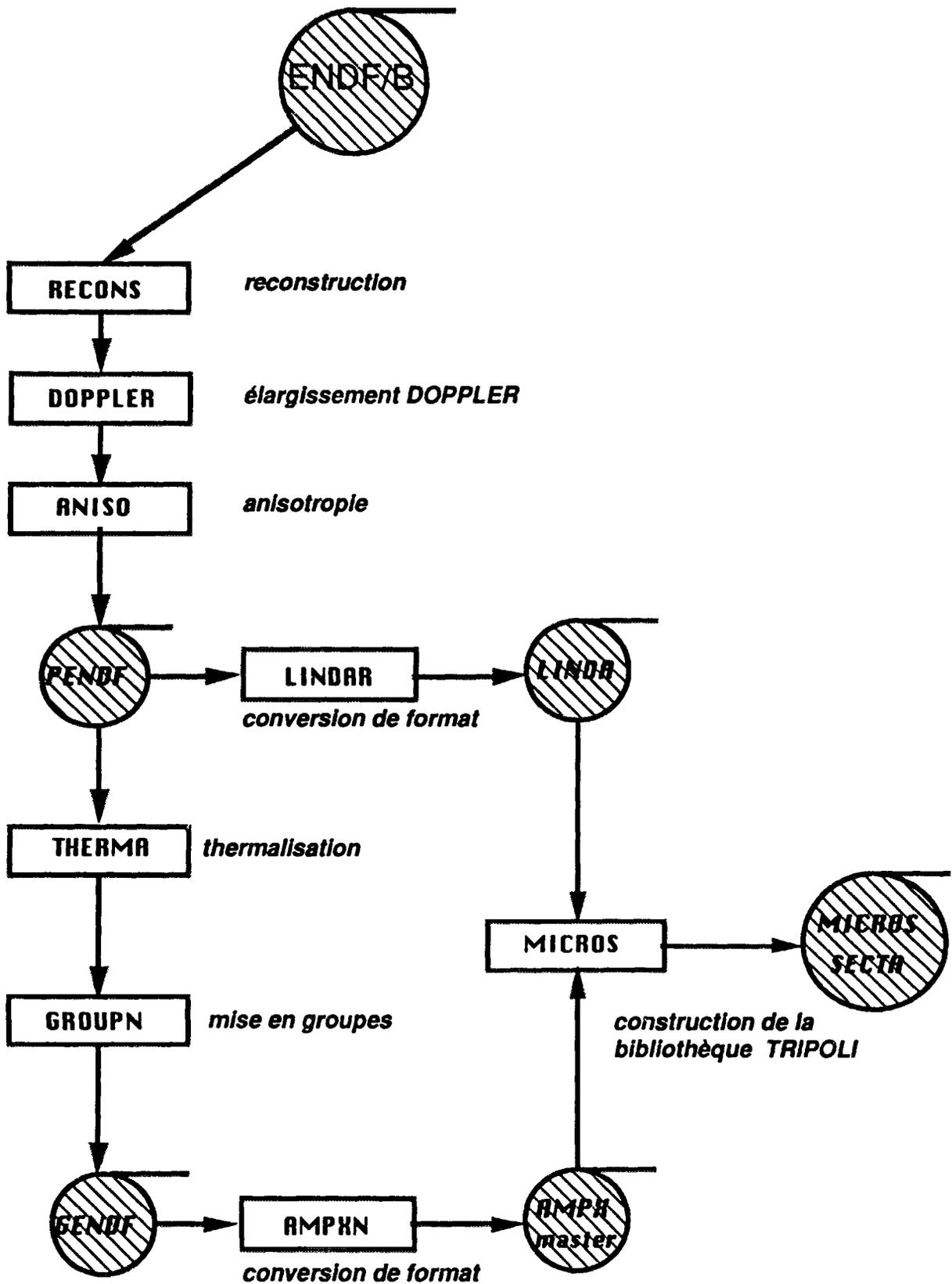


Fig.3.1 Schéma de constitution d'une bibliothèque multigroupe TRIPOLI

### **III.3 Benchmark NESDIP**

La connaissance de la distribution du flux neutronique dans les structures internes à la cuve et de la pénétration des rayonnements gamma dans les écrans de protection d'un REP\* est très importante. L'interprétation du benchmark NESDIP nous permet de valider le schéma de calcul de fluence dans les REP utilisant la méthode de Monte Carlo développée au SERMA/LEPP (CEA-Saclay).

NESDIP[2, 3] (NEstor Shielding and Dosimetry Improvement Programme) est un benchmark réalisé à l'AEA Winfrith pour valider la méthode de calcul du transport des neutrons et du couplage neutron-gamma dans des lamellages eau-acier.

#### **III.3.1 Description de l'expérience NESDIP**

L'expérience NESDIP comprend trois configurations pour simuler les différentes régions d'un réacteur commercial de type LWR : la protection radiale, la cavité et la buse d'assemblage ; nous ne considérons dans le calcul que la première partie. La protection radiale (Fig.3.2) a une section carrée de  $177,8 \times 177,8 \text{ cm}^2$ , elle contient une succession de plaques d'acier inox et d'acier doux plongées dans l'eau, deux jeux d'eau d'épaisseur 18,31cm et 19,8cm et une cavité d'épaisseur 30,70cm.

Les neutrons sont produits dans le réacteur NESTOR, ils sont thermalisés par une plaque de graphite et entrent dans la plaque de fission ; la source de neutrons dans la plaque de fission est mesurée, les neutrons de fission traversent ensuite les différentes épaisseurs de bore, d'acier, d'eau et de béton.

La plaque de fission (0,2cm d'épaisseur), constituée d'un alliage de 1200 grammes d'aluminium et d'uranium enrichi (93% d'U235), est placée entre deux plaques d'aluminium et derrière la plaque de graphite, la partie fissile est placée au milieu de la plaque de fission (Fig.3.3) avec un rayon équivalent de 56,1cm.

---

\* Réacteur à Eau Pressurisée.

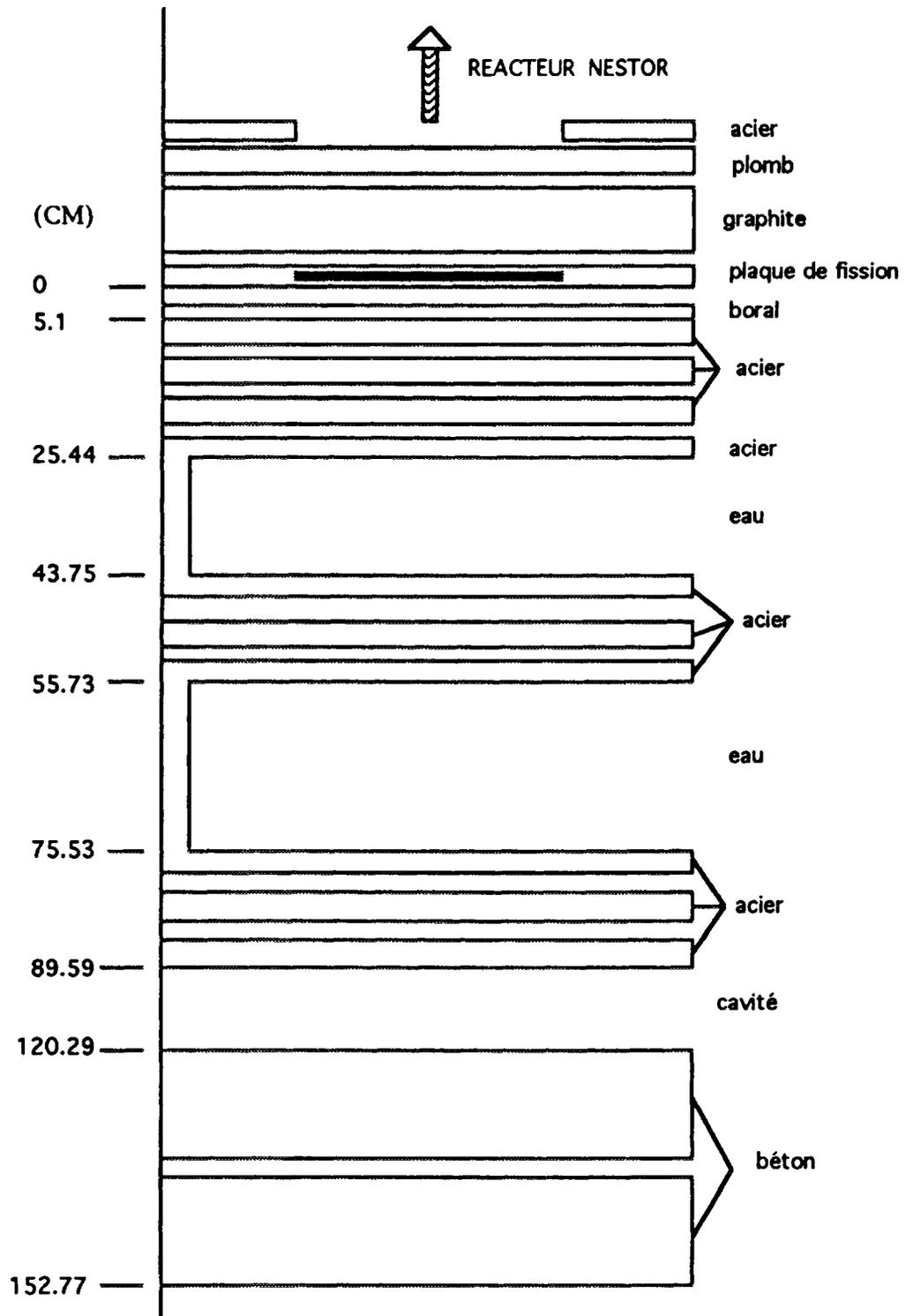
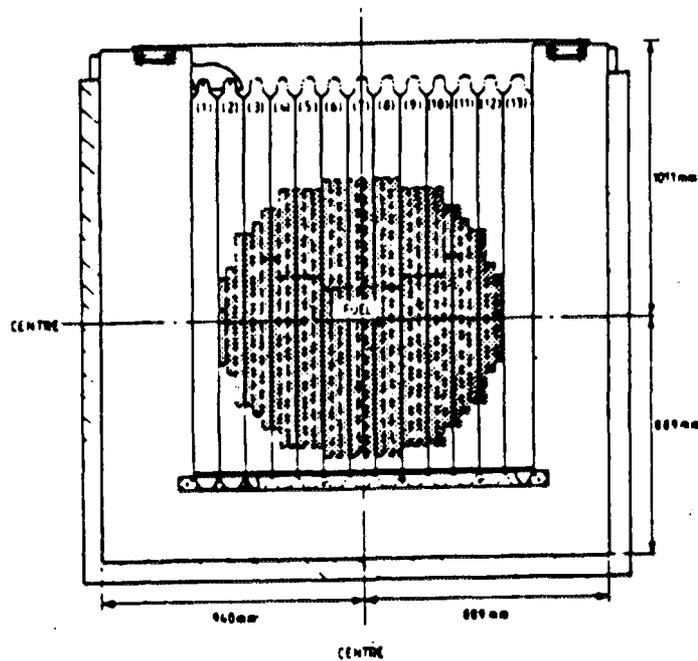


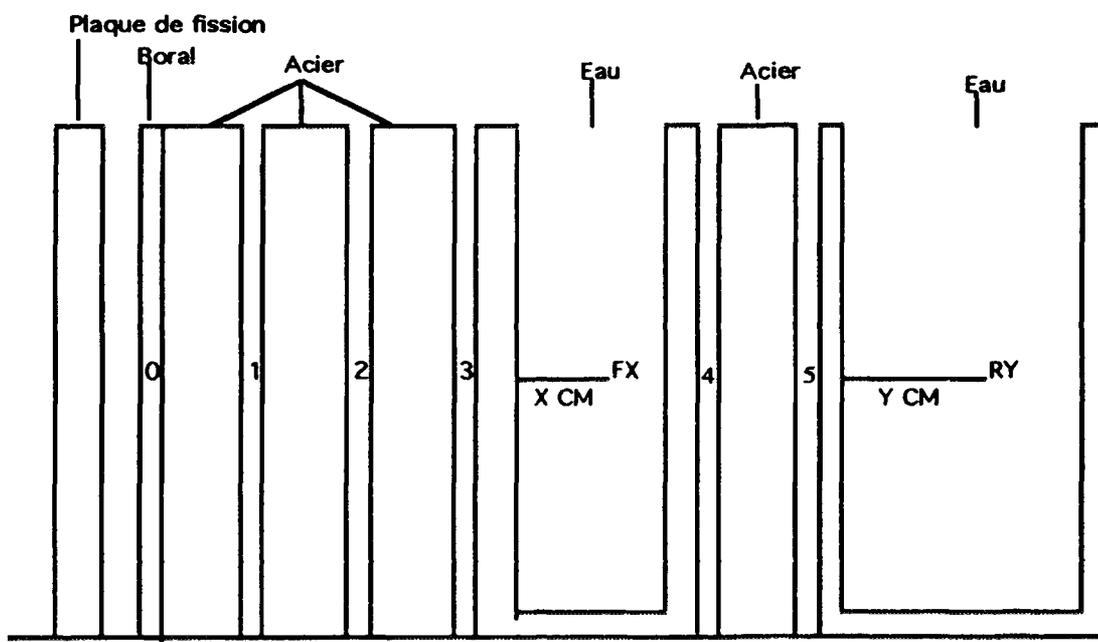
Fig.3.2 Protection radiale de l'expérience NESDIP

*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*



**Fig.3.3 NESDIP, Distribution du combustible dans la plaque de fission**

Les détecteurs sont placés à différentes positions entre les plaques d'acier et dans les deux jeux d'eau pour mesurer les taux de réaction et l'exposition des rayonnements (les positions de mesure sont indiquées sur la figure 3.4).



**Fig.3.4 NESDIP, Positions de mesure**

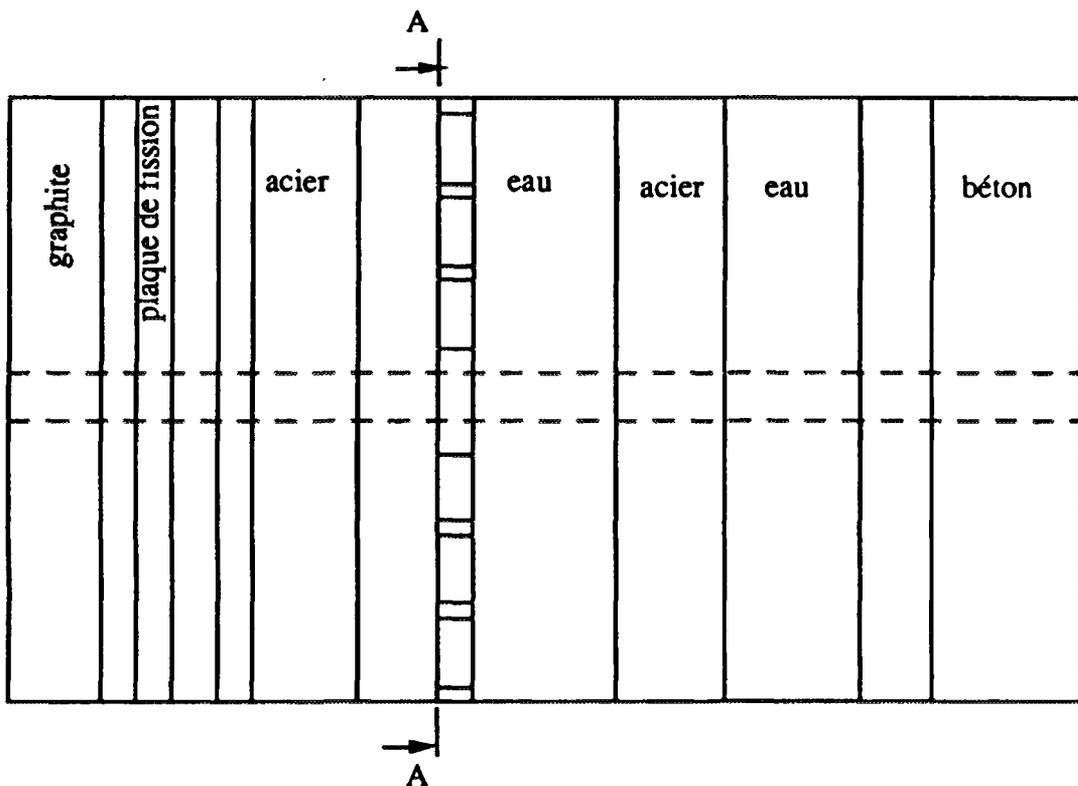
*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*

Quatre détecteurs de  $Rh103(n,n')Rh103^m$ ,  $S32(n,p)P32$ ,  $Mn55(n,\gamma)Mn56$  et  $Mn55(n,\gamma)Mn56/Cd$  sont utilisés pour mesurer les taux de réaction des neutrons. L'exposition des rayonnements gamma est mesurée par deux procédés différents utilisant des TLD (thermoluminescent dosimeter) au  $LiF$  et au  $BeO$ , étalonnés par rapport à des sources de gamma de  $Cs^{137}$  et  $Co^{60}$ , et des détecteurs de chambres à ionisation.

### III.3.2 Méthode de calcul

#### Géométrie

Dans le calcul, la géométrie est décrite de façon exacte à trois dimensions (Fig.3.5) ; les volumes sont limités par des surfaces planes et cylindriques. Les taux de réaction et l'exposition gamma sont donnés par les valeurs moyennes dans des cylindres de rayon 10cm sur l'axe et 12,5cm ailleurs.



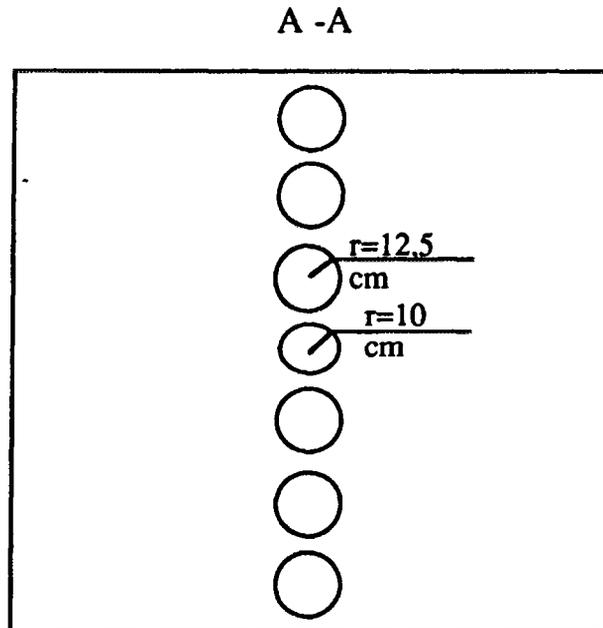


Fig .3.5 NESDIP, géométrie de calcul

### Données nucléaires

L'évaluation ENDF/B4 est utilisée pour le calcul de neutrons. Les sections efficaces sont représentées sur un découpage à 315 groupes\* entre 19,64 MeV et  $10^{-5}$  eV ; la mise en groupe s'effectue en pondérant les sections efficaces par un spectre de fission pour les énergies supérieures à 1 MeV, par une fonction  $1/(E\Sigma_T(E))$  de 1 MeV à 0,108 eV, et par un spectre de Maxwell pour les énergies inférieures à 0,108 eV.

Le calcul des gamma utilise la bibliothèque de Los Alamos, les sections efficaces sont moyennées sur 75 intervalles d'énergie entre 14 MeV et 10 keV ; le calcul couplé neutron-gamma utilise les matrices de production gamma par capture radiative ou choc inélastique, issues de VITAMIN-C.

Les fonctions de réponses des détecteurs sont tirées de la bibliothèque IRDF-85.

---

\* Ceci est le découpage classique utilisé dans TRIPOLI pour les problèmes de protection, il représente bien le trou des sections efficaces du fer à 24 keV.

Source

La source de neutrons est fournie par la mesure : la puissance totale de la plaque de fission est  $3,11 \cdot 10^{-4} \pm 4\%$  Watt / Nestor Watt, la distribution spatiale est montrée dans le tableau 3.1, la distribution énergétique est représentée par le spectre de fission de l'uranium 235 (thermique).

Tableau 3.1 NESDIP, distribution spatiale de source de neutrons dans la plaque de fission ( $n \cdot cm^{-3} \cdot s^{-1}$  / Watt)

	X (cm)															
	-52.25	-49.08	-45.92	-39.58	-36.42	-30.08	-14.25	-4.75	4.75	14.25	30.08	36.42	39.58	45.92	49.08	52.25
51.44	0	0	0	0	0	0	3.465,7	3.469,7	3.431,7	0	0	0	0	0	0	0
47.63	0	0	0	0	0	3.549,7	3.719,7	3.752,7	3.697,7	3.494,7	0	0	0	0	0	0
40.64	0	0	0	0	3.496,7	3.822,7	4.086,7	4.146,7	4.074,7	3.780,7	3.405,7	0	0	0	0	0
35.56	0	0	0	3.487,7	3.671,7	4.068,7	4.389,7	4.464,7	4.382,7	4.033,7	3.581,7	3.358,7	0	0	0	0
31.75	0	0	3.560,7	3.788,7	4.025,7	4.525,7	4.924,7	5.019,7	4.922,7	4.496,7	3.939,7	3.660,7	3.375,7	0	0	0
19.69	0	3.538,7	3.802,7	4.078,7	4.359,7	4.940,7	5.398,7	5.506,7	5.396,7	4.912,7	4.276,7	3.955,7	3.624,7	3.296,7	0	0
15.88	3.481,7	3.664,7	3.960,7	4.265,7	4.572,7	5.200,7	5.690,7	5.803,7	5.683,7	5.166,7	4.487,7	4.145,7	3.792,7	3.442,7	3.218,7	0
5.29	3.536,7	3.732,7	4.045,7	4.368,7	4.691,7	5.349,7	5.858,7	5.970,7	5.839,7	5.296,7	4.593,7	4.243,7	3.886,7	3.536,7	3.315,7	0
-5.29	3.456,7	3.632,7	3.923,7	4.227,7	4.537,7	5.175,7	5.668,7	5.772,7	5.634,7	5.095,7	4.415,7	4.086,7	3.759,7	3.448,7	3.262,7	0
-15.88	0	3.487,7	3.741,7	4.014,7	4.299,7	4.895,7	5.385,7	5.452,7	5.314,7	4.795,7	5.156,7	3.856,7	3.567,7	3.303,7	0	0
-19.69	0	0	3.476,7	3.696,7	3.935,7	4.451,7	4.857,7	4.934,7	4.801,7	4.329,7	3.770,7	3.518,7	3.289,7	0	0	0
-31.75	0	0	0	3.369,7	3.549,7	3.958,7	4.286,7	4.342,7	4.221,7	3.820,7	3.366,7	3.175,7	0	0	0	0
-35.56	0	0	0	0	3.354,7	3.687,7	3.957,7	3.999,7	3.890,7	3.544,7	3.166,7	0	0	0	0	0
-40.64	0	0	0	0	0	3.372,7	3.548,7	3.567,7	3.479,7	3.228,7	0	0	0	0	0	0
-47.63	0	0	0	0	0	0	3.249,7	3.245,7	3.182,7	0	0	0	0	0	0	0
-51.44	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

La source de gamma est constituée de deux parties :

- les gamma de capture radiative et de choc inélastique sont calculés par le module GAMSOU2 à partir de la bande de collision qui est le résultat du calcul de neutrons.

- les gamma prompts de fission sont obtenus en utilisant un spectre (Tableau 3.2, origine de VITAMIN-C) à partir de la source de neutrons dans la plaque de fission :

$$S_{\gamma}(E) = \frac{S_n}{\nu} N_{\gamma} f_{\gamma}(E)$$

$\nu$  - nombre de neutrons produits par fission,

$N_{\gamma}$  - nombre de gamma prompts par fission,

$S_n$  - nombre total de neutrons,

$f_{\gamma}(E)$  - spectre de gamma de fission.

Tableau 3.2 NESDIP, spectre de gamma de fission  
(Le spectre n'est pas normalisé)

E (sup.) MeV	E (inf.) MeV	$f_{\gamma}(E)$
14,0	12,0	0
12,0	10,0	0
10,0	8,0	1,6163 -5
8,0	7,5	9,3074 -3
7,5	7,0	3,3268 -2
7,0	6,5	5,4204 -2
6,5	6,0	7,9654 -2
6,0	5,5	1,0668 -1
5,5	5,0	1,3485 -1
5,0	4,5	1,7812 -1
4,5	4,0	2,8910 -1
4,0	3,5	4,2750 -1
3,5	3,0	6,0352 -1
3,0	2,5	9,0158 -1
2,5	2,0	1,2067
2,0	1,66	1,5644
1,66	1,5	2,0161
1,5	1,33	2,5032
1,33	1,0	2,9192
1,0	0,8	3,3918
0,8	0,7	3,7288
0,7	0,6	3,7702
0,6	0,512	3,3306
0,512	0,51	3,2954
0,51	0,45	3,2610
0,45	0,4	2,6778
0,4	0,3	2,3240
0,3	0,2	1,2245
0,2	0,15	8,8002 -1
0,15	0,1	4,7586 -1
0,1	0,075	2,2296 -1
0,075	0,06	1,4131 -1
0,06	0,045	9,2407 -2
0,045	0,03	5,7209 -2
0,03	0,02	3,3887 -2
0,02	0,01	1,8291 -2

### III.3.3 Résultats de calcul et comparaison avec l'expérience

Le calcul est effectué en plusieurs étapes :

- les taux de réaction de neutrons,
- les exposition de gamma de capture radiative et de choc inélastique (calcul couplé neutron-gamma),
- les expositions de gamma prompts de fission.

*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*

Les taux de réaction sont calculés en Bq.atom<sup>-1</sup> / Nestor Watt et les expositions sont obtenues à l'aide de l'échauffement de l'oxygène qui est calculé en Watt.g<sup>-1</sup> / Nestor Watt.

Passage de l'unité de l'échauffement à l'exposition

Notons  $Q_1$  l'exposition de gamma mesurée en Röntgen/10<sup>4</sup> Nestor Watt.h et  $Q_2$  l'échauffement de l'oxygène calculé en Watt.g<sup>-1</sup> / Nestor Watt, d'après la définition de l'exposition [9] :

$$1 \text{ Röntgen} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Coulomb / kg (air}^* \text{)}$$

$$1 \text{ C} = 1 / 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ e}$$

e est l'énergie d'une paire d'ion-électron,  $1 \text{ e} = 33,7 \text{ eV}$ [10]

$$\text{et } 1 \text{ eV} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Watt.s}$$

$$\text{Nous avons } 1 \text{ Röntgen} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{1}{1,60 \cdot 10^{-19}} 33,7 \cdot 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Watt.s / kg (air)}$$

$$= 8,694 \cdot 10^{-3} \text{ Watt.s / kg (air)}$$

$$\text{ou } 1 \text{ Röntgen / } 10^4 \cdot \text{Nestor Watt.h} = 2,415 \cdot 10^{-13} \text{ Watt / g (air) \cdot Nestor Watt}$$

$Q_1$  est donné par :

$$Q_1 = 1 / 2,415 \cdot 10^{-13} Q_2 = 4,1407 \cdot 10^{12} Q_2$$

Taux de réaction de neutrons

Les taux de réaction sont donnés dans les tableaux 3.3 à 3.6. et sur les figures 3.6 et 3.7.

---

\* La différence entre les réponses de l'échauffement de l'oxygène et de l'azote est environ 2%, c'est-à-dire que les résultats que l'on a obtenus doivent être diminués de 2%.

*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*

Dans les tableaux, on constate une certaine sous-estimation des réponses de neutrons rapides : de 12 à 34% sur le rhodium (seuil de réponse est 100keV) et de 12 à 26% sur le soufre (seuil de réponse est 2MeV). Cette sous-estimation s'observe également sur la réponse du manganèse nu. Mais une certaine sur-estimation existe sur la réponse du manganèse sous cadmium ; pour ce dernier détecteur, il est difficile d'obtenir une bonne précision statistique parce qu'il existe des résonances étroites au dessus du seuil de la capture du cadmium (seuil de réponse est 0,5eV) et que la réponse dans les domaines des résonances est très importante par rapport à la réponse sur tout le domaine d'énergie couvert par le détecteur, la méthode de Monte Carlo se heurte ici à une difficulté.

*Exposition de gamma*

Les expositions des rayonnements gamma sont données dans les tableaux 3.8 à 3.10 et sur la figure 3.8. Nous comparons les résultats de calcul avec les résultats de mesure utilisant uniquement des TLD au LiF étalonnés par rapport à des sources de gamma de Cs<sup>137</sup>, et des détecteurs de chambres à ionisation.

Comme sur les taux de réaction des neutrons, une sous-estimation est observée sur les expositions de gamma ; les rapports entre le calcul et la mesure varient de 1,03 à 0,74 (Tableau 3.8).

Dans les tableaux 3.3 à 3.10 :

- d est la distance de la plaque de fission à la position de mesure ;
- E est le résultat expérimental ;
- C est le résultat du calcul ;
- les erreurs contiennent seulement les écart types statistiques.

Les erreurs du système à ajouter sont les suivantes :

- 4% pour la source des neutrons ;
- 4% pour le détecteur S32 ;
- 3% pour le détecteur Rh103 ;
- 1,5% pour le détecteur Mn55 ;
- 3% pour les mesures des expositions de gamma.

Tableau 3.3 NESDIP, taux de réaction Rh103(n,n')  
(Bq.atom<sup>-1</sup> / Nestor Watt)

	d(cm)	E	σ(%)	C	σ(%)	C/E
acier	5,1	5,30E-21	3,2	4,43E-21	1,4	0,84
	10,18	2,34E-21	3,2	2,13E-21	1,5	0,91
	15,96	1,25E-21	3,2	1,10E-21	1,3	0,88
	21,74	6,74E-22	3,2	5,60E-22	1,5	0,83
eau	25,4	3,53E-22	3,6	2,72E-22	1,3	0,77
	29,9	-	-	4,24E-23	1,9	-
	32,94	2,76E-23	4,2	1,69E-23	2,5	0,61
	34,44	-	-	1,13E-23	2,5	-
	40,04	5,42E-24	6,7	3,22E-24	3,8	0,59
acier	46,75	2,56E-24	4,6	1,69E-24	5,5	0,66
	52,53	1,35E-24	2,4	8,08E-25	5,7	0,60

Tableau 3.4 NESDIP, taux de réaction S32(n,p)  
(Bq.atom<sup>-1</sup> / Nestor Watt)

	d(cm)	E	σ(%)	C	σ(%)	C/E
acier	5,1	2,92E-22	4,1	2,31E-22	1,7	0,79
	10,18	6,82E-23	4,1	5,51E-23	1,6	0,81
	15,96	2,34E-23	4,1	1,85E-23	1,9	0,79
	21,74	8,32E-24	4,1	6,02E-24	2,3	0,72
eau	25,44	-	-	3,06E-24	2,7	-
	29,94	1,78E-24	4,5	1,14E-24	3,3	0,64
	32,94	-	-	7,00E-25	4,3	-
	34,44	8,14E-25	4,5	5,15E-25	3,1	0,63
	40,04	-	-	2,10E-25	3,9	-
acier	46,75	1,10E-25	5,0	8,14E-26	5,0	0,74
	52,53	4,50E-26	6,4	3,17E-26	6,0	0,70

Tableau 3.5 NESDIP, taux de réaction de  $Mn55(n,\gamma)Mn56$   
(Bq.atom<sup>-1</sup> / Nestor Watt)

	d(cm)	E	$\sigma(\%)$	C	$\sigma(\%)$	C/E
acier	5,1	4,037E-21	1	3,109E-21	10,6	0,77
	10,18	2,345E-21	1	2,252E-21	10,8	0,96
	15,96	1,679E-21	1	1,779E-21	12,6	1,06
	21,74	2,364E-21	1	2,483E-21	8,8	1,05
eau	25,44	1,419E-20	1	1,183E-20	5,2	0,83
	27,44	3,923E-20	1	3,646E-20	3,9	0,93
	29,44	3,928E-20	1	3,624E-20	3,5	0,92
	29,94	3,706E-20	1	3,512E-20	3,4	0,95
	34,44	1,738E-20	1	1,393E-20	3,5	0,80
	38,94	4,936E-21	1	3,976E-21	4,6	0,81
	40,04	3,494E-21	1	2,727E-21	5,0	0,78
	43,44	8,052E-22	2	5,055E-22	7,8	0,63
acier	46,75	4,002E-23	1	3,344E-23	5,2	0,84
	52,53	5,459E-24	2	4,054E-24	12,0	0,74
eau	55,73	1,695E-23	1	1,266E-23	8,4	0,75
	57,33	4,112E-23	1	3,428E-23	6,7	0,83
	59,73	4,403E-23	1	3,665E-23	6,0	0,83
	63,73	2,528E-23	1	2,003E-23	5,9	0,79
	65,83	1,606E-23	1	1,314E-23	6,6	0,82
	71,43	4,385E-24	2	3,180E-24	7,9	0,73
	74,53	1,438E-24	5	1,009E-24	8,7	0,68

Tableau 3.6 NESDIP, taux de réaction de Mn55(n, $\gamma$ )Mn56 / Cd  
(Bq.atom<sup>-1</sup> / Nestor Watt)

d(cm)		E	$\sigma$ (%)	C	$\sigma$ (%)	C/E
acier	5,1	3,634E-21	1	3,104E-21	10,6	0,85
	10,18	2,148E-21	1	2,236E-21	10,9	1,04
	15,96	1,515E-21	1	1,715E-21	12,9	1,13
	21,74	1,096E-21	1	1,273E-21	14,2	1,16
eau	25,44	1,315E-21	1	1,525E-21	7,4	1,16
	27,44	1,218E-21	1	1,624E-21	7,2	1,33
	29,44	6,688E-22	1	8,878E-22	8,0	1,33
	29,94	5,540E-22	1	7,047E-22	6,4	1,27
	34,44	1,222E-22	1	1,833E-22	31,2	1,50
	38,94	2,641E-23	2	2,346E-23	19,2	0,89
	40,04	1,796E-23	3	2,101E-23	31,5	1,17
	43,44	7,908E-24	5	9,075E-24	21,7	1,15
acier	46,75	3,639E-24	1	6,149E-24	23,6	1,69
	52,53	1,083E-24	1	1,520E-24	27,1	0,84
eau	55,73	1,547E-24	1	2,516E-24	22,3	1,63
	57,33	1,350E-24	1	1,787E-24	21,1	1,34
	59,73	7,761E-25	2	9,315E-25	26,2	1,20
	63,73	2,530E-25	3	1,712E-25	17,4	0,68
	65,83	1,330E-25	4	1,366E-25	24,0	1,03
	71,43	3,600E-26	8	5,977E-26	46,4	1,66
	74,53	2,750E-26	11	2,833E-26	31,1	1,05

Tableau 3.7 NESDIP, taux de réaction de Mn55(n, $\gamma$ )Mn56  
Direction verticale à la position d=29,44cm (Bq.atom<sup>-1</sup> / Nestor Watt)

hauteur	Mn55					Mn/Cd				
	E	$\sigma$ (%)	C	$\sigma$ (%)	C/E	E	$\sigma$ (%)	C	$\sigma$ (%)	C/E
+75	5,675E-21	1	3,815E-21	14,7	0,67	1,109E-22	1	5,992E-23	22,5	0,54
+50	1,762E-20	1	1,621E-20	7,2	0,92	3,512E-22	1	3,529E-22	12,5	1,00
+25	3,280E-20	1	3,428E-20	12,4	1,05	6,257E-22	1	7,925E-22	8,6	1,27
0	3,287E-20	1	3,624E-20	5,3	0,95	7,598E-22	1	8,878E-22	8,9	1,17
-25	3,140E-20	1	2,994E-20	5,4	0,95	6,197E-22	1	7,683E-22	8,3	1,24
-50	1,609E-20	1	1,452E-20	7,0	0,90	3,104E-22	1	2,878E-22	12,6	0,93
-75	5,039E-21	1	3,784E-21	14,4	0,75	9,644E-23	1	8,517E-23	24,2	0,88

## Qualification des méthodes de calcul dans les REP

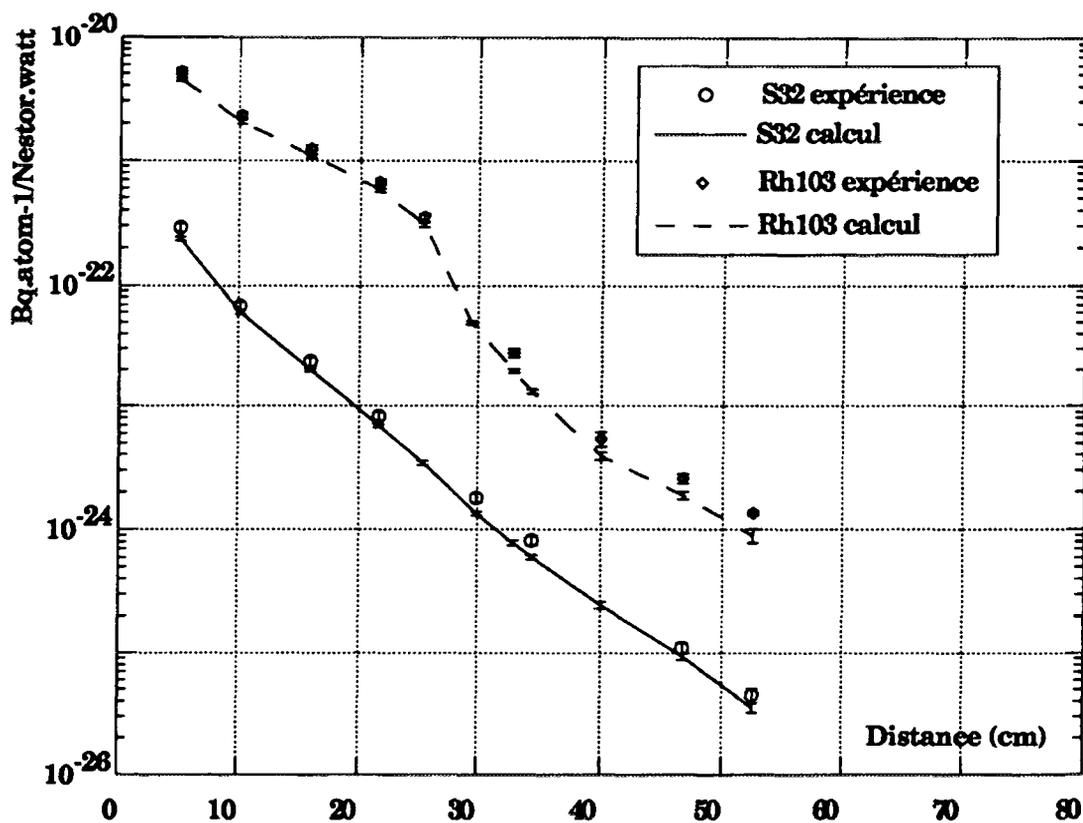


Fig.3.6 NEDDIP, taux de réaction, Rh103 et S32

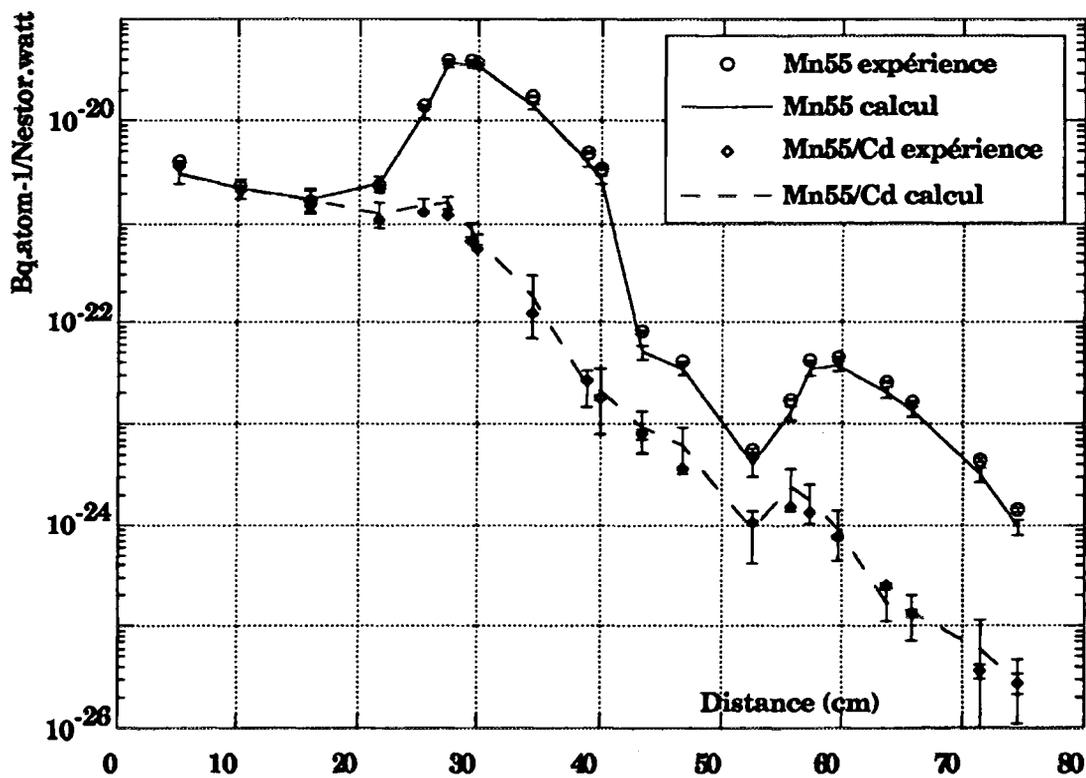


Fig.3.7 NEDDIP, taux de réaction, Mn55 et Mn55/Cd

Tableau 3.8 NESDIP, exposition de gamma (TLD au LiF)  
Cs<sup>137</sup>-Röntgen/10<sup>4</sup> Nestor Watt.h

d(cm)		E	σ(%)	C	σ(%)	C/E
acier	10,18	45,1	3,5	37,7	4,4	0,84
	15,96	22,8	1,3	17,0	8,0	0,75
	21,74	31,7	1,9	26,0	8,4	0,82
eau	25,84	45,0	3,3	40,8	6,9	0,91
	30,44	37,7	2,7	35,4	5,7	0,94
	34,74	27,0	1,5	27,8	5,0	1,03
	39,14	19,4	1,0	18,3	4,5	0,94
	43,44	14,0	1,4	13,4	5,0	0,96
acier	46,75	5,62	1,4	4,52	4,6	0,80
	52,53	1,16	1,7	0,94	4,9	0,81
eau	56,83	0,57	8,8	0,46	4,8	0,81
	65,53	0,36	2,8	0,32	4,6	0,89

Tableau 3.9 NESDIP, exposition de gamma, Direction verticale, d=21,74cm  
(TLD au LiF), Cs<sup>137</sup>-Röntgen/10<sup>4</sup> Nestor Watt.h

Hauteur(cm)	E	σ(%)	C	σ(%)	C/E
+75	5,1	2,0	2,3	20,5	0,45
+50	14,3	4,2	10,9	12,1	0,76
+25	25,4	2,4	17,9	7,5	0,70
0	31,7	1,9	26,0	8,4	0,82
-25	25,0	2,8	15,9	6,7	0,64
-50	12,9	3,8	8,2	12,2	0,64
-75	4,7	4,3	3,0	20,7	0,64

Tableau 3.10 NESDIP, exposition de gamma, (Chambre à ionisation)  
Co<sup>60</sup>-Röntgen/10<sup>4</sup> Nestor Watt.h

d (cm)	E	σ(%)	C	σ(%)	C/E
29,44	41,3	2,8	41,2	6,2	1,00
39,74	19,8	2,0	17,3	4,6	0,87
59,73	0,50	6,0	0,41	4,8	0,82
71,53	0,30	10,0	0,24	4,4	0,80

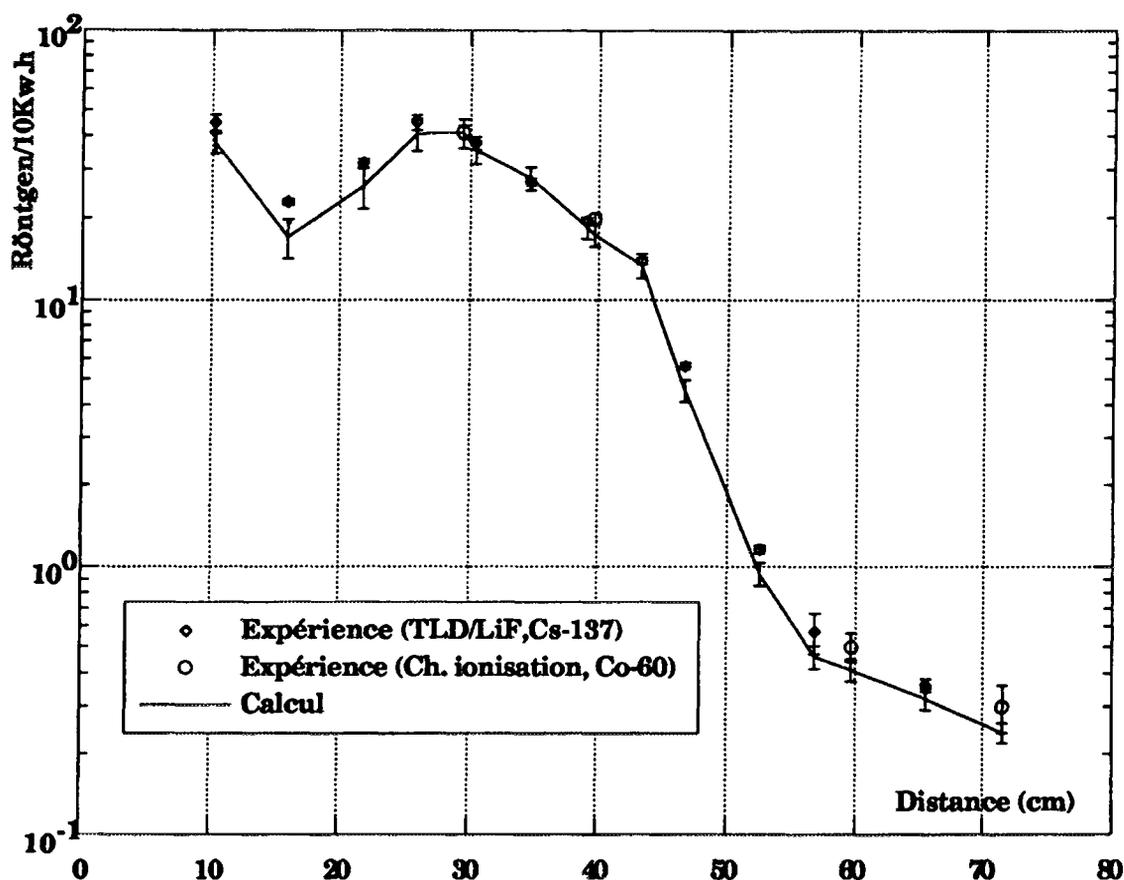


Fig.3.8 NESDIP, Exposition gamma, comparaison du calcul et de l'expérience

### III.4 Benchmark ASPIS

#### III.4.1 Description de l'expérience

ASPIS est un benchmark effectué à AEA Winfrith [4, 5] dans le but de qualifier et de valider les données nucléaires et la méthode de calcul de la propagation profonde des neutrons dans un massif de fer. La configuration de l'expérience est constituée de plaques de graphite, d'aluminium, d'uranium et d'un massif de fer (137cm d'épaisseur) encadré par des blocs de béton. Les neutrons entraînant la fission dans l'uranium proviennent du réacteur NESTOR et donnent naissance à une source de neutrons entre le modérateur (graphite) et le massif du fer. La plaque de fission contient les éléments d'aluminium, de fer et d'uranium naturel ; la partie fissile a une section de

*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*

50,8 x 59,7cm<sup>2</sup> et une épaisseur de 3,18mm ; la puissance totale de la plaque de fission est  $7,26 \cdot 10^{-4} \pm 5\%$  watt/Nestor watt ; la distribution spatiale des neutrons suit une fonction cosinus avec un rayon effectif de 59,3cm :

$$f(r) = 3.346 \bar{\nu}_{25} \cos\left(\frac{\pi r}{142.9}\right) \pm 5\% \text{ neutron.s}^{-1}.\text{cm}^{-2} / \text{Nestor watt} \quad \text{si } 0 < r < 59,3\text{cm}$$

$$f(r) = 0 \quad \text{si } r > 59,3\text{cm}$$

avec  $\bar{\nu}_{25} = 2,416$  neutrons/fission ( $\bar{\nu}_{25}$  : nombre de neutrons émis par fission de l'U-235)

La distribution énergétique est représentée par le spectre de fission de l'U235 (thermique).

Le massif de fer est constitué de 24 plaques d'acier doux dont chacun a une largeur de 183cm, une hauteur de 191cm et une épaisseur de 5,08cm ; entre deux plaques voisines, il y a un jeu d'air de 6,35mm permettant de placer les détecteurs.

Les compositions et les nombres d'atomes sont donnés dans le tableau 3.11 ; la numérotation des zones correspond à celle indiquée sur la figure 3.9.

Les détecteurs Rh103(n,n')Rh103<sup>m</sup>, In115(n,n')In115<sup>m</sup>, S32(n,p)P32 sont utilisés pour mesurer les taux de réaction à plusieurs positions dans le massif de fer sur l'axe de la configuration ; les spectres des neutrons entre 5MeV et 50keV sont mesurés en quatre positions.

Tableau 3.11 Composition des matériaux du benchmark ASPIS  
(les numéros correspondent à ceux indiqués sur la figure 3.9)

Numéro des zones	Matériaux	Elément	Epaisseur (cm)	Atomes/10 <sup>-24</sup> cm <sup>3</sup>
1	Aluminium	Al	0,65	6,024 E-2
2	Carbone	C	28,26	8,534 E-2
3	Aluminium	Al	0,64	6,024 E-2
4	Air	O	2,55	5,550 E-5
5	Plaque de fission	Al	0,877	4,704 E-2
		Fe	0,0406	6,565 E-2
		U235 U238	0,3464	2,603 E-4 3,590 E-2
		Fe	0,0406	6,565 E-2
		Al	0,9154	4,704 E-2
6	Air	O	0,64	5,550 E-5
7	Aluminium	Al	3,18	6,024 E-2
8	Massif de fer	H	137,16	2,071 E-5
		C		7,996 E-4
		Mn		5,660 E-4
		Fe		7,404 E-2
9, 12	Fer	H	10,16	2,330 E-5
		C		8,996 E-4
		Mn		6,370 E-4
		Fe		8,338 E-2
10, 11	Béton	H	30,5	1,128 E-2
		C		8,270 E-3
		O		1,482 E-2
		Al		6,620 E-4
		Si		4,750 E-3
		Ca		3,680 E-3
		Mn		2,130 E-4
		Fe		4,990 E-2

### III.4.2 Calcul du benchmark par le code TRIPOLI-3

#### Géométrie

Dans l'interprétation de l'expérience, la géométrie R-Z proposée par McCracken [5] est utilisée (Fig.3.9). Tous les composants rectangulaires sont représentés par des cylindres avec des sections équivalentes ; les jeux d'air sont remplacés par la même composition du massif de fer en diminuant la densité d'atomes par un facteur 0,889\*.

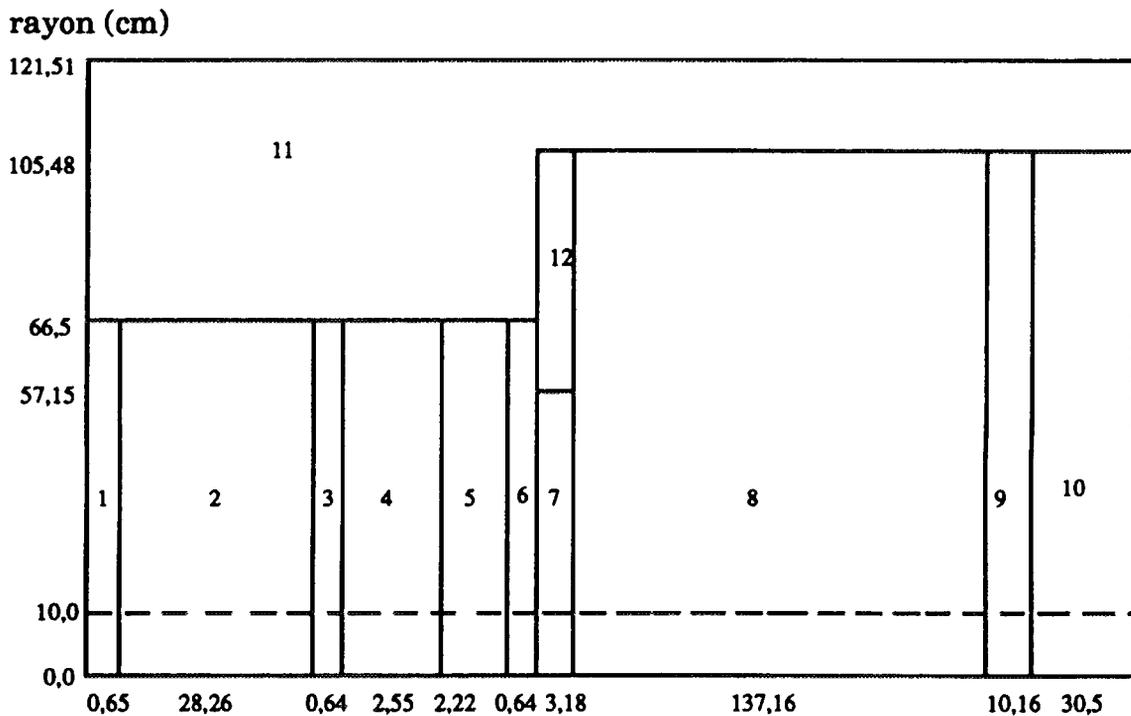


Fig.3.9 R-Z géométrie du calcul du benchmark ASPIS

#### Source

Les énergies des neutrons de la source sont échantillonnées selon un spectre de CRANBERG :

$$x(E) = c e^{-aE} \sinh \sqrt{bE}$$

avec les coefficients  $a = 1,012$ ,  $b = 2,249$

$$\text{et } c = \frac{2 a^{3/2}}{\sqrt{b} \pi e^{b/4a}}$$

\*  $50,8/(50,8+6,35)=0,889$

**Sections efficaces**

Les sections efficaces sont tirées de l'évaluation ENDF/B4. La mise en groupe est réalisée par le système de traitement THEMIS-NJOY en prenant la même pondération que pour le benchmark NESDIP (voir III.3.2). Les coefficients des réponses des détecteurs sont tirés de la bibliothèque IRDF-85.

**III.4.3 Résultats et conclusion**

Deux calculs sont effectués parallèlement : l'un pour les réponses du Rh103 et de l'In115, l'autre pour la réponse du S32 en utilisant deux lots de paramètres de biaisage\*.

Les taux de réactions obtenus par les calculs sont montrés dans les tableaux 3.12 à 3.14 et sur la figure 3.10 où ils sont comparés avec les résultats expérimentaux ; les erreurs associées aux résultats sont les écart types statistiques issus des calculs ; celles relatives au dispositif expérimental sont les suivantes :

- 5% pour la source des neutrons,
- 3% pour le détecteur Rh103,
- 2% pour le détecteur In115,
- 4% pour le détecteur S32.

Dans le benchmark ASPIS, comme dans le benchmark NESDIP, les résultats de calcul sont en général plus faibles que les résultats expérimentaux; la sous-estimation croît avec la distance de pénétration et un rapport C/E=0,43 (C : calcul, E : expérience) est observé à 114,30cm pour le détecteur Rh103.

Les spectres de neutrons sont montrés sur les figures 3.11 à 3.14. Nous constatons que, comme les taux de réactions, les spectres calculés semblent trop faibles à haute énergie par rapport à l'expérience, cela signifie que les réactions à haute énergie sont sur-estimées et par conséquent l'atténuation des neutrons.

---

\* Le domaine d'énergie de la réponse du S32 étant très différent de ceux des deux autres détecteurs, on est obligé d'effectuer deux calculs avec des biaisages différents pour obtenir des précisions statistiques satisfaisantes.

*Qualification des méthodes de calcul dans les REP*

La différence que nous avons trouvée entre le calcul et l'expérience peut être dû à deux facteurs :

1) Des erreurs sur les données de base. Elles peuvent-être corrigées par des études d'incertitude (calcul de sensibilité) et d'ajustement des sections efficaces.

2) Des erreurs dues à la mise en groupe des sections efficaces. Ce problème peut être résolu en utilisant des autres méthodes de représentation des sections efficaces : avec soit un découpage très fin, soit les sections efficaces ponctuelles, soit les tables de probabilité qui seront présentées dans les chapitres suivants. En effet, avec la bibliothèque qu'on a utilisée, les sections efficaces sont calculées dans un découpage large (315 groupes dans tout le domaine d'énergie) et pondérées de manière approximée ; le phénomène d'autoprotection spatiale et énergétique n'est pas bien pris en compte.

Tableau 3.12 ASPIS, taux de réaction, Rh103  
( $10^{-24}$  dps atome<sup>-1</sup>/Nestor watt)

d (cm)	E	C	$\sigma$ (%)	C/E
5,72	4,63 +3	4,14 +3	1,4	0,89
11,43	2,50 +3	2,40 +3	1,4	0,96
17,15	1,49 +3	1,48 +3	1,4	0,99
22,86	9,55 +2	9,49 +2	1,6	0,99
28,58	5,96 +2	6,16 +2	1,7	1,03
34,29	3,85 +2	4,00 +2	2,0	1,04
40,01	-	2,73 +2	1,6	-
45,72	1,76 +2	1,85 +2	1,6	1,06
51,44	1,27 +2	1,30 +2	2,0	1,02
57,15	8,93 +1	8,91 +1	1,9	1,00
62,87	6,60 +1	6,10 +1	1,8	0,92
68,58	4,54 +1	4,12 +1	2,0	0,91
74,30	3,36 +1	2,98 +1	3,3	0,89
85,73	1,88 +1	1,40 +1	2,5	0,74
91,44	1,37 +1	9,43 +0	2,1	0,69
102,87	8,61 +0	4,42 +0	2,6	0,51
114,30	4,80 +0	2,04 +0	2,7	0,43

## Qualification des méthodes de calcul dans les REP

Tableau 3.13 ASPIS, taux de réaction, In115  
( $10^{-24}$  dps atome<sup>-1</sup>/Nestor watt)

d (cm)	E	C	$\sigma$ (%)	C/E
5,72	5,80 +2	5,61 +2	1,7	0,97
11,43	2,65 +2	2,49 +2	2,0	0,94
17,15	1,32 +2	1,19 +2	2,4	0,90
22,86	6,44 +1	5,70 +1	2,6	0,89
28,58	3,27 +1	3,10 +1	5,0	0,95
34,29	1,69 +1	1,50 +1	3,2	0,88
40,01	-	8,52 +0	3,0	-
45,72	5,77 +0	4,65 +0	2,9	0,81
51,44	3,50 +0	2,66 +0	5,5	0,76
57,15	2,02 +0	1,52 +0	3,8	0,75
62,87	1,27 +0	9,41 -1	4,0	0,72

Tableau 3.14 ASPIS, taux de réaction, S32  
( $10^{-24}$  dps atome<sup>-1</sup>/Nestor watt)

d (cm)	E	C	$\sigma$ (%)	C/E
5,72	1,10 +2	1,01 +2	1,2	0,92
11,43	3,75 +1	3,35 +1	1,4	0,89
17,15	1,35 +1	1,23 +1	1,6	0,91
22,86	5,26 +0	4,44 +0	1,6	0,84
28,58	2,02 +0	1,65 +0	1,6	0,82
34,29	7,75 -1	6,12 -1	2,0	0,79
40,01	2,88 -1	2,28 -1	1,8	0,79
45,72	1,17 -1	8,41 -2	2,0	0,72
51,44	4,51 -2	3,24 -2	2,3	0,72
57,15	1,94 -2	1,21 -2	2,3	0,62
62,87	7,00 -3	4,40 -3	2,7	0,63
68,58	3,19 -3	1,66 -3	2,6	0,52

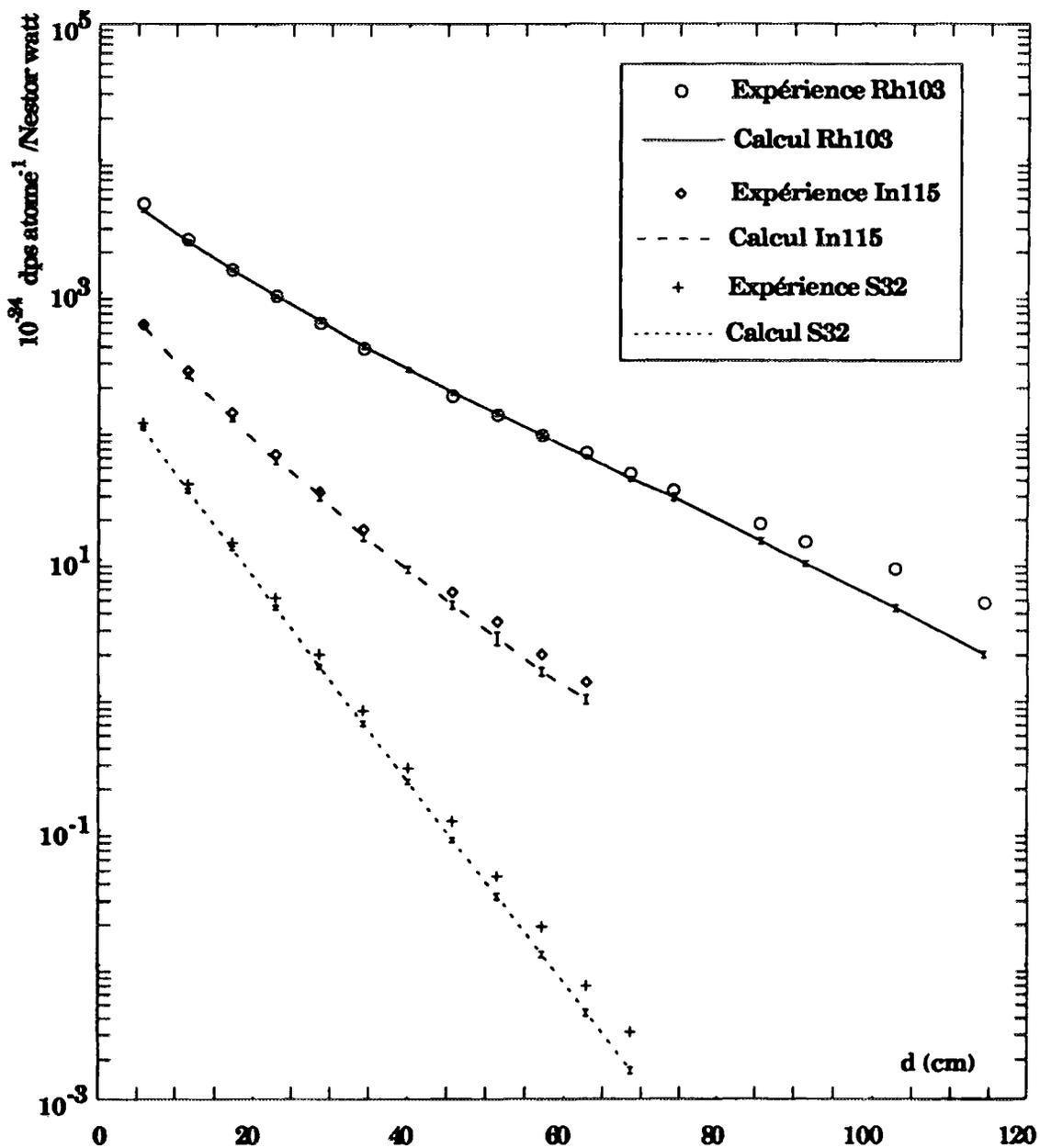


Fig.3.10 ASPIS, comparaison des taux de réaction entre le calcul et l'expérience.

## Qualification des méthodes de calcul dans les REP

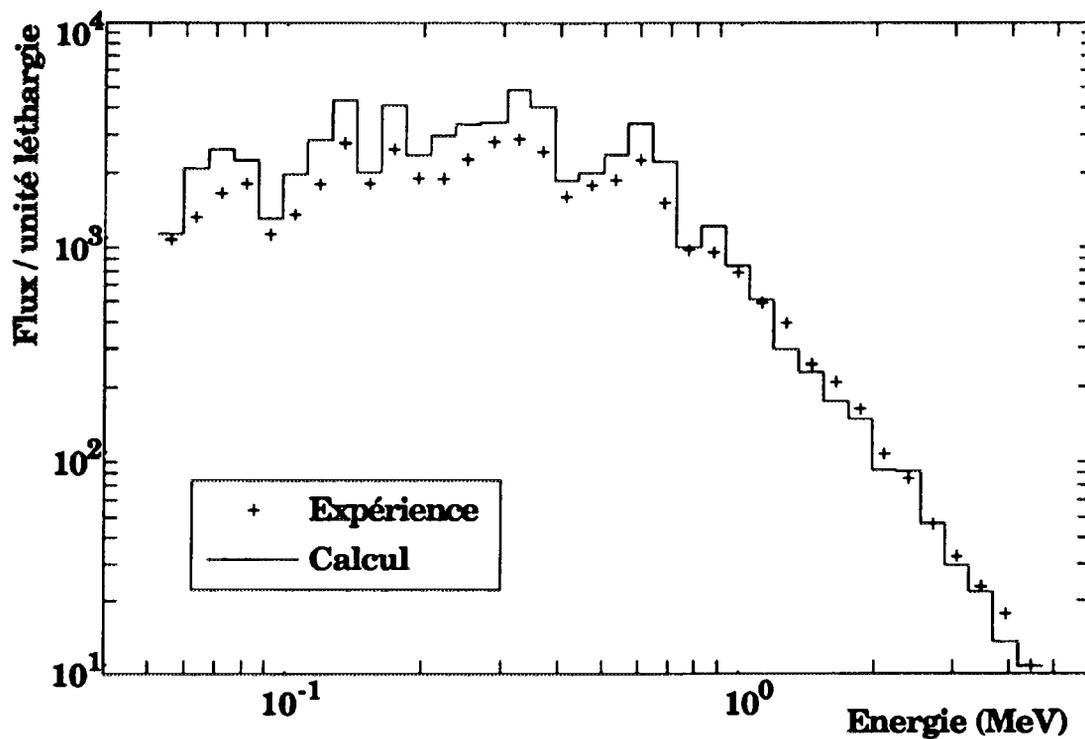


Fig.3.11 ASPIS, comparaison des spectres entre le calcul et l'expérience, d=22,86cm.

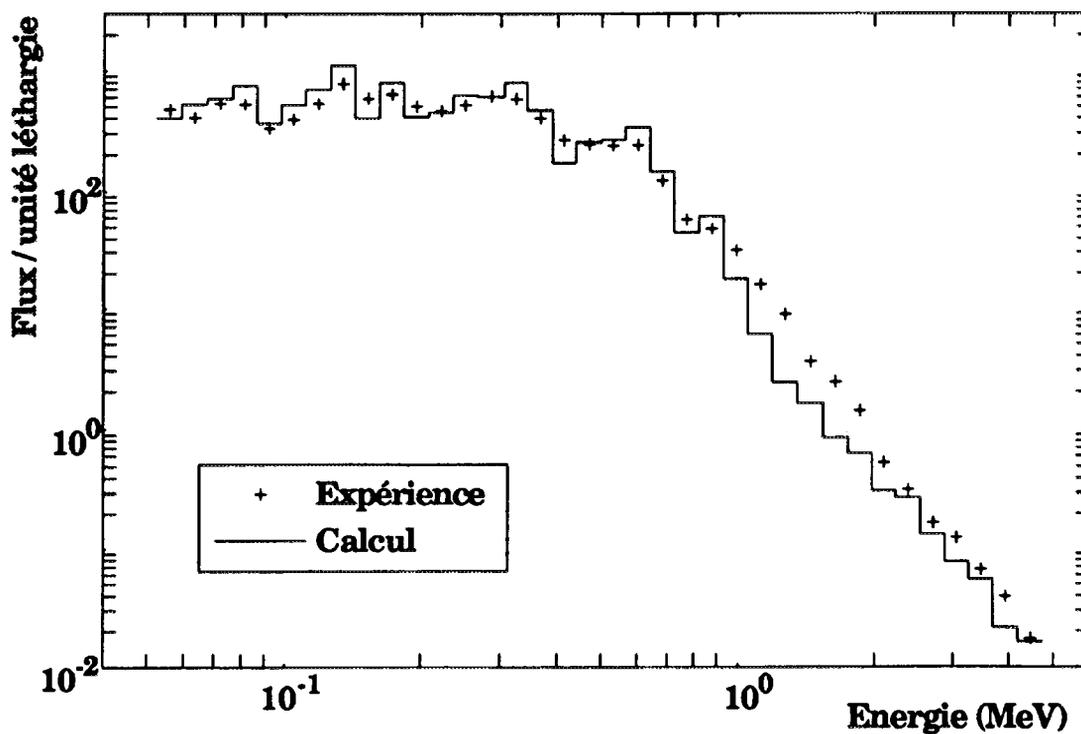
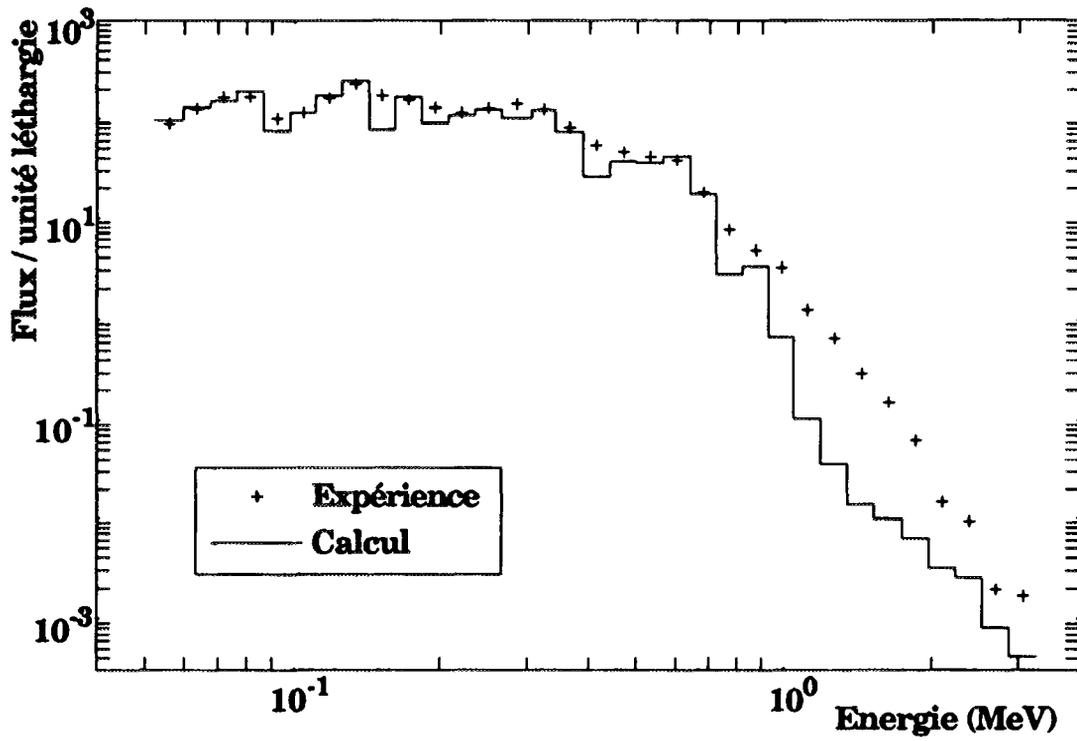
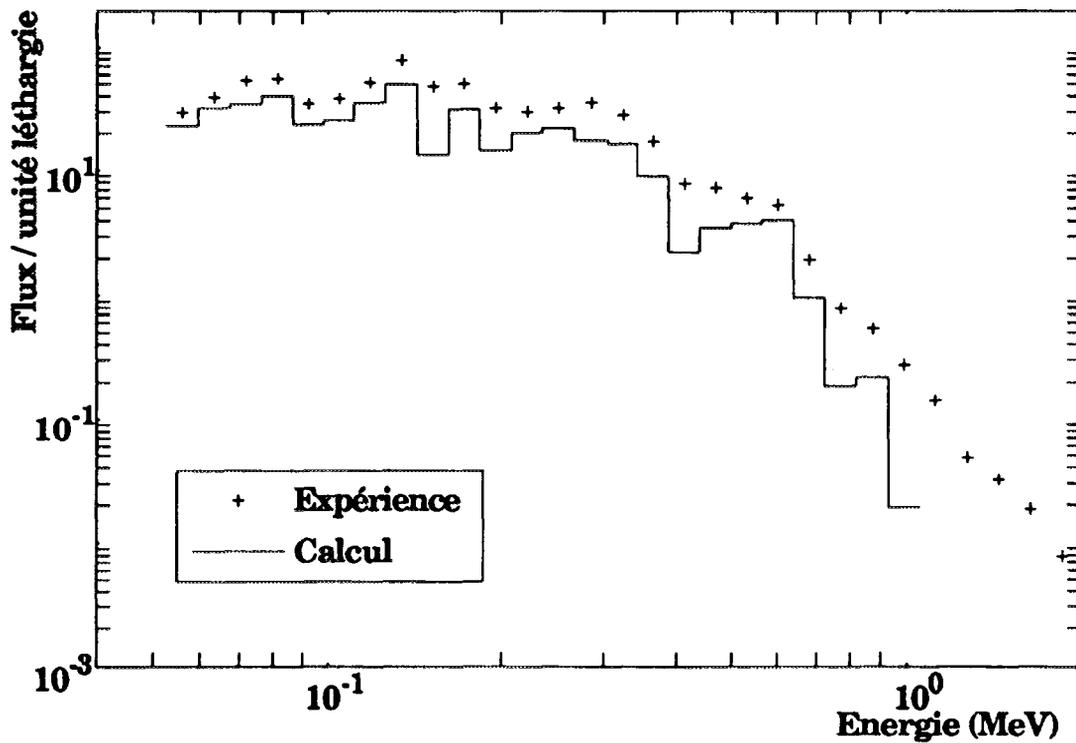


Fig.3.12 ASPIS, comparaison des spectres entre le calcul et l'expérience, d=57,15cm.

## Qualification des méthodes de calcul dans les REP

Fig.3.13 ASPIS, comparaison des spectres entre le calcul et l'expérience,  $d=85,73\text{cm}$ .Fig.3.14 ASPIS, comparaison des spectres entre le calcul et l'expérience,  $d=114,30\text{cm}$ .

**Références**

- [1] J. C. NIMAL and al., "TRIPOLI-2 : Code de Monte Carlo Tridimensionnel Polycinétique", ORNL-OLS 80-110, DRN/DMT/SERMA/LEPP CEN-SACLAY
- [2] M. J. ARMISHAW, M. D. CARTER, I. J. CURL, C. J. HOARE and A. PACKWOOD, "NESTOR Shielding and Dosimetry Improvement Programme, The Cavity, Nozzle and Coolant Duct Benchmark Blind Test Edition", AEEW-M2334 (1986)
- [3] M. D. CARTER, "A Benchmark Experiment to Validate Coupled Neutron/gamma Ray Transport Methods for Water/steel Arrays", AEE Winfrith, RP&SG/IJ/P(87)52 (1987)
- [4] J. BUTLER, M. D. CARTER, A. K. McCRACKEN and A. PACKWOOD, "Results and Calculation Model of the Winfrith Iron Benchmark Experiment", OECD/NEA DATA BANK, NEACRP-A-629
- [5] A. McCRACKEN, "The Establishment of the Shielding Experimental Benchmark at the NEA Data Bank", OECD/NEA DATA BANK, NEACRP-A-1044 (1990)
- [6] J. C. NIMAL and al., "Programme de Monte Carlo Polycinétique à Trois Dimensions TRIPOLI-3", à paraître, CEA-Saclay, DRN/DMT/SERMA/LEPP
- [7] C. M. DIOP, D. CHAIGNE, G. DEJONGHE, J. GONNORD and M. J. de VILLENEUVE, "THEMIS: Système de Traitement des Sections Efficaces, Présentation-Manuel d'Utilisation", Rapport DMT 88/280, SERMA/LEPP/88/1022, CEN-Saclay
- [8] R. E. MACFARLANE, D. W. MUIR and R. M. BOICOURT, "The NJOY Nuclear Data Processing System", LA-9303-M, Los Alamos National Laboratory, USA
- [9] "Radiation quantities and units-International Commission on Radiation Units and Measurement", p.14, ICRU Report 33, Washington, DC (1980)

[10] A. EDWARD PROFIO, "Radiation Shielding and Dosimetry", p. 309, (1978)

## CHAPITRE IV

### METHODE DES TABLES DE PROBABILITE POUR TRAITER LES SECTIONS EFFICACES

#### IV.1 Introduction

La représentation des sections efficaces par des tables de probabilité pour les applications neutroniques a été proposée pour la première fois par M.N.NICOLAEV et al. [1] sous le nom de "Méthode des Sous-groupes". Indépendamment, LEVITT [2] propose la même idée sous le nom de "Tables de Probabilité". Plus tard, une autre méthode pour établir ces tables de probabilité a été développée par P.RIBON [3] au CEA-Saclay (France).

Des applications de cette méthode en neutronique et en protection ont été réalisées [4 , 5] depuis ces premiers développements. La majeure partie de ces applications implique l'hypothèse statistique, valable lorsque les structures des sections efficaces sont inconnues (domaine des résonances non résolues), ou lorsque ces structures connues sont suffisamment nombreuses et complexes sur le domaine d'énergie considéré pour être traitées statistiquement ; c'est précisément dans ce domaine que l'utilisation des tables de probabilité devient très avantageuse par rapport aux représentations multigroupe et ponctuelle. En effet, la représentation multigroupe demande un grand nombre de groupes pour bien décrire les fluctuations des sections efficaces (point important dans les problèmes de forte pénétration des particules) ; la méthode ponctuelle peut bien représenter la structure de sections efficaces mais elle implique un nombre de points très important (un exemple est donné par Levitt [2] , il existe environ 33 000 résonances du noyau Pu-239 dans le domaine d'énergie de 30 eV à 25 keV ; si l'on a besoin de 8 points\* pour décrire chaque résonance et pour chaque type de réaction, le nombre de valeurs à stocker sera supérieur à un

---

\* Le nombre de points pour chaque résonance dépend de la précision souhaitée et du mode d'interpolation. P.Ribon nous a fait remarquer que le nombre de points exigé en moyenne est environ 20 pour une précision du millième avec une interpolation cubique.

million). Plusieurs codes de Monte Carlo incluent la méthode des tables de probabilité dans leur description des sections efficaces [6].

## IV.2 Phénomène d'autoprotection

### IV.2.1 Généralités

Le flux de neutrons à une énergie donnée représente la longueur totale parcourue par unité de temps par tous les neutrons ayant cette énergie dans un volume unité. Il est donc normal qu'une augmentation de la section efficace diminue la longueur moyenne parcourue d'un neutron [7] et en conséquence diminue le flux de neutrons ; ce phénomène est appelé "autoprotection", la figure 4.1 représente un exemple de section efficace et de flux en fonction de l'énergie. Ce phénomène est très important dans le domaine des résonances parce qu'il y a de grandes fluctuations des sections efficaces avec l'énergie.

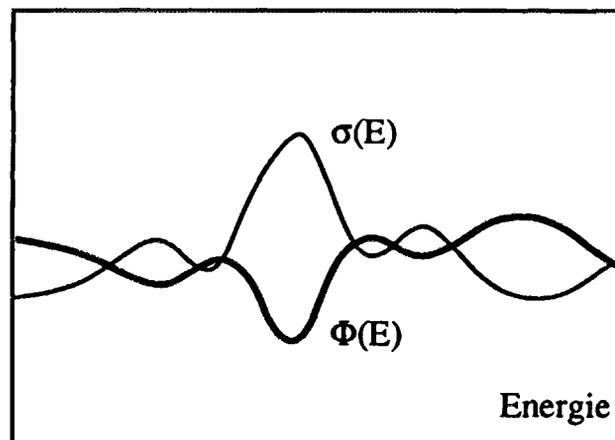


Fig. 4.1 Phénomène d'autoprotection  
section efficace et flux en fonction de l'énergie

Dans certains cas particuliers, il est facile de voir l'effet de l'autoprotection sur le flux de neutrons (e.g. le cas de l'absorption ou diffusion pures).

Considérons d'abord une source uniforme dans un milieu infini et totalement absorbant ; dans ce cas l'équation de Boltzmann a la forme suivante :

$$\Sigma_T(E) \Phi_0(E) = S_0(E)$$

$$\text{ou } \Phi_0(E) = \frac{S_0(E)}{\Sigma_T(E)} \quad (4.1)$$

il est clair que le flux de neutrons varie inversement avec la section totale.

Ensuite, supposons que la source est monocinétique dans un milieu infini, si l'on ne considère que la diffusion élastique (isotrope dans le système du centre-de-masse), l'équation de Boltzmann pour une énergie inférieure à l'énergie de la source s'écrit :

$$\Sigma_T(E) \Phi_0(E) = \frac{1}{1-\alpha} \int_E^{E\alpha} \Sigma_T(E') \Phi_0(E') \frac{dE'}{E'} \quad (4.2)$$

où  $\alpha = [(A-1)/(A+1)]^2$ , A est la masse atomique de l'isotope considéré.

par la méthode de substitution [GLASSTONE, 1962 #51], on peut trouver la solution de cette équation,

$$\Phi_0(E) = \frac{C}{E \Sigma_T(E)} \quad (4.3)$$

où la constante C dépend seulement de la puissance de la source. Le flux de neutrons varie aussi de façon inversement proportionnel à la section totale. Malheureusement, les cas plus généraux sont entre les deux cas précédents et la relation entre le flux et la section totale est beaucoup plus compliquée.

En effet, l'autoprotection dépend de la géométrie, de l'espace, de la direction, de la source et de l'énergie [8], mais il est impossible de déterminer une fonction caractérisant tous ces paramètres. Actuellement, dans les calculs des réacteurs on utilise les résultats de certains cas particuliers (e.g. problème de l'absorption ou de la diffusion) ou des approximations pour définir une seule fonction par zone spatiale.

Seule une description ponctuelle des sections efficaces avec loi d'interpolation associée permet, dans son principe, de traiter exactement ce phénomène d'autoprotection ; cependant pour les raisons évoquées plus haut un tel mode de représentation n'est pas toujours possible ou même souhaitable.

**IV.2.2 Sections efficaces multigroupes**

Le modèle multigroupe permet de réaliser les calculs avec un nombre de données nucléaires, une taille de mémoire et un temps de calcul raisonnables.

Les sections efficaces dans un groupe d'énergie sont calculées afin de respecter les taux de réaction, c'est à dire, dans un groupe d'énergie  $g$  et sur un espace connu :

$$\sigma_{ig} \Phi_g = \int_g \sigma_i(E) \Phi(E) dE \quad (4.4)$$

où  $i$  est le type de réaction.

Les sections moyennes du groupe  $g$  peuvent donc être calculées par la formule suivante :

$$\sigma_{ig} = \frac{\int_g \sigma_i(E) \Phi(E) dE}{\Phi_g} = \frac{\int_g \sigma_i(E) \Phi(E) dE}{\int_g \Phi(E) dE} \quad (4.5)$$

mais dans le cas réel, le flux  $\Phi(E)$  est inconnu, on ne peut qu'estimer un flux pour calculer les sections moyennes. Dans la pratique on choisit au mieux le flux pour calculer les sections moyennes  $\sigma_{ig}$ , plusieurs techniques existent pour déterminer ce flux  $\Phi(E)$  :

- celle de Bondarenko [9] ;
- celle qui consiste à résoudre l'équation du ralentissement en milieu infini homogène avec prise en compte d'une dilution correspondant au cas réel. Cette résolution conduit en particulier à obtenir une forme de la structure fine du flux neutronique dans les résonances qui est alors utilisée pour la mise en groupe des sections efficaces.

Toutefois dans un cas comme dans l'autre la structure énergétique du flux se déforme en fonction de l'espace de sorte que le jeu de sections efficaces multigroupes généré n'est pas adapté en tous les points de l'espace parcouru par les neutrons. C'est là que réside l'un des intérêts des Tables de Probabilité : on peut s'affranchir de faire une hypothèse sur la forme du flux.

### IV.3 Méthode des tables de probabilité

La méthode des tables de probabilité suppose un découpage multigroupe en énergie, cependant à chaque groupe d'énergie sont associés plusieurs paliers de sections efficaces à chacun desquels est également associé une probabilité.

Cette méthode permet de décrire les sections efficaces dans le domaine résonnant avec moins de paramètres tout en préservant la complexité du phénomène d'autoprotection.

Tout d'abord, examinons un exemple simple [10] de calcul avec et sans les tables de probabilité, comparons les résultats avec la solution théorique.

Considérons un demi-espace totalement absorbant ; la source est supposée uniforme, monodirectionnelle et normalisée à l'unité, placée sur la surface gauche (Fig.4.2) ; on admet que la section efficace varie linéairement avec l'énergie (Fig.4.3) et :

$$\Sigma_T(E_g) = 10$$

$$\Sigma_T(E_{g+1}) = 0,1$$

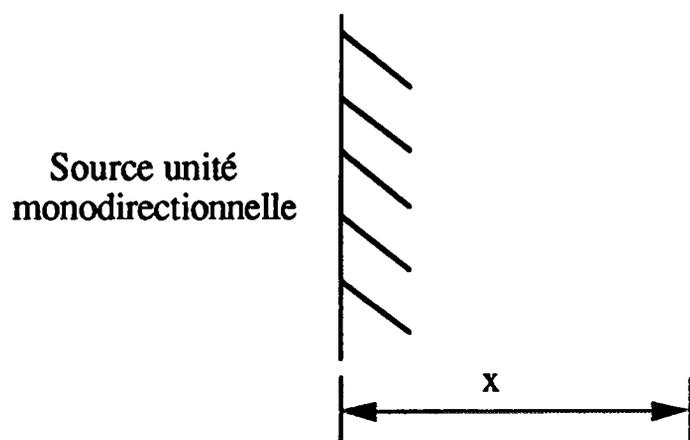


Fig. 4.2 Géométrie : espace semi-infini, totalement absorbant

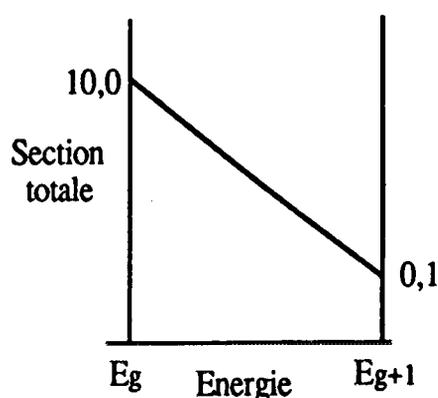


Fig. 4.3 Section efficace

*Méthode des tables de probabilité*

Le flux et le taux d'absorption exacts à la distance  $x$  sont calculés par les formules suivantes :

$$\Phi(x) = \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \exp(-\Sigma_T(E) x)$$

$$R(x) = \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \Sigma_T(E) \exp(-\Sigma_T(E) x) \quad (4.6)$$

Le résultat exact et les résultats des calculs en utilisant la section moyenne non autoprotégée (le flux est supposé comme plat suivant l'énergie), totalement autoprotégée, les tables de probabilité avec deux paliers sont montrés sur les figures 4.4 (a) et (b) ; on voit que la méthode des tables de probabilité donne de meilleurs résultats, surtout à grande distance.

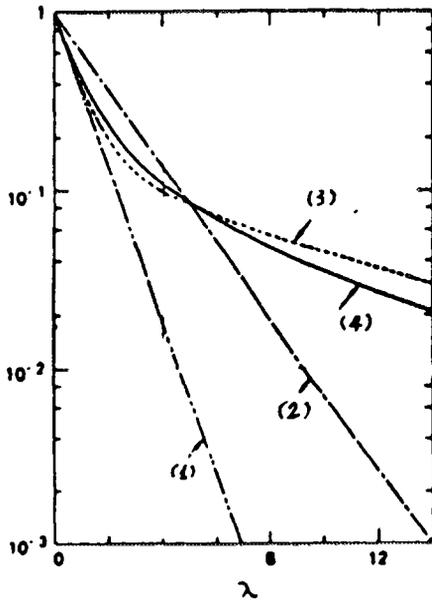


Fig. 4.4(a) Flux de neutrons  
(espace semi-infini  
et totalement absorbant)  
(Réf.[10] )

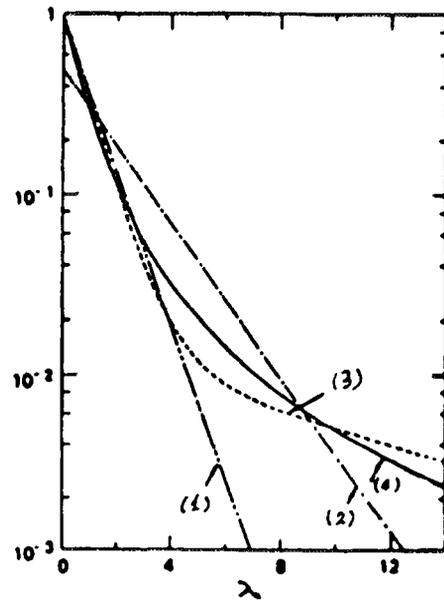


Fig. 4.4(b) Taux d'absorption de neutrons  
(espace semi-infini  
et totalement absorbant)  
(Réf.[10] )

- (1) non autoprotégé    (2) totalement autoprotégé  
(3) T.P. deux paliers    (4) exact

### IV.3.1 Principe général de la méthode des tables de probabilité

On peut trouver un résumé du principe de la méthode des tables de probabilité dans la réf.[11] qui a été faite par P.REUSS. Ici nous allons montrer quelques grandes lignes pour permettre d'avoir une connaissance générale.

Considérons un groupe d'énergie  $g$  qui contient certaines résonances : la courbe de la section efficace  $\sigma(E)$  est dessinée sur la figure 4.5 ; le domaine de variation de  $\sigma(E)$  est partagé en plusieurs intervalles (4 intervalles sur la figure 4.5), des couples de valeurs  $(\sigma_i, p_i)$  sont associés à chaque intervalle,  $\sigma_i$  représentant la section efficace dans cet intervalle et  $p_i$  la probabilité de la présence de  $\sigma(E)$  entre  $S_{i-1}$  et  $S_i$ . On a :

$$P_i = \frac{\int_{E_{\text{inf}}}^{E_{\text{sup}}} \delta(\sigma(E), i) dE}{E_{\text{sup}} - E_{\text{inf}}} \quad \delta(\sigma(E), i) = \begin{cases} 1 & \text{si } S_{i-1} \leq \sigma(E) \leq S_i \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.7)$$

$$\text{et } \sum_i p_i = 1$$

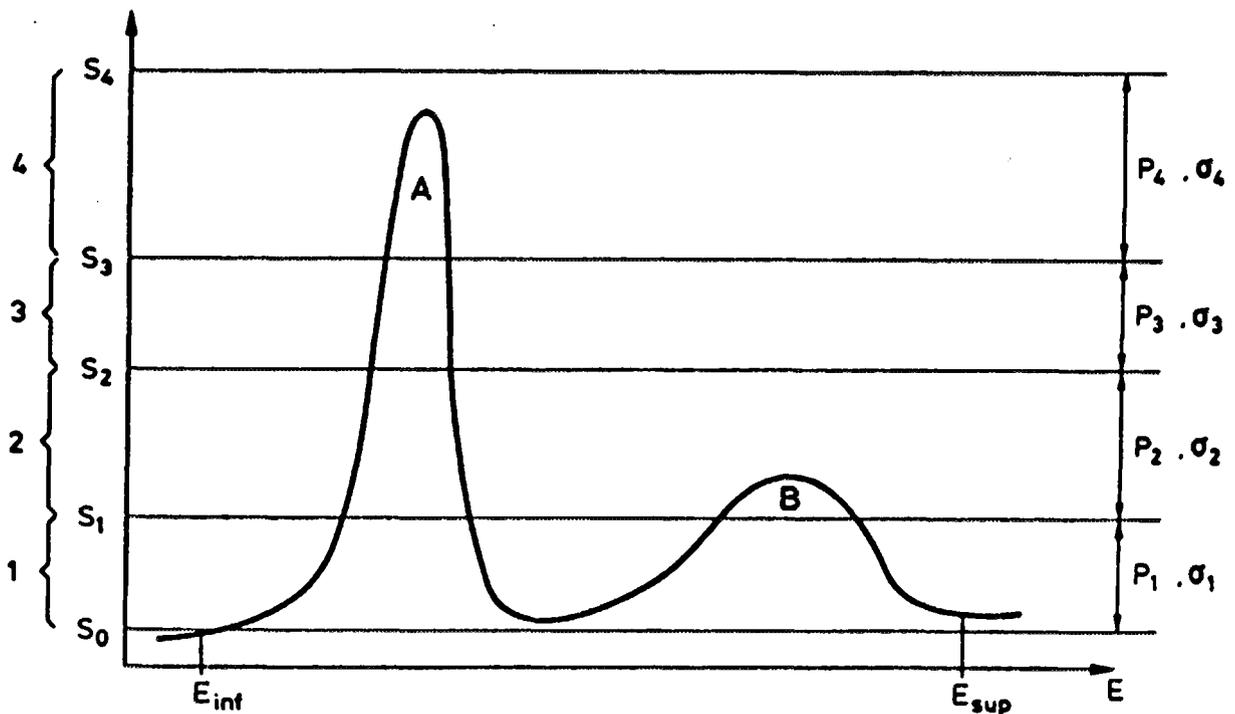


Fig. 4.5 (Réf.[3])

la valeur moyenne de  $\sigma$  pour l'intervalle  $(S_{i-1}, S_i)$  est définie par

$$p_i \sigma_i = \frac{\int_{S_{i-1}}^{S_i} \sigma(E) \delta(\sigma(E), i) dE}{\Delta E} \quad (4.8)$$

Il est évident que les couples  $(\sigma_i, p_i)$ ,  $i=1,2,\dots,N$  caractérisent les sections efficaces  $\sigma(E)$  dans le groupe  $g$  d'autant mieux que  $N$  est grand ; avec ces valeurs de sections efficaces et de probabilités, l'information en énergie est perdue dans le groupe, ce que l'on peut comprendre facilement à l'aide de la figure 4.6 : les tables de probabilité du groupe  $g$  pour les structures de (a) et (b) seront les mêmes.

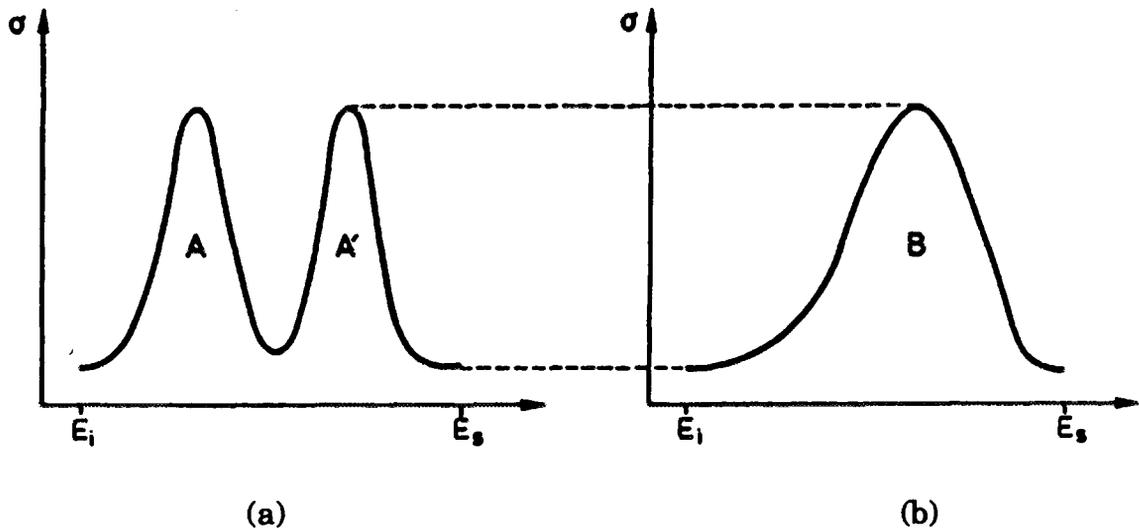


Fig.4.6 Les deux résonances A et A' sont identiques, la résonance B est de largeur double et de même forme que A et A', les cas (a) et (b) sont représentés par la même table de probabilité (Réf.[3] )

Plusieurs méthodes sont utilisées pour établir les tables de probabilité :

1). Les tables de probabilité (type "méthode des sous-groupes" [1] ) sont définies de façon suivante :

*Méthode des tables de probabilité*

Les sections effectives sont calculées pour J valeurs de la section de dilution  $\sigma_{dj}$ .

$$\sigma_{\text{eff. } x}(\sigma_{dj}) = \frac{\int_{\Delta E} \frac{\sigma_x(E)}{\sigma_t(E) + \sigma_{dj}} dE}{\int_{\Delta E} \frac{1}{\sigma_t(E) + \sigma_{dj}} dE} \quad (j=1, 2, \dots, J) \quad (4.9)$$

où x est le type de réaction (totale ou partielle).

En termes des tables de probabilité, l'équation (4.9) est réécrite pour les sections totales et partielles :

$$\sigma_{\text{eff. } t}(\sigma_{dj}) = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{p_i \sigma_{t,i}}{\sigma_{t,i} + \sigma_{dj}}}{\sum_{i=1}^N \frac{p_i}{\sigma_{t,i} + \sigma_{dj}}} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{eff. } x}(\sigma_{dj}) = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{p_i \sigma_{x,i}}{\sigma_{t,i} + \sigma_{dj}}}{\sum_{i=1}^N \frac{p_i}{\sigma_{t,i} + \sigma_{dj}}} \quad (4.11)$$

notons que t est l'indice de la section totale, x l'indice de la section partielle et N le nombre de paliers des sections efficaces.

On définit les éléments des tables de probabilité de façon à respecter ces sections effectives.

Le système (4.10) contient 2N inconnues ( $p_i$  et  $\sigma_{t,i}$ ), il faut au moins 2N valeurs de  $\sigma_{dj}$  donc de  $\sigma_{\text{eff. } t}(\sigma_{dj})$  pour déterminer les inconnues ; les sections partielles peuvent être calculées par le système (4.11) en prenant N valeurs de  $\sigma_{dj}$ .

*Méthode des tables de probabilité*

2). CULLEN a défini les tables de probabilité (sous le nom de méthode multibande) [12] en prenant le facteur de Bondarenko comme facteur d'auto-protection :

$$w_T(\sigma_0, n) = \frac{1}{(\sigma_t(E) + \sigma_0)^n} \quad (4.12)$$

où  $\sigma_t(E)$  est la section totale du noyau considéré et  $\sigma_0$  est la section de dilution et en considérant les moyennes pondérées :

$$\sigma_x(\sigma_0, n) = \frac{\int_x \sigma_x(E) w_T(\sigma_0, n) dE}{\int_x w_T(\sigma_0, n) dE} \quad (4.13)$$

où  $x$  est le type de réaction et  $g$  le numéro de groupe.

En termes de tables de probabilité, ces grandeurs s'explicitent par :

$$\sigma(\sigma_0, n) = \frac{\sum_i \frac{p_i \sigma_{i1}}{(\sigma_{i1} + \sigma_0)^n}}{\sum_i \frac{p_i}{(\sigma_{i1} + \sigma_0)^n}} \quad (4.14)$$

$$\sigma_x(\sigma_0, n) = \frac{\sum_i \frac{p_i \sigma_{xi}}{(\sigma_{xi} + \sigma_0)^n}}{\sum_i \frac{p_i}{(\sigma_{xi} + \sigma_0)^n}} \quad (4.15)$$

On choisit les  $p_i$  avec :

$$\sum_i p_i = 1 \quad (4.16)$$

de façon à respecter ces moyennes.

Pour une table de  $N$  paliers, on peut calculer les  $2N$  inconnues par le système (4.14) en utilisant la relation (4.16) et en définissant  $2N-1$  combinaisons de  $\sigma_0$  et  $n$  ; les sections partielles sont calculées par le système (4.15) avec  $N$  combinaisons de  $\sigma_0$  et  $n$ .

3). Une autre méthode, choisie par P.RIBON, est utilisée pour établir les tables de probabilité à l'aide de la méthode des moments [3] .

Considérons un groupe d'énergie  $(E_g, E_{g+1})$  dans le domaine des résonances non-résolues. Il est plus important de connaître les variations des sections efficaces que les énergies réelles des résonances : une représentation "statistique" des résonances est bien appropriée à la description de ce domaine. Etudions la variation de la section totale dans ce groupe d'énergie et cherchons la probabilité  $p(\sigma_t(E)) d\sigma_t$  qui représente la probabilité de présence de  $\sigma_t(E)$  entre  $\sigma_t$  et  $\sigma_t+d\sigma_t$ .

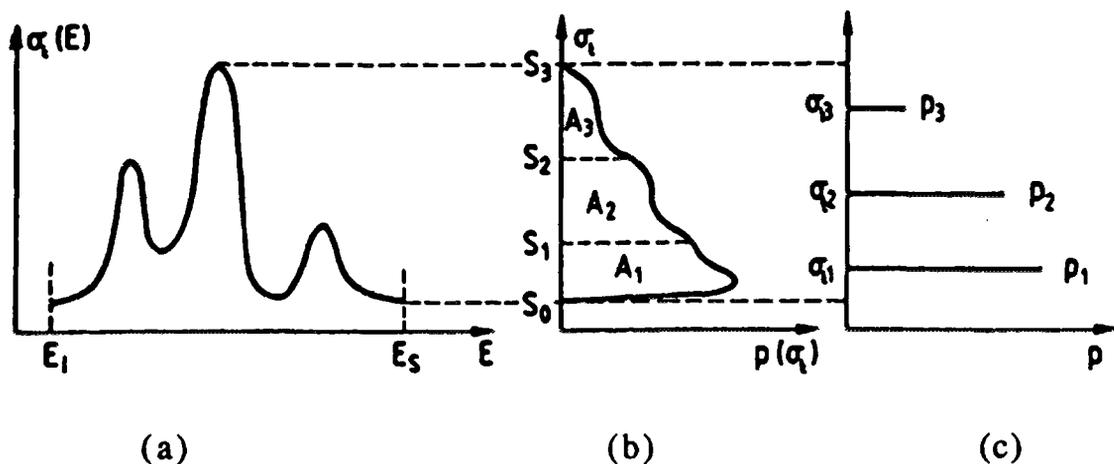


Fig.4.7 (Réf.[3] )

Sur la figure 4.7 :

(a) est la courbe de la section efficace en fonction de l'énergie ;

(b) est la densité de probabilité en fonction de la section efficace ;

(c) pour calculer les valeurs de  $\sigma_i$  et  $p_i$ , on transforme une intégrale de RIEMANN en une intégrale de LEBESGUE et ensuite on applique une quadrature de GAUSS :

$$\int_{E_1}^{E_5} F(\sigma(E)) dE = \int_{\sigma_{\min}}^{\sigma_{\max}} F(\sigma) p(\sigma) d\sigma \approx \sum_{i=1}^N F(\sigma_i) p_i \quad (4.17)$$

La quadrature de GAUSS d'ordre N est exacte pour tout polynôme d'ordre inférieur à  $2N-1$ . En particulier, elle est exacte pour les  $2N$  premiers moments : c'est cette propriété qui est utilisée pour établir les tables de probabilité.

*Méthode des tables de probabilité*

Les moments des sections totales sont choisis pour déterminer les tables de probabilité.

Dans un groupe d'énergie, le moment d'ordre  $n$  est défini par :

$$\mathcal{M}_n = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma_i^n(E) dE = \int_0^\infty \sigma_i^n p(\sigma_i) d\sigma_i \quad (4.18)$$

En termes discrets :

$$M_n = \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{i,i}^n \quad (4.19)$$

Le système  $\mathcal{M}_n = M_n$  contient  $2N$  inconnues ( $N$  couples de  $\sigma_{i,i}$  et  $p_i$ ), ils sont déterminés en utilisant  $2N$  valeurs de  $n$  (e.g.  $n=-N+1, -N+2, \dots, N$ ).

Pour les sections partielles, les moments sont définis comme :

$$\mathcal{P}_{m,x} = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sigma_x(E) \sigma_i^m(E) dE = \int_0^\infty \sigma_x \sigma_i^m p(\sigma_i) d\sigma_i \quad (4.20)$$

$$P_{m,x} = \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{x,i} \sigma_{i,i}^m \quad (4.21)$$

Le système  $\mathcal{P}_{m,x} = P_{m,x}$  est résolu pour calculer les sections partielles.

### IV.3.2 Méthode mathématique pour établir les tables de probabilité

Dans ce paragraphe, nous allons exposer le formalisme mathématique des tables de probabilité, étudier la quadrature d'intégrales complexes en passant par les polynômes orthogonaux et les approximants de Padé. Les tables de probabilité établies pour chaque noyau peuvent être utilisées directement pour les applications : calcul des sections effectives, calcul du ralentissement [13] et calcul de Monte Carlo [14].

## IV.3.2.1 Sections totales

Pour résoudre le système  $\mathcal{M}_n = M_n$  ( $\mathcal{M}_n$  et  $M_n$  sont définis par les équations (4.18) et (4.19), nous considérons, tout d'abord, la fonction génératrice des moments :

$$F(z) = \int_D \frac{p(\sigma_i) \sigma_i^I}{1-z \sigma_i} d\sigma_i = \int_D p(\sigma_i) \sigma_i^I (1 + z\sigma_i + z^2\sigma_i^2 + \dots) d\sigma_i \quad (4.22)$$

où  $D$  est le domaine de variation de  $\sigma_i$ .

Pour  $I=0$ ,  $\sigma_i^I = 1$ , équation 4.22 devient :

$$F(z) = \int_D \frac{p(\sigma_i)}{1-z \sigma_i} d\sigma_i = \int_D p(\sigma_i) (1 + z\sigma_i + z^2\sigma_i^2 + \dots) d\sigma_i \quad (4.23)$$

si nous ne considérons que les  $2N$  premiers termes de  $F(z)$ , nous avons

$$F(z) = \mathcal{M}_0 + z\mathcal{M}_1 + z^2\mathcal{M}_2 + \dots + z^{2N-1}\mathcal{M}_{2N-1} + \mathcal{R}(z^{2N}) \quad (4.24)$$

l'équation.(4.24) peut être écrite sous la forme d'un approximant de Padé :

$$\begin{aligned} F(z) &= \frac{a_0 + a_1z + a_2z^2 + \dots + a_{N-1}z^{N-1}}{1 + b_1z + b_2z^2 + \dots + b_Nz^N} + \mathcal{R}(z^{2N}) \\ &= \frac{P_{N-1}(z)}{Q_N(z)} + \mathcal{R}(z^{2N}) \end{aligned} \quad (4.25)$$

avec les  $2N$  coefficients  $a_i$  et  $b_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) donnés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} a_0 &= \mathcal{M}_0 \\ a_1 &= \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_0 b_1 \\ &\dots\dots \\ a_{N-1} &= \mathcal{M}_{N-1} + \mathcal{M}_{N-2} b_1 + \dots + \mathcal{M}_0 b_{N-1} \end{aligned} \quad (4.26a)$$

$$0 = \mathcal{M}_N + \mathcal{M}_{N-1} b_1 + \dots + \mathcal{M}_0 b_N$$

$$0 = \mathcal{M}_{N+1} + \mathcal{M}_N b_1 + \dots + \mathcal{M}_1 b_N$$

$$\dots\dots$$

$$0 = \mathcal{M}_{2N-1} + \mathcal{M}_{2N-2}b_1 + \dots + \mathcal{M}_{N-1}b_N \quad (4.26b)$$

les  $N$  équations (4.26b) donnent les  $N$  coefficients  $b_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) qui peuvent être reportés dans les  $N$  équations (4.26a) pour calculer les  $N$  coefficients  $a_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ).

Nous déduisons de l'équation (4.25) :

$$\begin{aligned} F(z) &= \frac{P_{N-1}(z)}{Q_N(z)} + \mathcal{R}'(z^{2N}) \\ &= \frac{P_{N-1}(z)}{\prod_{i=1}^N (1 - \frac{z}{z_i})} + \mathcal{R}'(z^{2N}) \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{w_i}{1 - \frac{z}{z_i}} + \mathcal{R}'(z^{2N}) \end{aligned} \quad (4.27)$$

où les  $z_i$  sont les zéros du polynôme  $Q_N$  et les  $w_i$  des poids associés.

Pour une table de probabilité d'ordre  $N$ , les  $2N$  premiers moments étant décrits de façon exacte par la quadrature de GAUSS d'ordre  $N$ , nous avons la relation suivante :

$$M_n = \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{ti}^n = \mathcal{M}_n \quad (n=0, 1, \dots, 2N-1)$$

D'après l'équation (4.24), nous avons :

$$\begin{aligned} F(z) &= \sum_{i=1}^N p_i + z \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{ti} + \dots + z^{2N-1} \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{ti}^{2N-1} + R(z^{2N}) \\ &= \sum_{i=1}^N p_i (1 + z\sigma_{ti} + \dots + z^{2N-1} \sigma_{ti}^{2N-1}) + R(z^{2N}) \\ &= \sum_{i=1}^N \frac{p_i}{1 - z\sigma_{ti}} + R'(z^{2N}) \end{aligned} \quad (4.28)$$

par identification des équations (4.27) et (4.28), nous obtenons :

$$\sigma_{t i} = \frac{1}{z_i}$$

$$p_i = w_i$$

Pour  $I \neq 0$  :

Nous changeons la fonction du poids  $q(\sigma_t) = p(\sigma_t) \sigma_t^I$ , l'équation (4.22) devient :

$$F(z) = \int_b \frac{q(\sigma_t)}{1-z \sigma_t} d\sigma_t = \int_b q(\sigma_t) (1 + z\sigma_t + z^2\sigma_t^2 + \dots) d\sigma_t \quad (4.29)$$

elle a exactement la même forme que l'équation (4.23), avec la même méthode pour  $I=0$ , nous obtenons :

$$\sigma_{t i} = \frac{1}{z_i}$$

$$q_i = w_i$$

ou

$$\sigma_{t i} = \frac{1}{z_i}$$

$$p_i = \frac{q_i}{\sigma_{t i}^I} = \frac{w_i}{\sigma_{t i}^I} \quad (4.30)$$

#### IV.3.2.2 Sections partielles

Une table de probabilité ( $p_i, \sigma_{t i}, \sigma_{x i}$ ) où  $i$  est le numéro du palier des sections efficaces contient les probabilités, les sections totales et aussi les sections partielles. Après avoir déterminé les probabilités et les sections totales, nous prenons les moments partiels pour calculer les sections partielles. Dans les équations (4.20) et (4.21),  $N$  valeurs de  $m$  nous permettent de calculer  $N$  valeurs de  $\sigma_{x i}$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ). A l'intérieur d'une table de probabilité, la section totale doit être égale à la somme des sections partielles : ce point est assuré par un choix convenable des valeurs de  $m$  [3] (il sera expliqué dans la paragraphe suivante).

### IV.3.3 Choix des moments et détermination du nombre de paliers

Nous avons montré que pour une table de probabilité avec  $N$  paliers, on a besoin de  $2N$  moments totaux et  $N$  moments partiels.

Les ordres des moments totaux sont limité par :

$$I \leq n \leq I+2N-1$$

$n$  peut être positif ou négatif comprenant obligatoirement 0 et 1 pour assurer la normalisation des probabilités et la section totale moyenne.  $I$  est l'ordre du moment initial. Les moments positifs sont plus importants que les moments négatifs pour les problèmes de faible pénétration et de forte dilution ; par contre pour les problèmes de forte pénétration et de faible dilution, les moments négatifs jouent un rôle plus important. Dans la pratique nous choisissons pour une table de probabilité de  $N$  paliers :

$$I = -N+1$$

Une fois qu'on a choisi les moments totaux, la cohérence entre la section totale et la somme des sections partielles sera assurée par un choix convenable des moments partiels. Nous montrons ici un exemple d'une table de probabilité avec 2 paliers (la démonstration pour les tables avec plus de 2 paliers peut être montrée de la même façon), soit le système de 2 équations :

$$\int \sigma_t^n(E) dE = \int \sigma_t^{n-1}(E) \sum_x \sigma_x(E) dE$$

$$\int \sigma_t^m(E) dE = \int \sigma_t^{m-1}(E) \sum_x \sigma_x(E) dE$$

Il s'exprime, en terme de tables de probabilité, par :

$$p_1 \sigma_{t1}^n + p_2 \sigma_{t2}^n = p_1 \sigma_{t1}^{n-1} \sum_x \sigma_{x1} + p_2 \sigma_{t2}^{n-1} \sum_x \sigma_{x2}$$

$$p_1 \sigma_{t1}^m + p_2 \sigma_{t2}^m = p_1 \sigma_{t1}^{m-1} \sum_x \sigma_{x1} + p_2 \sigma_{t2}^{m-1} \sum_x \sigma_{x2}$$

La première équation, multipliée par  $\sigma_{t2}^{m-n}$ , devient :

$$p_1 \sigma_{t1}^n \sigma_{t2}^{m-n} + p_2 \sigma_{t2}^m = p_1 \sigma_{t1}^{n-1} \sigma_{t2}^{m-n} \sum_x \sigma_{x1} + p_2 \sigma_{t2}^{m-1} \sum_x \sigma_{x2}$$

*Méthode des tables de probabilité*

retranchée de la seconde, on obtient :

$$p_1 \sigma_{t_1}^m (1 - (\sigma_{t_1}/\sigma_{t_2})^{n-m}) + p_2 \sigma_{t_2}^m = p_1 \sigma_{t_1}^{m-1} \sum_x \sigma_{x_1} (1 - (\sigma_{t_1}/\sigma_{t_2})^{n-m})$$

donc si  $n \neq m$  et  $\sigma_{t_1} \neq \sigma_{t_2}$ , on a :

$$\sigma_{t_1} = \sum_x \sigma_{x_1}$$

C'est-à-dire à condition de prendre en compte des moments partiels d'ordre  $m-1$  et  $n-1$  si on prend en compte les moments totaux d'ordre  $m$  et  $n$ , la cohérence entre la section totale et les sections partielles est implicitement assurée. Par conséquent les ordres des moments partiels sont :

- soit consécutifs,  $J \leq m \leq J+N-1$ , comprenant obligatoirement 0 pour respecter les sections partielles moyennes donc  $-N+1 \leq J \leq 0$  et tels que  $I-1 \leq J \leq I+N-1$ .

- soit non consécutifs, variant de 2 en 2,  $J \leq m \leq J+2N-2$ , comprenant obligatoirement 0 pour respecter les sections partielles moyennes donc seul les moments partiels d'ordre pairs compris entre  $J$  et  $J+2N-2$  seront pris en compte (une seule solution).

Dans la pratique on choisit pour une table de probabilité de  $N$  paliers :

$$J = -N/2$$

Le nombre de paliers dans un groupe d'énergie est déterminé d'après la précision des moments calculés, les tests sont faits par les relations suivantes :

$$\left| \ln \frac{\mathcal{M}_{-N}}{M_{-N}} \right| < \varepsilon ? \quad \text{et} \quad \left| \ln \frac{\mathcal{M}_{N+1}}{M_{N+1}} \right| < \varepsilon ?$$

où  $M$  est le moment exact et  $\mathcal{M}$  le moment calculé par les termes des tables de probabilité.

Si les deux tests sont satisfaisants, le nombre de paliers sera  $N$ , sinon on ajoute un palier et continue les tests.

### IV.3.4 Tables de probabilité pour un mélange

Les tables de probabilité pour un mélange sont souvent utilisées dans les applications (par exemple : le fer naturel constitué de fer 54, 56, 57 et 58). Ces tables peuvent être obtenues à partir des tables de probabilité des isotopes constituant le mélange en tabulant les moments. Une fois les moments du mélange sont calculés, avec la méthode présentée dans la paragraphe IV.3.2, nous pouvons obtenir les tables de probabilité du mélange. Nous montrons ici comment calculer les moments du mélange.

Tout d'abord, nous considérons un mélange de deux noyaux avec des proportions  $\alpha$  et  $\beta$  telles que :  $\alpha + \beta = 1$ .

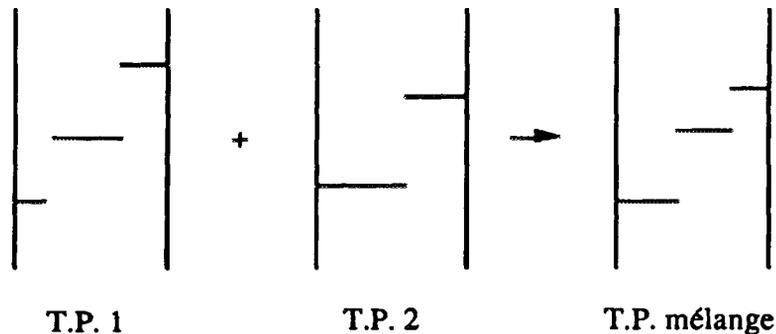


Table de probabilité pour un mélange  
(T.P. - Tables de Probabilité)

#### 1). Avec les moments d'ordre positif :

Dans un groupe d'énergie  $G$ , le moment d'ordre  $n$  de la section totale du mélange est (dans les formules suivantes,  $G$  signifie  $\Delta E_G$ ) :

$$\begin{aligned}
 M_n &= \frac{1}{G} \int_{\sigma} (\alpha \sigma_{t1}(E) + \beta \sigma_{t2}(E))^n dE \\
 &= \frac{1}{G} \int_{\sigma} \sum_k C_n^k \alpha^k \beta^{n-k} \sigma_{t1}^k(E) \sigma_{t2}^{n-k}(E) dE \\
 &= \frac{1}{G} \sum_k C_n^k \alpha^k \beta^{n-k} \int_{\sigma} \sigma_{t1}^k(E) \sigma_{t2}^{n-k}(E) dE
 \end{aligned}$$

$$= \sum_k C_n^k \alpha^k \beta^{n-k} \int \int \omega(\alpha_{t_1}, \sigma_{t_2}) \sigma_{t_1}^k \sigma_{t_2}^{n-k} d\sigma_{t_1} d\sigma_{t_2} \quad (4.31)$$

Supposons que le mélange est statistique, c'est-à-dire que le comportement de la section efficace  $\sigma_{t_1}$  est indépendant de celui de  $\sigma_{t_2}$ , c'est-à-dire,

$$\omega(\alpha_{t_1}, \sigma_{t_2}) = p(\alpha_{t_1}) q(\sigma_{t_2})$$

nous avons :

$$\begin{aligned} M_n &= \sum_k C_n^k \alpha^k \beta^{n-k} \int p(\alpha_{t_1}) \sigma_{t_1}^k d\alpha_{t_1} \int q(\alpha_{t_2}) \sigma_{t_2}^{n-k} d\alpha_{t_2} \\ &= \sum_k C_n^k \alpha^k \beta^{n-k} \left[ \frac{1}{G} \int_0^G \alpha_{t_1}^k(E) dE \right] \left[ \frac{1}{G} \int_0^G \alpha_{t_2}^{n-k}(E) dE \right] \\ &= \sum_k C_n^k \alpha^k \beta^{n-k} \sum_i p_i \sigma_{t_1 i}^k \sum_j q_j \sigma_{t_2 j}^{n-k} \\ &= \sum_i \sum_j p_i q_j (\alpha \sigma_{t_1 i} + \beta \sigma_{t_2 j})^n \end{aligned} \quad (4.32)$$

Les moments partiels sont :

$$\begin{aligned} P_{m x} &= \frac{1}{G} \int_0^G (\alpha \sigma_{x 1}(E) + \beta \sigma_{x 2}(E)) (\alpha \sigma_{t_1}(E) + \beta \sigma_{t_2}(E))^m dE \\ &= \frac{1}{G} \int_0^G (\alpha \sigma_{x 1}(E) + \beta \sigma_{x 2}(E)) dE \frac{1}{G} \int_0^G (\alpha \sigma_{t_1}(E) + \beta \sigma_{t_2}(E))^m dE \end{aligned} \quad (4.33)$$

Comme pour les moments totaux, nous avons la relation suivante :

$$P_{m x} = \sum_i \sum_j p_i q_j (\alpha \sigma_{x 1 i} + \beta \sigma_{x 2 j}) (\alpha \sigma_{t_1 i} + \beta \sigma_{t_2 j})^m \quad (4.34)$$

Dans les équations (4.32) et (4.34),  $p_i$ ,  $\sigma_{x 1 i}$ ,  $\sigma_{t_1 i}$  et  $q_j$ ,  $\sigma_{x 2 j}$ ,  $\sigma_{t_2 j}$  sont les éléments des tables de probabilité des noyaux 1 et 2.

D'après ces deux équations, nous pouvons recalculer les moments et créer la table de probabilité pour le mélange.

## 2). Avec les moments d'ordre négatif :

Si l'ordre des moments est négatif, l'équation (4.31) n'est plus possible ; dans ce cas, l'hypothèse statistique du mélange est utilisée tout au début, les sections efficaces des deux noyaux sont indépendantes ; nous transformons l'intégrale de RIEMANN sur l'énergie en intégrale de LEBESGUE sur les probabilités indépendantes des sections efficaces :

$$M_n = \frac{1}{G} \int_a \sigma_i^n(E) dE$$

$$= \int \int (\alpha \sigma_{i1} + \beta \sigma_{i2})^n \omega(\sigma_{i1}, \sigma_{i2}) d\sigma_{i1} d\sigma_{i2}$$

L'hypothèse statistique nous permet d'écrire :

$$\omega(\sigma_{i1}, \sigma_{i2}) = p(\sigma_{i1}) q(\sigma_{i2})$$

et nous avons :

$$M_n = \int_{a_1} p(\sigma_{i1}) d\sigma_{i1} \int_{a_2} q(\sigma_{i2}) d\sigma_{i2} (\alpha \sigma_{i1} + \beta \sigma_{i2})^n$$

$$= \sum_i \sum_j p_i q_j (\alpha \sigma_{i1} + \beta \sigma_{i2})^n \quad (4.35)$$

Cette formule est identique à l'expression (4.32) ; les sections partielles du mélange sont calculées de la même façon.

Dans le cas général, un mélange contient  $M$  isotopes dont chacun a un pourcentage de nombre d'atomes  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_M$ . De la même manière, les moments du mélange sont donnés par les deux formules suivantes :

$$M_n = \sum_{i1} \sum_{i2} \dots \sum_{iM} p_{i1} p_{i2} \dots p_{iM} (\alpha_1 \sigma_{i1 i1} + \alpha_2 \sigma_{i2 i2} + \dots + \alpha_M \sigma_{iM iM})^n \quad (4.36)$$

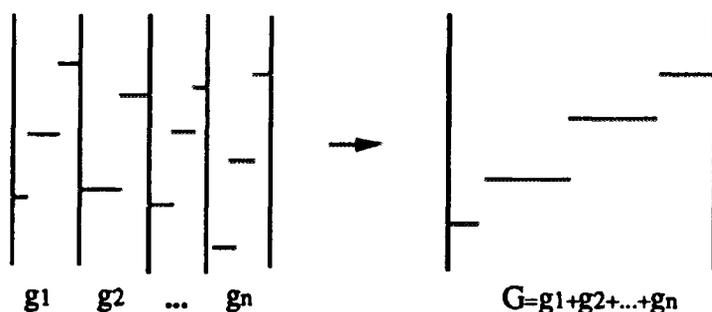
## Méthode des tables de probabilité

$$P_{m x} = \sum_{i_1} \sum_{i_2} \cdots \sum_{i_M} p_{i_1} p_{i_2} \cdots p_{i_M} (\alpha_1 \sigma_{x1 i_1} + \alpha_2 \sigma_{x2 i_2} + \cdots + \alpha_M \sigma_{xM i_M})$$

$$(\alpha_1 \sigma_{11 i_1} + \alpha_2 \sigma_{22 i_2} + \cdots + \alpha_M \sigma_{M i_M})^m \quad (4.37)$$

## IV.3.5 Condensation des tables de probabilité

Cette manipulation est importante parce qu'elle est très souvent utilisée quand on calcule le transport de neutrons avec plusieurs découpages en énergie. En effet, nous pouvons établir, dans un premier temps, les tables de probabilité avec un découpage en énergie très fin (par exemple : 1/480 ou 1/960 de largeur de léthargie) ; ensuite ces tables de probabilité peuvent être condensées en choisissant un nouveau découpage en énergie plus large que le premier.



Condensation des tables de probabilité

Considérons  $N$  groupes d'énergie  $g_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), dans chaque groupe on a une table de probabilité ( $p_{g_i j}, \sigma_{t g_i j}, \sigma_{x g_i j}$ ), où  $j$  est le numéro des paliers de sections efficaces,  $x$  est le type de réaction, ces  $N$  tables peuvent être condensées en une seule table pour le groupe d'énergie  $G = g_1 + g_2 + \dots + g_N$  à l'aide du calcul des moments pour le groupe  $G$ . Les moments pour le groupe  $G$  sont :

moments totaux

$$M_{nG} = \frac{1}{G} \int_0 \sigma_t^n(E) dE = \frac{1}{G} \sum_{i=1}^N \int_{g_i} \sigma_t^n(E) dE$$

$$= \frac{1}{G} \sum_{i=1}^N g_i M_{n g_i}$$

$$= \frac{1}{G} \sum_{i=1}^N g_i \sum_j p_{g_i j} \sigma_{t g_i j}^n \quad (4.38)$$

moments partiels

$$\begin{aligned}
 P_{m \times G} &= \frac{1}{G} \int_{\sigma} \sigma_x(E) \sigma_t^m(E) dE = \frac{1}{G} \sum_{i=1}^N \int_{g_i} \sigma_x(E) \sigma_t^m(E) dE \\
 &= \frac{1}{G} \sum_{i=1}^N g_i P_{m \times g_i} \\
 &= \frac{1}{G} \sum_{i=1}^N g_i \sum_j P_{g_i j} \sigma_{x g_i j} \sigma_{t g_i j}^m
 \end{aligned} \tag{4.39}$$

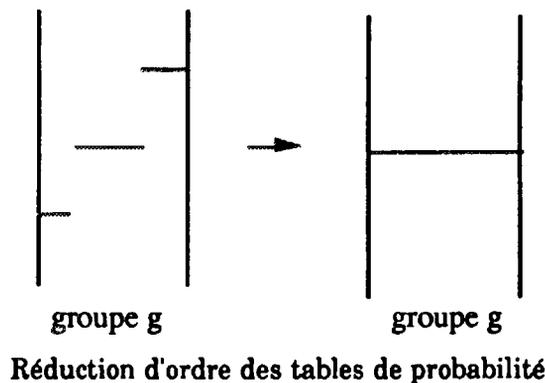
(j étant le numéro des paliers de sections efficaces et  $g_i$  le numéro de groupe d'énergie).

Avec les moments totaux et partiels, nous pouvons reconstruire la table de probabilité dans le groupe G.

**IV.3.6 Réduction de l'ordre des tables de probabilité**

Cette méthode est utilisée pour les études de l'influence du nombre de paliers de sections efficaces sur le résultat, ainsi que pour la comparaison entre multigroupes traditionnels et multigroupes avec les tables de probabilité ; en effet, quand on n'a qu'un palier de section efficace, les tables de probabilité reviennent au multigroupe classique.

Supposons qu'il y a une table de probabilité (N paliers de sections efficaces) qui est décrite par les  $2N$  moments d'ordre de  $-N+1$  à  $N$ , nous allons la réduire à une nouvelle table avec 1 seul palier de sections efficaces.



**1). Choix des deux moments totaux  $M_0$ ,  $M_1$  et d'un moment partiel  $P_{0x}$** 

$$M_0 = \sum_{i=1}^N p_i$$

$$M_1 = \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{t i}$$

$$P_{0x} = \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{x i}$$

Dans ce cas, les valeurs dans la nouvelle table seront :

$$p = 1$$

$$\sigma_t = \frac{\sum_{i=1}^N p_i \sigma_{t i}}{\sum_{i=1}^N p_i} = \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{t i}$$

$$\sigma_x = \frac{\sum_{i=1}^N p_i \sigma_{x i}}{\sum_{i=1}^N p_i} = \sum_{i=1}^N p_i \sigma_{x i}$$

on revient au multigroupe et les sections efficaces ne sont pas pondérées.

**2). Choix des deux moments totaux  $M_{-1}$ ,  $M_0$  et d'un moment partiel  $P_{-1x}$** 

$$M_{-1} = \sum_{i=1}^N \frac{p_i}{\sigma_{t i}}$$

$$M_0 = \sum_{i=1}^N p_i$$

$$P_{-1x} = \sum_{i=1}^N \frac{p_i \sigma_{x i}}{\sigma_{t i}}$$

*Méthode des tables de probabilité*

Dans ce cas, les valeurs dans la nouvelle table seront :

$$p = 1$$

$$\sigma_t = \frac{\sum_{i=1}^N p_i}{\sum_{i=1}^N \frac{p_i}{\sigma_{t i}}}$$

$$\sigma_x = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{p_i \sigma_{x i}}{\sigma_{t i}}}{\sum_{i=1}^N \frac{p_i}{\sigma_{t i}}}$$

on revient au multigroupe et les sections efficaces sont pondérées par  $1/\sigma_t$ .

Pour une nouvelle table d'ordre  $M$ ,  $M < N$ , la méthode précédente est toujours valable.

**Références**

- [1] M. N. NICOLAEV, "Méthode des Sous-groupe pour la Prise en Compte de la Structure Résonante des Sections Efficaces dans les Calculs Neutronique (1ère partie)", *Atomnaïa Energia*, (1970)
- [2] L. B. LEVITT, "The Probability Table Method for Treating Unresolved Neutron Resonances in Monte Carlo Calculations", *Nucl. Sci. & Eng.*, 49, (1972), p.450-457
- [3] P. RIBON and J. M. MAILLARD, "Les Tables de Probabilité, Application au Traitement des Sections Efficaces pour la Neutronique", Note CEA-N-2485 (1986)
- [4] T. J. HOFFMAN and L. M. PRTRIE, "Calculation of the Reactivity Due to Bubble Collapse with the Probability Table Method", *Nucl. Sci. & Eng.*, 66, (1978), p.67-74
- [5] E. F. PLECHATY, "Monte Carlo Calculations of Neutron Transport Using the Probability Table Method", *Trans. Am. Nucl. Soc.*, 23, (1976), p.526
- [6] D. E. CULLEN, S. T. PERKINS, E. F. PLECHATY and J. A. RATHKOPF, "The All Particle Method: Coupled Neutron, Photon, Electron, Charged Particle Monte Carlo Calculations", *Seventh International Conference on Radiation Shielding, Bournemouth, England*, (1988)
- [7] A. M. WEINBERG and E. P. WIGNER, "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors", University of Chicago, (1958)
- [8] D. E. CULLEN, "Self-Shielding", in « *CRC Handbook of Nuclear Reactors Calculations* », Vol. 1, (1986), p. 66-85
- [9] I. I. BONDARENKO, "Group Constants for Nuclear Reactor Calculations", *Consultants Bureau, New York*, (1964)
- [10] D. E. CULLEN, "Multiband Method", in « *CRC Handbook of Nuclear Reactors Calculations* », Vol. 1, (1986), p. 102-131

[11] P. REUSS, "Théorie de l'Absorption Résonnante des Neutrons", Note CEA-N-2679 (1991)

[12] D. E. CULLEN, "Program GROUPIE(Version 79-1): Calculation of Bondarenko Self-shielding Neutron Cross Sections and Multiband Parameters from Data in the ENDF/B Format", UCRL-50400, Vol.17, part D, (1979)

[13] O. K. BOUHELAL, "Prise en Compte du Ralentissement dans le Formalisme des Tables de Probabilité. Application au Calcul des Sections Effectives", Thèse. Ecole Nationale de l'Industrie Minérale, RABAT (1990)

[14] S. H. ZHENG, P. RIBON, C. M. DIOP and J. C. NIMAL, "Monte Carlo Neutron Transport Calculation with Probability Method for Cross-sections", Séminaire NJOY-91, CEN-Saclay, France, (1992)

$$R(r, \Omega, E) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' f(r, \Omega' \rightarrow \Omega, E' \rightarrow E) \Phi(r, \Omega', E') \quad (5.2)$$

$f(r, \Omega' \rightarrow \Omega, E' \rightarrow E)$  est l'opérateur de transfert du neutron diffusé de la direction  $\Omega'$ , à l'énergie  $E'$  à la direction  $\Omega$  et à l'énergie  $E$ .

### L'équation multigroupe

En intégrant sur le domaine  $(E_g, E_{g+1})$  qui représente le groupe  $g$ , on obtient l'équation multigroupe :

$$\Omega \nabla \Phi_g(r, \Omega) + \Sigma_{Tg}(r) \Phi_g(r, \Omega) = R_g(r, \Omega) \quad (5.3)$$

$$\Phi_g(r, \Omega) = \int_{E_g}^{E_{g+1}} \Phi(r, \Omega, E) dE \quad (5.4)$$

$\Phi_g(r, \Omega)$  est le flux à la position  $r$ , dans la direction  $\Omega$  du groupe  $g$ ,  $\Sigma_{Tg}(r)$  est la section efficace macroscopique totale, à la position  $r$ , du groupe  $g$ ,

$$R_g(r, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{g'} \int_{4\pi} d\Omega' f(r, \Omega' \rightarrow \Omega, g' \rightarrow g) \Phi_{g'}(r, \Omega') \quad (5.5)$$

$f(r, \Omega' \rightarrow \Omega, g' \rightarrow g)$  est l'opérateur de transfert du neutron diffusé de la direction  $\Omega'$ , groupe  $g'$  à la direction  $\Omega$  et le groupe  $g$ .

### L'équation avec tables de probabilité

En intégrant sur l'énergie et sur les bandes des sections efficaces dans le groupe considéré, on obtiendra l'équation multigroupe avec tables de probabilité :

$$\Omega \nabla \Phi_{g,i}(r, \Omega) + \Sigma_{Tg,i}(r) \Phi_{g,i}(r, \Omega) = R_{g,i}(r, \Omega) \quad (5.6)$$

**CHAPITRE V****TABLES DE PROBABILITE DANS LE CALCUL DU  
TRANSPORT DES NEUTRONS PAR LA METHODE DE  
MONTE CARLO****V.1 Simulation du transport des neutrons à une dimension**

Pour qualifier la méthode des tables de probabilité, nous avons développé un code de simulation du transport de neutrons par la méthode de Monte Carlo à une dimension d'espace en utilisant des tables de probabilité. Dans les paragraphes suivants, nous allons montrer l'équation du transport sous la forme multigroupe avec des tables de probabilité et la matrice du transfert ; ensuite l'organigramme du code et quelques exemples traités par ce code.

**V.1.1 Equation du transport sous la forme multigroupe avec des tables de probabilité**

Le transport des particules est régi par l'équation de Boltzmann ; à partir de l'équation multigroupe, nous pouvons la réécrire en introduisant des tables de probabilité. Dans un groupe d'énergie, nous avons plusieurs bandes\* de sections efficaces et l'on montre qu'une équation est associée à chaque bande de section efficace (équation multigroupe avec tables de probabilité).

**L'équation de Boltzmann**

$$\Omega \nabla \Phi(r, \Omega, E) + \Sigma_T(r, E) \Phi(r, \Omega, E) = R(r, \Omega, E) \quad (5.1)$$

où  $\Phi(r, \Omega, E)$  est le flux à la position  $r$ , dans la direction  $\Omega$  et à l'énergie  $E$ ,  $\Sigma_T(r, E)$  est la section efficace macroscopique totale à la position  $r$  et à l'énergie  $E$ ,

---

\* Chaque bande est représentée, dans la simulation, par un palier qui contient une probabilité, une section pour chaque type d'interaction et une section totale.

$$\Phi_{g,i}(r, \Omega) = \int_{S_i}^{S_{i+1}} d\Sigma_T^* \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \delta(\Sigma_T(E), \Sigma_T^*) \Phi(r, \Omega, E) \quad (5.7)$$

La fonction delta a pour objet de choisir seulement les intervalles d'énergie dans le groupe  $g$  si la section efficace totale est comprise dans la bande considérée (Fig.5.1),

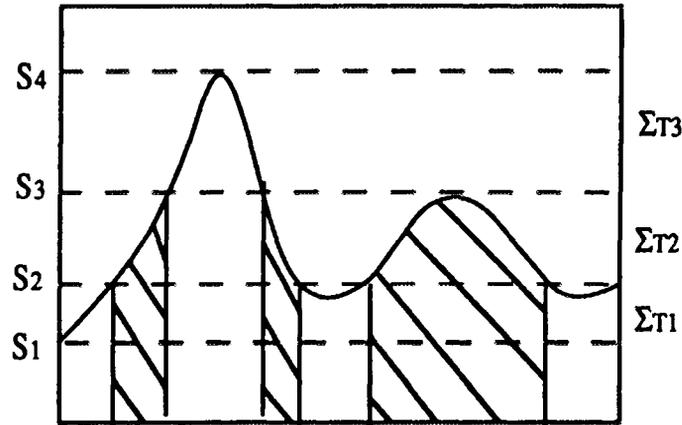


Fig. 5.1  $\delta(\Sigma_T(E), \Sigma_T^*)=1$  pour la bande 2 et  $\delta(\Sigma_T(E), \Sigma_T^*)=0$  pour les autres bandes

$$\delta(\Sigma_T(E), \Sigma_T^*) = 1 \quad \text{si } \Sigma_T^* \in (\Sigma_{Tg,i}, \Sigma_{Tg,i+1})$$

$$\delta(\Sigma_T(E), \Sigma_T^*) = 0 \quad \text{si } \Sigma_T^* \notin (\Sigma_{Tg,i}, \Sigma_{Tg,i+1})$$

$\Phi_{g,i}(r, \Omega)$  est le flux à la position  $r$ , dans la direction  $\Omega$  et la bande  $i$  du groupe  $g$ ,  $\Sigma_{Tg,i}(r)$  est la section efficace macroscopique totale à la position  $r$ , pour la bande  $i$  du groupe  $g$ ,

$$R_{g,i}(r, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{g', i'} \int_{4\pi} d\Omega' f(r, \Omega' \rightarrow \Omega, g' i' \rightarrow g i) \Phi_{g', i'}(r, \Omega') \quad (5.8)$$

$f(r, \Omega' \rightarrow \Omega, g' i' \rightarrow g i)$  est l'opérateur de transfert du neutron diffusé de la direction  $\Omega'$ , et de la bande  $i'$  du groupe  $g'$ , à la direction  $\Omega$ , dans la bande  $i$  du groupe  $g$ .

Nous avons donc montré que formellement l'équation multigroupe et l'équation avec tables de probabilité sont identiques à condition de remplacer

les sections efficaces  $\Sigma_{t g}$  par  $\Sigma_{t g i}$ , le terme du transfert  $R_g$  par  $R_{g i}$ , et le flux  $\Phi_g$  par  $\Phi_{g i}$ . Par conséquent, l'équation avec tables de probabilité peut-être résolue de la même manière que l'équation multigroupe.

### V.1.2 Matrices de transfert

Pour définir la matrice de transfert en énergie, l'approximation des résonances étroites est utilisée ; en effet, les tables de probabilité sont développées surtout pour le domaine de résonances non-résolues ; dans ce domaine, la distribution des résonances peut être considérée comme statistique, la probabilité d'un neutron diffusé de l'énergie  $E'$  (groupe  $g'$ ) à l'énergie  $E$  (groupe  $g$ ) est indépendante des sections efficaces aux énergies initiale et finale : nous pouvons penser que pour chaque bande de section efficace dans le groupe  $g'$ , le neutron a la même probabilité d'être diffusé dans le groupe  $g$ ,

$$P_{i' g' \rightarrow g} = P_{g' \rightarrow g}$$

et la probabilité d'un neutron diffusant du groupe  $g'$ , bande  $i'$  au groupe  $g$ , bande  $i$  dépend seulement de la probabilité associée à la bande  $i$  dans le groupe  $g$ ,

$$P_{i' g' \rightarrow i g} = P_{i' g' \rightarrow g} P_i = P_{g' \rightarrow g} P_i$$

Avec les probabilités que nous avons définies, la matrice du transfert est déterminée de la façon suivante :

$$\text{groupe } g' \rightarrow \text{groupe } g, T_{g' \rightarrow g} = \Sigma_{s g'} P_{g' \rightarrow g}$$

$$\text{groupe } g', \text{ palier } i' \rightarrow \text{groupe } g, T_{i' g' \rightarrow g} = \Sigma_{s g' i'} P_{i' g' \rightarrow g} = \Sigma_{s i' g'} P_{g' \rightarrow g}$$

$$\begin{aligned} \text{groupe } g', \text{ palier } i' \rightarrow \text{groupe } g, \text{ palier } i, T_{i' g' \rightarrow i g} &= \Sigma_{s i' g'} P_{i' g' \rightarrow i g} \\ &= \Sigma_{s i' g'} P_{g' \rightarrow g} P_i = T_{g' \rightarrow g} P_i \end{aligned}$$

où  $\Sigma_{s i' g'}$  est la section de diffusion pour le palier  $i'$  dans le groupe  $g'$ .

### **V.1.3 Simulation du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo en utilisant des tables de probabilité, TPMCN (Tables de Probabilité, Monte Carlo, transport de Neutrons)**

#### **V.1.3.1 Géométrie**

La géométrie est définie par les plans  $Z=Z_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ). Les conditions aux limites à  $Z = Z_1$  et  $Z = Z_N$  sont considérées comme "FUIITE" ; les deux autres directions  $x$  et  $y$  sont infinies.

#### **V.1.3.2 Source**

La source de neutron peut-être définie comme "source surface" ou "source volume", c'est-à-dire que la source peut être placée soit à la surface  $Z = Z_{\text{source}}$  soit dans un volume limité par deux surfaces  $Z = Z_{\text{source1}}$  et  $Z = Z_{\text{source2}}$ . Les directions sont choisies comme monodirectionnelle ou isotrope dans le système du laboratoire. La distribution énergétique est échantillonnée selon un spectre connu ou uniforme dans un intervalle d'énergie. Pour économiser la place de stockage, les sources sont échantillonnées avant la simulation de chaque paquet de neutrons.

#### **V.1.3.3 Encaissement**

Les résultats (flux surface  $\Phi_g$ , courant négatif  $J_{g-}$ , courant positif  $J_{g+}$ ) sont encaissés à chaque surface. Quand un neutron ayant une énergie  $E$  (groupe  $g$ ) et un poids  $w$  traverse une surface  $i$  avec la direction  $\cos\theta$  où  $\theta$  est l'angle entre la direction du neutron et l'axe  $Z$ , on a :

$$\Phi_g = w / \text{ABS}(\cos\theta)$$

$$\text{si } \cos\theta > 0, J_{g+} = w$$

$$\text{si } \cos\theta < 0, J_{g-} = w \tag{5.9}$$

Les résultats cumulés sont normalisés au nombre de neutrons simulés et à l'intensité de la source.

Les résultats intégraux sont :

$$\begin{aligned}\Phi &= \sum_{\mathbf{g}} \Phi_{\mathbf{g}} \\ J_{-} &= \sum_{\mathbf{g}} J_{-\mathbf{g}} \\ J_{+} &= \sum_{\mathbf{g}} J_{+\mathbf{g}}\end{aligned}\tag{5.10}$$

Les spectres sont calculés dans des intervalles d'énergie quelconques.

#### **V.1.3.4 Sections efficaces**

Les sections efficaces provenant des évaluations ENDF/B4, ENDF/B6 et JEF2 sont traitées par le programme CALENDF pour créer les tables de probabilité.

Les tables de probabilité contiennent : sections totale, d'absorption, élastique et inélastique pour chaque groupe d'énergie et chaque palier de section efficace.

Les autres caractéristiques des interactions neutron-matière sont fournies par le système THEMIS-NJOY :

- section (ou probabilité) pour chaque niveau d'excitation inélastique discrète,
- section inélastique continue,
- matrice de transfert énergétique pour la diffusion inélastique continue,
- distribution angulaire après choc élastique (tous les chocs inélastiques sont considérés comme isotrope dans le système du centre de masse).

Rappelons que l'hypothèse utilisée dans la simulation : dans un groupe d'énergie, la loi de renvoi angulaire (anisotropie), la probabilité d'avoir une diffusion inélastique continue, inélastique discrète sont indépendantes des paliers de sections efficaces.

**V.1.3.5 Tables de travail dans la simulation**

Dans le calcul de Monte Carlo, les données utilisées directement dans la simulation sont les probabilités représentant les proportions des sections efficaces de chaque type d'interaction. Dans la pratique certaines tables de travail sont établies avant la simulation ; ces tables de travail sont alors stockées dans une bibliothèque (annexe 1) :

Table 1. Découpage en énergie,  $E_j$  (j de 1 à nombre de groupe+1).

Table 2. Sections totales microscopiques,  $\sigma_{tgi}$

Table 3. Probabilités de choix des paliers de sections efficaces dans chaque groupe d'énergie,  $p_{gi}$

Table 4. Probabilités de choix des interactions,

$$p_x = \frac{\sigma_{xgi}}{\sigma_{tgi}} \quad (5.11)$$

Table 5. Probabilités de non-absorption,

$$P_{nabs} = \frac{\sigma_{tgi} - \sigma_{agi}}{\sigma_{tgi}} \quad (5.12)$$

où  $p_{gi}$  est la probabilité du palier i dans le groupe g,  $\sigma_{tgi}$ ,  $\sigma_{xgi}$  sont respectivement la section totale et les sections partielles du palier i dans le groupe g (x est le type de l'interaction : élastique, inélastique discrète, inélastique continue).

**V.1.3.6 Organigramme du programme**

Le programme est écrit en langage FORTRAN. La figure 5.2 en montre l'organigramme général.

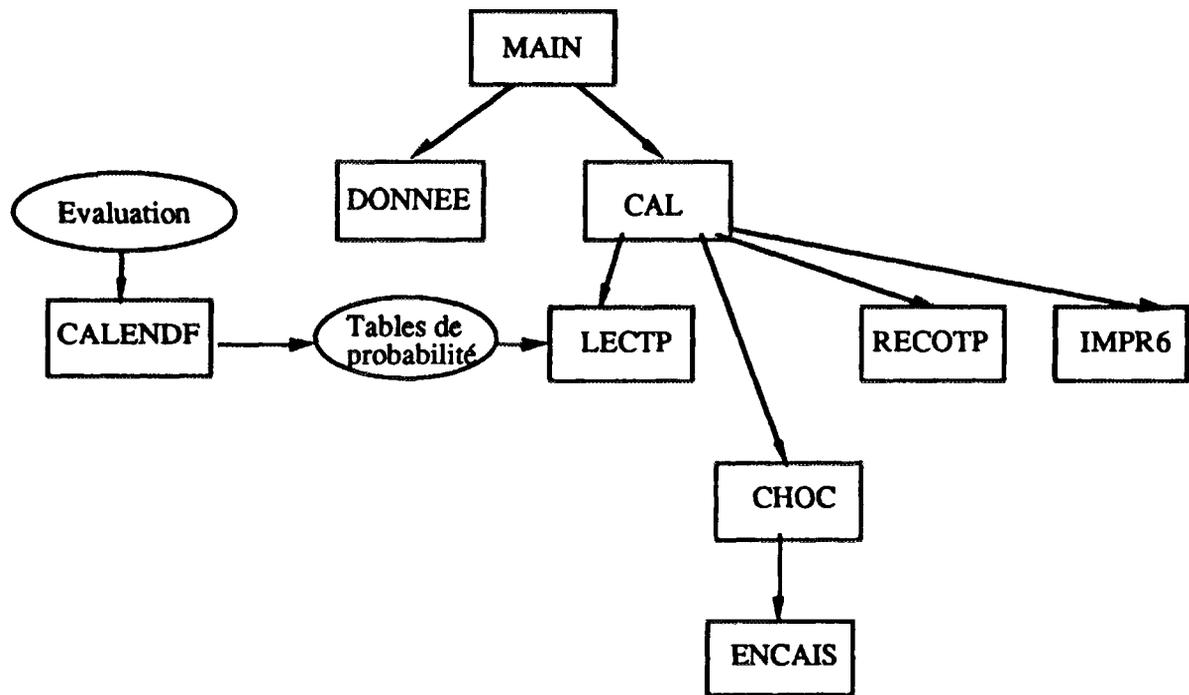


Fig. 5.2 Organigramme de la simulation TPMCN

- DONNEE** --> Préparation des données de géométrie, source, condition du calcul.
- CAL** --> Sous programme moniteur.
- LECTP** --> Lecture des tables de probabilité établies par "CALENDF".
- RECOTP** --> Reconstruction des tables pour la simulation à partir des tables de probabilité.
- IMPR6** --> Impression des tables.
- CHOC** --> Réalisation de la simulation du transport de neutrons .
- ENCAIS** --> Encaissement des résultats demandés.

### V.1.4 Qualification, comparaison avec la méthode multigroupe

#### [Exemple 1] Calcul à un groupe.

Dans cet exemple, nous allons calculer la probabilité de transmission à travers une plaque d'une épaisseur de  $n$  libres parcours moyens.

Les sections efficaces sont tirées de ENDF/B6 fer56 entre 18,36 keV et 22,43keV, traitées par CALENDF à un groupe d'énergie avec un, deux, trois et quatre paliers (les quatre tables de probabilité sont montrées dans le tableau 5.1). La diffusion est considérée comme isotrope dans le système du laboratoire. Le nombre d'atomes par  $10^{-24} \text{ cm}^3$  est 0,4955 ( $\Sigma_t \text{ moyenne} = N \sigma_t \text{ moyenne} = 1$ ). La source est placée à la surface d'entrée et monodirectionnelle perpendiculaire à cette surface.

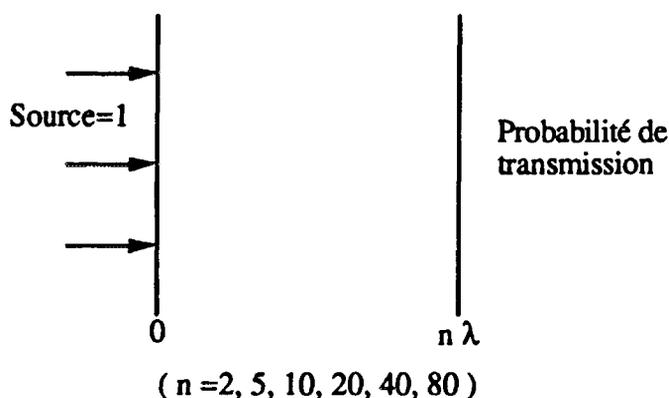


Fig.5.3 Géométrie de l'exemple 1

Le même exemple est traité par le code SN1D [1]. Les valeurs des sections efficaces sont les mêmes que celles avec un palier, la diffusion est toujours isotrope dans le système du laboratoire. Les résultats et la comparaison sont montrés dans le tableau 5.2 et sur la figure 5.4.

Tableau 5.1 Les tables de probabilité des sections efficaces pour l'exemple 1

$p_i$	$\sigma_{ti}$	$\sigma_{si}$	$\sigma_{ai}$
<b>1 palier</b>			
1,0000	2,0183E+0	2,0165E+0	1,7893E-3
<b>2 paliers</b>			
0,3836	1,4236E+0	1,4224E+0	1,2024E-3
0,6164	2,3884E+0	2,3862E+0	2,1546E-3
<b>3 paliers</b>			
0,1751	1,2493E+0	1,2484E+0	9,3891E-4
0,4243	1,8526E+0	1,8509E+0	1,7317E-3
0,4006	2,5299E+0	2,5277E+0	2,2222E-3
<b>4 paliers</b>			
0,0984	1,1838E+0	1,1823E+0	1,5005E-3
0,2508	1,5527E+0	1,5521E+0	6,1256E-4
0,3747	2,1209E+0	2,1183E+0	2,5804E-3
0,2761	2,5994E+0	2,5975E+0	1,8876E-3

Tableau 5.2 Résultats de l'exemple 1, comparaison avec la méthode Sn

Libres parcours	Résultat Sn	T.P.		T.P./Sn
		Nombre de paliers	résultat écart-type %	
2	4,8036 -1	1	4,8005 -1 0,17	0,999
		2	4,9070 -1 0,16	1,022
		3	4,9088 -1 0,16	1,022
		4	4,9089 -1 0,16	1,022
5	2,5674 -1	1	2,5730 -1 0,26	1,002
		2	2,7156 -1 0,25	1,058
		3	2,7136 -1 0,26	1,057
		4	2,7202 -1 0,26	1,060
10	1,3892 -1	1	1,3873 -1 0,37	0,999
		2	1,5054 -1 0,37	1,084
		3	1,5085 -1 0,37	1,086
		4	1,5082 -1 0,45	1,086
20	6,4477 -2	1	6,4587 -2 0,52	1,002
		2	7,1969 -2 0,52	1,116
		3	7,1965 -2 0,50	1,116
		4	7,2311 -2 0,53	1,122
40	2,0741 -2	1	2,0844 -2 1,10	1,005
		2	2,5052 -2 1,53	1,208
		3	2,5276 -2 1,90	1,219
		4	2,5105 -2 1,69	1,210
80	2,5965 -3	1	2,6320 -3 1,62	1,014
		2	3,8190 -3 1,41	1,471
		3	3,8848 -3 1,33	1,496
		4	3,9031 -3 1,43	1,503

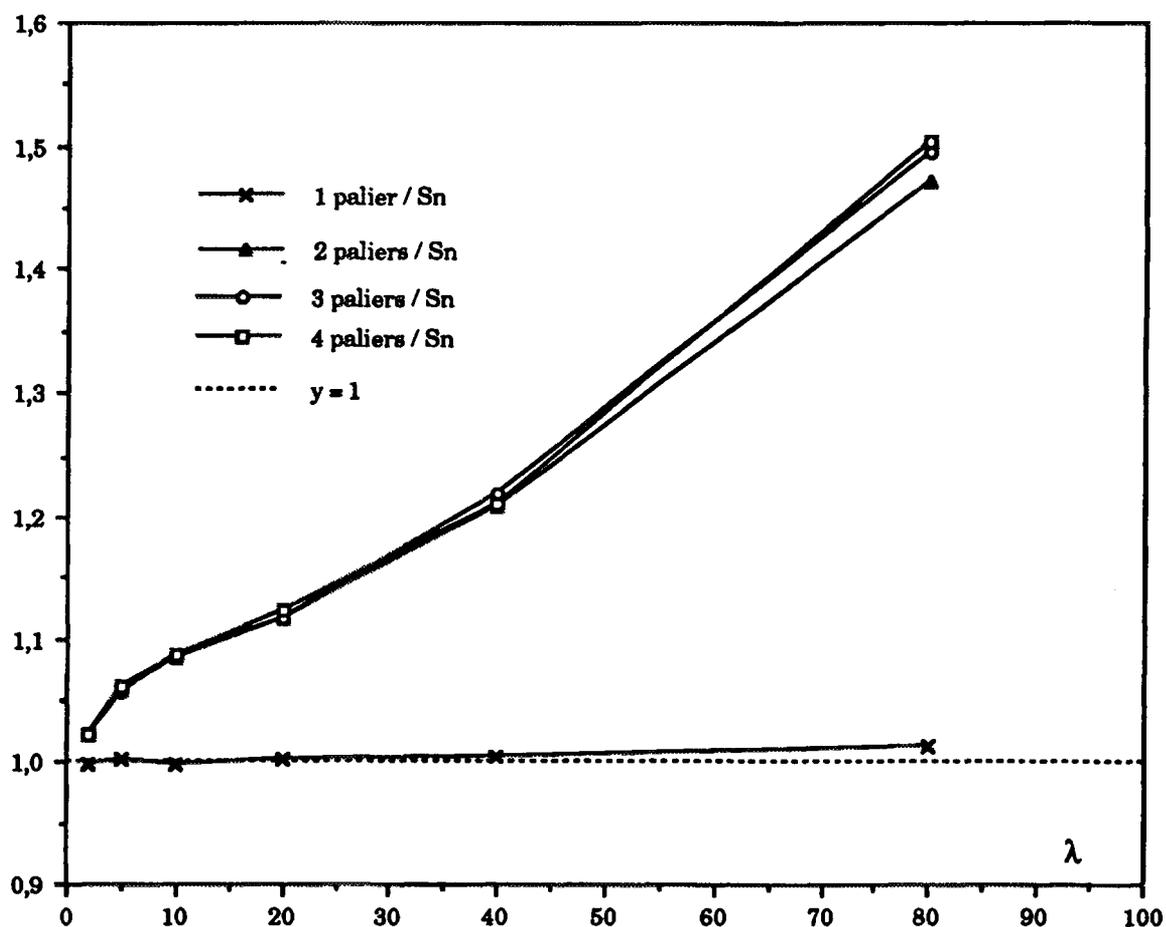


Fig.5.4 Résultats de l'exemple 1, rapports des résultats des calculs avec les tables de probabilité. et avec la méthode Sn

### Discussion sur l'exemple 1

Dans le tableau 5.2 et sur la figure 5.4 nous constatons que les résultats du calcul avec un palier sont en bon accord avec ceux de la méthode Sn (maximum 1,4% à  $80\lambda$ ), la différence étant toujours inférieure à deux écarts-types statistiques ; dans les deux calculs les sections efficaces utilisées sont exactement les mêmes, la seule différence étant la méthode de calcul (Monte Carlo et Sn) ; cet accord entre les résultats nous permet de qualifier le programme de simulation.

Les cas à un palier et plusieurs paliers conduisent à des résultats très différents à grande distance, environ de  $50\lambda$  à  $80\lambda$ . Ces différences peuvent être expliquées de façon suivante :

- Avec un palier, les sections efficaces sont calculées sans considérer l'autoprotection ; ce dernier phénomène étant très important dans les problèmes de pénétration profonde, la section moyenne que nous avons obtenue est surestimée par rapport à la section effective et il s'ensuit que la transmission de neutrons est sous-estimée.

- Avec plusieurs paliers, les tables de probabilité nous permettent de prendre en compte le phénomène d'autoprotection et avec deux paliers seulement le résultat est déjà amélioré et comparable à ceux obtenus en utilisant trois et quatre paliers.

### **[Exemple 2] Calcul à plusieurs groupes.**

Le premier exemple a illustré l'utilisation des tables de probabilité dans le calcul à un groupe d'énergie. Dans ce deuxième exemple, nous allons utiliser les tables de probabilité pour le calcul à plusieurs groupes d'énergie et comparer les résultats de calcul obtenus en faisant varier le nombre de groupes (Fig.5.5).

La source (monodirectionnelle) est placée à la surface gauche d'une plaque du fer et normalisée à l'unité, la distribution énergétique est équiprobable entre 2,019MeV et 1,653MeV. Les courants sortant de la surface droite entre 2,019MeV et 9,12keV sont calculés par la simulation TPMCN à différentes épaisseurs (10, 50 et 100 cm). Les sections efficaces sont tirées de l'évaluation ENDF/B6 (fer56) et représentées par les tables de probabilité en prenant plusieurs découpage en énergie : 27, 54, 108, 216, 432, 1296 et 2592 groupes entre 2,019MeV et 9,12keV.

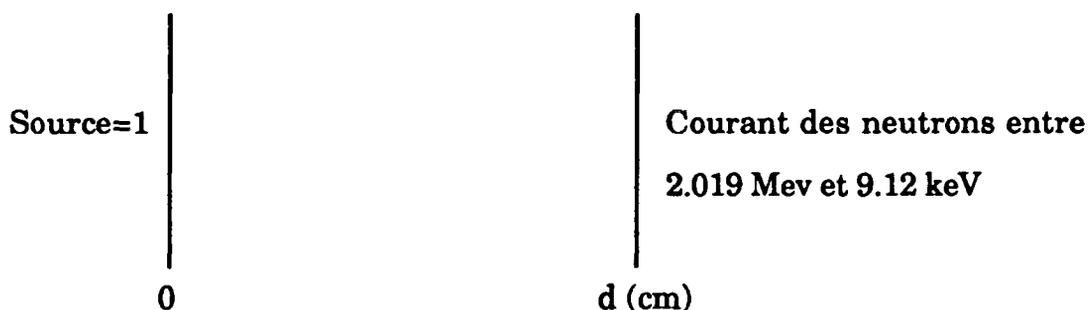


Fig.5.5 Géométrie du calcul pour l'exemple 2

Le tableau 5.3 montre les résultats des calculs.

Tableau 5.3. Résultats des calculs de l'exemple 2

Nombre de groupe	10 cm		50 cm		100 cm	
	J*	$\sigma(\%)$	J*	$\sigma(\%)$	J*	$\sigma(\%)$
27	0,961	0,34	0,952	0,75	0,940	0,91
54	0,998	0,29	1,005	0,63	1,000	0,98
108	0,998	0,29	1,005	0,63	1,009	0,82
216	1,002	0,30	0,995	0,53	1,017	0,79
432	1,000	0,27	1,000	0,72	1,009	0,90
1296	1,004	0,28	1,005	0,59	1,026	0,80
2592	1,000	0,31	1,000	0,61	1,000	0,90
	(0,511**)		(0,187**)		(0,116**)	

\* Le calcul avec 2592 groupes est considéré comme le calcul de référence, les valeurs données dans le tableau sont les résultats relatifs par rapport aux résultats de référence.

\*\* Les valeurs entre les parenthèses sont les courants du calcul avec 2592 groupes.

D'après les résultats que nous avons obtenus, l'influence du nombre de groupes sur le courant total n'est pas très importante sauf dans le cas du calcul avec 27 groupes (6% de différence à 100 cm), à partir de 54 groupes, les courants totaux sont comparables en considérant les erreurs statistiques. Par contre, si on utilise les sections efficaces représentées par la méthode multigroupe (sans pondération des sections efficaces) pour traiter le même exemple, les différences entre les courants des calculs avec 106 groupes et 2400 groupes dans le domaine d'énergie considéré sont 7% à 10 cm, 26% à 50 cm, 51% à 100 cm (Réf.[2]).

**[Exemple 3] Calcul du transport de neutrons dans une plaque de fer de 100 cm d'épaisseur. Comparaison avec le calcul TRIPOLI-3.**

La géométrie est toujours unidimensionnelle (Fig.5.6), la source est

perpendiculaire à la surface d'entrée et est normalisée à l'unité ; le spectre d'énergie de source est uniforme entre 1,3534 MeV et 1,2873 MeV ; les sections efficaces sont tirées de l'évaluation ENDF/B4 et traitées par CALENDF [3] .

Les flux et les courants vers la droite ( $J_+$ ) entre 1,3534 MeV et 9,1188 keV sont calculés tous les 10 cm et les spectres de flux sont calculés dans 49 intervalles d'énergie dans le même domaine.

Le calcul est fait en prenant deux découpages en énergie, 315 groupes et 3857 groupes entre 19,64 MeV et  $10^{-5}$  eV, les nombres de groupe dans le domaine d'énergie considéré étant respectivement 98 et 2352.

Les résultats sont comparés à ceux de TRIPOLI-3 [4] en utilisant les mêmes découpages énergétiques.

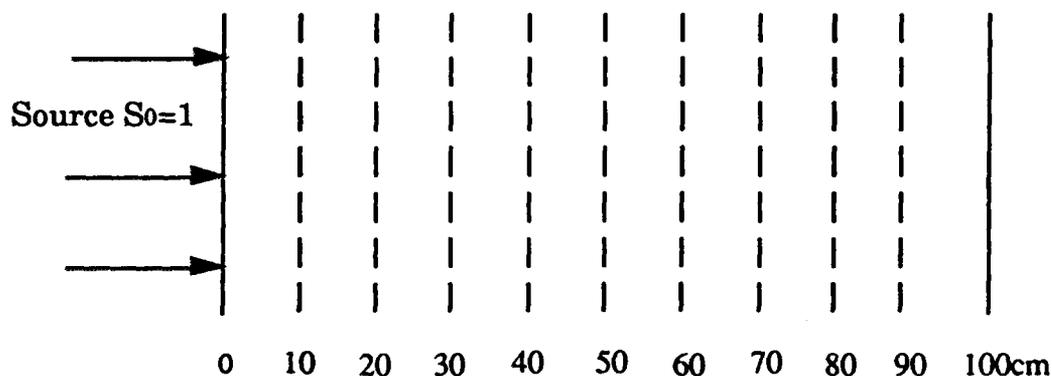


Fig.5.6 Géométrie de l'exemple 3

Pour permettre de voir les apports des tables de probabilité, nous réalisons plusieurs calculs pour chaque découpage en utilisant :

- les tables de probabilité usuelles ;
- les tables de probabilité avec un seul palier, les sections efficaces étant pondérées par le spectre en  $1/E$  ;
- les tables de probabilité avec un seul palier, les sections efficaces étant pondérées par  $1/(E \sigma_t)$ , où  $\sigma_t$  est la section totale microscopique d'isotope dans le groupe considéré ;

- les sections efficaces traitées par le système THEMIS-NJOY [5 , 6] mais en format des tables de probabilité. Celui-ci nous permet d'avoir exactement les mêmes données que le calcul de TRIPOLI-3 [4] et de qualifier la simulation TPMCN dans les calculs à plusieurs groupes.

Les résultats et la comparaison sont montrés dans les tableaux 5.4, 5.5 ; la figure 5.7 donne la comparaison entre la simulation TPMCN et le code TRIPOLI-3 en utilisant les mêmes sections efficaces (résultats 4 et 5 du tableau 5.4a). La figure 5.8 montre la comparaison entre les deux découpages (315 et 3857 groupes) en utilisant les sections efficaces multigroupes et les tables de probabilité.

Les spectres des calculs sont montrés et comparés dans l'annexe 2.

Notons que dans les tableaux 5.4, 5.5 et dans l'annexe 2, les symboles ont les significations suivantes :

- nb - tables de probabilité avec plusieurs paliers ;
- lbs - tables de probabilité avec un palier, les sections efficaces étant pondérées par  $1/E$  ;
- lbp - tables de probabilité avec un palier, les sections efficaces étant pondérées par  $1/(E \sigma_t)$  ;
- micros - tables de probabilité avec un palier, les sections efficaces étant remplacées par les données du fichier "MICROS" (Traité par THEMIS-NJOY).

### **Discussion sur l'exemple 3**

#### ***[Discussion A]. Qualification de la simulation TPMCN par TRIPOLI-3.***

Avec 315 groupes, les calculs (4) et (5) (tableau 5.4) s'effectuent avec exactement les mêmes sections efficaces, ils nous montrent que les résultats de la simulation TPMCN sont en très bon accord avec les résultats de calcul de TRIPOLI-3 [4] qui est un code bien qualifié.

**[Discussion B]. Comparaison entre "multigroupe" et "tables de probabilité".**

Les résultats (1) à (3) des tableaux 5.4 a et b nous montrent la différence entre le multigroupe et les tables de probabilité. Dans le calcul (1), les sections efficaces sont représentées par les tables de probabilité en prenant le spectre en  $1/E$  ; dans le calcul (2), les sections efficaces sont moyennées sur chaque groupe en prenant le même spectre ( $1/E$ ), les sections moyennes étant calculées par :

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_{\Delta E_g} \frac{\sigma(E)}{E} dE}{\int_{\Delta E_g} \frac{1}{E} dE}$$

Dans le calcul (3), la fonction  $1/(E \sigma_t)$  est prise pour pondérer les sections efficaces et les sections efficaces moyennes dans chaque groupe sont calculées par :

$$\bar{\sigma}_t = \frac{\int_{\Delta E_g} \frac{1}{E} dE}{\int_{\Delta E_g} \frac{1}{E \sigma_t(E)} dE}$$

$$\bar{\sigma}_x = \frac{\int_{\Delta E_g} \frac{\sigma_x(E)}{E \sigma_t(E)} dE}{\int_{\Delta E_g} \frac{1}{E \sigma_t(E)} dE}$$

t : totale, x : partielles.

**Pour le calcul avec 315 groupes**

- Avec les sections efficaces pondérées par  $1/E$  (résultat (2)), les résultats sont surestimés à petite distance (10 et 20cm) et sous-estimés à grande distance (à partir de 30cm).

- Avec la fonction  $1/(E \sigma_t)$  (résultat (3)), on a le bon résultat à 30cm en comparant avec la même colonne du tableau 5.5. Les résultats sont améliorés par rapport à ceux utilisant le spectre en  $1/E$ , mais le même problème existe toujours. Ceci signifie que la fonction de pondération  $1/(E \sigma_t)$  n'est pas valable que pour certains cas ; en effet cette fonction est un spectre approché pour certaines distances de pénétration.

- Avec les tables de probabilité, les résultats sont améliorés, ils sont comparables aux résultats obtenus avec le découpage très fin jusqu'à 100 cm (résultats (1) des tableaux 5.4 et 5.5).

#### *Pour le calcul de 3857 groupes*

- Le découpage est très fin (la largeur en léthargie est environ  $1/480$ ), mais, d'après les résultats que nous avons obtenus, il n'est pas suffisant pour obtenir de bons résultats à très grande distance (après 40 cm, Tableau 5.5 résultat (2)) avec uniquement le spectre  $1/E$  pour pondérer les sections efficaces. Par contre, la fonction de pondération  $1/(E \sigma_t)$  pour ce découpage nous permet d'obtenir les bons résultats ; ces derniers sont en bon accord avec les tables de probabilité (Tableau 5.5, résultats (1) et (3)).

#### ***[Discussion C]. Comparaison entre le calcul (3) et (4).***

Entre les calculs (3) et (4), nous observons une certaine différence qui devient de plus en plus importante en fonction de la distance (13% à 100 cm). Cette différence provient des données nucléaires ; dans le calcul (3), les données sont traitées par CALENDF [3] et pondérées par  $1/(E \sigma_t)$  dans tout le domaine d'énergie ; dans le calcul (4), les données sont traitées par THEMIS-NJOY [5 , 6] et pondérées de plusieurs manières suivant le domaine d'énergie:

- spectre de fission pour  $E > 1,0026$  MeV,
- $1/(E \sigma_t)$  pour  $0,108$  eV  $< E < 1,0026$  MeV,
- spectre de Maxwell pour  $E < 0,108$  eV.

L'annexe 3 donne le rapport des sections efficaces totales utilisées dans les deux calculs.

Le domaine que nous considérons est de 1,3534 MeV et 9,1188 keV, nous pouvons voir dans l'annexe 3 que pour  $1,0026 \text{ MeV} < E < 1,3534 \text{ MeV}$ , le rapport des deux séries de sections efficaces est environ 0,8 ; au dessous de 1,0026 MeV, les sections sont en bon accord sauf dans le domaine où se trouve le trou de section efficace du fer (environ 24keV) : cela est dû à la méthode d'interpolation utilisée dans les deux systèmes de traitement.

***[Discussion D]. Comparaison des calculs avec les tables de probabilité à 315 groupes et à 3857 groupes.***

Si les tables de probabilité à 315 groupes ont bien représenté les sections efficaces du fer, les résultats des deux calculs (T.P. à 315 et 3857 groupes) doivent être les mêmes. Dans les tableaux 5.4 et 5.5 résultat (1), nous observons que cette hypothèse est prouvée, les résultats obtenus avec les deux découpages en énergie sont très voisins, même à 100cm la différence n'est que 5%.

**Conclusion**

L'exemple 3 nous a montré les avantages de la méthode des tables de probabilité. La différence entre les flux calculés avec les deux découpages (315 groupes et 3857 groupes) peut atteindre 55% sans tables de probabilité (résultats (2) dans les tableaux 5.4 et 5.5), même en pondérant les sections efficaces par la fonction  $1/(E\sigma_T)$ , la différence est encore très importante (26% maximale dans les tableaux 5.4 et 5.5 résultat (3)) ; mais avec les tables de probabilité, cette différence est seulement de 5% (résultats (1) dans les tableaux 5.4 et 5.5).

Avec les sections efficaces multigroupes, les résultats sont surestimés à faible pénétration et sous-estimés à forte pénétration si le découpage d'énergie n'est pas assez fin, pour avoir les résultats corrects, le découpage d'énergie doit être défini de façon très fin (par exemple 1/480 de largeur en léthargie). Avec les tables de probabilité, les résultats sont comparables entre les calculs avec le découpage large (315 groupes) et le découpage fin (3857 groupes) quelque soit la distance, ceci signifie que le phénomène d'autoprotection spatiale est bien décrit par les tables de probabilité.

L'annexe 2 fournit les spectres des flux pour les différents calculs.

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

Tableau 5.4a Flux surface  $\Phi$ , exemple 3 (315 groupes)

distance ( cm )	TPMCN				TRIPOLI-3 (5)
	nb (1)	lbs (2)	lbp (3)	micros (4)	
10	3,008 +0 0,21	3,411 +0 0,21	3,245 +0 0,19	3,209 +0 0,41	3,214 +0 0,2
20	2,330 +0 0,25	2,437 +0 0,24	2,550 +0 0,26	2,418 +0 0,26	2,397 +0 0,3
30	1,772 +0 0,28	1,612 +0 0,31	1,909 +0 0,34	1,781 +0 0,33	1,759 +0 0,3
40	1,341 +0 0,36	1,030 +0 0,35	1,392 +0 0,36	1,273 +0 0,34	1,281 +0 0,4
50	1,004 +0 0,39	6,461 -1 0,45	9,912 -1 0,40	9,020 -1 0,42	9,086 -1 0,5
60	7,446 -1 0,55	4,122 -1 0,56	6,871 -1 0,46	6,238 -1 0,45	6,260 -1 0,6
70	5,308 -1 0,49	2,612 -1 0,66	4,701 -1 0,52	4,228 -1 0,61	4,206 -1 0,7
80	3,654 -1 0,57	1,660 -1 0,81	3,068 -1 0,66	2,772 -1 0,71	2,715 -1 0,8
90	2,258 -1 0,63	9,403 -2 0,90	1,804 -1 0,87	1,620 -1 1,28	1,585 -1 1,0
100	7,354 -2 0,59	3,152 -2 0,85	5,525 -2 0,68	4,817 -2 0,76	4,830 -2 1,0

Tableau 5.4b Courant surface  $J_+$ , exemple 3 (315 groupes)

distance ( cm )	TPMCN				TRIPOLI3 (5)
	nb (1)	lbs (2)	lbp (3)	micros (4)	
10	8,525 -1 0,13	9,526 -1 0,14	9,197 -1 0,13	8,968 -1 0,13	8,967 -1 0,1
20	6,610 -1 0,17	6,791 -1 0,18	7,135 -1 0,17	6,759 -1 0,19	6,708 -1 0,2
30	5,126 -1 0,21	4,575 -1 0,22	5,412 -1 0,21	5,042 -1 0,23	4,992 -1 0,3
40	3,947 -1 0,23	3,009 -1 0,27	4,009 -1 0,24	3,692 -1 0,25	3,678 -1 0,3
50	3,011 -1 0,28	1,963 -1 0,32	2,921 -1 0,28	2,665 -1 0,29	2,661 -1 0,4
60	2,271 -1 0,31	1,293 -1 0,39	2,074 -1 0,32	1,889 -1 0,33	1,889 -1 0,4
70	1,681 -1 0,34	8,589 -2 0,44	1,461 -1 0,36	1,319 -1 0,40	1,315 -1 0,5
80	1,211 -1 0,39	5,680 -2 0,53	9,931 -2 0,43	8,940 -2 0,47	8,846 -2 0,6
90	8,215 -2 0,42	3,582 -2 0,62	6,408 -2 0,49	5,697 -2 0,54	5,630 -2 0,7
100	4,419 -2 0,43	1,929 -2 0,67	3,290 -2 0,49	2,875 -2 0,55	2,844 -2 0,8

Un résultat "3,008 +0 0,21" doit être lu comme  $3,008 \cdot 10^0$  avec un écart-type de 0,21%.

Tableau 5.5a Flux surface  $\Phi$ , exemple 3 (3857 groupes)

distance (cm)	TPMCN		
	nb (1)	lbs (2)	lbp (3)
10	3,011 +0 0,23	3,041 +0 0,21	3,032 +0 0,22
20	2,323 +0 0,25	2,323 +0 0,25	2,338 +0 0,35
30	1,770 +0 0,28	1,756 +0 0,34	1,778 +0 0,31
40	1,360 +0 0,49	1,307 +0 0,35	1,345 +0 0,35
50	1,008 +0 0,36	9,659 -1 0,38	1,012 +0 0,37
60	7,502 -1 0,42	7,085 -1 0,44	7,414 -1 0,43
70	5,445 -1 0,49	5,055 -1 0,50	5,375 -1 0,49
80	3,731 -1 0,57	3,451 -1 0,59	3,704 -1 0,59
90	2,264 -1 0,64	2,101 -1 0,70	2,295 -1 0,84
100	7,735 -2 0,60	7,027 -2 0,63	7,485 -2 0,59

Tableau 5.5b Courant surface  $J_+$ , exemple 3 (3857 groupes)

distance (cm)	TPMCN		
	nb (1)	lbs (2)	lbp (3)
10	8,529 -1 0,13	8,603 -1 0,13	8,587 -1 0,13
20	6,603 -1 0,17	6,579 -1 0,18	6,631 -1 0,18
30	5,136 -1 0,21	5,047 -1 0,21	5,141 -1 0,20
40	3,983 -1 0,23	3,842 -1 0,24	3,968 -1 0,24
50	3,044 -1 0,26	2,914 -1 0,27	3,030 -1 0,26
60	2,314 -1 0,29	2,180 -1 0,31	2,280 -1 0,30
70	1,723 -1 0,34	1,603 -1 0,35	1,698 -1 0,34
80	1,241 -1 0,38	1,149 -1 0,40	1,227 -1 0,39
90	8,380 -2 0,41	7,699 -2 0,45	8,292 -2 0,44
100	4,618 -2 0,42	4,197 -2 0,43	4,482 -2 0,43

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

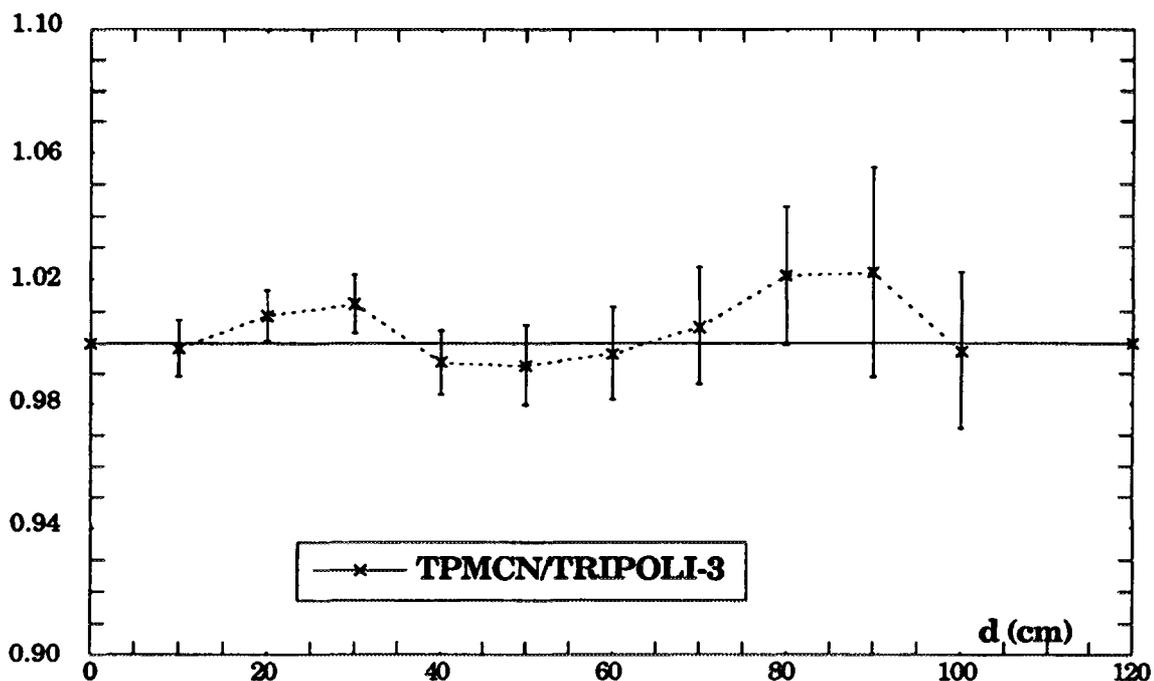


Fig.5.7 Comparaison de la simulation TPMCN et le code TRIPOLI-3 en utilisant les mêmes sections efficaces (Flux)

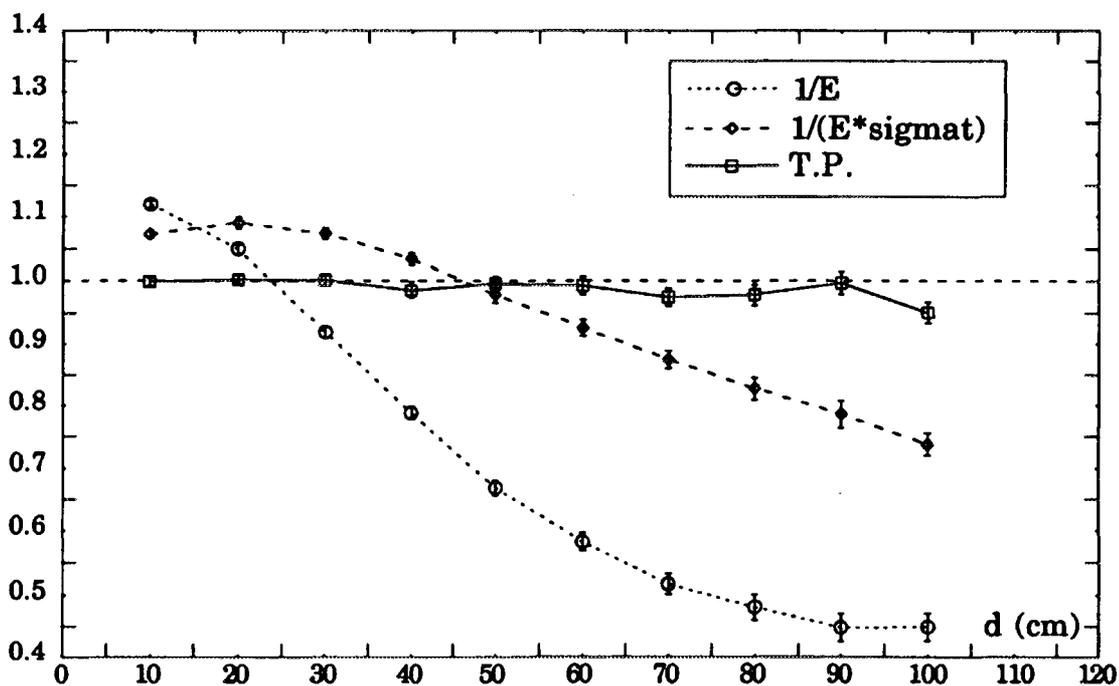


Fig.5.8 Comparaison entre les deux découpages (315 et 3857 groupes) en utilisant les sections efficaces multigroupes et les tables de probabilité (Flux)

## **V.2 Introduction des tables de probabilité dans le code TRIPOLI-3**

Dans le chapitre III, nous avons présenté le code TRIPOLI-2 qui est utilisé pour les calculs de neutronique et de protection ; TRIPOLI-3 est une nouvelle version opérationnelle depuis le début de l'année 1992. Il présente les avantages essentiels suivants par rapport à la version TRIPOLI-2 :

- standardisation et simplification des données et des fichiers résultats ainsi que les messages d'erreurs.
- simplification du réglage du biaisage classique.
- possibilité d'une définition automatique du schéma de biaisage (Module INIPOND).
- utilisation du système graphique GKS de visualisation sur écran de la géométrie et du biaisage.

La figure 5.9 montre l'organisation générale du code TRIPOLI-3. les fonctions des différents modules sont successivement les suivantes :

**MACROS** - Préparer les compositions des matériaux et les tables de travail.

**LGEOM** - Définir la géométrie et les conditions aux limites.

**TGEOM** - Tester la géométrie et les conditions aux limites.

**GEOMCOMP** - Associer les compositions à la géométrie.

**LSECTP** - Définir le schéma et les paramètres de biaisage.

**INIPOND** - Calculer automatiquement la fonction de biaisage.

**LSOURCE** - Définir la source de neutron (pour chaque neutron source, 19 mots sont réservés pour stocker les paramètres : énergie, direction, poids, section totale, etc.).

poids, section totale, etc.).

**DOTTRI** - Définir et générer des sources résultant d'un calcul SN.

**MONTEC** - Utiliser tous les résultats des modules précédents et réaliser la simulation par la méthode de Monte Carlo.

### **V.2.1 Sections efficaces pour le code TRIPOLI-3**

Dans le code TRIPOLI-3, pour les problèmes de neutronique, les sections efficaces sont représentées en multigroupe et ponctuel selon le domaine d'énergie. Pour les problèmes de protection, le modèle multigroupe est toujours utilisé. Hormis le découpage classique à 315 groupes utilisé dans TRIPOLI-2, il y a la possibilité de représenter les sections efficaces dans un découpage très fin (e.g. 3857 groupes en total et 3496 groupes au dessus de 9,1188 keV, largeur de léthargie d'environ 1/480 dans ce domaine d'énergie).

La pondération des sections efficaces est réalisée de plusieurs manières pour traiter le phénomène d'autoprotection :

- la façon classique déjà utilisée pour TRIPOLI-2 : les sections efficaces sont pondérées par le spectre de fission pour  $E > 1,0026$  MeV, par le facteur  $1/(E\Sigma_T)$  pour  $0,108$  eV  $< E < 1,0026$  MeV, par le spectre de Maxwell pour  $E < 0,108$  eV.

- on constate que pour  $E > 1,0026$  MeV, la fluctuation des sections efficaces de certains isotopes utilisés souvent dans la protection est assez importante (e.g. les isotopes du fer) ; le spectre de fission ne contient pas cette fluctuation des sections efficaces. Pour améliorer les sections moyennes multigroupes, la combinaison du spectre de fission et du facteur  $1/\Sigma_T$  est conseillée dans le domaine d'énergie  $E > 1,0026$  MeV.

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

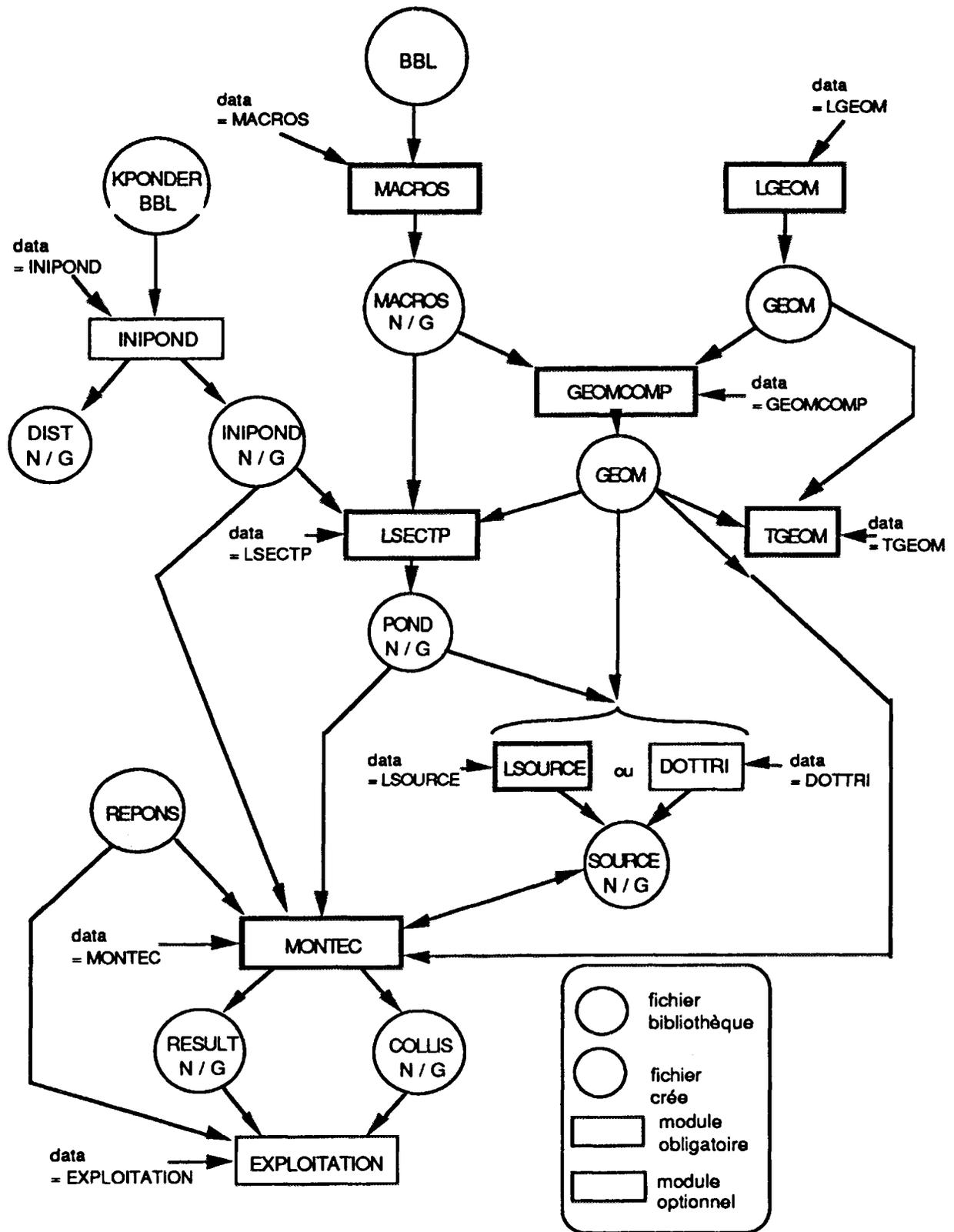


Fig.5.9 Organigramme général du code TRIPOLI-3

Pour les problèmes de protection, les évaluations ENDF/B4, ENDF/B6 et JEF2 sont utilisées pour générer les bibliothèques des sections efficaces multigroupes. Les interactions neutron-matière prises en compte sont les suivantes :

- diffusion élastique.
- diffusion inélastique discrète.
- diffusion inélastique continue.
- réactions (n, 2n), (n, 3n).
- fission.
- capture.

### **V.2.2 Modification du code TRIPOLI-3 pour l'utilisation des tables de probabilité**

Les sections efficaces utilisées dans TRIPOLI-3 sont représentées en multigroupe pour les problèmes de protection (multigroupe et ponctuelle pour les problèmes de neutronique). Dans la section V.1.1, nous avons vu qu'avec les tables de probabilité, l'équation du transport reste formellement identique à l'équation multigroupe, par conséquent la méthode de la simulation multigroupe est toujours valable dans la simulation avec des tables de probabilité après avoir considéré la notion des paliers des sections efficaces.

Dans le chapitre II nous avons présenté la simulation multigroupe ; Nous allons montrer, dans ce paragraphe, la différence entre la simulation multigroupe et la simulation avec les tables de probabilité.

#### **Détermination de la section efficace totale et du parcours.**

Supposons qu'une composition soit constituée par  $n$  isotopes  $A_1, A_2, \dots, A_n$ , les nombres d'atomes par  $\text{cm}^3$  de chaque isotope sont  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ ,

*Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo*

d'après les tables de probabilité de chaque isotope (indépendamment de la composition)  $TP_1, TP_2, \dots, TP_n$ ,  $n$  nombres aléatoires sont tirés pour choisir le palier de chaque isotope,

$\xi_1 \rightarrow$  palier  $i_1$  d'isotope  $A_1$ ,  
 $\xi_2 \rightarrow$  palier  $i_2$  d'isotope  $A_2$ ,  
 .....  
 $\xi_n \rightarrow$  palier  $i_n$  d'isotope  $A_n$ ,

La section totale de la composition sera,

$$\begin{aligned} \Sigma_T &= \alpha_1 \sigma_{t i_1 A_1} + \alpha_2 \sigma_{t i_2 A_2} + \dots + \alpha_n \sigma_{t i_n A_n} \\ &= \sum_{j=1}^n \alpha_j \sigma_{t i_j A_j} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Le parcours est déterminé d'après la formule (2.3) sauf la section efficace totale multigroupe est remplacée par la section efficace totale des tables de probabilité.

### Simulation du choc.

Après la détermination de la section efficace totale et du parcours du neutron, la probabilité d'avoir un choc pour chaque isotope est alors :

$$p_j = \frac{\alpha_j \sigma_{t i_j A_j}}{\Sigma_T}$$

où  $\Sigma_T$  est donné par (4.15),  $i_j$  et  $A_j$  sont déterminés dans l'étape précédente.

Après avoir choisi l'isotope choqué, on choisit le type de l'interaction pour ce choc. Les interactions prises en compte sont les suivantes : diffusion élastique, inélastique discrète et continue, les interactions  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ . L'événement absorption n'est pas simulé, le poids du neutron après choc étant corrigé de la probabilité de non absorption.

La probabilité pour chaque type de l'interaction est,

*Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo*

$$P_x = \frac{\sigma_{x ij} A_j}{\sigma_{s ij} A_j} \quad (4.17)$$

où  $x$  représente une diffusion partielle et  $s$  la diffusion totale.

la probabilité de non absorption pour corriger le poids du neutron est :

$$P_{nabs} = \frac{\sigma_{t ij} A_j - \sigma_a ij A_j}{\sigma_{t ij} A_j} \quad (4.18)$$

où l'indice  $t$  se réfère à la section totale et  $a$  à l'absorption.

Les paramètres après choc (la direction et l'énergie) sont calculés avec la même méthode que nous avons présentés dans le chapitre II.

Le tableau 5.6 montre les deux schéma de la simulation du transport des neutrons avec la méthode multigroupe classique et avec les tables de probabilité.

L'organisation du calcul TRIPOLI-3 après l'introduction des tables de probabilité est montrée sur la figure 5.10.

Tableau 5.6 Comparaison des schéma de la simulation du transport des neutrons avec la méthode multigroupe classique et avec les tables de probabilité.

## Multigroupe

- 1) tirage du neutron source ( $r, \Omega, E$ ) ;
- 2) recherche du groupe d'énergie  $g$  et la sectionn totale macroscopique  $\Sigma_{Tg}$  ;
- 3) tirage du parcours  $\rho$  ;
- 4) calcul de la nouvelle position du neutron  $r'$  ;
- 5) tirage de l'élément choqué,  $p_i = \frac{\alpha_i \sigma_{iig}}{\Sigma_{Tg}}$  ,  
 $i$  : numéro de l'élément,  
 $\alpha_i$  : nombre d'atome de l'élément  $i$  ;
- 6) tirage du type de reaction,  $p_x = \frac{\sigma_{xig}}{\sigma_{iig}}$  ,  
 $x$  : type de reaction ;
- 7) tirage de la direction après choc ;
- 8) calcul ou tirage de l'énergie après choc.

répéter à partir de l'étape 2) ou recommencer un nouveau neutron si l'histoire du neutron est terminée.

## Tables de Probabilité

- 1) tirage du neutron source ( $r, \Omega, E$ ) ;
- 2) recherche du groupe d'énergie  $g$  ;
- 3) tirage des paliers pour chaque élément  $i$  de la composition d'après les probabilités  $p_i$  dans les tables de probabilité ;
- 4) calcul de la section totale macroscopique  

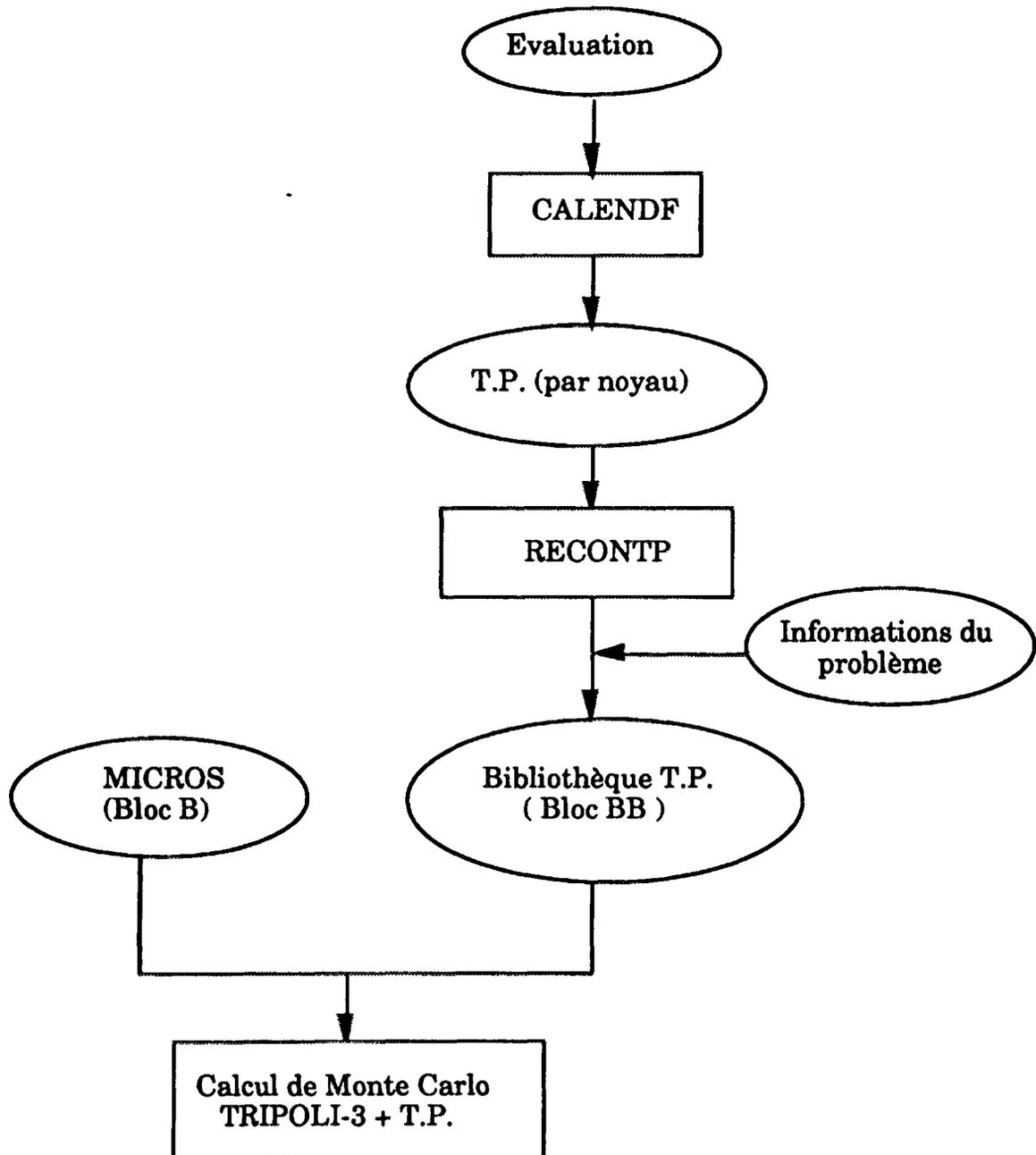
$$\Sigma_{Tg} = \sum_{i=1}^M \alpha_i \sigma_{iig b_i} ,$$
 $M$  : nombre d'élément dans la composition,  
 $i$  : numéro de l'élément,  
 $\alpha_i$  : nombre d'atome de l'élément  $i$  dans la composition,  
 $b_i$  : numéro du palier pour l'élément  $i$  ;
- 5) tirage du parcours  $\rho$  ;
- 6) calcul de la nouvelle position du neutron  $r'$  ;

- 7) tirage de l'élément choqué,  $p_i = \frac{\alpha_i \sigma_{iig b_i}}{\Sigma_{Tg}}$  ;

- 8) tirage du type de reaction,  $p_x = \frac{\sigma_{xig b_i}}{\sigma_{iig b_i}}$  ,  
 $x$  : type de reaction ;

- 9) tirage de la direction après choc ;
- 10) calcul ou tirage de l'énergie après choc.

répéter à partir de l'étape 2) ou recommencer un nouveau neutron si l'histoire du neutron est terminée.



**RECONTP** : construction de la bibliothèque T.P. (bloc BB) d'après les tables de probabilité établies par le programme CALENDF

**Fig. 5.10** Schéma du calcul TRIPOLI-3 après l'introduction des tables de probabilité

**V.2.3 Remarque importante avec les tables de probabilité**

Nous avons dit qu'avec les tables de probabilité, il est possible d'avoir plusieurs sections efficaces pour un même groupe d'énergie ; ceci n'est pas valable pour un neutron ayant exactement la même énergie et se trouvant dans la même composition ou des compositions avec des isotopes communs, dans ce cas, nous devons garder le même palier de sections efficaces des isotopes communs pour ce neutron.

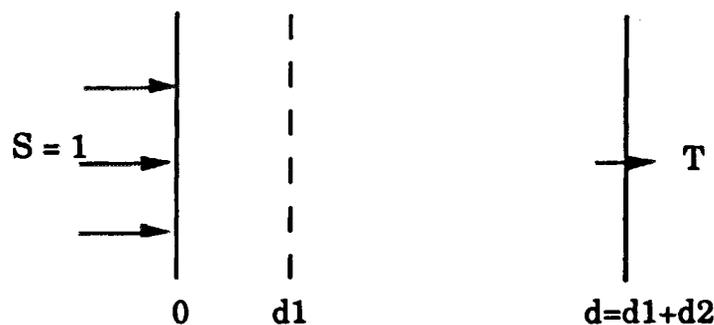
Nous donnons un exemple très simple pour montrer l'importance de ce point.

Supposons qu'il y a une table de probabilité avec deux paliers de sections efficaces ( $p_1 \sigma_1$  et  $p_2 \sigma_2$ ), la transmission de neutron à la distance  $d$  sera



$$T = p_1 e^{-\sigma_1 d} + p_2 e^{-\sigma_2 d}$$

Si nous coupons la distance  $d$  en deux parties  $d_1$  et  $d_2$  ( $d = d_1 + d_2$ ) ; quand le neutron traverse la surface  $d_1$ , il ne change pas d'énergie. Si nous gardons le même palier pour les deux parties ( $d_1$  et  $d_2$ ), la transmission sera



$$T_1 = p_1 e^{-\sigma_1 d_1} e^{-\sigma_1 d_2} + p_2 e^{-\sigma_2 d_1} e^{-\sigma_2 d_2} = p_1 e^{-\sigma_1 d} + p_2 e^{-\sigma_2 d} = T$$

Par contre, si nous tirons à nouveau au hasard le palier quand le neutron traverse la surface  $d_1$ , la transmission sera

$$T_2 = p_1 e^{-\sigma_1 d_1} (p_1 e^{-\sigma_1 d_2} + p_2 e^{-\sigma_2 d_2}) + p_2 e^{-\sigma_2 d_1} (p_1 e^{-\sigma_1 d_2} + p_2 e^{-\sigma_2 d_2}) \neq T$$

prenons

$$p_1 = p_2 = 0,5$$

$$\sigma_1 = 1, \sigma_2 = 3$$

$$d = 2, d_1 = 0,5, d_2 = 1,5$$

on obtient

$$T_1 = T = 0,0689$$

$$T_2 = 0,0486$$

## V.2.4 Qualification

### V.2.4.1 Calcul d'une plaque de fer (un mètre de fer)

Dans la section V.1.4, nous avons qualifié la simulation TPMCN par le code TRIPOLI-3 à l'aide du calcul d'une plaque de fer d'un mètre d'épaisseur. Maintenant, nous allons utiliser la simulation TPMCN pour qualifier le calcul TRIPOLI-3+T.P. en prenant le même exemple (exemple 3 dans la section V.1.4).

Les flux, les courants et les spectres sont calculés par TRIPOLI-3+T.P. en utilisant les sections efficaces de l'ENDF/B4 avec 315 groupes et 3857 groupes. Les comparaisons entre TRIPOLI-3+T.P. et la simulation TPMCN sont montrées dans les tableaux 5.7 à 5.10.

D'après les tableaux, les résultats des deux calculs sont tout à fait cohérents en considérant les écart types statistiques.

Tableau 5.7 Comparaison entre TPMCN et TRIPOLI-3+T.P.  
Flux des calculs à 315 groupes

d (cm)	TPMCN (1)		TRIPOLI-3 +T.P. (2)		(1)/(2)
	Flux	$\sigma$ (%)	Flux	$\sigma$ (%)	
10	3,008 +0	0,21	3,012	0,2	0,999
20	2,330 +0	0,25	2,323	0,3	1,003
30	1,772 +0	0,28	1,772	0,4	1,000
40	1,341 +0	0,36	1,334	0,4	1,005
50	1,004 +0	0,39	9,964 -1	0,5	1,008
60	7,446 -1	0,55	7,327 -1	0,6	1,016
70	5,308 -1	0,49	5,277 -1	0,7	1,006
80	3,654 -1	0,57	3,614 -1	0,7	1,011
90	2,258 -1	0,63	2,211 -1	0,8	1,021
100	7,354 -2	0,59	7,466 -1	0,8	0,985

Tableau 5.8 Comparaison entre TPMCN et TRIPOLI-3+T.P.  
Courants des calculs à 315 groupes

d (cm)	TPMCN (1)		TRIPOLI-3 +T.P. (2)		(1)/(2)
	Courant	$\sigma$ (%)	Courant	$\sigma$ (%)	
10	8,525 -1	0,13	8,535 -1	0,1	0,999
20	6,610 -1	0,17	6,599 -1	0,2	1,002
30	5,126 -1	0,21	5,121 -1	0,3	1,001
40	3,947 -1	0,23	3,936 -1	0,3	1,003
50	3,011 -1	0,28	3,000 -1	0,4	1,004
60	2,271 -1	0,31	2,263 -1	0,5	1,004
70	1,681 -1	,034	1,677 -1	0,5	1,002
80	1,211 -1	0,39	1,204 -1	0,6	1,006
90	8,215 -2	0,42	8,094 -2	0,6	1,015
100	4,419 -2	0,43	4,435 -2	0,6	0,996

Tableau 5.9 Comparaison entre TPMCN et TRIPOLI-3+T.P.  
Flux des calculs à 3857 groupes

d (cm)	TPMCN (1)		TRIPOLI-3 +T.P. (2)		(1) / (2)
	Flux	$\sigma$ (%)	Flux	$\sigma$ (%)	
10	3,011 +0	0,23	2,994	0,2	1,006
20	2,323 +0	0,25	2,316	0,3	1,003
30	1,770 +0	0,28	1,773	0,4	0,998
40	1,360 +0	0,49	1,342	0,5	1,013
50	1,008 +0	0,36	1,006	0,5	1,002
60	7,502 -1	0,42	7,475 -1	0,6	1,004
70	5,445 -1	0,49	5,416 -1	0,7	1,005
80	3,731 -1	0,57	3,759 -1	0,8	0,993
90	2,264 -1	0,64	2,291 -1	0,8	0,988
100	7,735 -2	0,60	7,691 -2	0,8	1,006

Tableau 5.10 Comparaison entre TPMCN et TRIPOLI-3+T.P.  
Courants des calculs à 3857 groupes

d (cm)	TPMCN (1)		TRIPOLI-3 +T.P. (2)		(1) / (2)
	Courant	$\sigma$ (%)	Courant	$\sigma$ (%)	
10	8,529 -1	0,13	8,502 -1	0,1	1,003
20	6,603 -1	0,17	6,573 -1	0,2	1,005
30	5,136 -1	0,21	5,106 -1	0,3	1,006
40	3,983 -1	0,23	3,944 -1	0,3	1,010
50	3,044 -1	0,26	3,025 -1	0,4	1,006
60	2,314 -1	0,29	2,297 -1	0,4	1,007
70	1,723 -1	0,34	1,718 -1	0,5	1,003
80	1,241 -1	0,38	1,239 -1	0,6	1,002
90	8,380 -2	0,41	8,385 -2	0,6	0,999
100	4,618 -2	0,42	4,595 -2	0,6	1,005

### V.2.4.2 Calcul du benchmark ASPIS

Après avoir comparé avec la simulation TPMCN, le plus intéressant et le plus important est d'utiliser le code modifié (TRIPOLI-3+T.P.) pour interpréter le benchmark ASPIS. Ceci nous permet de qualifier la méthode des tables de probabilité et la mise en oeuvre dans le calcul de Monte Carlo.

Trois évaluations ENDF/B4, ENDF/B6 et JEF-2 sont utilisées, les tables de probabilité sont présentées en un découpage de 315 groupes, les résultats seront comparés avec ceux des calculs multigroupes (315 groupes) et de l'expérience. Aussi, un découpage très fin est utilisé pour interpréter le benchmark, 3857 groupes dans tout le domaine d'énergie dont 3592 groupes au dessus de 9,12keV. La méthode classique est utilisée pour pondérer les sections efficaces (voir V.2.1.).

Les fonctions de réponse des trois détecteurs sont tirées de la bibliothèque IRDF-85.

La description du benchmark ASPIS est présentée dans le chapitre II. Ici nous donnons seulement les résultats et les comparaisons entre les différents calculs et l'expérience. Les taux de réaction sont donnés dans les tableaux 5.11 à 5.19 et sur les figures 5.11 à 5.13. Les spectres à certaines distances sont montrés dans l'annexe 4.

Dans les tableaux, les significations des symboles sont les suivantes :

- d - distance à l'entrée de la plaque de fer ;
- E - résultat expérimental ;
- C - résultat du calcul ;
- $\sigma$  - écart-type du calcul ;
- C/E - rapport des résultats entre le calcul et l'expérience.

Un valeur "4,63 +3" doit être lue comme  $4,63 \cdot 10^3$ .

*Discussion sur les résultats*

1. La comparaison entre les calculs et l'expérience nous a montré que la méthode des tables de probabilité a amélioré les résultats après 30 cm de fer, cette amélioration devient de plus en plus importante lorsque la distance augmente (pour la réponse de Rh103 à 315 groupes, un facteur d'environ de 2 entre "multigroupe" et "tables des probabilité" est observé à 114,3 cm de fer).

2. Les résultats donnés par les calculs avec les tables de probabilité et avec 3857 groupes sont cohérents (sauf la réponse de Rh103 avec ENDF/B6). C'est-à-dire toutes les deux méthodes sont utiles pour représenter les sections efficaces, mais avec le découpage très fin, il nous pose les problèmes de mémoire et de places pendant la préparation des bibliothèques et le calcul de Monte Carlo. Avec la méthode des tables de probabilité, un nombre de groupes réduit est possible et il est très efficace pour traiter les problèmes de pénétration profonde.

3. Les différences entre les évaluations ne sont pas négligeables, ce point sera discuté en détail dans le paragraphe suivant.

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

Tableau 5.11 Taux de réaction Rh103, ENDF/B4

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3 857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	4,63 +3	4,14 +3	1,4	0,89	3,93 +3	1,3	0,85	4,12 +3	1,6	0,89
11,43	2,50 +3	2,40 +3	1,4	0,96	2,31 +3	1,6	0,92	2,35 +3	1,5	0,94
17,15	1,49 +3	1,48 +3	1,4	0,99	1,43 +3	1,6	0,96	1,43 +3	1,6	0,96
22,86	9,55 +2	9,49 +2	1,6	0,99	8,86 +2	1,7	0,93	9,18 +2	2,0	0,96
28,58	5,96 +2	6,16 +2	1,7	1,03	5,85 +2	1,6	0,98	6,13 +2	1,8	1,03
34,29	3,85 +2	4,00 +2	2,0	1,04	4,05 +2	2,2	1,05	4,10 +2	1,7	1,06
40,01	-	2,73 +2	1,6	-	2,77 +2	1,8	-	2,79 +2	2,1	-
45,72	1,76 +2	1,85 +2	1,6	1,06	1,97 +2	1,9	1,12	1,92 +2	1,7	1,09
51,44	1,27 +2	1,30 +2	2,0	1,02	1,38 +2	2,1	1,09	1,36 +2	1,7	1,07
57,15	8,93 +1	8,91 +1	1,9	1,00	9,93 +1	1,7	1,11	9,48 +1	1,9	1,06
62,87	6,60 +1	6,10 +1	1,8	0,92	7,00 +1	1,8	1,06	6,87 +1	1,8	1,04
68,58	4,54 +1	4,12 +1	2,0	0,91	5,00 +1	1,8	1,10	4,88 +1	1,8	1,07
74,30	3,36 +1	2,98 +1	3,3	0,89	3,77 +1	4,7	1,12	3,52 +1	1,9	1,05
85,73	1,88 +1	1,40 +1	2,5	0,74	1,93 +1	2,2	1,03	1,91 +1	1,7	1,02
91,44	1,37 +1	9,43 +0	2,1	0,69	1,41 +1	2,1	1,03	1,32 +1	2,0	0,96
102,87	8,61 +0	4,42 +0	2,6	0,51	7,54 +0	2,1	0,88	7,24 +0	2,3	0,84
114,30	4,80 +0	2,04 +0	2,7	0,43	4,07 +0	2,3	0,85	3,93 +0	2,2	0,82

Tableau 5.12 Taux de réaction In115, ENDF/B4

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3 857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	5,80 +2	5,61 +2	1,7	0,97	5,62 +2	1,8	0,97	5,80 +2	2,1	1,00
11,43	2,65 +2	2,49 +2	2,0	0,94	2,60 +2	1,9	0,98	2,62 +2	2,0	0,99
17,15	1,32 +2	1,19 +2	2,4	0,90	1,27 +2	2,5	0,96	1,22 +2	2,0	0,92
22,86	6,44 +1	5,70 +1	2,6	0,89	6,10 +1	2,4	0,95	6,35 +1	2,5	0,99
28,58	3,27 +1	3,10 +1	5,0	0,95	3,26 +1	2,5	1,00	3,24 +1	3,0	0,99
34,29	1,69 +1	1,50 +1	3,2	0,88	1,84 +1	5,1	1,09	1,76 +1	2,8	1,04
40,01	-	8,52 +0	3,0	-	1,04 +1	2,8	-	9,74 +0	2,8	-
45,72	5,77 +0	4,65 +0	2,9	0,81	6,08 +0	3,6	1,05	5,65 +0	3,2	0,98
51,44	3,50 +0	2,66 +0	5,5	0,76	3,53 +0	3,1	1,01	3,32 +0	2,9	0,95
57,15	2,02 +0	1,52 +0	3,8	0,75	2,23 +0	2,5	1,10	1,96 +0	2,8	0,97
62,87	1,27 +0	9,41 -1	4,0	0,72	1,42 +0	2,9	1,12	1,29 +0	3,4	1,02

Tableau 5.13 Taux de réaction S32, ENDF/B4

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	1,10 +2	1,01 +2	1,2	0,92	1,01 +2	1,4	0,92	1,04 +2	1,4	0,95
11,43	3,75 +1	3,35 +1	1,4	0,89	3,43 +1	1,5	0,91	3,48 +1	1,6	0,93
17,15	1,35 +1	1,23 +1	1,6	0,91	1,24 +1	1,6	0,92	1,29 +1	1,8	0,96
22,86	5,26 +0	4,44 +0	1,6	0,84	4,65 +0	1,8	0,88	4,61 +0	1,9	0,88
28,58	2,02 +0	1,65 +0	1,6	0,82	1,75 +0	2,0	0,87	1,71 +0	1,9	0,85
34,29	7,75 -1	6,12 -1	2,0	0,79	6,57 -1	1,8	0,85	6,53 -1	2,2	0,84
40,01	2,88 -1	2,28 -1	1,8	0,79	2,49 -1	1,7	0,86	2,44 -1	2,3	0,85
45,72	1,17 -1	8,41 -2	2,0	0,72	9,63 -2	1,8	0,82	9,52 -2	2,5	0,81
51,44	4,51 -2	3,24 -2	2,3	0,72	3,77 -2	2,1	0,84	3,78 -2	3,6	0,84
57,15	1,94 -2	1,21 -2	2,3	0,62	1,50 -2	2,2	0,77	1,40 -2	3,0	0,72
62,87	7,00 -3	4,40 -3	2,7	0,63	5,76 -3	2,2	0,82	5,45 -3	3,5	0,78
68,58	3,19 -3	1,66 -3	2,6	0,52	2,32 -3	2,3	0,73	2,34 -3	7,4	0,73

Tableau 5.14 Taux de réaction Rh103, ENDF/B6

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	4,63 +3	4,10 +3	1,6	0,89	3,99 +3	1,3	0,86	4,25 +3	1,4	0,92
11,43	2,50 +3	2,43 +3	1,5	0,97	2,38 +3	1,5	0,95	2,41 +3	1,5	0,96
17,15	1,49 +3	1,47 +3	1,6	0,99	1,42 +3	1,6	0,95	1,45 +3	1,6	0,97
22,86	9,55 +2	9,35 +2	1,7	0,98	8,97 +2	1,7	0,94	9,46 +2	1,7	0,99
28,58	5,96 +2	6,14 +2	1,7	1,03	5,81 +2	1,6	0,97	6,32 +2	2,0	1,06
34,29	3,85 +2	4,09 +2	1,7	1,06	4,18 +2	2,4	1,09	4,20 +2	1,7	1,09
40,01	-	2,83 +2	1,7	-	2,77 +2	1,8	-	2,85 +2	1,5	-
45,72	1,76 +2	1,94 +2	1,8	1,10	1,95 +2	2,0	1,11	2,04 +2	1,8	1,16
51,44	1,27 +2	1,38 +2	2,1	1,09	1,33 +2	1,8	1,05	1,47 +2	1,7	1,16
57,15	8,93 +1	9,55 +1	1,7	1,07	9,82 +1	1,6	1,10	1,06 +2	1,9	1,19
62,87	6,60 +1	6,89 +1	2,3	1,04	7,14 +1	1,9	1,08	7,71 +1	1,8	1,17
68,58	4,54 +1	4,77 +1	1,8	1,05	5,23 +1	1,9	1,15	5,79 +1	2,2	1,28
74,30	3,36 +1	3,44 +1	2,0	1,02	3,69 +1	2,0	1,10	4,25 +1	2,1	1,26
85,73	1,88 +1	1,74 +1	2,1	0,93	2,12 +1	3,8	1,13	2,44 +1	1,9	1,30
91,44	1,37 +1	1,26 +1	2,3	0,92	1,56 +1	2,6	1,14	1,86 +1	2,2	1,36
102,87	8,61 +0	6,26 +0	2,8	0,73	8,61 +0	2,1	1,00	1,05 +1	2,2	1,22
114,30	4,80 +0	3,08 +0	2,8	0,64	5,02 +0	2,2	1,05	6,07 +0	2,2	1,26

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

Tableau 5.15 Taux de réaction In115, ENDF/B6

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	5,80 +2	5,69 +2	1,7	0,98	5,73 +2	1,5	0,99	6,08 +2	1,9	1,05
11,43	2,65 +2	2,60 +2	1,9	0,98	2,77 +2	2,1	1,05	2,71 +2	2,0	1,02
17,15	1,32 +2	1,22 +2	3,0	0,92	1,30 +2	2,4	0,98	1,26 +2	1,9	0,95
22,86	6,44 +1	5,83 +1	2,6	0,91	6,65 +1	2,8	1,03	6,57 +1	2,9	1,02
28,58	3,27 +1	2,91 +1	3,1	0,89	3,38 +1	2,5	1,03	3,53 +1	3,4	1,08
34,29	1,69 +1	1,54 +1	3,1	0,91	1,89 +1	2,9	1,12	1,85 +1	3,8	1,09
40,01	-	7,80 +0	3,0	-	1,06 +1	2,8	-	1,04 +1	2,8	-
45,72	5,77 +0	4,39 +0	4,0	0,76	6,23 +0	4,3	1,08	5,92 +0	3,2	1,03
51,44	3,50 +0	2,51 +0	3,3	0,72	3,56 +0	2,9	1,02	3,58 +0	4,0	1,02
57,15	2,02 +0	1,42 +0	4,0	0,70	2,32 +0	4,4	1,15	2,15 +0	3,6	1,06
62,87	1,27 +0	8,48 -1	3,9	0,67	1,36 +0	2,8	1,07	1,28 +0	2,9	1,01

Tableau 5.16 Taux de réaction S32, ENDF/B6

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	1,10 +2	1,10 +2	1,5	1,00	1,10 +2	1,6	1,00	1,12 +2	1,5	1,02
11,43	3,75 +1	3,91 +1	1,7	1,04	3,86 +1	1,5	1,03	3,93 +1	1,7	1,05
17,15	1,35 +1	1,49 +1	2,4	1,10	1,47 +1	1,8	1,09	1,47 +1	1,7	1,09
22,86	5,26 +0	5,58 +0	1,6	1,06	5,52 +0	1,7	1,05	5,55 +0	1,9	1,06
28,58	2,02 +0	2,10 +0	1,7	1,04	2,23 +0	2,7	1,10	2,16 +0	1,7	1,07
34,29	7,75 -1	8,18 -1	1,9	1,06	8,38 -1	1,5	1,08	8,10 -1	1,8	1,05
40,01	2,88 -1	3,10 -1	2,0	1,08	3,35 -1	1,8	1,16	3,10 -1	2,0	1,08
45,72	1,17 -1	1,20 -1	2,0	1,03	1,29 -1	1,6	1,10	1,23 -1	2,3	1,05
51,44	4,51 -2	4,66 -2	2,1	1,03	5,14 -2	2,1	1,14	4,72 -2	2,4	1,05
57,15	1,94 -2	1,78 -2	2,7	0,92	1,98 -2	1,7	1,02	1,89 -2	2,5	0,97
62,87	7,00 -3	6,91 -3	2,6	0,99	8,08 -3	2,5	1,15	7,67 -3	5,1	1,10
68,58	3,19 -3	2,67 -3	2,6	0,84	3,20 -3	2,0	1,00	2,96 -3	3,0	0,93

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

Tableau 5.17 Taux de réaction Rh103, JEF-2

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3 857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	4,63 +3	4,23 +3	1,6	0,91	3,98 +3	1,6	0,86	4,15 +3	1,7	0,90
11,43	2,50 +3	2,40 +3	1,4	0,96	2,21 +3	1,5	0,88	2,25 +3	1,5	0,90
17,15	1,49 +3	1,42 +3	1,7	0,95	1,36 +3	3,3	0,91	1,34 +3	1,4	0,90
22,86	9,55 +2	8,47 +2	1,6	0,89	8,85 +2	1,5	0,93	8,73 +2	2,1	0,91
28,58	5,96 +2	5,54 +2	1,7	0,93	5,31 +2	1,8	0,89	5,52 +2	1,6	0,93
34,29	3,85 +2	3,63 +2	1,9	0,94	3,38 +2	1,5	0,88	3,60 +2	1,6	0,94
40,01	-	2,44 +2	1,8	-	2,33 +2	1,9	-	2,43 +2	1,8	-
45,72	1,76 +2	1,61 +2	1,8	0,91	1,58 +2	1,8	0,90	1,69 +2	1,8	0,96
51,44	1,27 +2	1,11 +2	2,0	0,87	1,12 +2	1,9	0,88	1,18 +2	2,5	0,93
57,15	8,93 +1	7,69 +1	2,0	0,86	7,95 +1	2,0	0,89	8,21 +1	2,2	0,92
62,87	6,60 +1	5,22 +1	1,9	0,79	5,64 +1	2,1	0,85	5,88 +1	1,8	0,89
68,58	4,54 +1	3,55 +1	1,9	0,78	4,06 +1	1,9	0,89	4,18 +1	1,9	0,92
74,30	3,36 +1	2,39 +1	1,9	0,71	2,95 +1	2,3	0,88	3,00 +1	2,1	0,89
85,73	1,88 +1	1,15 +1	2,1	0,61	1,63 +1	2,5	0,87	1,62 +1	2,3	0,86
91,44	1,37 +1	7,84 +0	2,4	0,57	1,21 +1	2,6	0,88	1,16 +1	2,2	0,85
102,87	8,61 +0	3,73 +0	2,5	0,43	6,62 +0	2,2	0,77	6,46 +0	2,6	0,75
114,30	4,80 +0	1,76 +0	3,3	0,37	3,70 +0	2,3	0,77	3,53 +0	2,6	0,74

Tableau 5.18 Taux de réaction In115, JEF-2

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3 857g		
		C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E	C	$\sigma(\%)$	C/E
5,72	5,80 +2	5,92 +2	2,0	1,02	5,70 +2	1,9	0,98	6,11 +2	2,0	1,05
11,43	2,65 +2	2,61 +2	1,9	0,98	2,49 +2	2,0	0,94	2,63 +2	1,9	0,99
17,15	1,32 +2	1,22 +2	2,6	0,92	1,20 +2	4,0	0,91	1,23 +2	2,4	0,93
22,86	6,44 +1	5,44 +1	2,8	0,84	5,70 +1	2,3	0,89	6,13 +1	4,0	0,95
28,58	3,27 +1	2,79 +1	2,9	0,85	2,90 +1	3,0	0,89	3,08 +1	3,4	0,94
34,29	1,69 +1	1,34 +1	3,4	0,79	1,43 +1	3,0	0,85	1,58 +1	2,8	0,93
40,01	-	6,86 +0	3,4	-	7,72 +0	4,9	-	8,43 +0	3,1	-
45,72	5,77 +0	3,63 +0	4,5	0,63	4,13 +0	3,7	0,72	4,63 +0	3,4	0,80
51,44	3,50 +0	1,86 +0	4,3	0,53	2,22 +0	3,4	0,63	2,63 +0	3,9	0,75
57,15	2,02 +0	1,09 +0	5,8	0,54	1,34 +0	3,8	0,66	1,55 +0	4,3	0,72
62,87	1,27 +0	5,26 -1	4,4	0,41	7,90 -1	4,1	0,62	9,16 -1	5,9	0,71

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

Tableau 5.19 Taux de réaction S32, JEF-2

d (cm)	E	3 15g			315g+TP			3 857g		
		C	$\sigma$ (%)	C/E	C	$\sigma$ (%)	C/E	C	$\sigma$ (%)	C/E
5,72	1,10 +2	1,13 +2	1,4	1,03	1,12 +2	1,4	1,02	1,11 +2	1,5	1,0
11,43	3,75 +1	4,07 +1	1,4	1,09	4,13 +1	1,5	1,10	3,99 +1	1,4	1,06
17,15	1,35 +1	1,52 +1	1,6	1,13	1,60 +1	1,8	1,19	1,53 +1	1,6	1,13
22,86	5,26 +0	6,09 +0	2,5	1,16	6,24 +0	1,7	1,19	5,84 +0	1,8	1,11
28,58	2,02 +0	2,34 +0	2,0	1,16	2,39 +0	1,5	1,18	2,28 +0	1,7	1,13
34,29	7,75 -1	9,20 -1	1,8	1,19	9,51 -1	1,6	1,23	8,93 -1	2,0	1,15
40,01	2,88 -1	3,55 -1	1,7	1,23	3,79 -1	1,7	1,32	3,63 -1	2,1	1,26
45,72	1,17 -1	1,43 -1	2,0	1,22	1,53 -1	2,0	1,31	1,43 -1	2,0	1,22
51,44	4,51 -2	5,59 -2	1,9	1,24	6,10 -2	1,9	1,35	5,67 -2	2,3	1,26
57,15	1,94 -2	2,19 -2	2,2	1,13	2,49 -2	2,2	1,28	2,32 -2	2,6	1,20
62,87	7,00 -3	8,76 -3	1,9	1,25	1,04 -2	2,2	1,49	9,38 -3	3,0	1,34
68,58	3,19 -3	3,29 -3	1,9	1,03	4,11 -3	2,1	1,29	3,80 -3	3,0	1,19

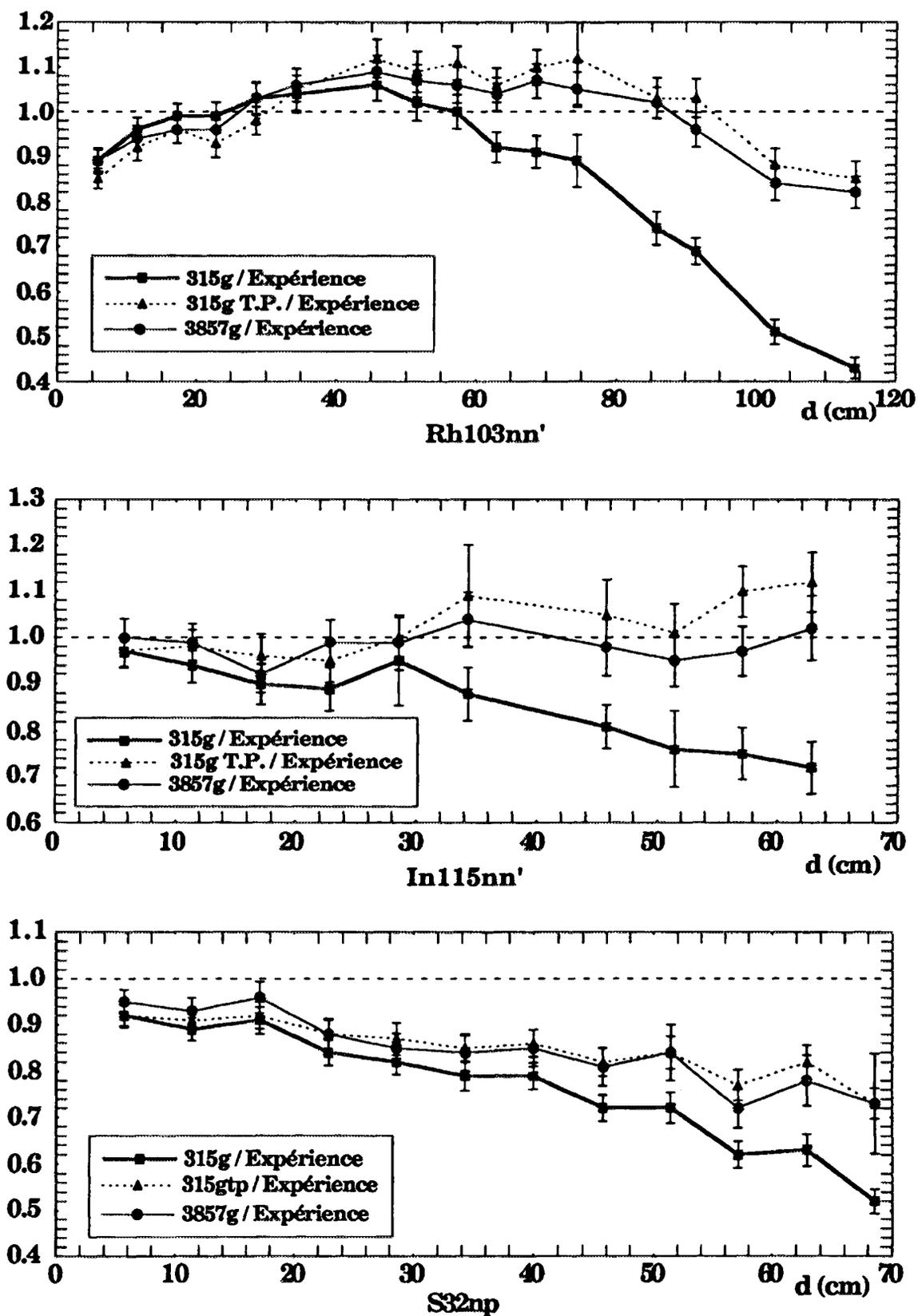


Fig.5.11 Comparaison des différents calculs avec l'expérience  
Taux de réaction, ENDF/B4

Tables de probabilité dans le calcul du transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo

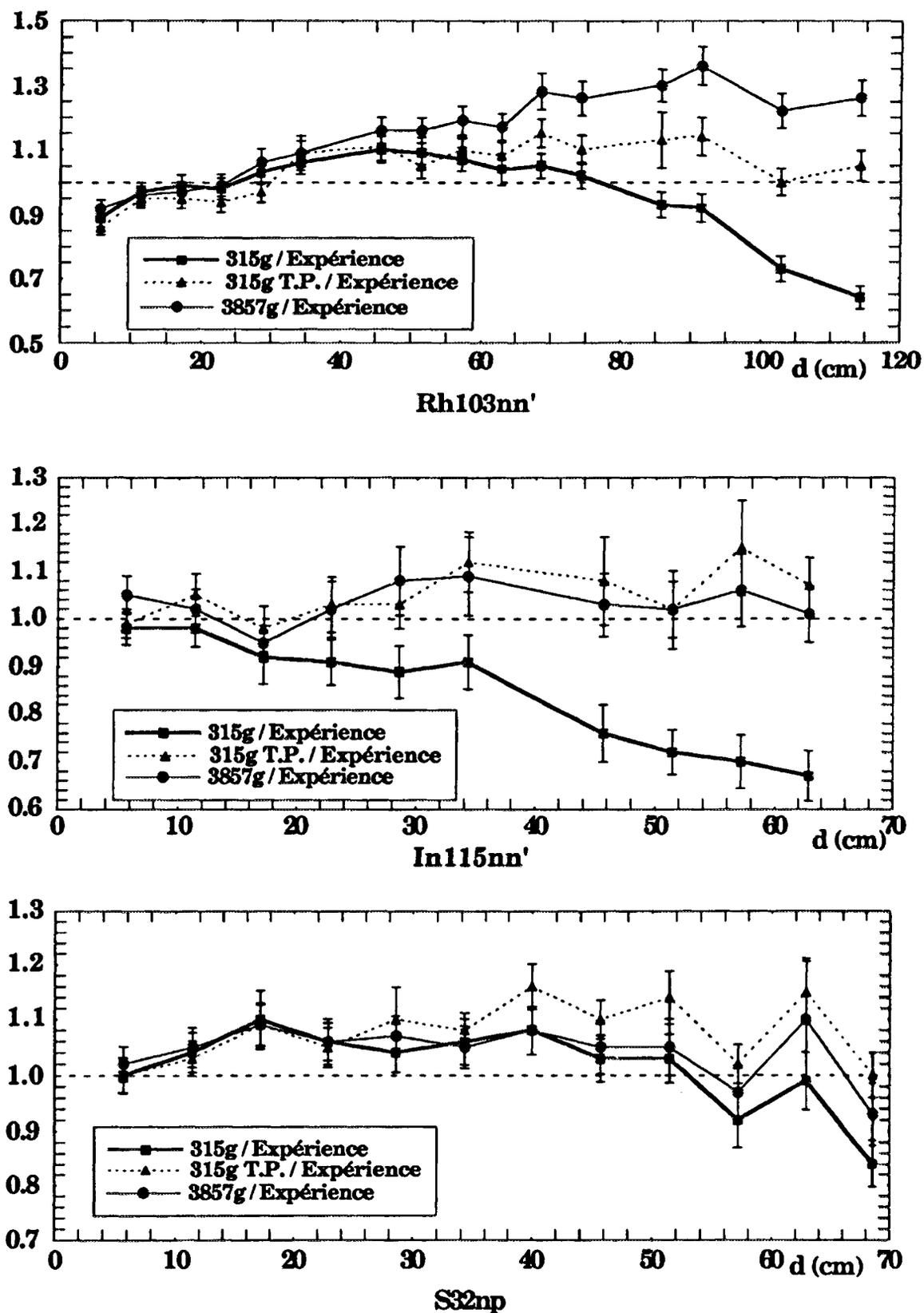


Fig.5.12 Comparaison des différents calculs avec l'expérience  
Taux de réaction, ENDF/B6

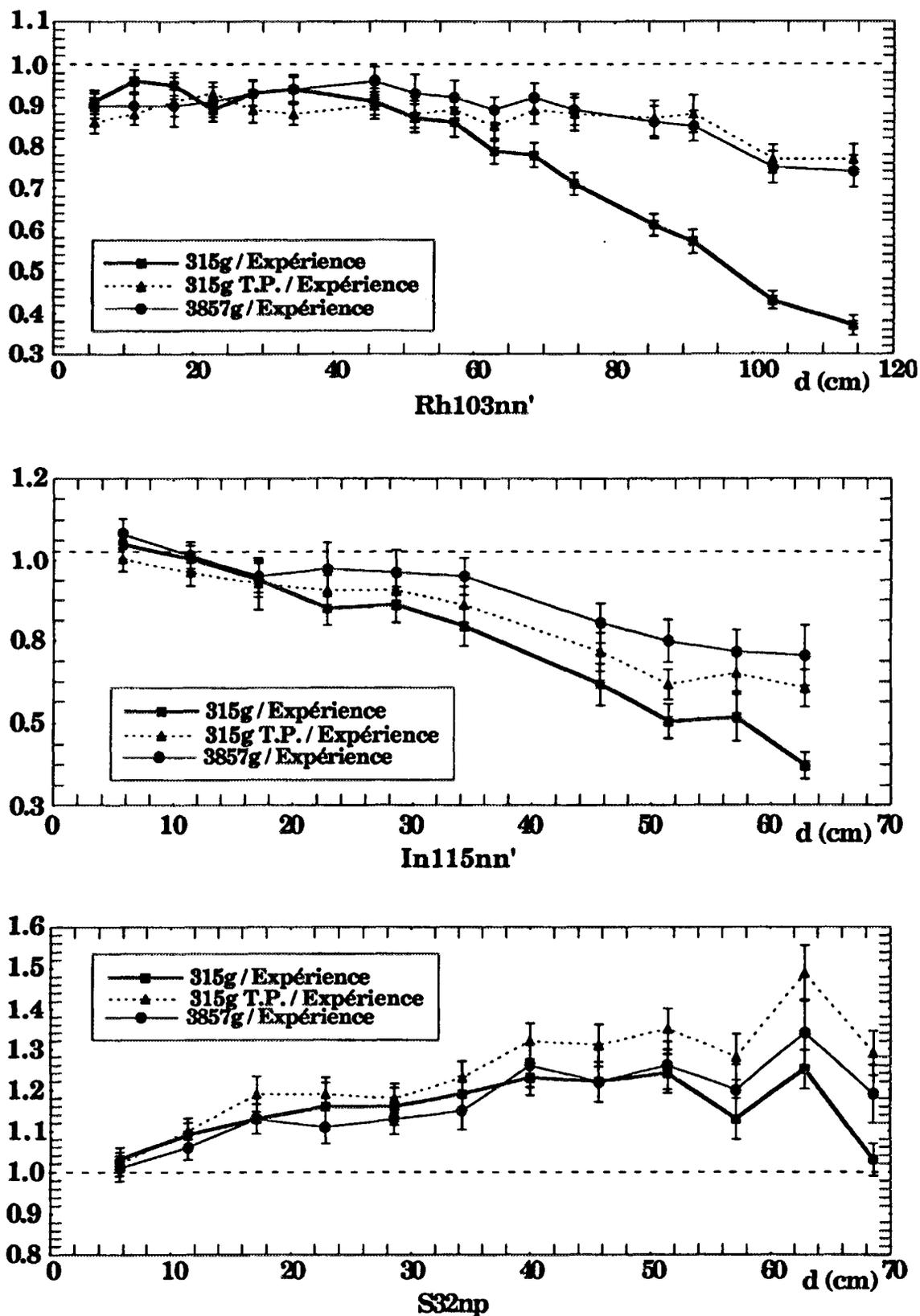


Fig.5.13 Comparaison des différents calculs avec l'expérience  
 Taux de réaction, JEF-2

### **V.2.4.3 Comparaison des "Tables de Probabilité" et "Ponctuel"**

Dans les exemples précédents, nous avons montré les avantages des "tables de probabilité" par rapport au "multigroupe", mais nous savons que la seule méthode considérée comme référence pour représenter les sections efficaces est la méthode ponctuelle, donc il est important de comparer la méthode des tables de probabilité avec la méthode ponctuelle.

Nous prenons toujours l'exemple d'une plaque de fer (1 mètre d'épaisseur) : la source monodirectionnelle, uniforme entre 4,4933 et 4,0657MeV, le courant obtenu entre 4,4933MeV et 9,12keV, le spectre regroupé en 41 intervalles d'énergie (les limites sont données dans le tableau 5.20).

Le calcul est effectué avec les tables de probabilité à 315 groupes (122 groupes entre 19,64MeV et 9,12keV donc le nombre total de paliers est environ 600) et 3857 groupes (2928 groupes entre 19,64MeV et 9,12keV donc le nombre total de paliers est environ 6000), ainsi qu'avec les sections efficaces ponctuelles (environ 27000 points entre 19,64MeV et 9,12keV). Afin de ne pas mélanger l'influence des sections efficaces et de l'anisotropie, nous utilisons deux représentations pour l'anisotropie, une à 315 groupes et l'autre à 3857 groupes. Les données sont tirées de l'évaluation ENDF/B6 Fe56.

Le tableau 5.21 présente la comparaison des résultats obtenus. La figure 5.11 montre la comparaison des spectres de neutrons ("TP" à 3857 groupes et "ponctuel").

D'après le tableau 5.21 et la figure 5.14, nous constatons que le calcul avec les tables de probabilité à 3857 groupes et celui avec les sections efficaces ponctuelles donnent les mêmes résultats en considérant les erreurs statistiques, la différence la plus importante de 0,28% (à 80cm) n'est pas significative compte tenu la barre d'erreur. La comparaison des spectres montre aussi la cohérence entre les deux calculs. Pour le calcul avec les tables de probabilité à 315 groupes, les erreurs statistiques permettent de déceler les différences par rapport aux résultats ponctuels, ceci nous montre que ce découpage n'est pas suffisamment fin, même avec les tables de probabilité, pour représenter les sections efficaces si on veut retrouver les résultats de la

référence. Mais dans la pratique ce découpage est acceptable (pour un mètre de fer il donne une erreur environ de 1%).

**Tableau 5.20** Limites des énergies pour obtenir les spectres de neutrons (MeV)  
limite inférieure du dernier groupe : 9.1200E-03 MeV

1	4.4930E+00	2	3.3290E+00	3	2.8650E+00	4	2.4660E+00
5	2.3460E+00	6	2.1220E+00	7	1.8270E+00	8	1.5720E+00
9	1.3530E+00	10	1.1650E+00	11	9.6160E-01	12	8.2090E-01
13	7.0650E-01	14	6.0810E-01	15	5.2340E-01	16	3.8770E-01
17	3.0200E-01	18	2.9450E-01	19	2.4720E-01	20	2.1280E-01
21	1.8320E-01	22	1.5760E-01	23	1.3570E-01	24	1.1680E-01
25	8.6520E-02	26	7.9500E-02	27	6.7380E-02	28	5.5170E-02
29	4.6310E-02	30	3.6980E-02	31	3.1620E-02	32	2.9010E-02
33	2.7380E-02	34	2.6060E-02	35	2.4790E-02	36	2.3580E-02
37	2.1870E-02	38	1.9950E-02	39	1.6620E-02	40	1.3830E-02
41	1.1140E-02						

**Tableau 5.21** Comparaison des résultats des calculs avec les tables de probabilité et avec les sections efficaces ponctuelles

(Courant entre 19,64MeV et 9,12keV)

d (cm)	3857 groupes		315 groupes	
	TP/Ponctuel	$\sigma$ (%)	TP/Ponctuel	$\sigma$ (%)
10	0.9995	0.07	1.0009	0.07
20	1.0004	0.10	1.0026	0.10
30	1.0000	0.13	1.0043	0.13
40	1.0009	0.16	1.0036	0.16
50	1.0004	0.17	1.0014	0.17
60	1.0004	0.18	0.9979	0.18
70	1.0015	0.19	0.9951	0.20
80	1.0028	0.20	0.9909	0.21
90	1.0020	0.20	0.9873	0.21
100	1.0016	0.20	0.9867	0.19

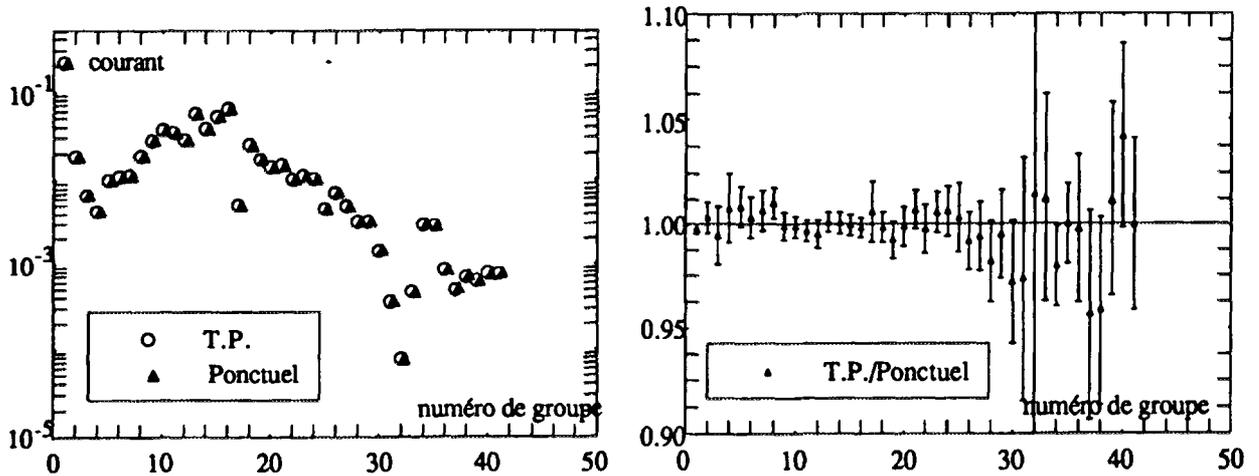
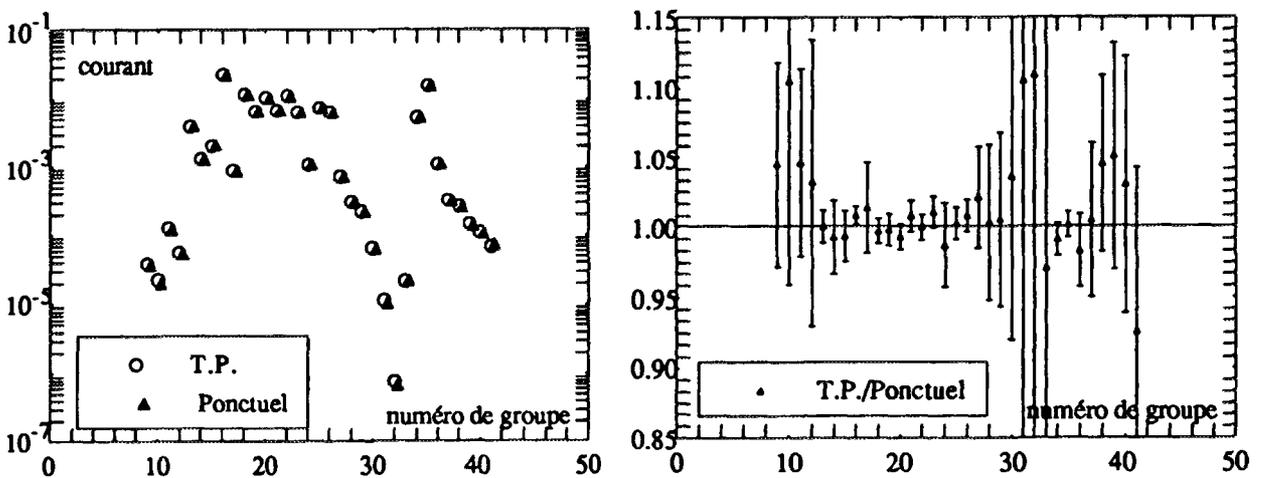
(a)  $d = 10$  cm(b)  $d = 100$  cm

Fig.5.14 Spectres de neutrons des calculs "Ponctuel" et "TP" à 3857 groupes

### **V.3 Remarques sur les sections efficaces du fer dans les évaluations ENDF/B4, ENDF/B6 et JEF-2**

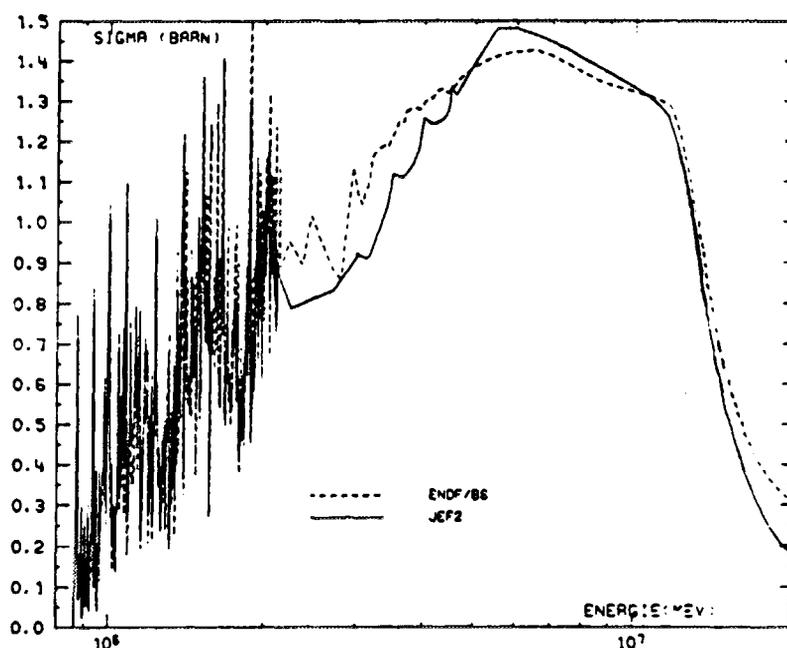
Le fer est un matériau très important dans les études de protection des réacteurs nucléaires. Une bonne connaissance des sections efficaces de ce matériau est indispensable pour affiner les calculs de protection. D'après les résultats du benchmark ASPIS présentés dans le paragraphe précédent, les différences entre les calculs, suivant les évaluations, sont quelquefois très importantes ; il est donc nécessaire de comparer les sections efficaces données par ces différentes évaluations et de comprendre leurs influences sur les taux de réaction et les spectres de neutrons.

La version que nous avons utilisée de l'évaluation ENDF/B4 a été publiée en 1970 (ORNL-4617, 1970), puis révisée en 1974. En 20 ans d'utilisation et de qualification, on a remarqué que les sections efficaces inélastiques du fer étaient surestimées. Ce point a une influence importante dans le domaine d'énergie très rapide (e.g. le détecteur S32np pour lequel le domaine de réponse est supérieur à 2 MeV, Fig.5.8 c) ; aussi cette influence ne peut pas être négligée pour les autres domaines d'énergie après une grande distance de pénétration (Fig.5.11 a, b). Avec la méthode des tables de probabilité ou un découpage très fin, on peut diminuer les erreurs dues à la mise en groupe. Mais les erreurs des données de base existeront toujours. Ce problème peut être traité par l'analyse des incertitudes et l'ajustement des sections efficaces.

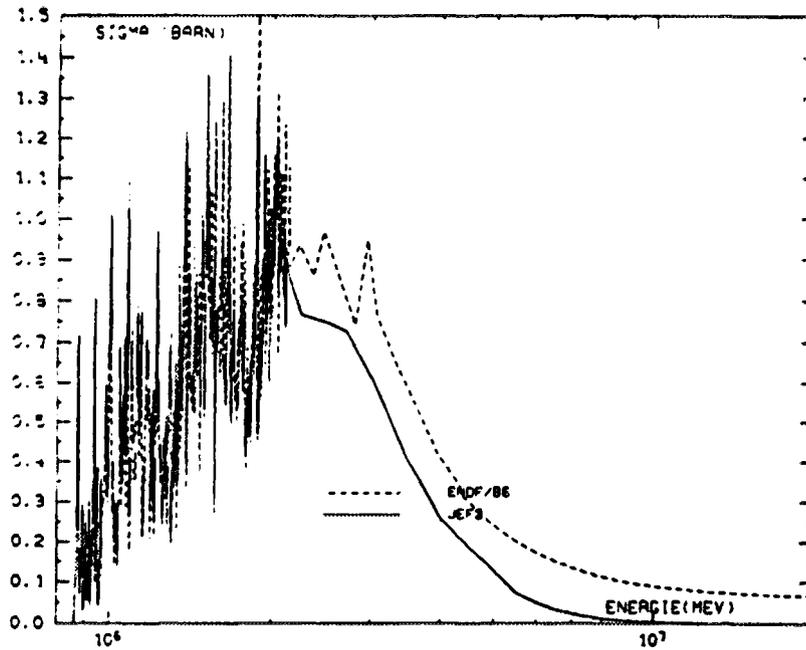
Les sections efficaces du fer dans la version ENDF/B6 (distr. 90) nous paraissent assez bonnes puisque les résultats de calcul avec les tables de probabilité et avec 3857 groupes sont comparables avec les résultats expérimentaux (Fig.5.12 a, b, c) sauf dans le cas de la réponse du Rh103 avec 3857 groupes (Fig.5.12 a). Nous ne savons pas encore très bien pourquoi il y a tant de différence pour ce détecteur entre le calcul à 315 groupes avec les tables de probabilité et le calcul à 3857 groupes ; la question posée est : les deux méthodes sont-elles suffisamment précises pour traiter les sections du fer dans le domaine d'énergie de la réponse du détecteur Rh103 (seuil d'énergie de la réponse est 100 keV) dans l'évaluation ENDF/B6 ?

La version JEF-2.2 date de février 1992. L'interprétation du benchmark

ASPIS nous a montrée que des incohérences entre les calculs et l'expérience existent pour les trois détecteurs Rh103, In115 et S32 (Fig.5.13 a, b, c). En comparant les sections efficaces du fer-56 des évaluations ENDF/B6 et JEF-2.2 (Fig.5.15), nous avons trouvé que les sections inélastiques du premier niveau d'excitation dans JEF-2.2 sont plus faibles (0,1 barn plus faible au dessus de 2 MeV). Comme les sections efficaces sont sous-estimées dans ce domaine d'énergie, il est clair que les flux de neutrons sont surestimés et les réponses du détecteur S32np (domaine de réponse supérieur à 2MeV) sont plus fortes par rapport à l'expérience. Après le ralentissement des neutrons, l'influence de cet effet est très difficile à évaluer parce que la diffusion des neutrons est très compliquée. Un essai a été fait en ajoutant une valeur de 0,1 barn, dans JEF-2.2, pour les sections du premier niveau de l'inélastique discrète du fer 56 au dessus de 2MeV, la même valeur a été tirée dans les sections de la diffusion élastique pour conserver les sections totales. Les résultats calculés sont améliorés mais restent loin par rapport aux résultats expérimentaux. C'est-à-dire hormis le premier niveau de l'inélastique discrète les erreurs existent aussi dans les autres types de l'interaction. Les sections du fer de JEF-2.2 sont encore à qualifier.



(a)



(b)

Fig.5.15 Comparaison des sections efficaces inélastiques  
entre ENDF/B6 et JEF-2.2

(a). inélastique total (b). premier niveau

**Références**

- [1] J. DEJONGHE and L. LUNEVILLE, "Le Programme SN1D", CEA-Saclay, DMT/SERMA/LEPP
- [2] S. H. ZHENG, P. RIBON, C. M. DIOP and J. C. NIMAL, "Monte Carlo Neutron Transport Calculation with Probability Method for Cross-sections", Séminaire NJOY-91, CEN-Saclay, France, (1992)
- [3] P. RIBON, "Les Tables de Probabilité Statistiques: Le Programme CALENDF", séminaire OCDE/Banque de données, AEN, Saclay, (1989)
- [4] J. C. NIMAL and al., "Programme de Monte Carlo Polycinétique à Trois Dimensions TRIPOLI-3", à paraître, CEA-Saclay, DRN/DMT/SERMA/LEPP
- [5] R. E. MACFARLANE, D. W. MUIR and R. M. BOICOURT, "The NJOY Nuclear Data Processing System", LA-9303-M, Los Alamos National Laboratory, USA
- [6] C. M. DIOP, D. CHAIGNE, G. DEJONGHE, J. GONNORD and M. J. de VILLENEUVE, "THEMIS : Système de Traitement des Sections Efficaces, Présentation-Manuel d'Utilisation", Rapport DMT 88/280, SERMA/LEPP/88/1022, CEN-Saclay

## CONCLUSION

Les calculs des benchmarks NESDIP et ASPIS nous ont montré que la méthode de calcul (méthode de Monte Carlo) est efficace pour l'étude de la protection des REP. L'utilisation des sections efficaces de l'évaluation ENDF/B4 (spécialement pour le fer) traitées à 315 groupes en pondérant par un spectre de fission à haute énergie, par la fonction  $1/(E\Sigma_T)$  entre 1MeV et 0,108eV, et par le spectre de Maxwell à basse énergie conduit à une certaine sous-estimation du flux et des taux de réactions. Cette sous-estimation due à deux raisons principales : la surestimation des sections inélastiques du fer et l'erreur dans le traitement des sections efficaces. Le schéma de calcul classique\* n'est pas valable dans tous les cas mais reste bon quand l'épaisseur du fer est environ de 20 à 30cm.

Les tables de probabilité conservent les groupes d'énergie, mais elles sont plus efficaces pour traiter les sections efficaces par rapport au multigroupe. La simulation TPMCN montre leurs avantages : un découpage de 1/20 en léthargie avec tables de probabilité est équivalent à un découpage de 1/480 en léthargie sans tables de probabilité quand on calcule le flux et le courant jusqu'à un mètre de fer.

L'introduction des tables de probabilité dans le calcul de Monte Carlo ne pose pas de difficulté car l'équation du transport avec tables de probabilité reste formellement identique à l'équation du transport multigroupe. Le code modifié TRIPOLI-3+TP conserve tous les modules de TRIPOLI-3 et en même temps il nous permet de faire la simulation avec les données qui représentent bien les phénomènes physiques. L'interprétation du benchmark ASPIS nous montre que les résultats calculés avec les tables de probabilité en 315 groupes sont comparables avec ceux utilisant les sections multigroupes en 3857 groupes.

---

\* Dans ce schéma de calcul, les sections sont traitées à 315 groupes en pondérant par la méthode classique (voir le même paragraphe).

*Conclusion*

Avec le code modifié TRIPOLI-3+TP, pour le même problème, le temps de calcul est légèrement supérieur à TRIPOLI-3, mais son intérêt est la qualité des résultats de calculs (flux, courant, taux de réaction, ...). Le calcul du benchmark ASPIS nous a montré qu'avec les tables de probabilité, les résultats de calcul sont nettement améliorés surtout à grande distance.

Après la qualification, le code modifié TRIPOLI-3+TP peut être utilisé pour les calculs de projet dans la protection.

La comparaison "Tables de probabilité" et "Sections efficaces ponctuelles" (V.2.4.3) est l'un des travaux les plus intéressants, il nous montre la cohérence parfaite entre les deux types de représentation des sections efficaces si l'on utilise le découpage à 3857 groupes (largeur de léthargie d'un groupe d'environ 1/480). Par contre le découpage à 315 groupes conduit, pour une distance d'un mètre, à une différence significative par rapport à l'erreur statistique, mais cette différence est inférieure à 1,5%.

Suivant les différents cas, le nombre de groupes dont on a besoin est différent : par exemple, il est beaucoup plus facile d'obtenir le flux intégral que le spectre des neutrons suivant des intervalles d'énergie étroits. Dans la pratique, nous testons souvent les cas généraux : le flux intégral, les taux de réaction de certains détecteurs souvent utilisés et les spectres des neutrons suivant des intervalles d'énergie larges.

A la suite de cette thèse, les travaux proposés ci-dessous nous semblent très intéressants :

- Un calcul qui peut être considéré comme une référence. La seule manière de représenter les sections efficaces dans le domaine de résonances pour ce calcul est :

***les tables de probabilité dans le domaine non-résolu ;***

***les sections efficaces ponctuelles dans le domaine résolu.***

*Conclusion*

C'est-à-dire dans la même simulation, le mode de la représentation des sections efficaces varie selon la structure des sections dans chaque domaine d'énergie.

- Les calculs de neutronique en utilisant les sections efficaces ponctuelles et des tables de probabilité.

Les problèmes de protection ont été beaucoup étudiés dans cette thèse ; mais nous nous intéressons aussi à des problèmes de neutronique. Le domaine des résonances non-résolues est plus large dans les noyaux lourds qui jouent un rôle très important dans les problèmes de neutronique, théoriquement c'est dans ce cas que les tables de probabilité sont bien adaptées. La qualification de ce type de calculs nous permet d'échapper les sections effectives en remplaçant par les tables de probabilité.

## Annexe 1

## Tables de travail pour la simulation des neutrons avec les tables de probabilité

Table 1 Découpage en énergie

<b>NBBORE</b>	nombre de bornes d'énergie
	liste des valeurs d'énergie (en MeV) dans l'ordre décroissant
	adresse de la première valeur : ADDECE

Table 2 Sections efficaces microscopiques

<b>NGR</b>	nombre de groupes d'énergie
<b>IGR</b>	numéro de groupe d'énergie
<b>NBBAND</b>	nombre de paliers dans le groupe
	liste des sections efficaces microscopiques des paliers
	les groupes suivants jusqu'à NGR groupes
	adresse de la première valeur : ADSETO(nuelch) nuelch : numéro de l'élément

Table 3 Choix des paliers de sections efficaces

NGR	nombre de groupes d'énergie
IGR	numéro de groupe d'énergie
NBBAND	nombre de paliers dans le groupe
/ / / / / / / / / /	liste des probabilités des paliers
les groupes suivants jusqu'à NGR groupes	
adresse de la première valeur : ADCHBD(nuelch) nuelch : numéro de l'élément	

Table 4 Choix de l'interaction

NGR	nombre de groupes d'énergie
NMINT	nombre de l'interaction
NUMINT	numéro de l'interaction
IGR	numéro de groupe d'énergie
NBBAND	nombre de paliers dans le groupe
/ / / / / / / / / /	liste des probabilités de l'interaction NUMINT
les groupes suivants jusqu'à NGR groupes	
NUMINT	numéro de l'interaction suivante
/ / / / / / / / / /	
NMINT	dernière interaction
adresse de la première valeur : ADPRCH(nuelch) nuelch : numéro de l'élément	



## ANNEXE 2

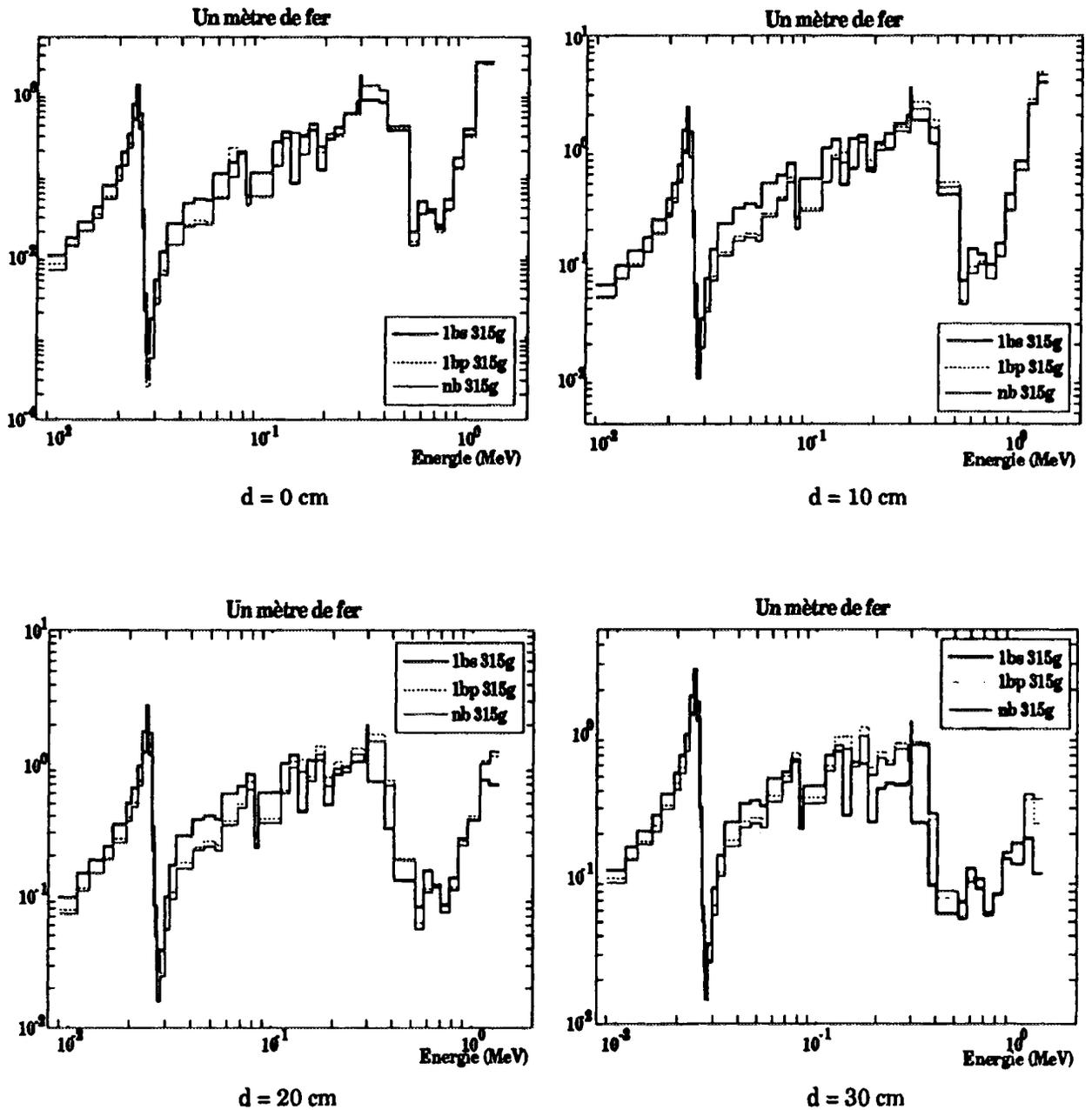
## Spectres de neutrons des calculs d'un mètre de fer

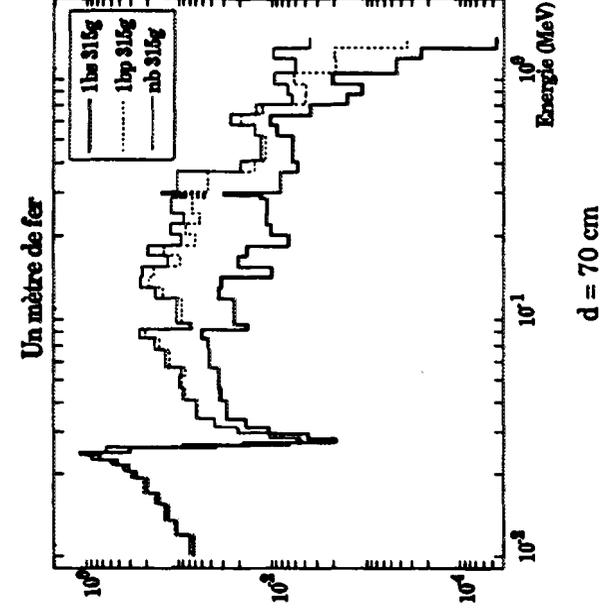
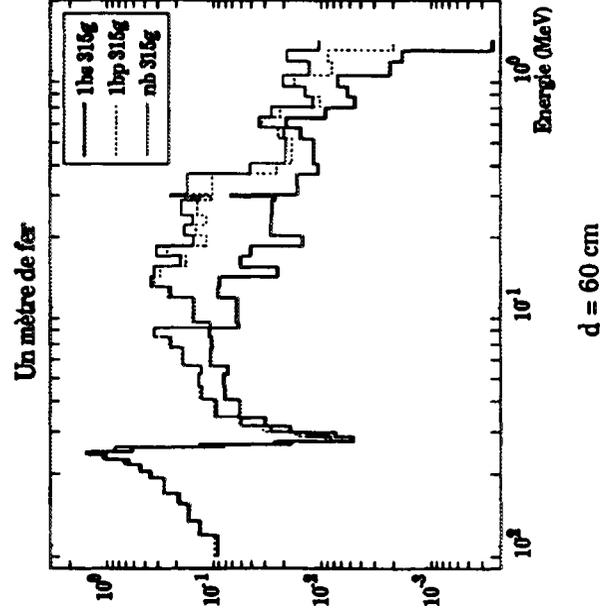
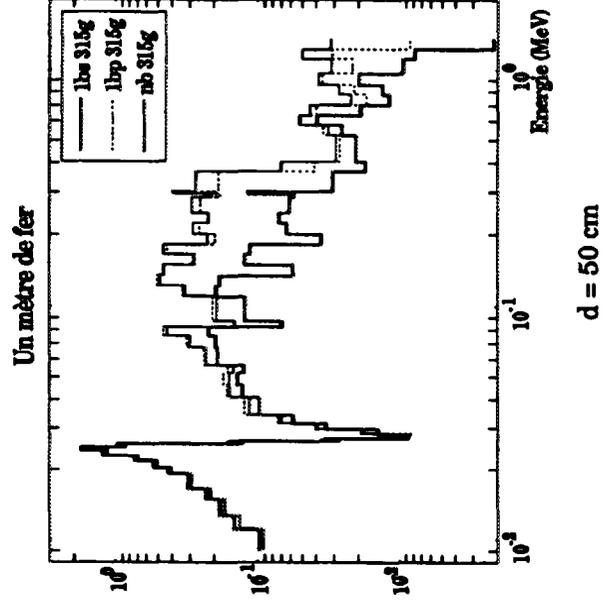
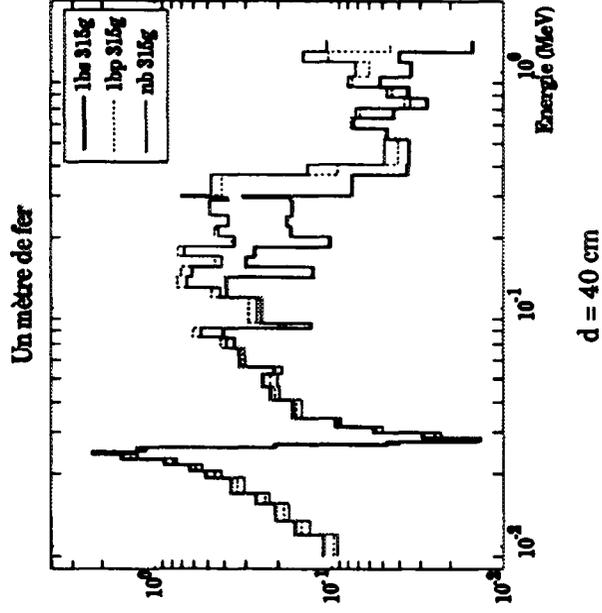
nb : tables de probabilité avec plusieurs paliers.

lbs : tables de probabilité avec un palier, les sections efficaces sont pondérées par  $1/E$ .

lbp : tables de probabilité avec un palier, les sections efficaces sont pondérées par  $1/(E \sigma_f)$ .

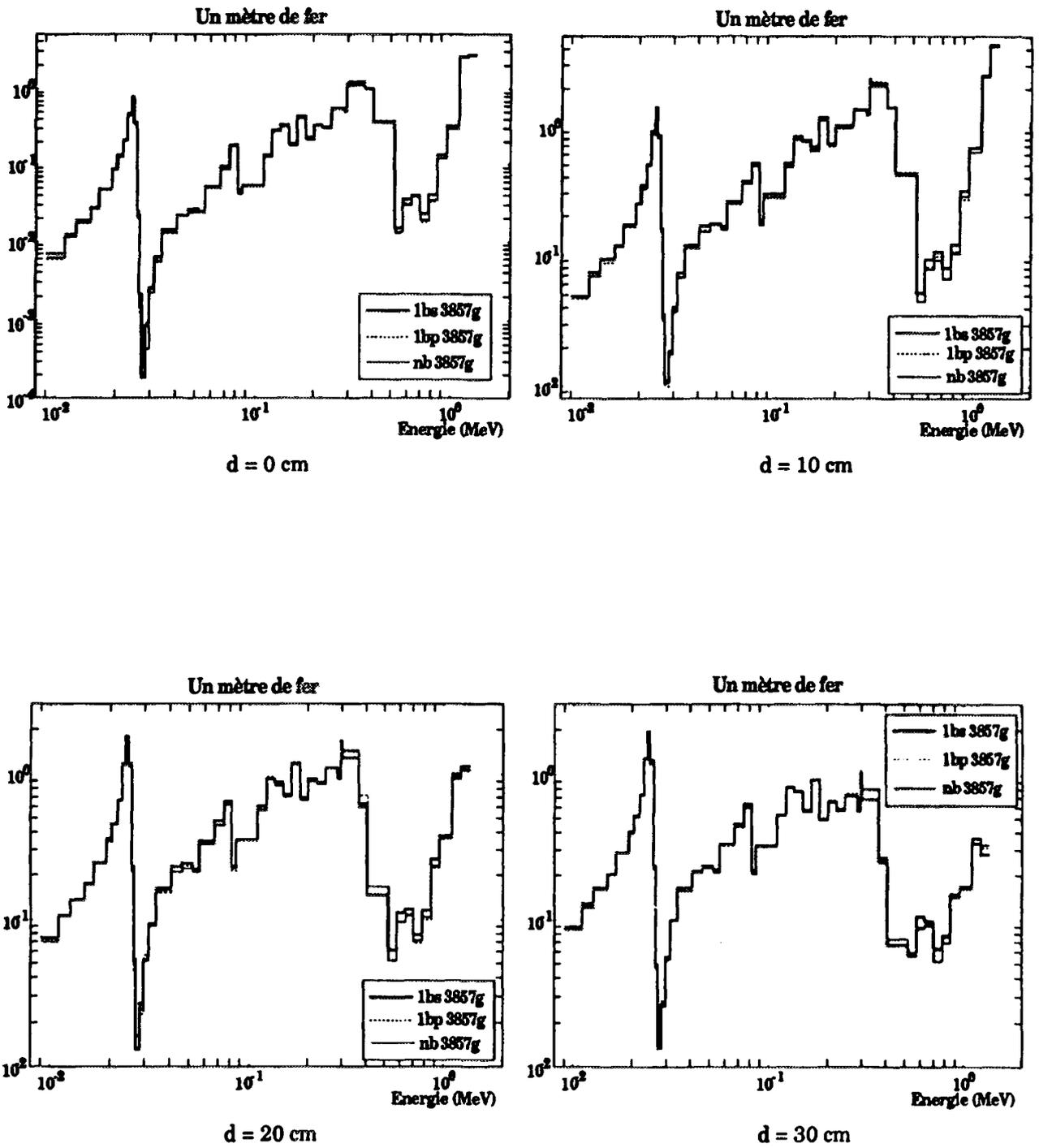
## (1) Avec le découpage à 315 groupes

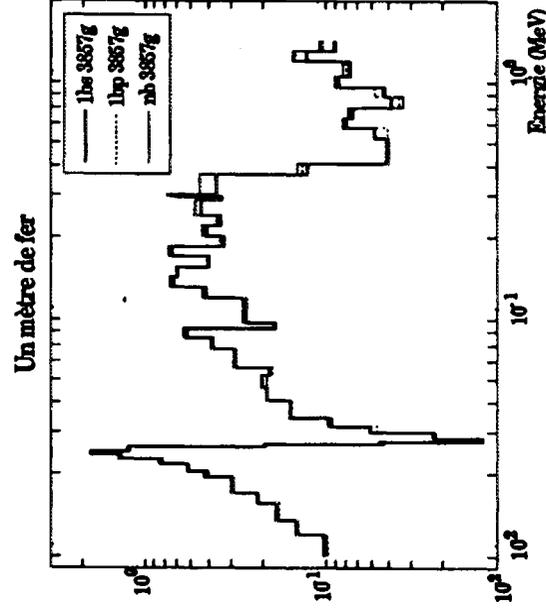




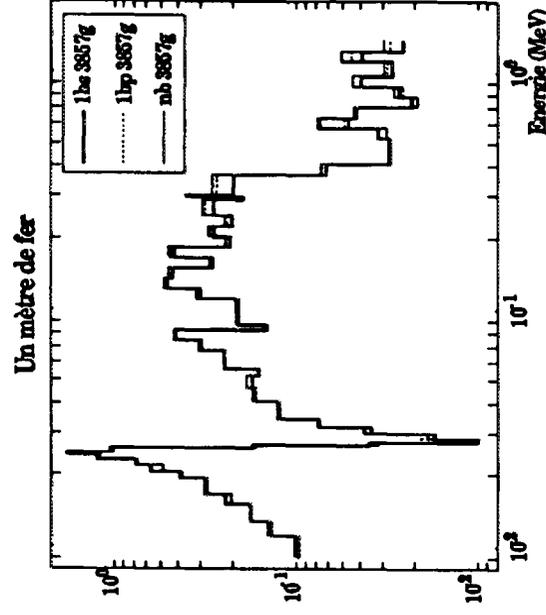


## (2) Avec le découpage à 3857 groupes

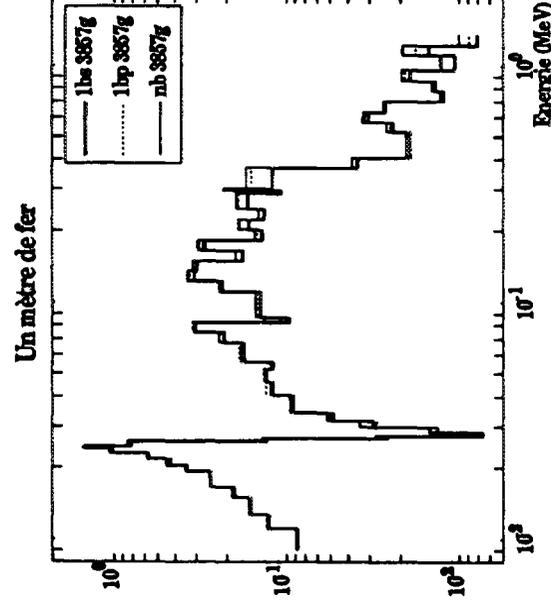




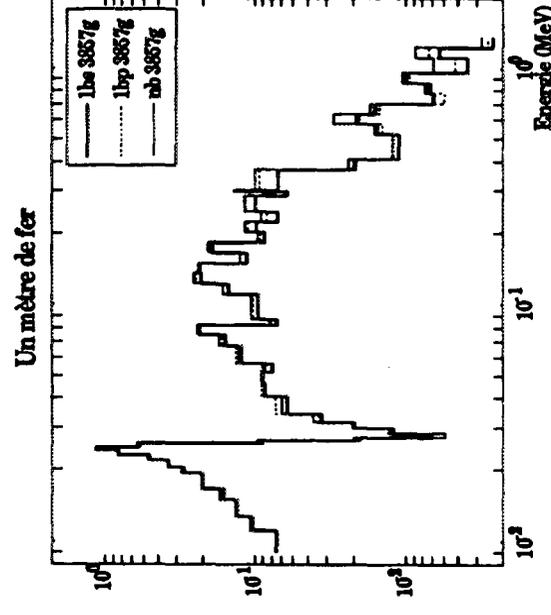
d = 40 cm



d = 50 cm

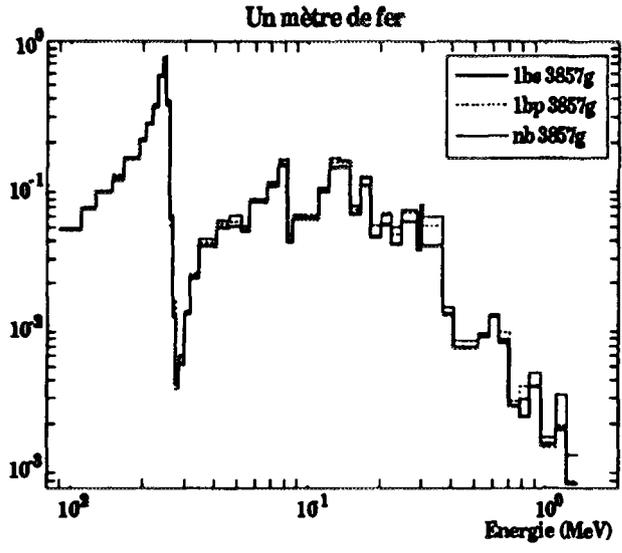


d = 60 cm

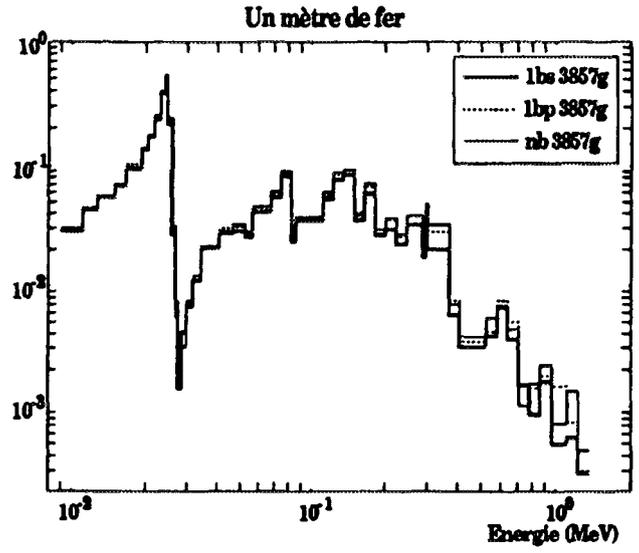


d = 70 cm

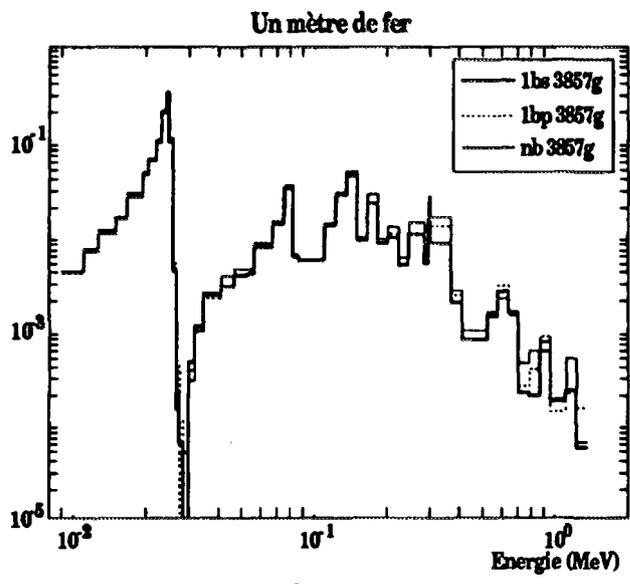
Annexes



d = 80 cm



d = 90 cm



d = 100 cm

## Annexe 3

**Comparaison des sections efficaces totales du fer traitées à 315 groupes avec deux méthodes de pondération.**

**Evaluation : ENDF/B4**

- (1). La fonction de pondération est  $1/(E \sigma_t)$  dans tout le domaine d'énergie.  
(traitée par CALENDF)
- (2). La fonction de pondération est :
- le spectre de fission pour  $E > 1,0026$  MeV ;
  - $1/(E \sigma_t)$  pour  $0,108$  eV  $< E < 1,0026$  MeV ;
  - le spectre de Maxwell pour  $E < 0,108$  eV.
- (traité par THEMIS-NJOY)

groupe	Energie(MeV)	(1)	(2)	(1)/(2)
1	0.19640E+08	0.22689E+01	0.22762E+01	0.997
2	0.17333E+08	0.23122E+01	0.23133E+01	1.000
3	0.16905E+08	0.23337E+01	0.23347E+01	1.000
4	0.16487E+08	0.23747E+01	0.23793E+01	0.998
5	0.15683E+08	0.24475E+01	0.24667E+01	0.992
6	0.14918E+08	0.25043E+01	0.25125E+01	0.997
7	0.14550E+08	0.25402E+01	0.25443E+01	0.998
8	0.14191E+08	0.25702E+01	0.25699E+01	1.000
9	0.13840E+08	0.25999E+01	0.25987E+01	1.000
10	0.13499E+08	0.26510E+01	0.26385E+01	1.005
11	0.12840E+08	0.27268E+01	0.27303E+01	0.999
12	0.12214E+08	0.28121E+01	0.28153E+01	0.999
13	0.11618E+08	0.28903E+01	0.28931E+01	0.999
14	0.11052E+08	0.29782E+01	0.29803E+01	0.999
15	0.10513E+08	0.30665E+01	0.30691E+01	0.999
16	0.10000E+08	0.31526E+01	0.31542E+01	0.999
17	0.95123E+07	0.32332E+01	0.32345E+01	1.000
18	0.90484E+07	0.32765E+01	0.32750E+01	1.000
19	0.86071E+07	0.33807E+01	0.33838E+01	0.999
20	0.81873E+07	0.34385E+01	0.34403E+01	0.999
21	0.77880E+07	0.35032E+01	0.35052E+01	0.999
22	0.74082E+07	0.35675E+01	0.35620E+01	1.002
23	0.70469E+07	0.36015E+01	0.36027E+01	1.000
24	0.67032E+07	0.36392E+01	0.36407E+01	1.000
25	0.65924E+07	0.36646E+01	0.36696E+01	0.999
26	0.63763E+07	0.36292E+01	0.36219E+01	1.002
27	0.60653E+07	0.36691E+01	0.36730E+01	0.999
28	0.57695E+07	0.36651E+01	0.36708E+01	0.998

## Annexes

29	0.54881E+07	0.37093E+01	0.37013E+01	1.002
30	0.52205E+07	0.36641E+01	0.36748E+01	0.997
31	0.49659E+07	0.37094E+01	0.37095E+01	1.000
32	0.47237E+07	0.37373E+01	0.37427E+01	0.999
33	0.44933E+07	0.36533E+01	0.36698E+01	0.996
34	0.40657E+07	0.35673E+01	0.35897E+01	0.994
35	0.36788E+07	0.33869E+01	0.34050E+01	0.995
36	0.33287E+07	0.33741E+01	0.33874E+01	0.996
37	0.31664E+07	0.34903E+01	0.35232E+01	0.991
38	0.30119E+07	0.32307E+01	0.32737E+01	0.987
39	0.28650E+07	0.33282E+01	0.33707E+01	0.987
40	0.27253E+07	0.32511E+01	0.32791E+01	0.991
41	0.25924E+07	0.37024E+01	0.37686E+01	0.982
42	0.24660E+07	0.33634E+01	0.34878E+01	0.964
43	0.23852E+07	0.28745E+01	0.29460E+01	0.976
44	0.23653E+07	0.24349E+01	0.25336E+01	0.961
45	0.23457E+07	0.33321E+01	0.33986E+01	0.980
46	0.23069E+07	0.26789E+01	0.28247E+01	0.948
47	0.22313E+07	0.30423E+01	0.31213E+01	0.975
48	0.21225E+07	0.32127E+01	0.33547E+01	0.958
49	0.20190E+07	0.30406E+01	0.32462E+01	0.937
50	0.19205E+07	0.26788E+01	0.28961E+01	0.925
51	0.18268E+07	0.24756E+01	0.26705E+01	0.927
52	0.17377E+07	0.25127E+01	0.27420E+01	0.916
53	0.16530E+07	0.27361E+01	0.29589E+01	0.925
54	0.15724E+07	0.28059E+01	0.33388E+01	0.840
55	0.14957E+07	0.28167E+01	0.31807E+01	0.886
56	0.14227E+07	0.23052E+01	0.27099E+01	0.851
57	0.13534E+07	0.25866E+01	0.30315E+01	0.853
58	0.12873E+07	0.27011E+01	0.31971E+01	0.845
59	0.12246E+07	0.18019E+01	0.23285E+01	0.774
60	0.11648E+07	0.19432E+01	0.24396E+01	0.797
61	0.11080E+07	0.21940E+01	0.26400E+01	0.831
62	0.10026E+07	0.24679E+01	0.24623E+01	1.002
63	0.96164E+06	0.15282E+01	0.15232E+01	1.003
64	0.90718E+06	0.23360E+01	0.23306E+01	1.002
65	0.86294E+06	0.21910E+01	0.21955E+01	0.998
66	0.82085E+06	0.33596E+01	0.33780E+01	0.995
67	0.78082E+06	0.35824E+01	0.36022E+01	0.994
68	0.74274E+06	0.25325E+01	0.25118E+01	1.008
69	0.70651E+06	0.18612E+01	0.18684E+01	0.996
70	0.67206E+06	0.12983E+01	0.13091E+01	0.992
71	0.63928E+06	0.13927E+01	0.14070E+01	0.990
72	0.60810E+06	0.18505E+01	0.18587E+01	0.996
73	0.57844E+06	0.23540E+01	0.23731E+01	0.992
74	0.55023E+06	0.25530E+01	0.25648E+01	0.995
75	0.52340E+06	0.26966E+01	0.27127E+01	0.994
76	0.45049E+06	0.37910E+01	0.38126E+01	0.994
77	0.40762E+06	0.48106E+01	0.47748E+01	1.008
78	0.38774E+06	0.17425E+01	0.17538E+01	0.994
79	0.36883E+06	0.16302E+01	0.16687E+01	0.977
80	0.33373E+06	0.14245E+01	0.14410E+01	0.989
81	0.30197E+06	0.13444E+01	0.13848E+01	0.971
82	0.29850E+06	0.15152E+01	0.15250E+01	0.994
83	0.29720E+06	0.17938E+01	0.17892E+01	1.003
84	0.29452E+06	0.25143E+01	0.25733E+01	0.977
85	0.28725E+06	0.22563E+01	0.22489E+01	1.003

## Annexes

86	0.27324E+06	0.18377E+01	0.18605E+01	0.988
87	0.24724E+06	0.23084E+01	0.22831E+01	1.011
88	0.23518E+06	0.34697E+01	0.35003E+01	0.991
89	0.22371E+06	0.18303E+01	0.18077E+01	1.013
90	0.21280E+06	0.37408E+01	0.37742E+01	0.991
91	0.20242E+06	0.57697E+01	0.58144E+01	0.992
92	0.19255E+06	0.22624E+01	0.22806E+01	0.992
93	0.18316E+06	0.17776E+01	0.18104E+01	0.982
94	0.17422E+06	0.15374E+01	0.15239E+01	1.009
95	0.16573E+06	0.22707E+01	0.23004E+01	0.987
96	0.15764E+06	0.36110E+01	0.36158E+01	0.999
97	0.14996E+06	0.66187E+01	0.66192E+01	1.000
98	0.14264E+06	0.10076E+01	0.10089E+01	0.999
99	0.13569E+06	0.23521E+01	0.22869E+01	1.029
100	0.12907E+06	0.12933E+01	0.13106E+01	0.987
101	0.12277E+06	0.22967E+01	0.23324E+01	0.985
102	0.11679E+06	0.28494E+01	0.28883E+01	0.987
103	0.11109E+06	0.35460E+01	0.35630E+01	0.995
104	0.98037E+05	0.50771E+01	0.51343E+01	0.989
105	0.86517E+05	0.90903E+01	0.88612E+01	1.026
106	0.82500E+05	0.76772E+00	0.84032E+00	0.914
107	0.82297E+05	0.97260E+00	0.98780E+00	0.985
108	0.79500E+05	0.41929E+01	0.41935E+01	1.000
109	0.74990E+05	0.39266E+01	0.39386E+01	0.997
110	0.72000E+05	0.22184E+01	0.22128E+01	1.003
111	0.67379E+05	0.29907E+01	0.30055E+01	0.995
112	0.61725E+05	0.41829E+01	0.42001E+01	0.996
113	0.56562E+05	0.47496E+01	0.47778E+01	0.994
114	0.55166E+05	0.56973E+01	0.57691E+01	0.988
115	0.52475E+05	0.53111E+01	0.53781E+01	0.988
116	0.49392E+05	0.45879E+01	0.46111E+01	0.995
117	0.46309E+05	0.49595E+01	0.49976E+01	0.992
118	0.43589E+05	0.54463E+01	0.54823E+01	0.993
119	0.40868E+05	0.63749E+01	0.64172E+01	0.993
120	0.36979E+05	0.80821E+01	0.81476E+01	0.992
121	0.34307E+05	0.11242E+02	0.11359E+02	0.990
122	0.31828E+05	0.14721E+02	0.14918E+02	0.987
123	0.31620E+05	0.17203E+02	0.17447E+02	0.986
124	0.30730E+05	0.23871E+02	0.24248E+02	0.984
125	0.29850E+05	0.37538E+02	0.38210E+02	0.982
126	0.29010E+05	0.60645E+02	0.61804E+02	0.981
127	0.28500E+05	0.81202E+02	0.82846E+02	0.980
128	0.28180E+05	0.73007E+02	0.74447E+02	0.981
129	0.27380E+05	0.34359E+02	0.35311E+02	0.973
130	0.27000E+05	0.17345E+02	0.17975E+02	0.965
131	0.26610E+05	0.66046E+01	0.69199E+01	0.954
132	0.26058E+05	0.29202E+01	0.31203E+01	0.936
133	0.25850E+05	0.10521E+01	0.11669E+01	0.902
134	0.25120E+05	0.50295E+00	0.57305E+00	0.878
135	0.24788E+05	0.39192E+00	0.43977E+00	0.891
136	0.24410E+05	0.39493E+00	0.42798E+00	0.923
137	0.24176E+05	0.47204E+00	0.49208E+00	0.959
138	0.23579E+05	0.61919E+00	0.62580E+00	0.989
139	0.23040E+05	0.78839E+00	0.78714E+00	1.002
140	0.22390E+05	0.91174E+00	0.90439E+00	1.008
141	0.21875E+05	0.10463E+01	0.10427E+01	1.003
142	0.21130E+05	0.11576E+01	0.11466E+01	1.010

## Annexes

143	0.20540E+05	0.12758E+01	0.12632E+01	1.010
144	0.19950E+05	0.14098E+01	0.14008E+01	1.006
145	0.19305E+05	0.16697E+01	0.16626E+01	1.004
146	0.17780E+05	0.20132E+01	0.20067E+01	1.003
147	0.16616E+05	0.22710E+01	0.22661E+01	1.002
148	0.15850E+05	0.24899E+01	0.24810E+01	1.004
149	0.15034E+05	0.27992E+01	0.27847E+01	1.005
150	0.13832E+05	0.31583E+01	0.31448E+01	1.004
151	0.12726E+05	0.35746E+01	0.35603E+01	1.004
152	0.11709E+05	0.40049E+01	0.39897E+01	1.004
153	0.11138E+05	0.46216E+01	0.46085E+01	1.003
154	0.10078E+05	0.62021E+01	0.61840E+01	1.003
155	0.91188E+04	0.10841E+02	0.10813E+02	1.003
156	0.82510E+04	0.21278E+02	0.21160E+02	1.006
157	0.74659E+04	0.13463E+02	0.13428E+02	1.003
158	0.71017E+04	0.93482E+01	0.93320E+01	1.002
159	0.62673E+04	0.76406E+01	0.76196E+01	1.003
160	0.55308E+04	0.55919E+01	0.55868E+01	1.001
161	0.50045E+04	0.55983E+01	0.55917E+01	1.001
162	0.46429E+04	0.58167E+01	0.58109E+01	1.001
163	0.43074E+04	0.69330E+01	0.69241E+01	1.001
164	0.39810E+04	0.73849E+01	0.73786E+01	1.001
165	0.37074E+04	0.62628E+01	0.62583E+01	1.001
166	0.35480E+04	0.62913E+01	0.62862E+01	1.001
167	0.33546E+04	0.64197E+01	0.64160E+01	1.001
168	0.31620E+04	0.65521E+01	0.65471E+01	1.001
169	0.30354E+04	0.67133E+01	0.67080E+01	1.001
170	0.28180E+04	0.68563E+01	0.68506E+01	1.001
171	0.27465E+04	0.69387E+01	0.69338E+01	1.001
172	0.26610E+04	0.70110E+01	0.70066E+01	1.001
173	0.26126E+04	0.71098E+01	0.71043E+01	1.001
174	0.24852E+04	0.72502E+01	0.72447E+01	1.001
175	0.23710E+04	0.73995E+01	0.73936E+01	1.001
176	0.22487E+04	0.75598E+01	0.75585E+01	1.000
177	0.21130E+04	0.77024E+01	0.77010E+01	1.000
178	0.20347E+04	0.79312E+01	0.79282E+01	1.000
179	0.17956E+04	0.82738E+01	0.82832E+01	0.999
180	0.15846E+04	0.85090E+01	0.85047E+01	1.001
181	0.15073E+04	0.87036E+01	0.87010E+01	1.000
182	0.13639E+04	0.89557E+01	0.89518E+01	1.000
183	0.12341E+04	0.97614E+01	0.97607E+01	1.000
184	0.11167E+04	0.92146E+01	0.92231E+01	0.999
185	0.10104E+04	0.89690E+01	0.90161E+01	0.995
186	0.96112E+03	0.93298E+01	0.93206E+01	1.001
187	0.84820E+03	0.96295E+01	0.96301E+01	1.000
188	0.74852E+03	0.98319E+01	0.98322E+01	1.000
189	0.70790E+03	0.99299E+01	0.99296E+01	1.000
190	0.67729E+03	0.10031E+02	0.10032E+02	1.000
191	0.63100E+03	0.10163E+02	0.10165E+02	1.000
192	0.58295E+03	0.10344E+02	0.10344E+02	1.000
193	0.51446E+03	0.10525E+02	0.10530E+02	1.000
194	0.45400E+03	0.10693E+02	0.10699E+02	0.999
195	0.39810E+03	0.10832E+02	0.10836E+02	1.000
196	0.35358E+03	0.10963E+02	0.10967E+02	1.000
197	0.30432E+03	0.11075E+02	0.11078E+02	1.000
198	0.27536E+03	0.11153E+02	0.11157E+02	1.000
199	0.24301E+03	0.11226E+02	0.11227E+02	1.000

## Annexes

200	0.21445E+03	0.11262E+02	0.11263E+02	1.000
201	0.20399E+03	0.11300E+02	0.11303E+02	1.000
202	0.17780E+03	0.11344E+02	0.11345E+02	1.000
203	0.16702E+03	0.11368E+02	0.11368E+02	1.000
204	0.15850E+03	0.11389E+02	0.11390E+02	1.000
205	0.13674E+03	0.11408E+02	0.11408E+02	1.000
206	0.13007E+03	0.11424E+02	0.11423E+02	1.000
207	0.11220E+03	0.11434E+02	0.11433E+02	1.000
208	0.10130E+03	0.11439E+02	0.11438E+02	1.000
209	0.91661E+02	0.11443E+02	0.11442E+02	1.000
210	0.85277E+02	0.11445E+02	0.11445E+02	1.000
211	0.78893E+02	0.11447E+02	0.11447E+02	1.000
212	0.70790E+02	0.11449E+02	0.11449E+02	1.000
213	0.67904E+02	0.11450E+02	0.11450E+02	1.000
214	0.63100E+02	0.11452E+02	0.11452E+02	1.000
215	0.61442E+02	0.11453E+02	0.11453E+02	1.000
216	0.55595E+02	0.11456E+02	0.11456E+02	1.000
217	0.50120E+02	0.11458E+02	0.11458E+02	1.000
218	0.47851E+02	0.11460E+02	0.11460E+02	1.000
219	0.45517E+02	0.11462E+02	0.11463E+02	1.000
220	0.39810E+02	0.11466E+02	0.11466E+02	1.000
221	0.37267E+02	0.11468E+02	0.11469E+02	1.000
222	0.33889E+02	0.11472E+02	0.11472E+02	1.000
223	0.30511E+02	0.11475E+02	0.11475E+02	1.000
224	0.29203E+02	0.11476E+02	0.11477E+02	1.000
225	0.27918E+02	0.11479E+02	0.11479E+02	1.000
226	0.24980E+02	0.11484E+02	0.11484E+02	1.000
227	0.22603E+02	0.11488E+02	0.11488E+02	1.000
228	0.20452E+02	0.11492E+02	0.11492E+02	1.000
229	0.19028E+02	0.11495E+02	0.11495E+02	1.000
230	0.17603E+02	0.11498E+02	0.11499E+02	1.000
231	0.16745E+02	0.11502E+02	0.11502E+02	1.000
232	0.15227E+02	0.11507E+02	0.11508E+02	1.000
233	0.13710E+02	0.11512E+02	0.11513E+02	1.000
234	0.12590E+02	0.11518E+02	0.11519E+02	1.000
235	0.11224E+02	0.11523E+02	0.11524E+02	1.000
236	0.10677E+02	0.11527E+02	0.11527E+02	1.000
237	0.10000E+02	0.11532E+02	0.11532E+02	1.000
238	0.91898E+01	0.11535E+02	0.11536E+02	1.000
239	0.89130E+01	0.11539E+02	0.11540E+02	1.000
240	0.83153E+01	0.11543E+02	0.11544E+02	1.000
241	0.79430E+01	0.11546E+02	0.11547E+02	1.000
242	0.75240E+01	0.11551E+02	0.11552E+02	1.000
243	0.70790E+01	0.11557E+02	0.11557E+02	1.000
244	0.64760E+01	0.11562E+02	0.11563E+02	1.000
245	0.61601E+01	0.11568E+02	0.11569E+02	1.000
246	0.56230E+01	0.11577E+02	0.11577E+02	1.000
247	0.50435E+01	0.11585E+02	0.11586E+02	1.000
248	0.46700E+01	0.11591E+02	0.11592E+02	1.000
249	0.44700E+01	0.11596E+02	0.11597E+02	1.000
250	0.41292E+01	0.11602E+02	0.11604E+02	1.000
251	0.39279E+01	0.11613E+02	0.11615E+02	1.000
252	0.33807E+01	0.11627E+02	0.11628E+02	1.000
253	0.30590E+01	0.11639E+02	0.11641E+02	1.000
254	0.27679E+01	0.11655E+02	0.11656E+02	1.000
255	0.23724E+01	0.11665E+02	0.11667E+02	1.000
256	0.23600E+01	0.11672E+02	0.11674E+02	1.000

## Annexes

257	0.21300E+01	0.11683E+02	0.11685E+02	1.000
258	0.20200E+01	0.11690E+02	0.11692E+02	1.000
259	0.19300E+01	0.11697E+02	0.11698E+02	1.000
260	0.18554E+01	0.11700E+02	0.11702E+02	1.000
261	0.18400E+01	0.11704E+02	0.11706E+02	1.000
262	0.17550E+01	0.11711E+02	0.11714E+02	1.000
263	0.16700E+01	0.11719E+02	0.11722E+02	1.000
264	0.15900E+01	0.11727E+02	0.11730E+02	1.000
265	0.15100E+01	0.11736E+02	0.11739E+02	1.000
266	0.14450E+01	0.11740E+02	0.11743E+02	1.000
267	0.14400E+01	0.11744E+02	0.11748E+02	1.000
268	0.13700E+01	0.11753E+02	0.11756E+02	1.000
269	0.13050E+01	0.11762E+02	0.11764E+02	1.000
270	0.12350E+01	0.11772E+02	0.11775E+02	1.000
271	0.11700E+01	0.11780E+02	0.11783E+02	1.000
272	0.11254E+01	0.11786E+02	0.11788E+02	1.000
273	0.11100E+01	0.11789E+02	0.11791E+02	1.000
274	0.10900E+01	0.11791E+02	0.11794E+02	1.000
275	0.10800E+01	0.11793E+02	0.11796E+02	1.000
276	0.10700E+01	0.11798E+02	0.11800E+02	1.000
277	0.10350E+01	0.11804E+02	0.11806E+02	1.000
278	0.10100E+01	0.11809E+02	0.11811E+02	1.000
279	0.98601E+00	0.11817E+02	0.11821E+02	1.000
280	0.93001E+00	0.11829E+02	0.11834E+02	1.000
281	0.87642E+00	0.11837E+02	0.11842E+02	1.000
282	0.86001E+00	0.11849E+02	0.11853E+02	1.000
283	0.79001E+00	0.11872E+02	0.11878E+02	0.999
284	0.70500E+00	0.11890E+02	0.11895E+02	1.000
285	0.68256E+00	0.11906E+02	0.11909E+02	1.000
286	0.62501E+00	0.11936E+02	0.11940E+02	1.000
287	0.54001E+00	0.11957E+02	0.11963E+02	0.999
288	0.53158E+00	0.11973E+02	0.11978E+02	1.000
289	0.48501E+00	0.12004E+02	0.12010E+02	0.999
290	0.43300E+00	0.12028E+02	0.12034E+02	1.000
291	0.41399E+00	0.12043E+02	0.12051E+02	0.999
292	0.39101E+00	0.12070E+02	0.12080E+02	0.999
293	0.35200E+00	0.12109E+02	0.12116E+02	0.999
294	0.31450E+00	0.12150E+02	0.12157E+02	0.999
295	0.28250E+00	0.12196E+02	0.12204E+02	0.999
296	0.24800E+00	0.12248E+02	0.12258E+02	0.999
297	0.22000E+00	0.12308E+02	0.12321E+02	0.999
298	0.18900E+00	0.12384E+02	0.12395E+02	0.999
299	0.16000E+00	0.12472E+02	0.12486E+02	0.999
300	0.13400E+00	0.12565E+02	0.12582E+02	0.999
301	0.11500E+00	0.12655E+02	0.12674E+02	0.998
302	0.10000E+00	0.12715E+02	0.12738E+02	0.998
303	0.95000E-01	0.12808E+02	0.12833E+02	0.998
304	0.77001E-01	0.12988E+02	0.13016E+02	0.998
305	0.59001E-01	0.13240E+02	0.13275E+02	0.997
306	0.43000E-01	0.13565E+02	0.13583E+02	0.999
307	0.32380E-01	0.13787E+02	0.13760E+02	1.002
308	0.32000E-01	0.13845E+02	0.13805E+02	1.003
309	0.30000E-01	0.14136E+02	0.14104E+02	1.002
310	0.20000E-01	0.14587E+02	0.14648E+02	0.996
311	0.15000E-01	0.15371E+02	0.15278E+02	1.006
312	0.10000E-01	0.16477E+02	0.16400E+02	1.005
313	0.55001E-02	0.18421E+02	0.18297E+02	1.007

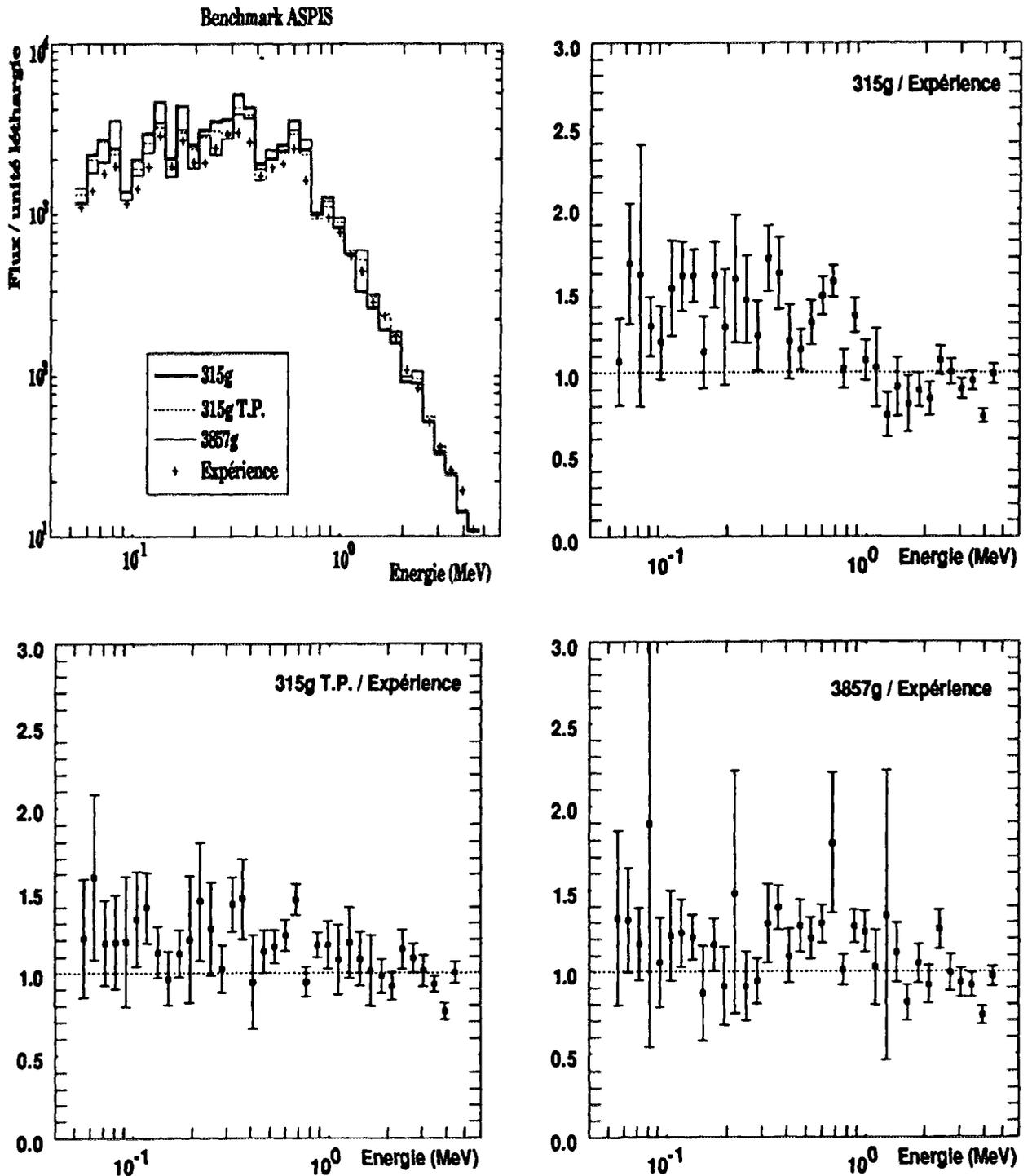
*Annexes*

314	0.30000E-02	0.31873E+02	0.23076E+02	1.381
315	0.11000E-03	0.11299E+03	0.86474E+02	1.307
316	0.10000E-05			

## Annexe 4

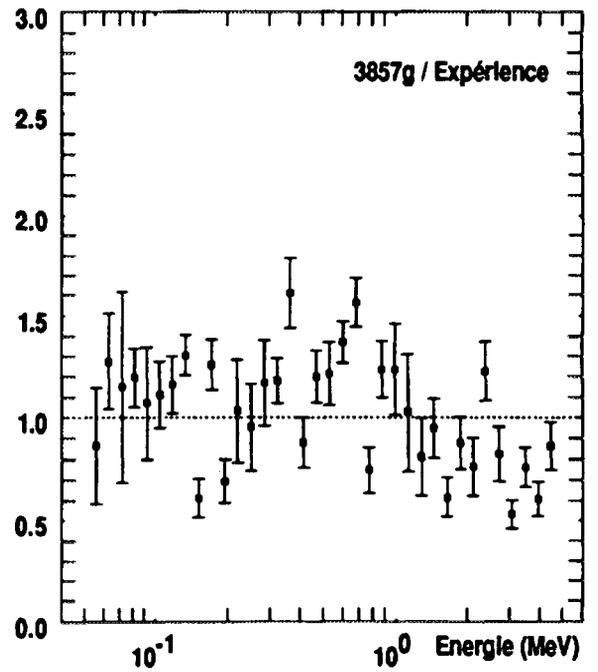
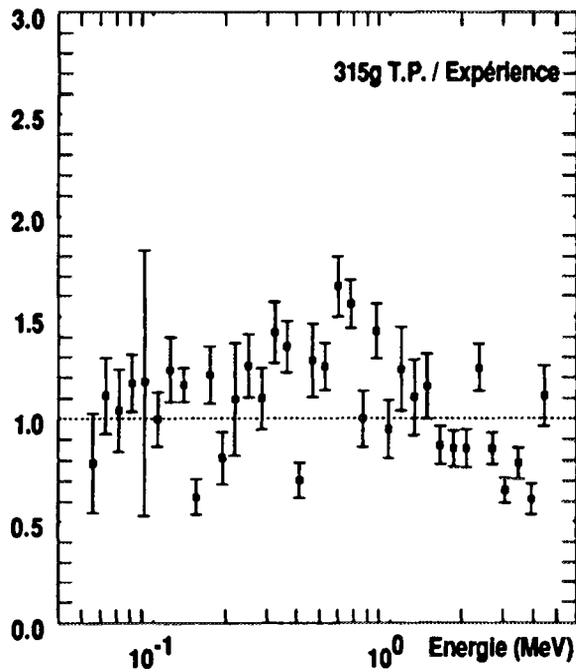
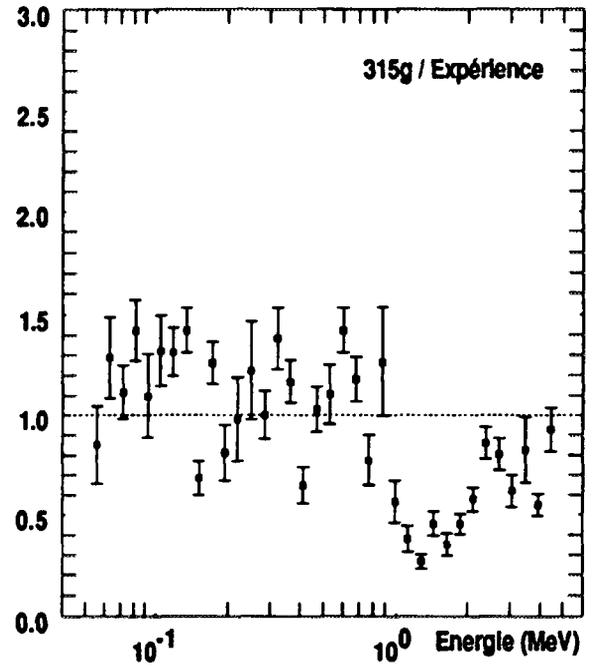
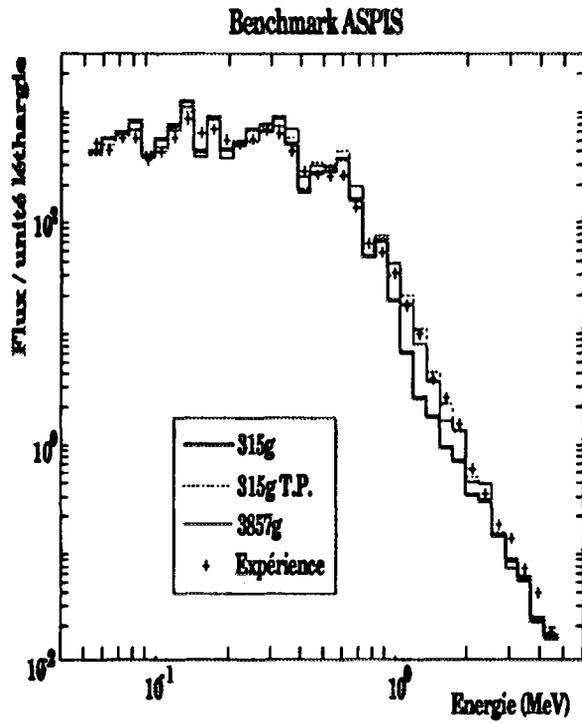
## Spectres des neutrons du benchmark ASPIS

ENDF/B4



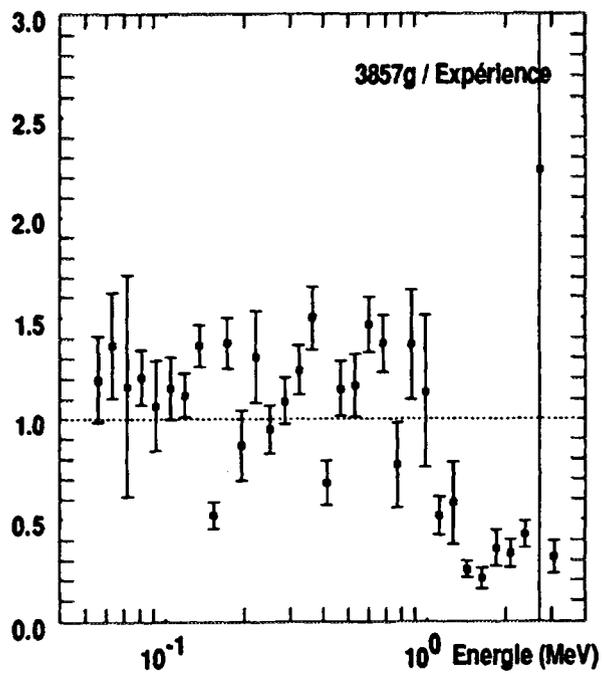
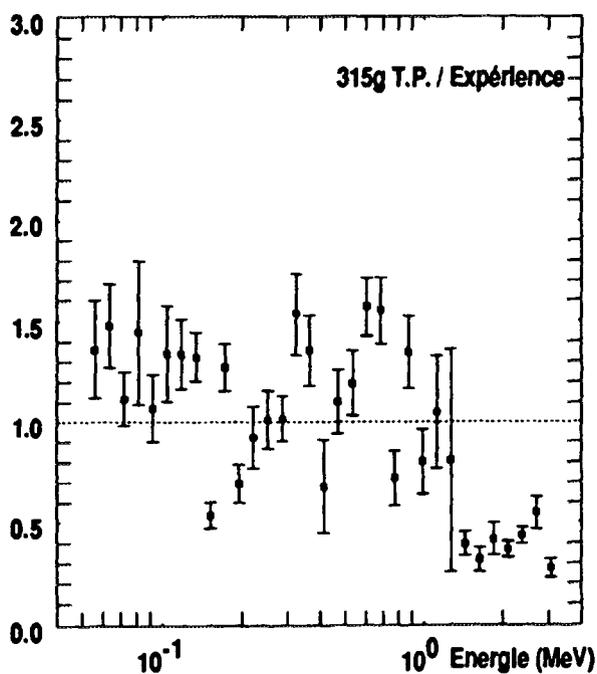
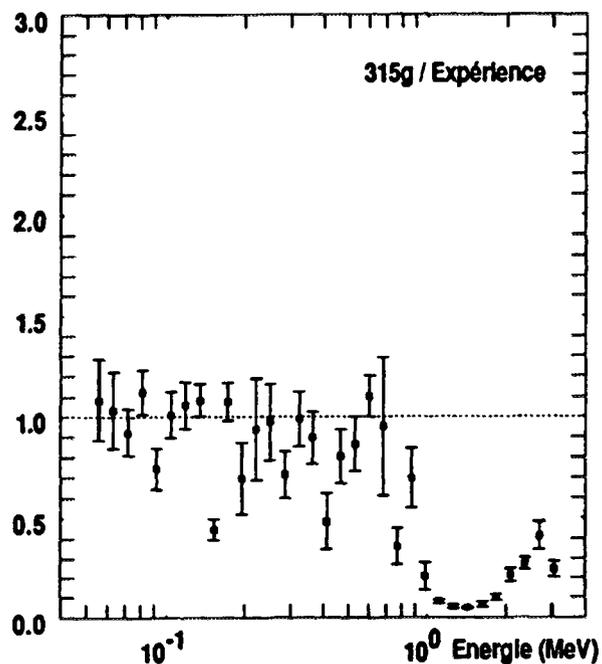
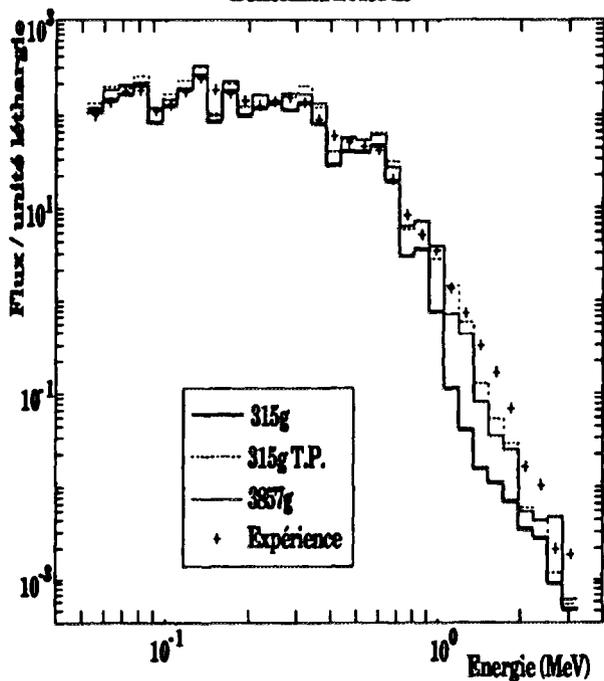
d=22,86 cm

## Annexes



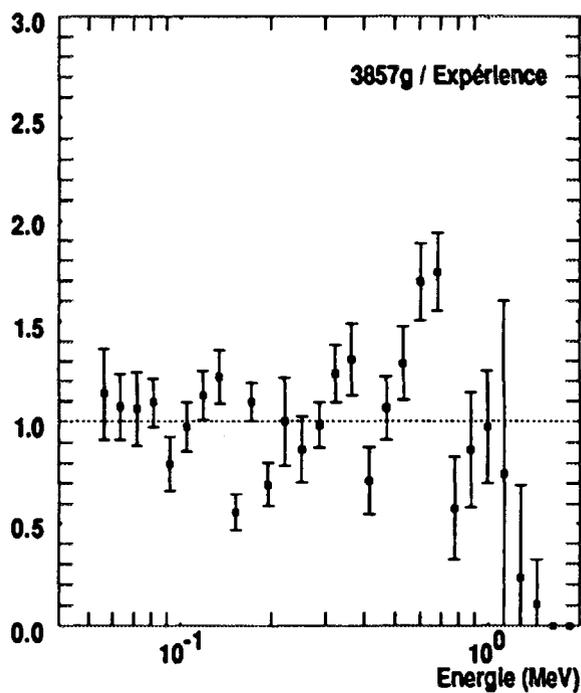
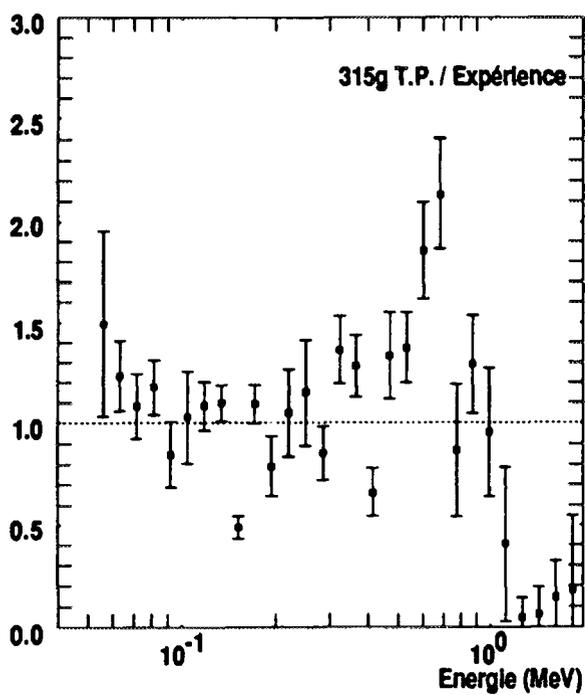
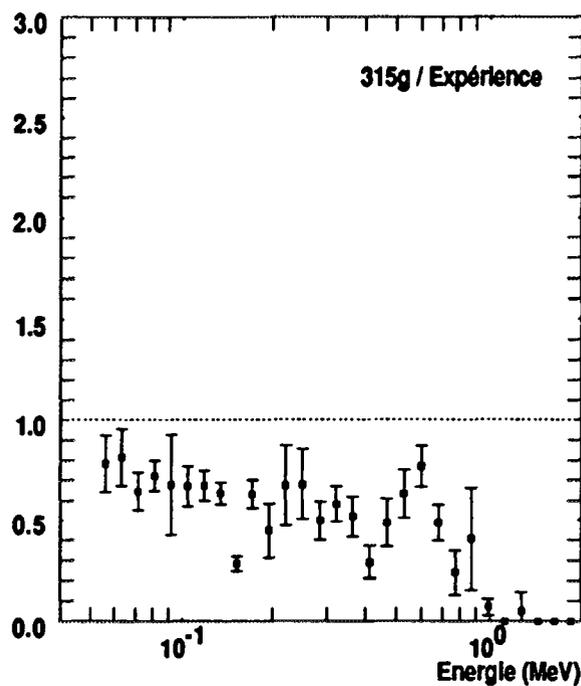
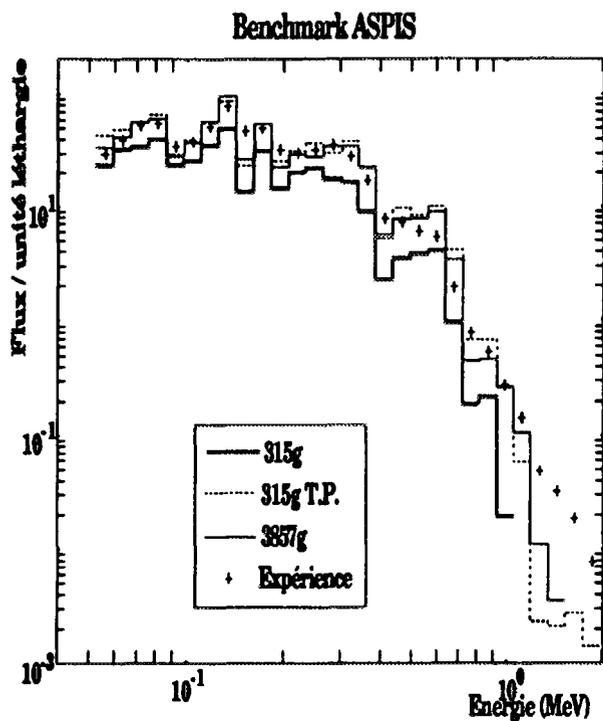
$d = 57,15 \text{ cm}$

Benchmark ASPIS



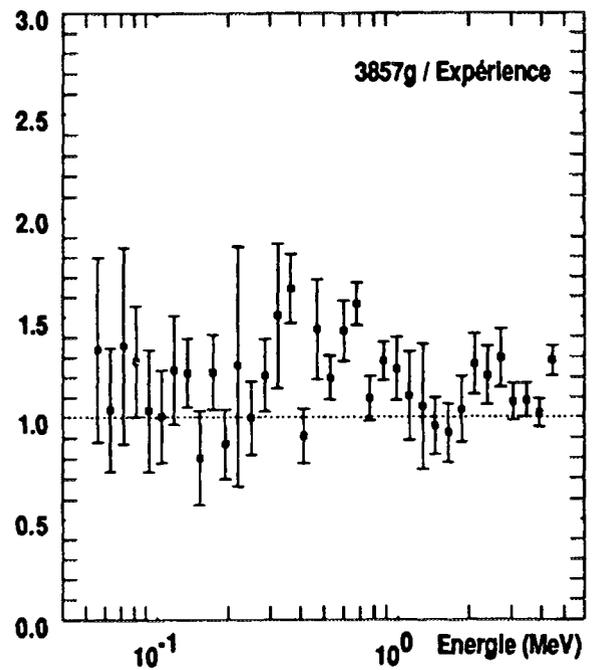
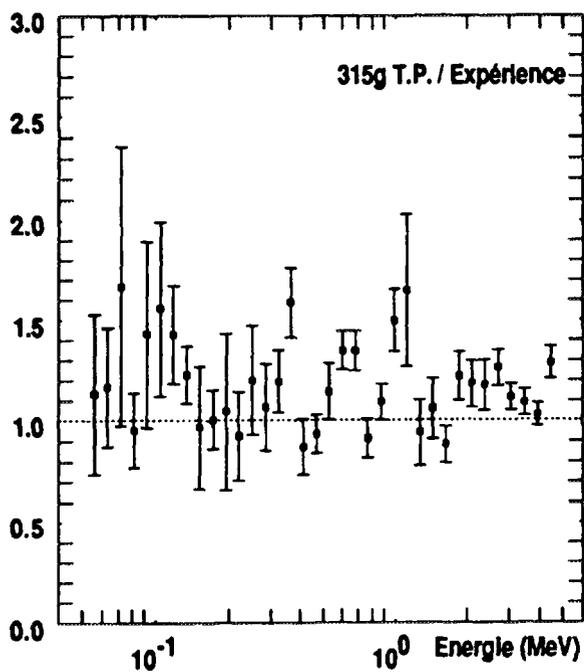
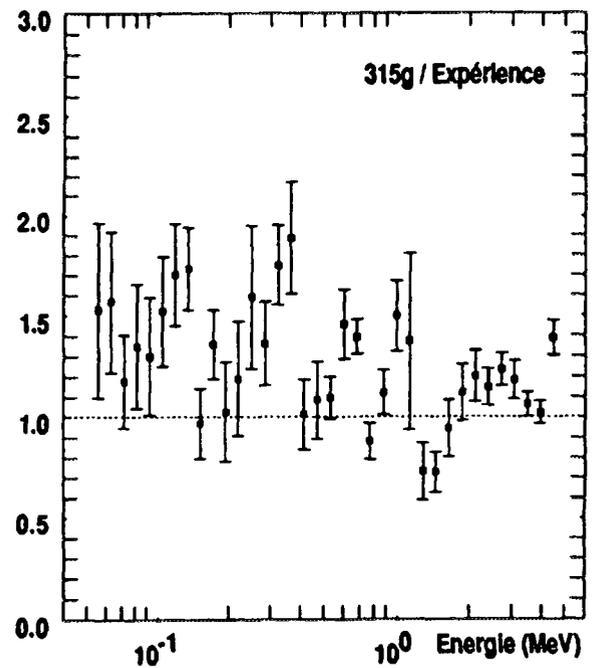
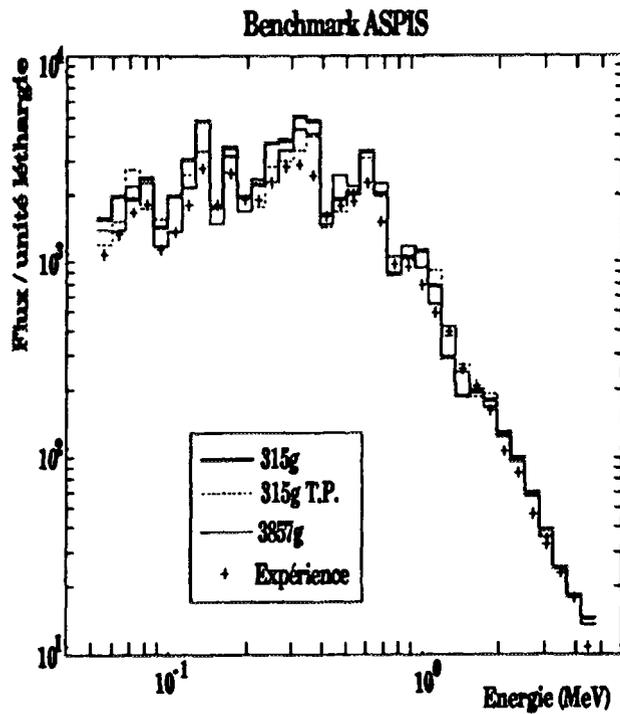
d=85,73 cm

## Annexes

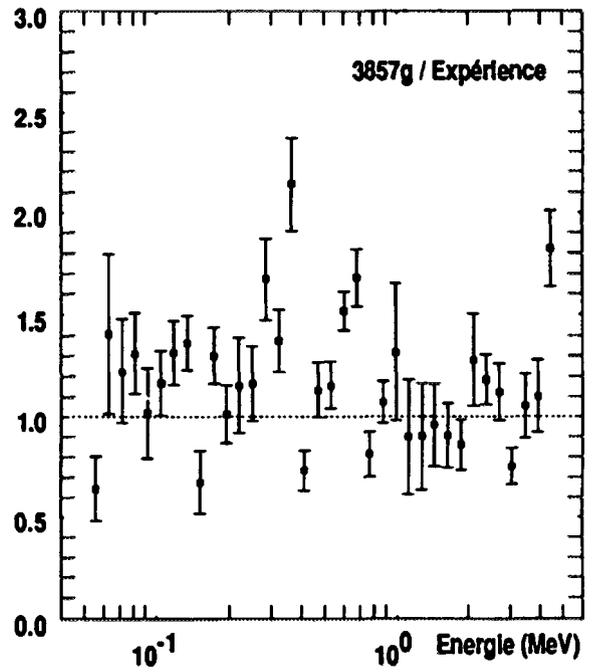
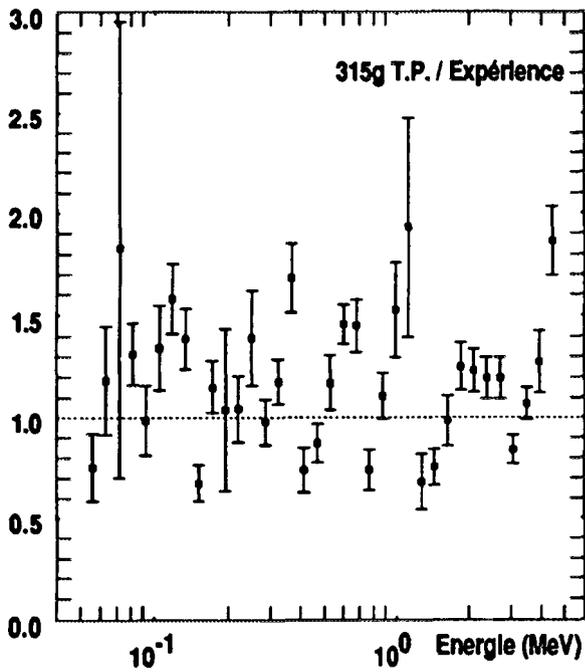
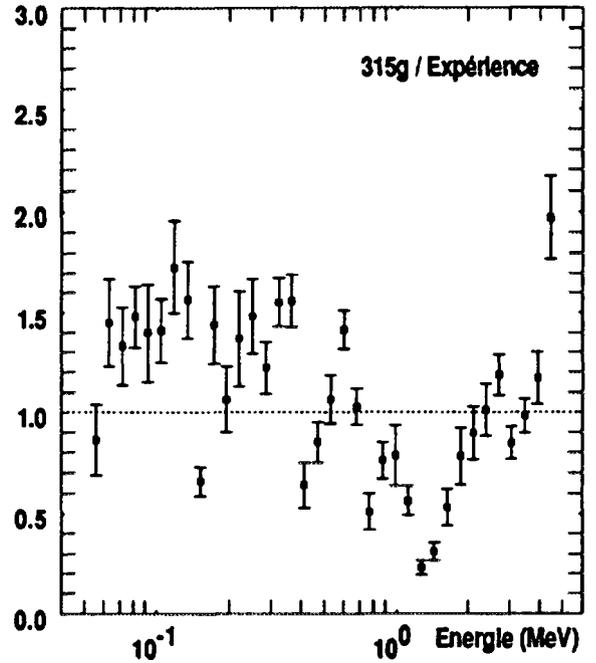
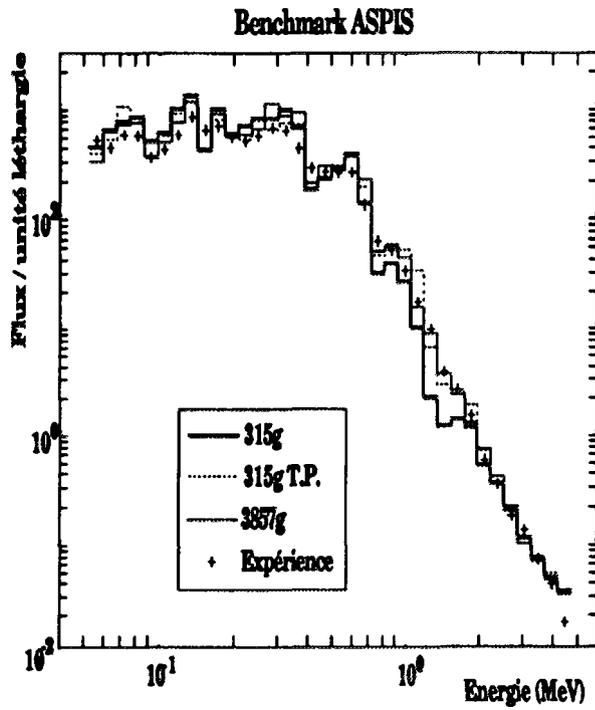


$d = 114,30 \text{ cm}$

## ENDF/B6

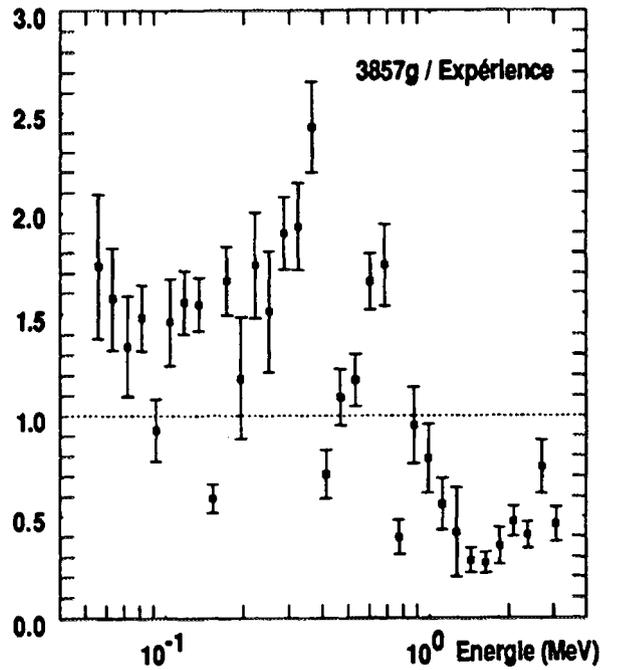
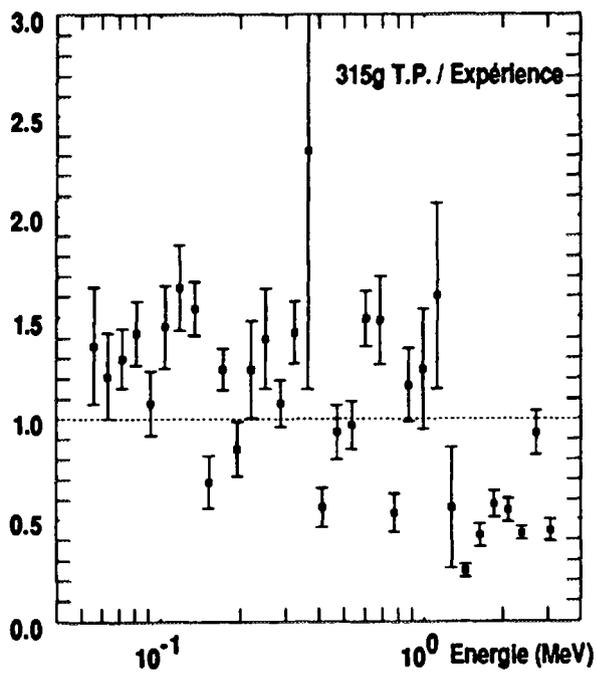
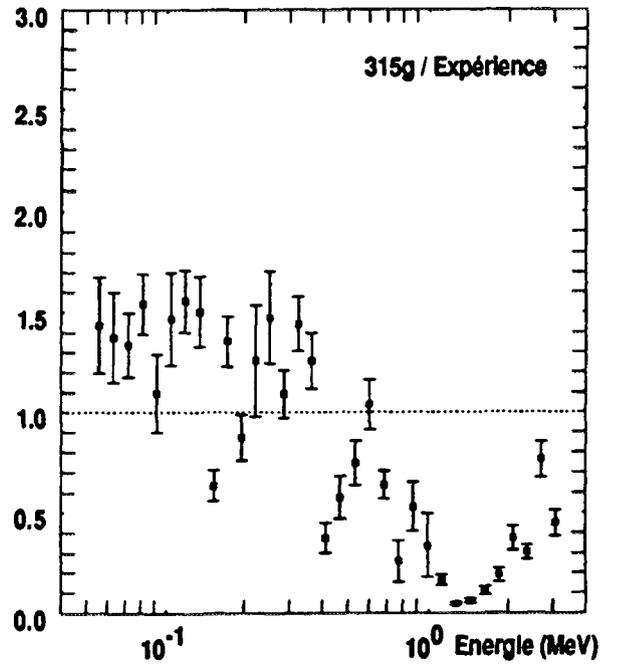
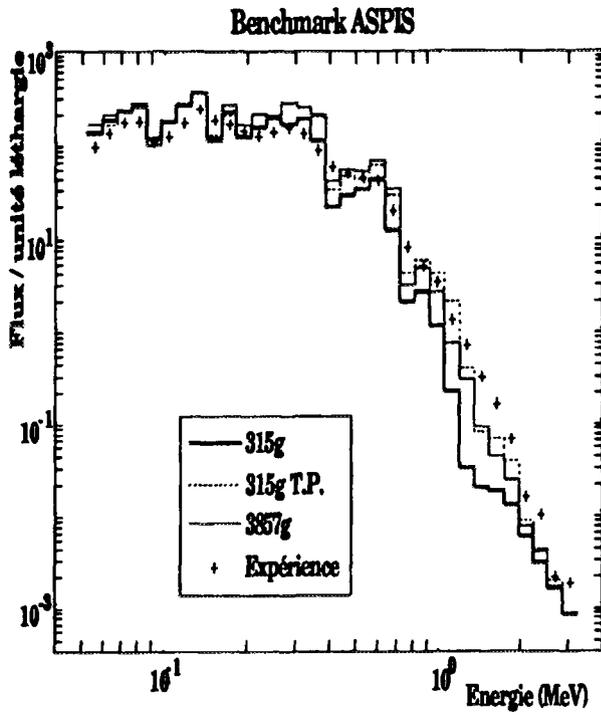


$d = 22,86 \text{ cm}$



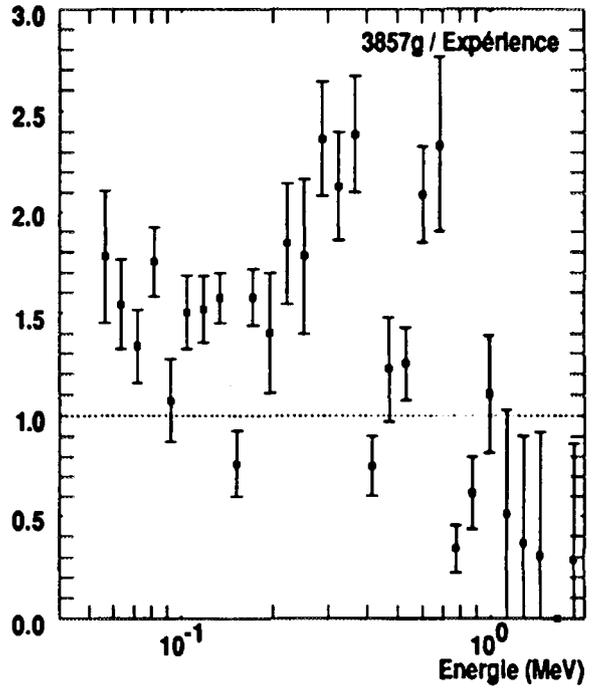
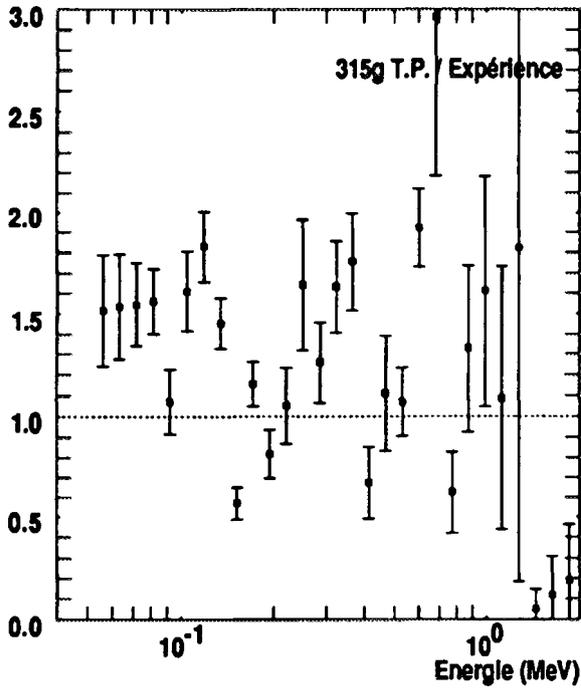
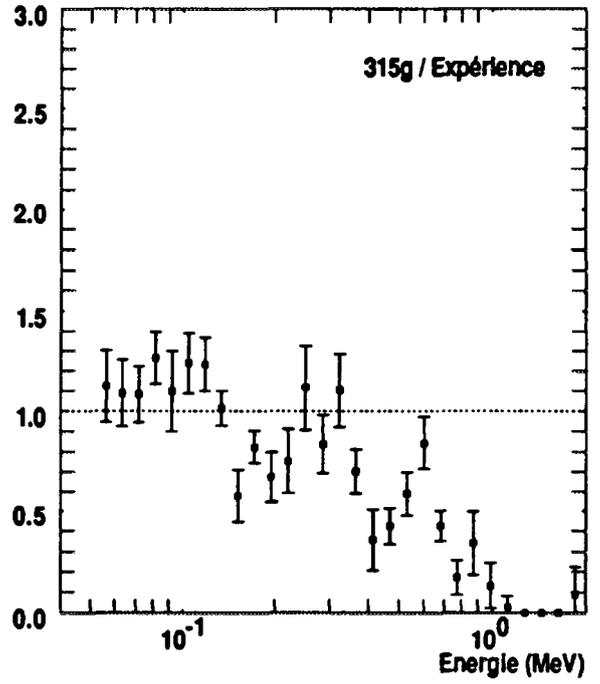
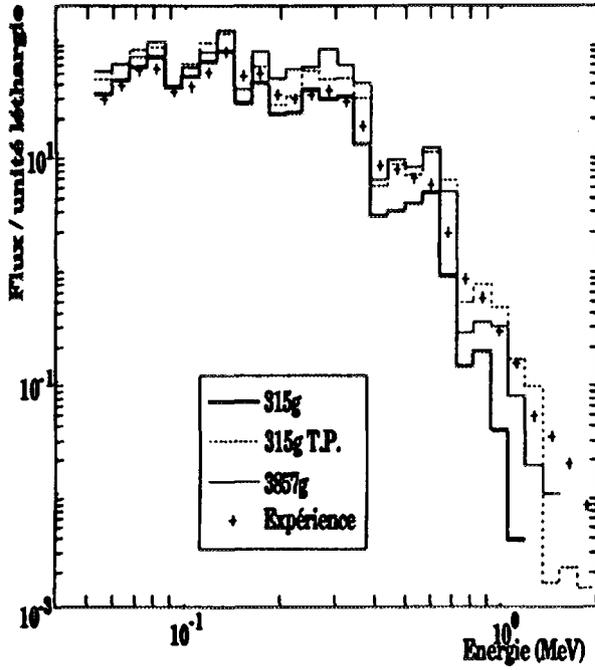
d = 57,15 cm

Annexes



d = 85,73 cm

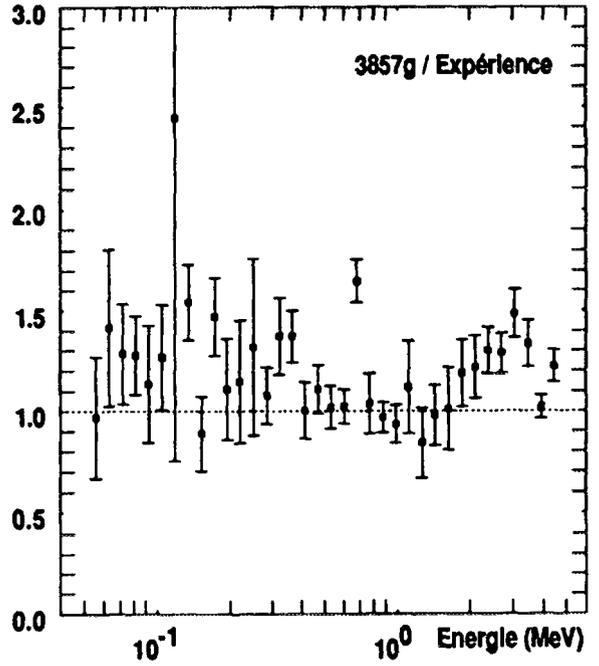
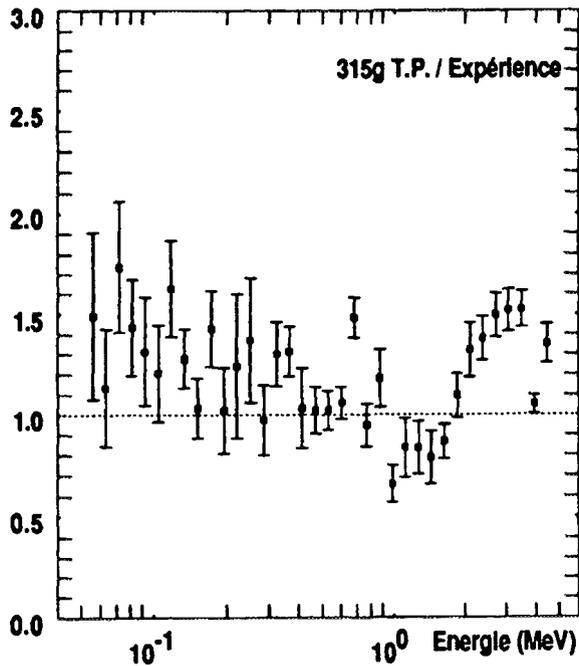
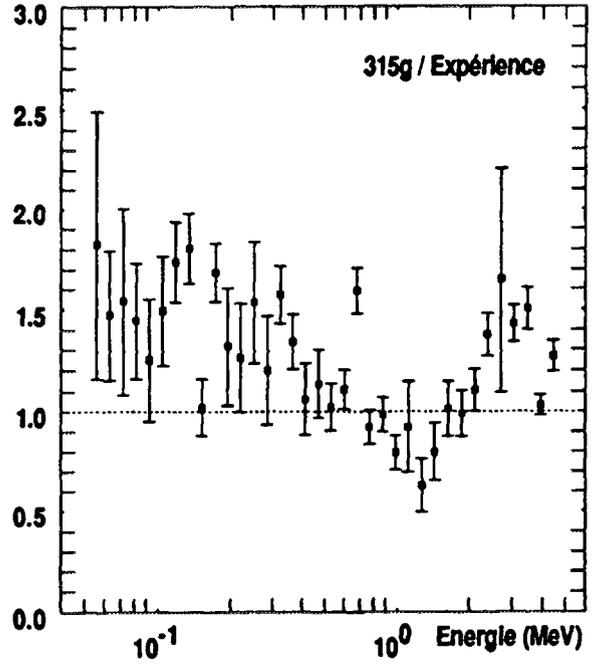
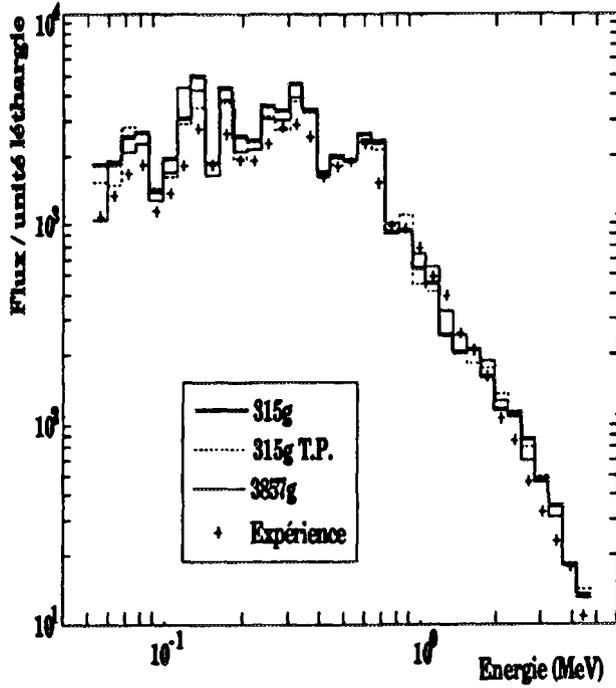
Benchmark ASPIS



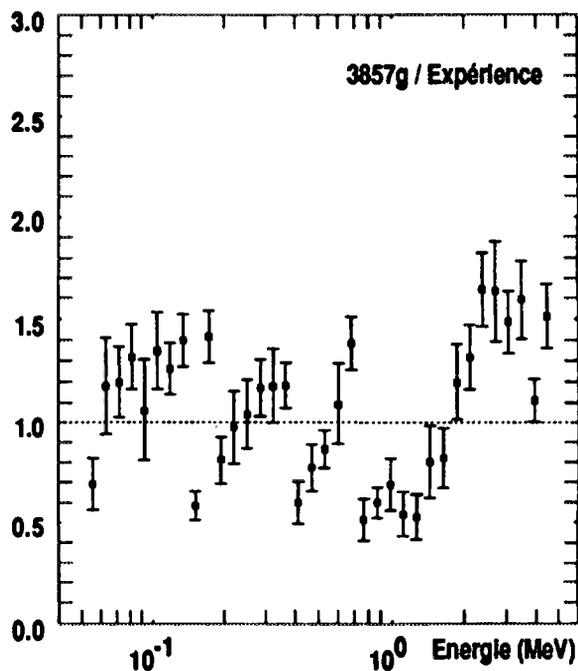
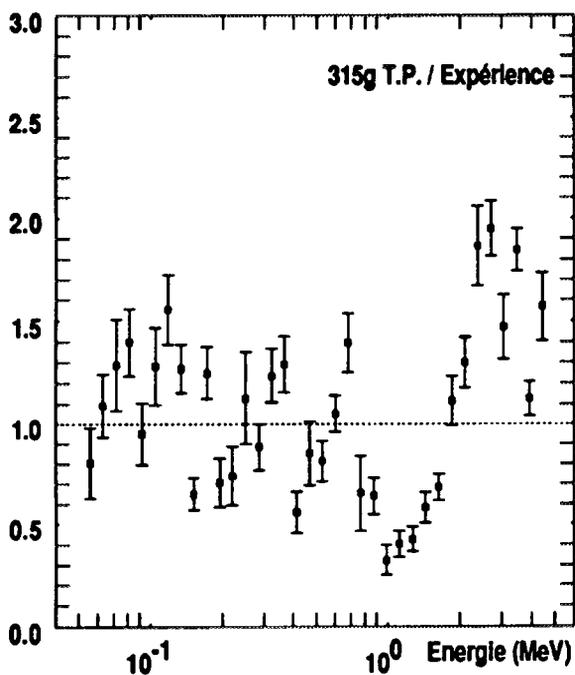
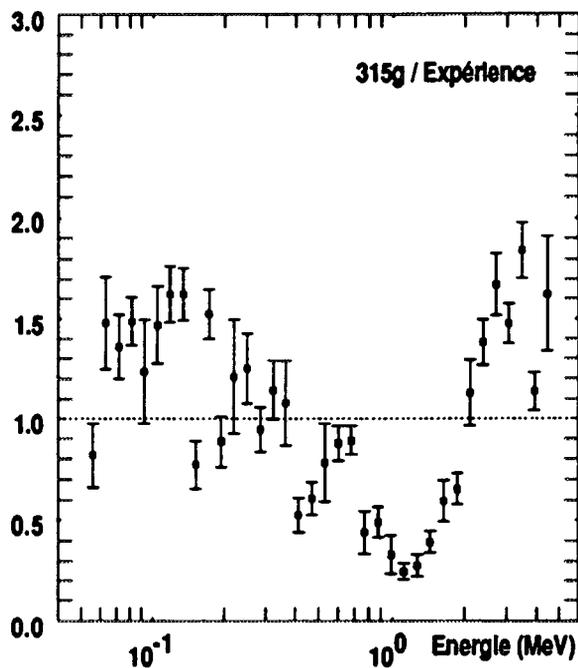
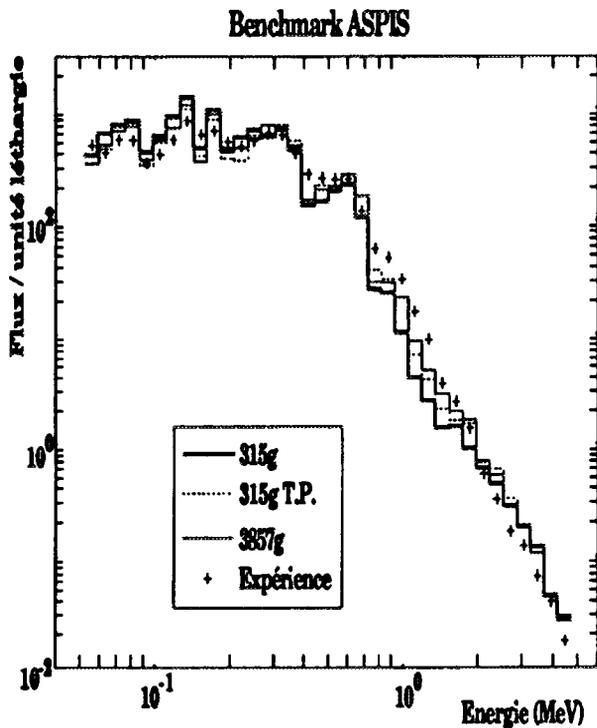
d = 114,30 cm

JEF-2

Benchmark ASPIS

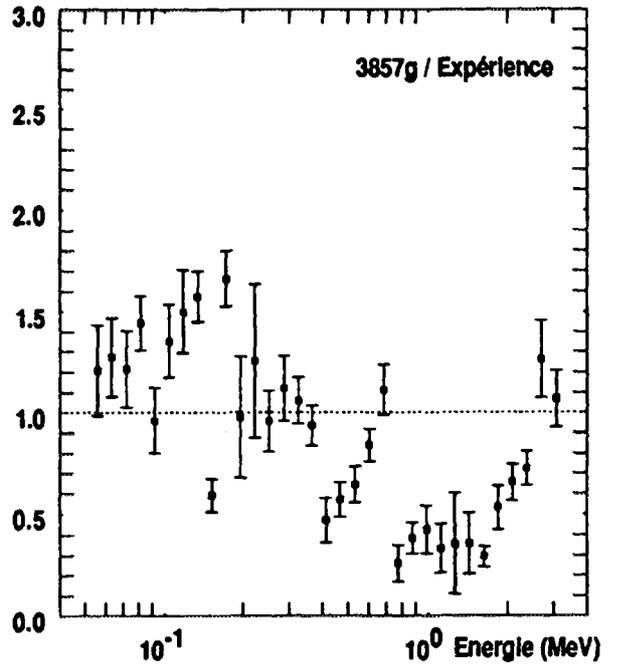
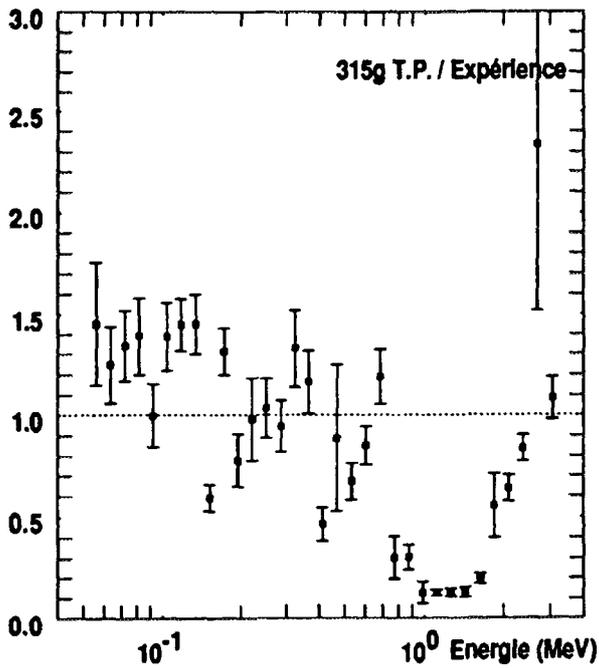
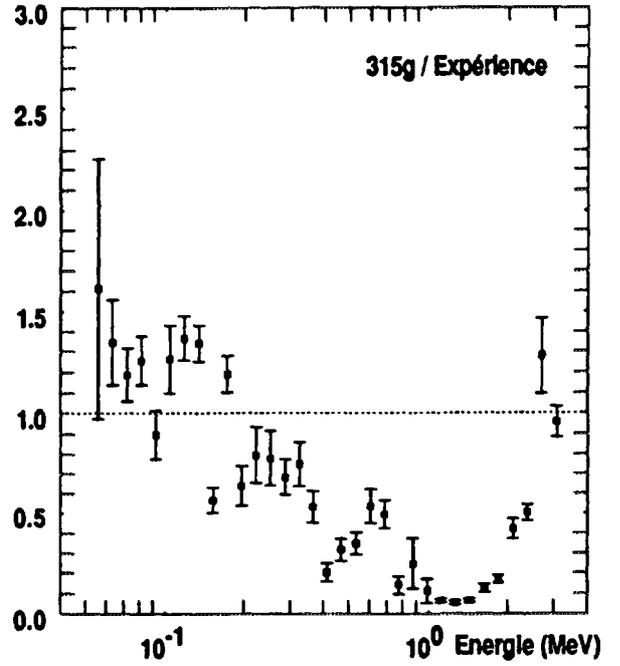
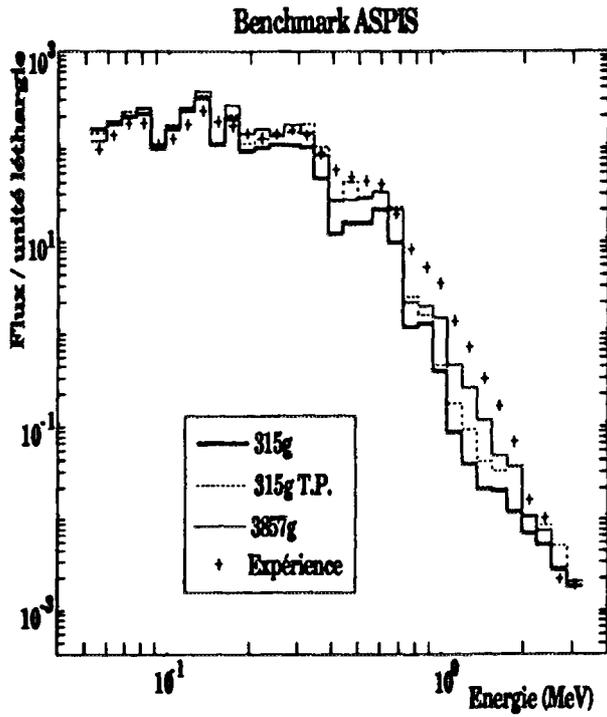


d = 22,86 cm



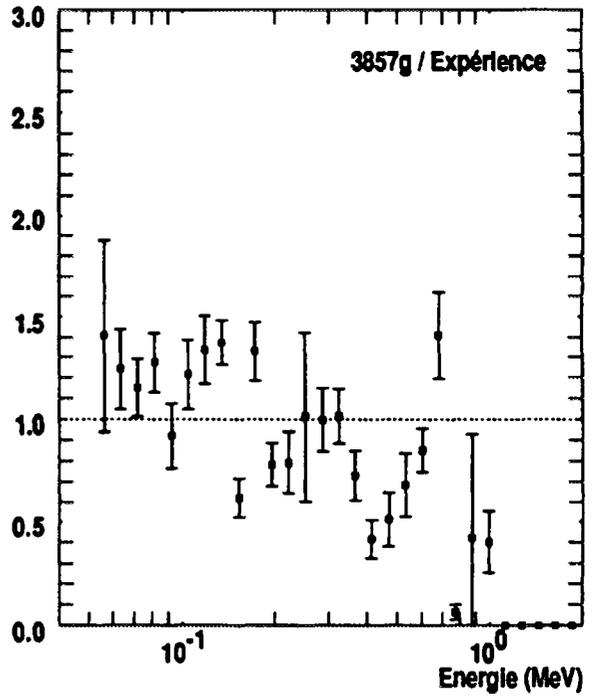
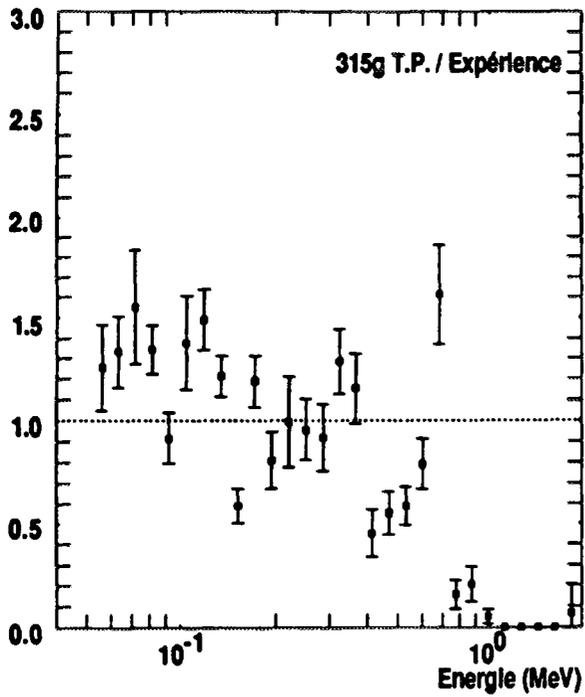
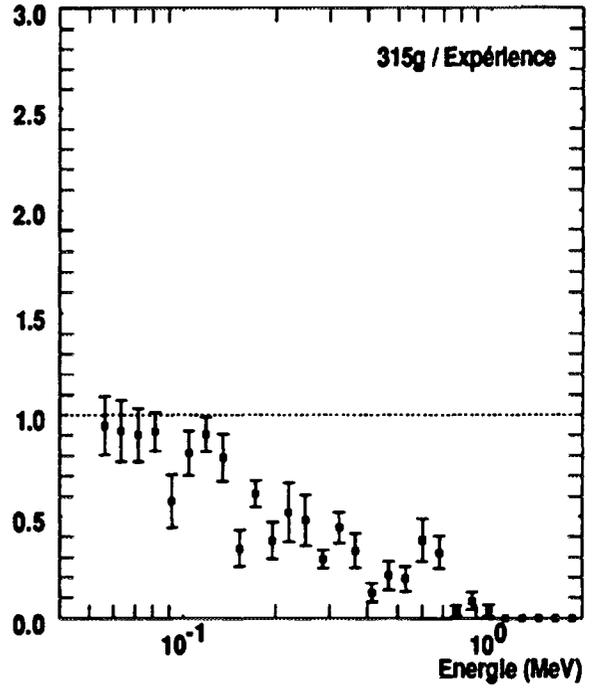
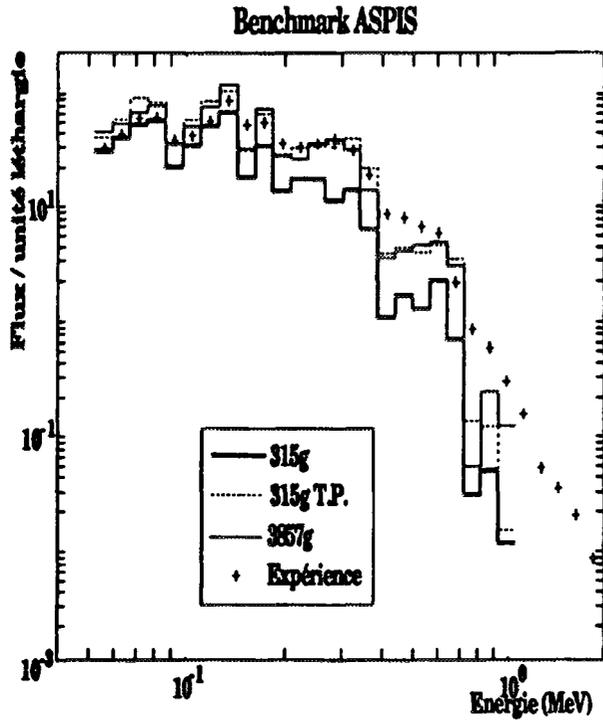
d = 57,15 cm

Annexes



d = 85,73 cm

Annexes



d = 114,30 cm

*Edité par  
le Service de Documentation  
et d'Édition Multimédia du CE Saclay  
Centre d'Études de Saclay  
91191 GIF-sur-YVETTE Cédex (France)*