

N° d'ORDRE : 23/2010-M/Phy

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique  
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE  
Faculté de Physique



## MEMOIRE

Présenté Pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**  
EN : Physique

Specialité : Sciences Nucléaires

par :

**Boukeffoussa Khelifa**

Sujet :

Caractérisation de la distribution énergétique  
du flux de neutrons au voisinage d'une source  
 $^{241}\text{Am-Be}$  à l'aide de détecteurs à seuil

Setenu le 27/06/2010 devant le jury composé de :

M <sup>me</sup> M.Allab	Professeur à l' USTHB	Présidente
M <sup>me</sup> G. Ishak-Boushaki	Maître de Conférences/ A à USTHB	Directrice de mémoire
M <sup>me</sup> M.Haddad	Maître de Conférences/A à USTHB	Examinatrice
M <sup>f</sup> Z.Idiri	Maître de recherche/A au CRNA	Examineur
M <sup>f</sup> H. Mazrou	Maître de recherche /A au CRNA	Invite

## Table des Matières

<b><u>Introduction</u></b> .....	1
<b><u>Chapitre I :Interaction neutron-matière et systèmes de détection</u></b> .....	3
I.1 Découverte du neutron.....	3
I.2 Propriétés générales du neutron.....	3
I.3 Sources de neutrons.....	4
I.3.1 Source( $\alpha,n$ ).....	4
I.3.2 Source( $\gamma,n$ ).....	4
I.3.3 Neutrons produits par accélérateurs.....	5
I.3.4 Neutrons de fission.....	7
I.4 Types d'interactions des neutrons avec la matière.....	8
I.4.1 Diffusion élastique( $n,n$ ).....	8
I.4.2 La capture radiative( $n,\gamma$ ).....	8
I.4.3 Les réactions à seuil.....	9
I.4.3.1 Diffusion inélastique( $n,n'$ ).....	9
I.4.3.2 Les réactions( $n,p$ ) et ( $n,\alpha$ ).....	9
I.4.3.3 Les réactions ( $n,2n$ ).....	10
I.4.3.4 Les réactions ( $n,fission$ ).....	11
I.5 Détection de neutrons.....	11
I.5.1 Détection de neutrons lents (énergie $<0.5eV$ ).....	11
I.5.1.1 Détecteurs à produits de réaction.....	12
I.5.1.2 Chambre à fission.....	13
I.5.1.3 Détecteurs d'activation.....	13
I.5.1.4 Les techniques de spectrométrie appliquées aux neutrons lents	13
I.5.2 Détection de neutrons rapides.....	14
I.5.2.1 Détecteurs avec modérateur de neutrons.....	14
I.5.2.2 Détecteurs à produits de réaction.....	14
I.5.2.3Détecteurs basés sur la diffusion de neutrons rapides.....	15

I.5.2.4 Détecteurs d'activation à seuil.....	16
<b><u>Chapitre II : Interaction rayonnement <math>\gamma</math>-matière et moyens de détection.....</u></b>	<b>17</b>
II.1 Interaction rayonnement $\gamma$ -matière.....	17
II.1.1 Absorption photoélectrique.....	17
II.1.2 Diffusion Compton.....	18
II.1.3 Création de paires.....	19
II.2 Atténuation des photons dans la matière.....	20
II.3 Détection des rayonnements $\gamma$ .....	22
II.3.1 Scintillateur NaI(Tl).....	22
II.3.2 Détecteur à semi-conducteur (Ge(Hp)).....	24
<b><u>Chapitre III : Simulation par le Code Monte Carlo N-particle (MCNP).....</u></b>	<b>26</b>
III.1 Description de la méthode Monte Carlo.....	26
III.2 La méthode Monte Carlo et la méthode déterministe.....	28
III.3 Description du Code Monte Carlo N-particle(MCNP).....	28
III.3.1 Données Nucléaires.....	29
III.3.2 Description de la source de rayonnements.....	29
III.3.3 Définition des quantités à calculer et résultats .....	30
du calcul ''Tallies et output''	
III.3.4 Présentation du fichier''Input'' .....	30
III.3.4.1 Fiche des surfaces''Surface card'' .....	31
III.3.4.2 Fiche des cellules''Cell card'' .....	32
III.3.4.3 Fiche des données''Data card'' .....	35
<b><u>Chapitre IV Calcul analytique et simulation Monte Carlo .....</u></b>	<b>40</b>
<b>de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl).</b>	
IV.1 Définitions.....	40
IV.2. Mesure expérimentale de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl).....	42
IV.3. Evaluation théorique de l'efficacité d'un NaI(Tl).....	42
IV.3.1 Calcul analytique de l'efficacité totale pour une source ponctuelle.....	43

IV.3.2 Calcul Monte Carlo de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl).....	45
IV.3.2.1 Calcul de l'efficacité totale par la méthode Monte Carlo.....	45
de Yalcin	
IV.3.2.1.1 Source ponctuelle.....	46
IV.3.2.1.2. Source disque.....	48
IV.3.2.2 Calcul de l'efficacité absolue totale d'un scintillateur NaI(Tl).....	51
à l'aide du code MCNP5	
IV.3.2.3 Calcul de l'efficacité relative au pic photo-électrique d'un scintillateur....	56
NaI(Tl) à l'aide du code MCNP5	
IV.3.2.3.1 Les principaux processus d'interaction d'un rayonnement.....	57
<b>Chapitre V : Caractérisation du champ neutronique au voisinage d'une source.....</b>	<b>65</b>
<sup>241</sup> Am-Be	
V.1 Dispositif expérimental.....	65
V.1.1 La source de neutrons <sup>241</sup> Am-Be.....	66
V.1.2 Cibles d'activation.....	69
V.1.3 Chaîne de détection $\gamma$ .....	71
V.2 Mesure des taux de réactions induites par activation neutronique.....	72
V.2.1 Calcul de l'efficacité absolue $\epsilon(E_\gamma)$ .....	73
V.3 Résultats expérimentaux.....	75
V.4 Evaluation de la distribution énergétique des neutrons émis par la source Am-Be.....	82
V.5 Problèmes de déconvolution et solutions.....	83
V.5.1 Méthodes mathématiques de déconvolution.....	84
V.5.1.1 Méthode des moindres carrés généralisée.....	84
V.5.1.2 Méthode des moindres carrés non linéaire.....	85
V.6 Discussions et interprétation des résultats.....	87
V.6.1 Résultats de la déconvolution.....	87

V.6.2 Caractérisation du champ neutronique d'une source Am-Be.....	89
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>91</b>
<b>Annexes.....</b>	<b>93</b>
<b>Références.....</b>	<b>107</b>

## Introduction

Dans ce travail, nous présentons une méthode relative à la caractérisation d'un champ de neutrons de faible intensité, à l'aide de détecteurs d'activation à seuil épais.

Nous avons appliqué cette méthode pour déterminer l'émission spectrale des neutrons émis par une source  $^{241}\text{Am-Be}$ , de faible activité ( $\sim 1\text{Ci}$ ), du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), Division des Techniques Nucléaires.

Cette source est largement utilisée au niveau du CRNA pour la calibration des dispositifs de caractérisation des champs neutroniques et dans diverses autres applications, notamment dans l'analyse par activation neutronique.

Dans ce type de source, les composants constitutifs peuvent migrer dans le temps les uns par rapport aux autres entraînant une modification du spectre neutronique de la source déjà perturbé par la diffusion des neutrons dans l'air et par les murs de la salle d'irradiation. L'Organisation Internationale des Standards (ISO) recommande, de ce fait, de re-étalonner ces sources tous les 5 ans en tenant compte notamment de l'incertitude due aux diffusions parasites sur la mesure des caractéristiques du champ neutronique.

Le spectre de la source Am-Be donné par ISO est celui d'une source de faible gainage. Pour des raisons de protection contre les rayonnements gamma, les sources intenses sont fabriquées avec un blindage épais, ce blindage peut entraîner une perturbation de l'émission spectrale de la partie active de la source.

La partie expérimentale de cette étude est une mesure des taux de réactions induites par les neutrons, émis par la source du CRNA, dans diverses cibles solides épaisses (Al, In, Fe, Si) notamment à partir des réactions  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{N}$ ,  $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$  et  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ .

Le taux de chaque réaction induite étant proportionnel au produit de convolution de la section efficace de la réaction considérée par le flux de neutrons, nous avons utilisé deux algorithmes de déconvolution afin de déterminer l'émission spectrale de la source étudiée : le code Stayn'l[1] et le Code Gravel[2].

Pour identifier et mesurer le rayonnement gamma, induit dans chaque cible irradiée, nous avons utilisé un scintillateur NaI(Tl) de dimensions  $3''\times 3''$  ou un détecteur Ge(Hp). Le choix du détecteur gamma est imposé par l'activité induite dans chaque cible.

Or, toute étude expérimentale basée sur la spectrométrie gamma, nécessite au préalable la détermination précise de l'efficacité  $\varepsilon(E_\gamma)$  du détecteur utilisé traduisant son pouvoir de détection en fonction de l'énergie,  $E_\gamma$ , des photons collectés.

La mesure expérimentale de  $\varepsilon(E_\gamma)$  nécessite l'utilisation de sources étalons pour des  $\gamma$  de différentes énergies et de sources standards de différentes configurations géométriques.

Une source d'Europium ( $^{152}\text{Eu}$ ) a été utilisée pour établir la courbe d'efficacité du détecteur Ge(Hp).

Quant au scintillateur NaI(Tl), il est difficile d'établir expérimentalement sa courbe d'efficacité notamment à cause de la faible résolution du détecteur et du manque de sources standards de différentes configurations géométriques. Ces difficultés expérimentales nous les avons contournées en ayant recours au calcul théorique de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl), par calcul analytique ou par simulation utilisant le Code Monte Carlo N-Particle version 2005, élaboré par le Laboratoire Los Alamos.

Par ailleurs, nous avons étudié, par simulation et à l'aide du code MCNP5, l'influence du blindage de la source sur l'émission spectrale de cette dernière.

Le premier chapitre de ce mémoire est un ensemble de rappels sur l'interaction neutron-matière et les moyens de détection des neutrons rapides et des neutrons lents.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons brièvement les différents mécanismes d'interaction d'un rayonnement gamma avec la matière. Nous décrivons aussi le processus de détection des photons avec un scintillateur NaI(Tl) et avec un détecteur à semi conducteur (Ge(Hp)).

Le troisième chapitre est une description de la méthode de simulation Monte Carlo et du code Monte Carlo N-Particle utilisé dans ce travail.

La simulation Monte Carlo, à l'aide du Code MCNP5, de l'efficacité de détection d'un scintillateur NaI(Tl) est présentée dans le quatrième chapitre.

Le dernier chapitre est une description du dispositif expérimental utilisé pour l'activation neutronique et pour la détection d'un rayonnement  $\gamma$ . Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus ainsi que la méthode de traitement des données expérimentales afin d'établir l'émission spectrale de la source étudiée. Dans ce chapitre, nous décrivons les deux codes de déconvolution que nous avons utilisé (le code Stayn'l et le code Gravel). Le spectre obtenu, par déconvolution, est comparé au spectre d'une source ISO. Cette comparaison nous a permis d'estimer l'écart entre l'émission neutronique de la source Am-Be du laboratoire et une source ISO et d'évaluer l'activité de la dite source.

Nous donnons aussi, dans le dernier chapitre, les résultats de l'étude de simulation, à l'aide du code Monte Carlo N-Particle version 2005, de l'influence du blindage de la source sur l'émission spectrale de la partie active et nous concluons.

# Chapitre I :

## Interaction neutron matière et systèmes de détection

---

### I.1 Découverte du neutron :

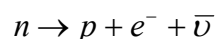
En 1930, en Allemagne, Walter Bothe et H. Becker, observent que des éléments légers tels que le lithium, le béryllium ou le bore, bombardés par des particules alpha du polonium, émettent un rayonnement « ultra pénétrant » qu'ils supposent être un rayonnement gamma de haute énergie.

Cette expérience fut reprise en 1931, en France par Irène et Frédéric Joliot-Curie qui montrèrent que le rayonnement très pénétrant a la propriété de mettre en mouvement des noyaux atomiques comme l'hydrogène... Ils supposent qu'il s'agit d'un effet Compton entre des gammas dont ils estiment l'énergie à environ 50 MeV (une énergie très élevée pour l'époque) et de l'hydrogène.

En 1932 l'anglais James Chadwick, en étudiant la réaction :  $\alpha + \text{Be} \rightarrow \text{C} + n$ , affirme que le rayonnement « ultra pénétrant » ne peut être un rayonnement gamma, d'énergie très élevée, mais doit être composé de particules électriquement neutres et de masse voisine de celle du proton : il appelle cette particule le neutron.

### I.2 Propriétés générales du neutron :

Le neutron est, avec le proton, une particule constitutive du noyau atomique. C'est une particule neutre de masse  $m_n = 939.56533 \pm 0.00004 \text{ MeV}/c^2$ , légèrement supérieure à celle du proton. Dans le noyau, le neutron est lié, avec les autres nucléons, généralement de manière stable. A l'état libre, le neutron est instable par désintégration  $\beta^-$  ; il se désintègre en proton, électron et antineutrino :



La durée de vie d'un neutron libre est de l'ordre de :  $\tau = (878.5 \pm 0.8)\text{s}$  [3].

Le neutron n'étant pas sensible aux interactions électromagnétiques, il peut avoir des vitesses très faibles et par conséquent des propriétés très particulières. La section efficace

d'interaction du neutron varie très rapidement avec son énergie cinétique, cela incite à classer les neutrons en catégories selon leur énergie. Le tableau I.1 reprend la classification courante en neutronique [4,5].

Neutron	Énergie
thermique	$E_n \sim 0.025 \text{ eV}$
lent	$E_n < 1 \text{ eV}$
intermédiaire	$1 \text{ eV} < E_n < 500 \text{ keV}$
rapide	$500 \text{ keV} < E_n < 10 \text{ MeV}$
relativiste	$E_n > 10 \text{ MeV}$

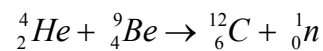
**Tableau I.1** : classification en énergie des neutrons [4,5]

### I.3 Sources de neutrons:

#### I.3.1 Sources ( $\alpha$ , n):

Elles sont composées de mélange d'un isotope émetteur  $\alpha$ , comme Ra, Rn, Pu, Po, Am, Cm, Ac, ..., et un élément léger comme le  $^9\text{Be}$ , le  $^{10}\text{B}$  ou le  $^{11}\text{B}$ .

Le meilleur rendement en neutrons est obtenu avec le  $^9\text{Be}$ , les neutrons sont produits par la réaction :



dont le bilan de réaction Q est de 5.71 MeV[6].

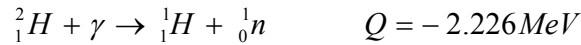
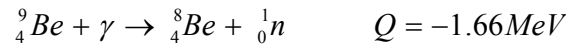
Les sources les plus utilisées sont  $^{241}\text{Am-Be}$ ,  $^{241}\text{Am-B}$ ,  $^{239}\text{Pu-Be}$  et  $^{210}\text{Po-Be}$ . Les caractéristiques de ces sources sont étroitement liées à l'activité du radionucléide émetteur de la particule  $\alpha$ , au spectre énergétique des particules  $\alpha$  émises, au pouvoir d'arrêt de ces particules dans le mélange composant la source et à la section efficace de la réaction ( $\alpha$ , n).

La figure(I.1) montre le spectre énergétique des neutrons émis par certaines sources ( $\alpha$ , n). Le spectre des neutrons dépend fortement de la géométrie de la source et de son blindage.

#### I.3.2 Sources ( $\gamma$ , n) :

C'est la combinaison d'un radio-isotope émetteur  $\gamma$  avec une cible appropriée. L'énergie du  $\gamma$  absorbé par la cible est supérieure à celle de l'énergie de liaison du dernier neutron lié, et donc un neutron peut être libéré.

Les sources ( $\gamma, n$ ) les plus courantes sont celles de  ${}^9\text{Be}$  et  ${}^2\text{H}$ . Les réactions qui se produisent sont :



L'énergie du rayonnement  $\gamma$  doit être au moins égale à la valeur négative du  $Q$  de la réaction pour que ce type de réaction se produise.

Les émetteurs  $\gamma$  les plus utilisés pour fabriquer ce type de sources sont :  ${}^{226}\text{Ra}$ ,  ${}^{124}\text{Sb}$ ,  ${}^{72}\text{Ga}$ ,  ${}^{140}\text{La}$  et  ${}^{24}\text{Na}$ .

Pour des rayonnements  $\gamma$  d'énergie,  $E_\gamma$ , supérieure au minimum requis, l'énergie du neutron émis à un angle  $\theta$  peut être exprimée comme [6]:

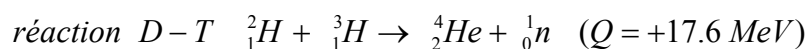
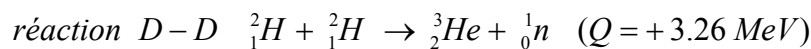
$$E_n(\theta) = \frac{M(E_\gamma + Q)}{m + M} + \frac{E_\gamma[(2mM)(m + M)(E_\gamma + Q)]^{1/2}}{(m + M)^2} \cos \theta$$

$\theta$  étant l'angle entre la direction du neutron émis et celle du photon incident.  $M$  est l'énergie de masse du noyau de recul et  $m$  l'énergie de masse du neutron.

L'un des avantages d'une source photo neutron est la possibilité de produire des neutrons mono énergétiques en utilisant une source  $\gamma$  mono énergétique, à un angle  $\theta$  fixé.

### I.3.3 Neutrons produits par accélérateurs :

Les neutrons sont produits au niveau des accélérateurs par essentiellement deux types de réactions[7, 8]:



Ces réactions sont très utilisées au niveau des générateurs de neutrons où les ions de deuterium sont accélérés par un potentiel de l'ordre de 100 – 300 keV. Comme l'énergie de la particule incidente est faible comparée au bilan de la réaction  $Q$ , tous les neutrons sont produits avec la même énergie cinétique (proche de 3 MeV pour la réaction D-D et autour de 14 MeV pour la réaction D-T).

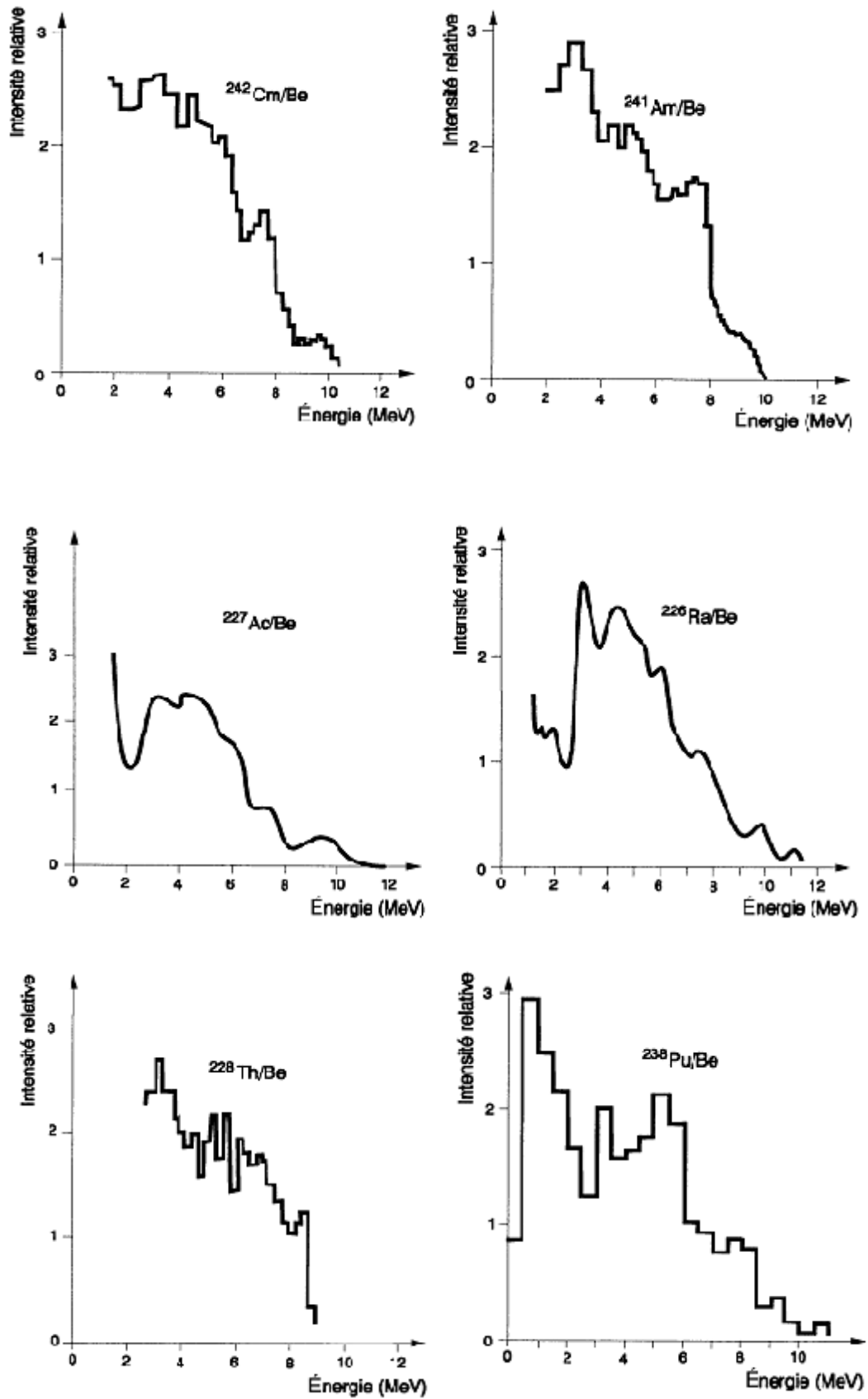


Figure I.1 Spectres en énergie de sources neutroniques des réactions  $(\alpha,n)$ [ 9 ]

Les neutrons peuvent aussi être générés au niveau des accélérateurs par d'autres types de réactions :  ${}^9\text{Be}(d,n)$ ,  ${}^7\text{Li}(p,n)$  et  ${}^3\text{H}(p,n)$ . Ces réactions ont un bilan de réaction  $Q$  négatif, leur réalisation nécessite un apport d'énergie cinétique par la particule incidente et donc des accélérateurs plus puissants comme un cyclotron ou un Van de Graaff.

### I.3.4 Neutrons de fission :

Les neutrons sont produits par des réactions de fission d'éléments lourds comme Th, U, Pu, Cf. La fission peut être spontanée comme c'est le cas du  ${}^{252}\text{Cf}$  ou induite par neutrons. Une réaction de fission génère de 2 à 3 neutrons, leur énergie s'étale de 0.01 eV jusqu'à 10 MeV. La distribution énergétique des neutrons produits par fission est bien décrite par une fonction de Maxwell – Boltzmann[10] (Figure I.2).

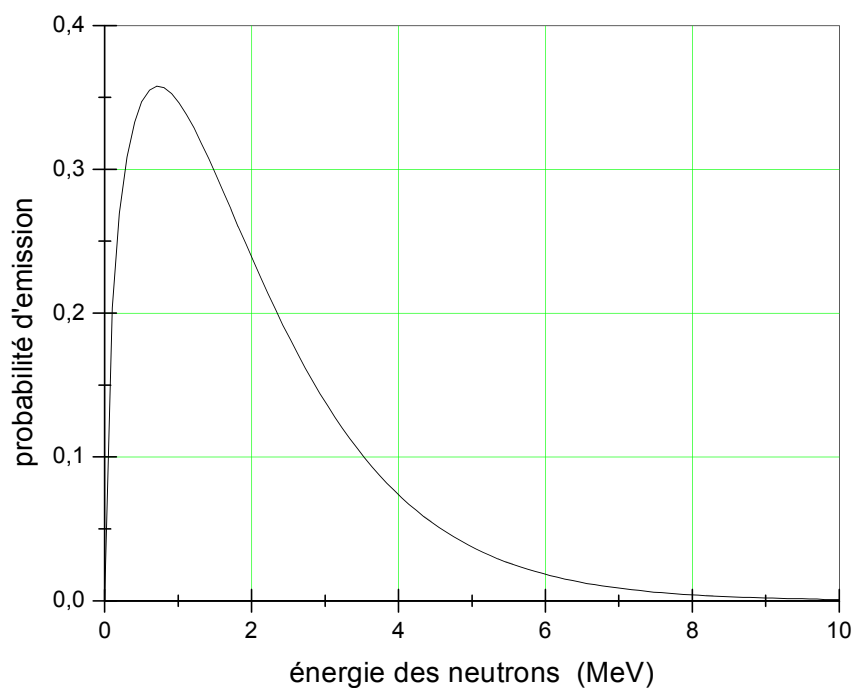


Figure I.2 : Allure du spectre en énergie des neutrons émis par fission[10].

## I.4 Types d'interactions des neutrons avec la matière:

Le neutron interagit avec la matière selon différents mécanismes. Le type d'interaction dépend de l'énergie du neutron. Deux types d'interactions sont toujours présents quelque soit l'énergie des neutrons : la diffusion élastique et la capture radiative. Les autres interactions ne se produisent qu'au dessus d'un certain seuil d'énergie cinétique.

### I.4.1 Diffusion élastique (n, n) :

On distingue :

- la diffusion élastique potentielle où l'onde associée au neutron est simplement diffusée par la barrière de potentiel du noyau, sans pénétration.
- La diffusion élastique résonnante où le neutron est absorbé par le noyau puis réémis (formation d'un noyau composé qui se désintègre en émettant un neutron).

D'un point de vue phénoménologique, cette diffusion peut être traitée classiquement comme le choc élastique entre deux billes, c'est-à-dire avec conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement.

La diffusion élastique reste le plus important processus pour ralentir les neutrons[4, 5]. L'énergie transférée par le neutron aux noyaux du milieu ralentisseur dépend de l'angle d'incidence. Le maximum d'énergie transférée est donnée par :

$$E_{\text{max transférée}} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_n$$

où  $m$  est la masse du neutron,  $M$  est la masse du noyau ralentisseur et  $E_n$  l'énergie du neutron incident.

D'après cette relation, les noyaux légers sont les ralentisseurs de neutrons les plus efficaces. Le meilleur d'entre eux est l'hydrogène.

### I.4.2 Capture radiative (n, $\gamma$ ) :

Le noyau composé formé après absorption d'un neutron se désintègre en émettant des photons  $\gamma$ . Le noyau produit est un isotope du noyau cible. Ce processus est prépondérant avec des neutrons lents.

### I.4.3 Réactions à seuil :

Les réactions à seuil sont celles qui nécessitent un certain apport d'énergie cinétique par le neutron incident.

#### I.4.3.1 Diffusion inélastique $(n, n')$ ou $(n, n'\gamma)$ :

Cette diffusion se produit pour un seuil d'énergie situé entre quelques dizaines de keV pour les noyaux lourds et quelques MeV pour les noyaux légers. Cette réaction ne peut se produire sur l'hydrogène dont le noyau est formé d'un seul proton.

Le neutron est absorbé par le noyau. Le noyau composé formé sera dans un état excité. Il se déexcitera en émettant un nouveau neutron, moins énergétique, et un photon  $\gamma$  qui emportera la différence d'énergie. Dans certains cas, le noyau résiduel est produit dans un état métastable.

Le tableau I.2 [3] récapitule les seuils d'énergie de la diffusion inélastique pour quelques éléments.

élément	Seuil de diffusion inélastique (MeV)
C	4,40
O	6,10
Al	0,85
Si	1,30
Fe	0,85
Pb	0,60

**Tableau I.2 :** Seuil d'énergie de la diffusion inélastique de quelques éléments[3].

#### I.4.3.2 Réactions $(n, p)$ et $(n, \alpha)$ :

##### - Réactions $(n, p)$ :

Ce type de réactions n'est possible que si l'énergie fournie au noyau cible est suffisante pour que le proton puisse traverser la barrière de potentiel du noyau composé. La hauteur de la barrière de potentiel est d'autant plus faible que la charge du noyau est plus petite, donc ces réactions ne sont observables qu'avec des noyaux légers.

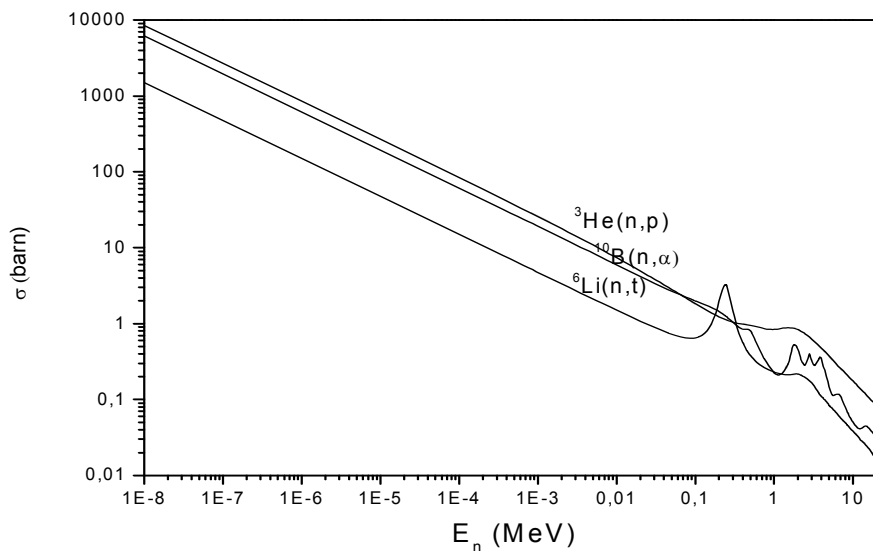
### - Réactions (n, $\alpha$ ) :

La barrière de potentiel est deux fois plus haute pour la particule  $\alpha$  que pour le proton. L'énergie seuil de cette réaction est donc plus élevée.

Les réactions où est émise une particule chargée sont souvent des réactions à seuil. Toutefois, il existe quelques exceptions :

- la réaction  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  peut être induite avec des neutrons thermiques et avec une grande section efficace ( $\sigma \sim 5000$  barn).
- Les réactions  $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  peuvent également être induites par neutrons thermiques.

La figure (I.3) montre la variation de la section efficace, en fonction de l'énergie du neutron, des réactions  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ,  $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ [6].



**Figure I.3:** Section efficace des réactions  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ,  $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ [6].

### I.4.3.3 Réactions (n, 2n) :

Le seuil de ces réactions correspond à l'énergie de liaison du neutron dans le noyau cible. Ce seuil est compris entre 1.67 MeV pour le  $^9\text{Be}$  et 20 MeV pour le  $^{12}\text{C}$ . Le noyau produit est un isotope du noyau cible, moins riche en neutron, donc généralement émetteur  $\beta^+$ .

#### I.4.3.4 Réactions (n, fission) :

Les réactions de fission induite par neutrons, concernent surtout des éléments lourds comme Th, U, Np, Pu, ..... Le noyau composé formé par absorption d'un neutron se scinde en deux fragments avec émission d'un ou plusieurs neutrons rapides.

Pour la fission, le seuil de réaction correspond à la hauteur d'une barrière de potentiel et n'est donc pas absolu "effet tunnel".

La fission est possible avec des neutrons thermiques ( $n_{th}$ ) pour  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,... Par contre, il faut un certain apport d'énergie cinétique par le neutron pour fissionner  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,...

#### I.5 Détection de neutrons :

Les neutrons étant des particules non directement ionisantes, en traversant un milieu ils produisent des particules chargées ou des rayonnements gamma. On détecte les neutrons en détectant les particules qu'ils produisent dans le milieu de détection.

La section efficace d'interaction des neutrons étant fonction de leur énergie, différentes techniques de détection existent selon l'énergie du neutron à détecter.

Les techniques expérimentales utilisées pour détecter les neutrons lents, dont l'énergie est inférieure à l'énergie de coupure du Cd (le cadmium présente une section efficace très importante de l'ordre de 8000 barn pour des neutrons dont l'énergie est autour de 0.5 eV) diffèrent de celles utilisées pour la détection de neutrons rapides.

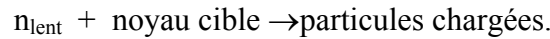
##### I.5.1 Détection de neutrons lents (énergie <0.5 eV) :

Les neutrons lents sont généralement détectés par l'un des processus suivants :

- réactions nucléaires produisant des protons ou des particules  $\alpha$ .
- réactions de fission sur des éléments lourds.
- capture de neutrons par certains isotopes stables devenant émetteur  $\gamma$  ou  $\beta$  (activation neutronique).

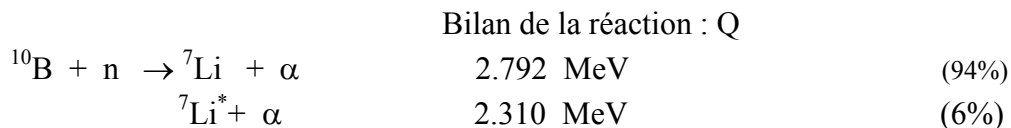
### I.5.1.1 Détecteurs à produits de réaction :

Ces détecteurs utilisent des réactions de conversion de neutrons lents en particules chargées détectables :



Généralement, ces réactions de conversion sont exothermiques et l'énergie cinétique des produits de réaction est déterminée par le bilan Q de la réaction. L'énergie du neutron incident étant négligeable devant le bilan de la réaction ; il est difficile d'extraire l'information sur l'énergie du neutron incident.

- La réaction  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  est la réaction de conversion la plus utilisée :

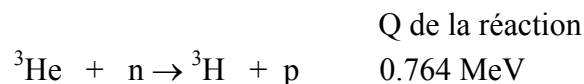


Le bilan de cette réaction est très important (2.31 ou 2.79 MeV)[6, 8] comparé à l'énergie du neutron incident (neutron lent). L'énergie cinétique des produits de réaction (Li +  $\alpha$ ) est donné essentiellement par le bilan Q de la réaction, et il est impossible d'extraire une information sur l'énergie du neutron incident.

La section efficace de la réaction  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  est de 3840 barns pour des n thermiques de 0.025 eV, après elle décroît rapidement quand l'énergie du neutron croît. Le détecteur le plus classique utilisant ce type de réaction est le compteur au bore : c'est un compteur proportionnel soit recouvert d'une mince couche de bore soit rempli avec du  $\text{BF}_3$ , enrichi en  $^{10}\text{B}$ .

On utilise aussi comme détecteurs de neutrons lents et à produits de réaction:

- les compteurs proportionnels à  $^3\text{He}$  dont le principe est de détecter les produits de la réaction  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$  :



Pour des neutrons lents, les produits de réaction sont émis dans des directions opposées. La section efficace de cette réaction pour des neutrons thermiques est de 5330 b. Quand l'énergie du neutron augmente, la section efficace de cette réaction décroît en  $1/v$ .

- les scintillateurs à Iodure de lithium ( ${}^6\text{LiI}$ ) sont aussi utilisés pour la détection de neutrons lents en détectant les produits de la réaction  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ . La section efficace de cette réaction est de l'ordre de 900 b pour des neutrons thermiques.

### **I.5.1.2 Chambres à fission :**

Les parois de ces chambres sont couvertes par un matériau dont la section efficace de fission induite par neutrons lents est importante comme dans le cas de  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$  et  ${}^{239}\text{Pu}$ . Les neutrons sont détectés en détectant les fragments de fission produits dans la chambre à fission.

### **I.5.1.3 Détecteurs d'activation :**

Certains matériaux s'activent sous l'effet des neutrons et deviennent radioactifs (émetteurs  $\beta$  ou  $\gamma$ ). Les réactions de capture ( $n, \gamma$ ) sont les plus probables pour les neutrons de basse énergie. La quantité de la radioactivité  $\gamma$  émise après un certain temps d'irradiation est fonction du flux de neutrons utilisé.

On utilise par exemple de l'Indium dont la section efficace de réaction de capture  ${}^{115}\text{In}(n,\gamma){}^{116}\text{In}$  atteint une très grande valeur ( $\approx 2600$  barns) [11] pour des neutrons lents. Le flux de neutrons peut être déterminé en mesurant le nombre de photons  $\gamma$  émis.

### **I.5.1.4 Techniques de spectrométrie appliquées aux neutrons lents et intermédiaires:**

Dans certaines applications, la connaissance de la distribution énergétique des neutrons détectés est importante. Parmi les techniques de spectrométrie, appliquées à des neutrons de basse énergie, nous citerons : la spectrométrie par mesure de temps de vol et la technique de résonance.

#### **Spectrométrie par mesure du temps de vol [3]:**

Un écran en cadmium tournant à grande vitesse ne laisse passer les neutrons émis de la source que par impulsions brèves. Au départ, l'impulsion comprend des neutrons de toutes vitesses, mais si on laisse le jet parcourir une certaine distance, les neutrons rapides arriveront avant les lents : l'arrivée de l'impulsion sera étalée dans le temps et si les dispositifs de comptage se trouvent débloqués pendant un temps très bref, ils ne seront sensibles qu'à une faible partie de cette impulsion, correspondant à une vitesse déterminée.

En déplaçant l'instant de déblocage dans l'impulsion d'arrivée, on sélectionnera la vitesse désirée.

### **Technique de résonance[3] :**

La section efficace de réaction de neutrons avec certains noyaux, présente des résonances étroites et bien prononcées dans la région d'énergie comprise entre 1 eV et quelques keV. L'irradiation, par un flux de neutrons, de plusieurs feuilles d'un même élément, accolées l'une contre l'autre en " sandwich", permet à l'aide de calculs d'intégrale de résonance et d'auto absorption d'évaluer le flux de neutrons à l'énergie de résonance. Toutefois, ces méthodes restent incomplètes et peu précises.

## **I.5.2 Détection de neutrons rapides :**

### **I.5.2.1 Détecteurs avec modérateur de neutrons :**

Un détecteur de neutrons lents est placé au centre d'un matériau modérateur. Le neutron est ralenti avant d'être détecté comme neutron lent. Le meilleur ralentisseur des neutrons étant l'hydrogène, un matériau hydrogèneoïde comme la paraffine ou le polyéthylène est utilisé pour ralentir les neutrons incidents.

Les sphères de Bonner[6, 8] en sont un exemple ; le neutron est ralenti dans une sphère en polyéthylène au centre de laquelle est placé un détecteur de neutrons lents. On utilise aussi un compteur long à  $\text{BF}_3$  dont le tube contenant le  $\text{BF}_3$  est enveloppé par de la paraffine pour ralentir les neutrons à détecter.

Dans ce type de détecteurs, le processus de modération élimine toute information sur l'énergie initiale du neutron incident et le processus de détection est relativement lent ; le neutron subit de multiples collisions avec les noyaux du modérateur suivies par une diffusion avant que le signal de détection ne soit généré. De tels types de détecteurs ne peuvent pas fournir un signal de détection rapide nécessaire dans la majorité des applications.

### **I.5.2.2 Détecteurs à produits de réaction :**

Les neutrons rapides induisent des réactions directement dans le milieu de détection. Les produits de réactions (particules chargées) auront une énergie cinétique totale donnée

par la somme de l'énergie cinétique,  $E_n$ , du neutron incident et la valeur du bilan  $Q$  de la réaction. Si  $E_n$  est non négligeable devant  $Q$ , une mesure de l'énergie cinétique des produits de réaction nous donne l'énergie cinétique du neutron incident après soustraction du bilan  $Q$  de la réaction.

Dans ce type de détecteurs, le processus de détection est rapide car le neutron incident mettra quelques nanosecondes dans le volume actif du détecteur pour induire une réaction produisant un signal de détection. Cependant, la section efficace des réactions induites par neutrons rapides étant beaucoup plus faible que celle des réactions induites par neutrons thermiques, les détecteurs de neutrons rapides montrent une efficacité de détection beaucoup plus faible comparée à ceux des neutrons thermiques.

Les réactions  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$  et  ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$  sont aussi utilisées en spectrométrie de neutrons rapides : La réaction  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  est mise en jeu dans les scintillateurs à Iodure de lithium dopé à l'euporium  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  et les spectromètres à sandwich de Li dont une fine couche de Li est placée entre deux semi-conducteurs pour détecter la particule alpha et le triton.

La réaction  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  est utilisée dans les compteurs proportionnels à  ${}^3\text{He}$  et les scintillateurs à  ${}^3\text{He}$  dopés au Xénon.

### **I.5.2.3 Détecteurs basés sur la diffusion de neutrons rapides :**

Le principe est basé sur la diffusion élastique des neutrons incidents par des noyaux légers. Lors de la diffusion, le neutron transfère une partie ou la totalité de son énergie cinétique au noyau cible. La cible est composée de noyaux légers comme l'Hydrogène, le deutérium ou l'Hélium. L'hydrogène est le plus utilisé. L'énergie cinétique du noyau de recul est fonction de l'énergie du neutron incident.

Dans les scintillateurs à protons de recul, un cristal organique est utilisé pour diffuser les neutrons et on détecte les protons de recul. La mesure de l'énergie des protons diffusés, nous permet d'estimer celle des neutrons incidents.

La détection des neutrons rapides, à travers les noyaux de recul diffusés, est aussi le principe de fonctionnement des compteurs proportionnels remplis de  $\text{CH}_4$  ou d'hélium ou encore des télescopes à protons de recul.

#### **I.5.2.4 Détecteurs d'activation à seuil :**

Pour des neutrons rapides, des réactions de types  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, n')$  ou  $(n, 2n)$  peuvent se produire. Ces réactions sont endoénergétiques ; elles nécessitent un apport minimum d'énergie cinétique par le neutron pour se produire. Ce seuil d'énergie diffère d'un élément à un autre. Dans ces réactions, le noyau fils produit est instable ; il se désintègre généralement par émission  $\beta$  suivie souvent par une cascade de rayonnements gamma.

En exposant différentes feuilles d'activation à un flux de neutrons donné et connaissant la section efficace de réponse de chaque matériau aux neutrons, la mesure du rayonnement  $\gamma$  émis par chaque feuille nous permet d'extraire l'information sur la distribution énergétique du flux de neutrons.

Cette technique de détection est celle qui a été retenue dans le cadre de ce travail pour la caractérisation du champ de neutrons produit par la source Am-Be étudiée (chapitre V).

## Chapitre II :

# Interaction rayonnement gamma - matière et moyens de détection

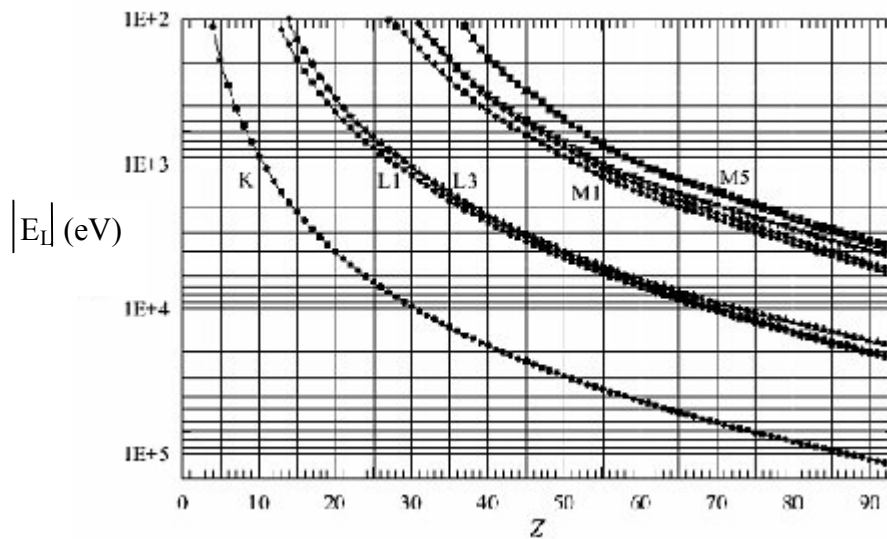
---

### II.1 Interaction rayonnement $\gamma$ - matière:

Un rayonnement  $\gamma$  interagit avec la matière selon différents mécanismes, mais uniquement trois types d'interaction jouent un rôle important dans la mesure de ces radiations : l'absorption photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paires. Tous ces processus conduisent à un transfert partiel ou total de l'énergie du photon aux électrons du milieu.

#### II.1.1 Absorption photoélectrique :

Lors de cette interaction, le photon incident est complètement absorbé en cédant toute son énergie à un électron de l'atome cible, c'est tout l'atome qui participe à l'interaction. Un électron isolé ne peut pas interagir de cette façon. L'énergie du photon incident  $E_\gamma$  est convertie en énergie de libération  $E_L$ , en énergie cinétique du photoélectron  $E_c$  et en énergie de recul de l'atome  $E_r$  :  $E_\gamma = E_L + E_c + E_r$ . L'ionisation aura lieu si l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron  $E_L$ . La figure II.1 représente la variation de l'énergie de liaison  $E_L$  en fonction du numéro atomique  $Z$  pour les différentes couches atomiques[8].



**Figure II.1 :** Energie de liaison en fonction du numéro atomique  $Z$  pour différentes couches atomiques[8].

La masse du noyau étant plusieurs milliers de fois supérieure à celle de l'électron, l'énergie de recul de l'atome  $E_r$  est donc négligeable devant celle emportée par le photoélectron. La direction du photoélectron est liée à la direction et à l'énergie du photon incident. Les électrons les plus liés à l'atome, ont une plus grande probabilité d'être éjectés lors de l'interaction. En plus du photoélectron éjecté, l'interaction crée un atome ionisé avec une vacance qui sera rapidement comblée par capture d'un électron du milieu et/ou réarrangement des électrons des autres couches atomiques. Ce réarrangement des électrons génère des raies X caractéristiques de l'atome. Dans certains cas, l'émission des raies X caractéristiques est substituée par l'éjection d'un électron Auger qui emportera l'énergie d'excitation de l'atome.

Le processus photoélectrique est d'autant plus important que le numéro atomique ( $Z$ ) du milieu est élevé et l'énergie du photon incident est faible. La section efficace d'absorption photoélectrique est bien décrite par [4] :

$$\sigma_{\text{ph}} = A \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}$$

où  $A$  est une constante et  $n$  varie entre 4 et 5.

### II.1.2 Diffusion Compton :

Ce processus consiste en une diffusion élastique du photon incident par un électron faiblement lié. En effet, le photon incident éjecte un électron du cortège électronique de l'atome en lui cédant une partie de son énergie.

Pour l'étude cinématique de ce processus, on considère que l'électron est initialement libre. Cette approximation se justifie par le fait que l'énergie de liaison des électrons est faible devant l'énergie des photons incidents. L'énergie  $E'_\gamma$  du photon Compton diffusé peut être exprimée en fonction de l'angle  $\theta$  de diffusion de l'électron et de l'énergie du photon incident  $E_\gamma$ :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}$$

$m_e c^2$  est l'énergie au repos de l'électron.

La probabilité de la diffusion Compton par atome du milieu absorbeur dépend du nombre d'électrons et donc augmente linéairement avec le numéro atomique  $Z$  de ce milieu. Klein et Nishina (1929) [7] ont élaboré une formulation de la section efficace différentielle de la diffusion Compton. Cette formulation permet de déterminer la section efficace différentielle  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  du photon incident et de l'angle de diffusion  $\theta$  :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[ \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \left[ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)(1 + \alpha(1 - \cos\theta))} \right]$$

où :  $r_0$  est le rayon classique de l'électron.  $r_0 = 2.817938 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

$\alpha$  est l'énergie du photon initial en unité de  $m_e c^2$ ,  $\alpha = h\nu/m_e c^2$ .

### II.1.3 Création de paires

L'effet de production de paires ou matérialisation consiste en la création d'une paire électron-positron. Cette interaction ne peut avoir lieu que dans le champ coulombien d'un noyau où le photon disparaît et donne lieu à une paire ( $e^+$ ,  $e^-$ ). La conservation de l'énergie s'écrit:

$$E_\gamma = E^+ + E^- + 2 m_e c^2$$

Avec  $E_\gamma$  l'énergie du photon incident,  $m_e c^2$  l'énergie au repos de l'électron.  $E^-$  et  $E^+$  sont respectivement l'énergie cinétique de l'électron et du positron.

Ce processus est énergétiquement possible si l'énergie du  $\gamma$  supérieure à  $2 m_e c^2$  (deux fois l'énergie au repos d'un électron (1.022 MeV)). La matérialisation ne peut se produire dans le vide car le principe de conservation de l'énergie et de l'impulsion ne serait pas satisfait. Elle devient possible au voisinage d'un noyau qui, lors du processus, récupère de l'impulsion et, une faible quantité d'énergie.

Le processus de production de paires génère des rayonnements secondaires. En effet, le positron ralenti s'annihile avec un électron au repos du milieu, en émettant deux photons d'annihilation, l'énergie de chaque photon d'annihilation étant de 511 keV. La probabilité de cette interaction reste très faible pour des photons de faible énergie, ce processus prédomine à haute énergie ( $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ ).

## II.2 Atténuation des photons dans la matière :

Si on considère un faisceau colimaté de photons d'intensité  $I_0$  et d'énergie  $E_\gamma$ , traversant un écran absorbeur d'épaisseur  $x$  et de densité atomique  $n$ ,  $I$  sera le nombre de photons, d'énergie  $E_\gamma$ , à la sortie de l'écran dans la direction du faisceau incident. Tout photon ayant subi une interaction dans le matériau est éliminé : le photon éliminé a été absorbé par effet photoélectrique ou par production de paire ou par diffusion Compton. Le nombre de photons ayant subi une interaction, dans une épaisseur  $dx$  du matériau traversé, est :

$$dI = -I \sigma_T n dx$$

où  $\sigma_T$  est la somme totale des sections efficaces d'interaction du photon (photoélectrique, compton et création de paires).

L'intensité du faisceau de photons après traversée d'un écran d'épaisseur  $x$ , s'écrit :

$$I = I_0 e^{-n \sigma_T x} = I_0 e^{-\mu x}$$

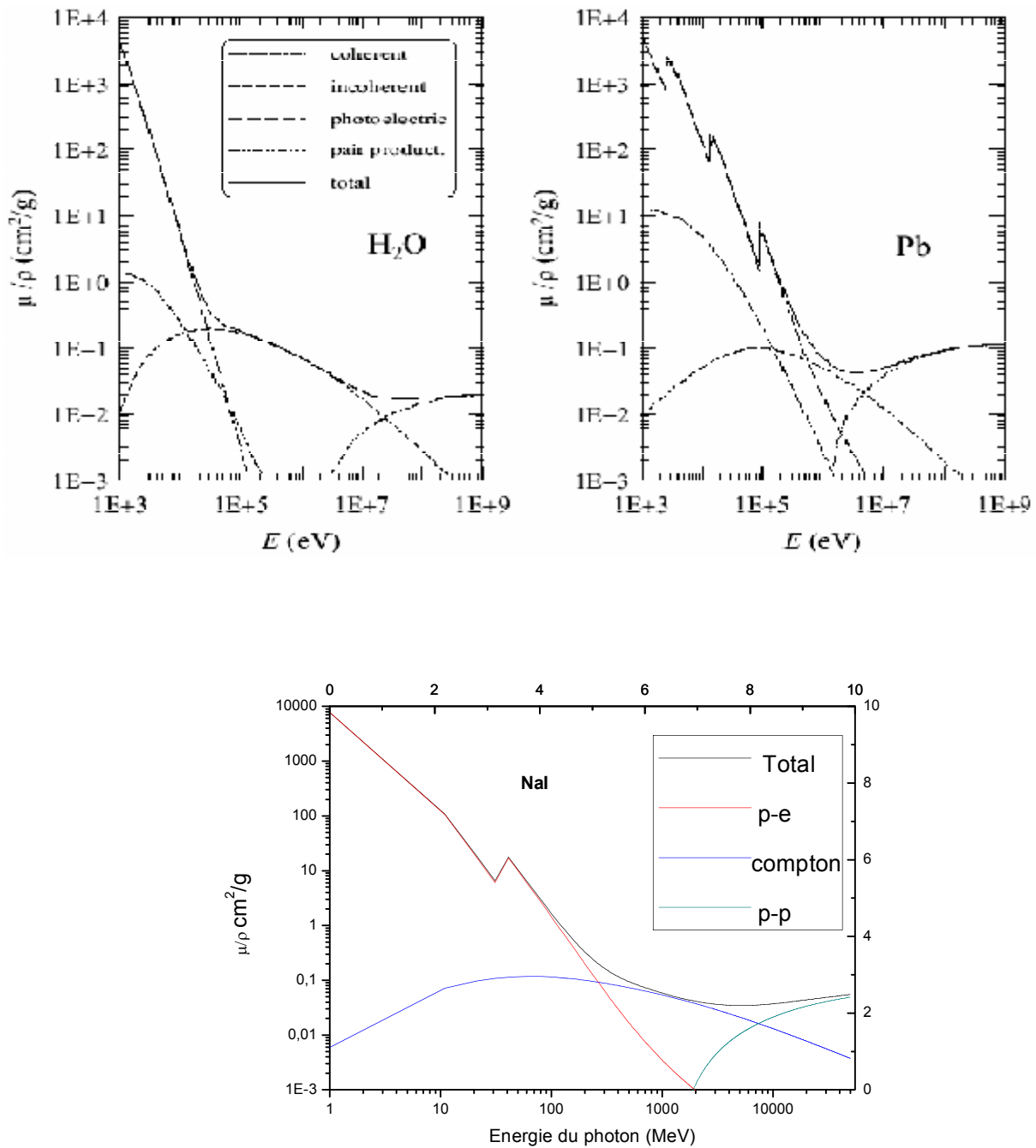
$I_0$  étant l'intensité du faisceau incident.  $\mu = n\sigma_T$  est le coefficient d'atténuation linéaire des photons d'énergie  $E_\gamma$  et s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$ .

Le coefficient d'atténuation linéaire dépend de la densité du milieu. Pour s'en affranchir, on introduit le coefficient d'atténuation massique  $\mu/\rho$  où  $\rho$  est la masse volumique du milieu. La loi d'atténuation s'écrit alors :

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x}$$

$\rho x$  est la masse surfacique de l'écran et s'exprime en  $\text{g}/\text{cm}^2$ .

La figure II.2 montre la variation, en fonction de l'énergie du rayonnement gamma, du coefficient d'atténuation massique dans l'eau, le plomb et dans un cristal NaI.



**Figure II.2 :** Coefficients d'atténuation massiques dans H<sub>2</sub>O, Pb et NaI[7]

### II.3 Détection d'un rayonnement gamma :

Un rayonnement  $\gamma$  est un rayonnement neutre, on le détecte en détectant les électrons rapides qu'il crée lors de sa traversée de la matière.

Un détecteur  $\gamma$  doit:

- 1- fonctionner comme un milieu de conversion ; le rayonnement incident transfère toute son énergie ou une partie de son énergie aux électrons du milieu par l'un des processus d'interaction décrit dans le paragraphe précédent.
- 2- détecter les électrons secondaires créés par le photon incident.

Dans notre travail expérimental effectué au laboratoire de la Division des Techniques Nucléaires (CRNA), nous avons utilisé deux types de détecteurs  $\gamma$  : un scintillateur NaI(Tl) et une jonction au Germanium hyper pur (Ge(Hp)).

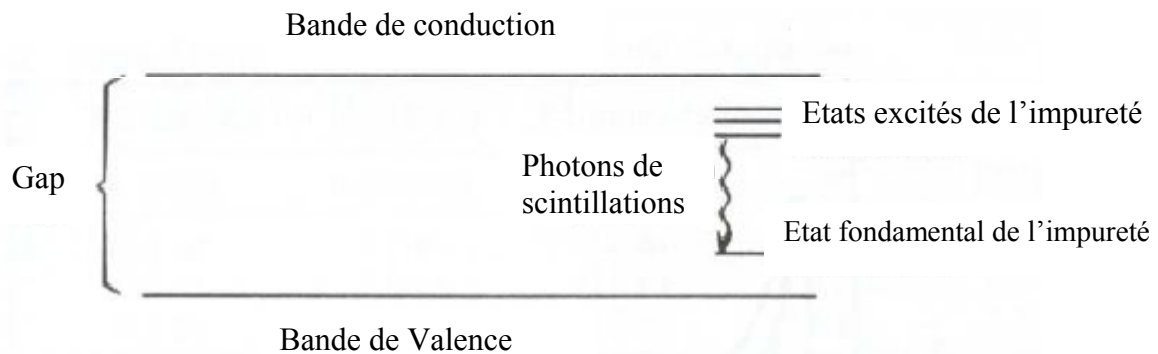
#### II.3.1 Scintillateur NaI(Tl) :

Le principe de détection d'un rayonnement à l'aide d'un scintillateur est de convertir l'énergie du rayonnement incident en scintillations (lumière).

Le mécanisme de scintillation dans un matériau inorganique, tel que le NaI, dépend des niveaux d'énergie déterminés par la structure cristalline du matériau. Dans ce type de matériau, les électrons occupent des bandes d'énergie discrètes (figure II.3).

Les électrons liés de la bande de valence sont séparés de ceux de la bande de conduction par une zone définie comme la bande interdite ou le gap. Une absorption d'énergie peut induire le saut d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction, laissant une place vacante (un trou) dans la bande de valence. La largeur du gap est de l'ordre de 5 eV.

Pour améliorer la production de photons dans le visible, on rajoute des activateurs au scintillateur inorganique (des impuretés comme le Tl). Ces impuretés vont modifier la structure des bandes d'énergie, en créant des niveaux intermédiaires à travers lesquels les électrons de la bande de conduction vont se désexciter. Ces transitions intermédiaires vont donner lieu à des émissions de photons de longueurs d'ondes dans le visible et vont donc servir de base pour le processus de scintillation.



**Figure II.3 :** structure en bandes d'énergie d'un cristal NaI(Tl).

La lumière émise est détectée au moyen d'un photomultiplicateur qui convertit les photons en « photo électrons » au moyen d'une photocathode, puis les multiplie par effet d'émission secondaire avec un ensemble de dynodes.

Les scintillateurs inorganiques sont connus pour leur bonne efficacité de détection des rayonnements  $\gamma$  due à leur densité élevée (bonne absorption des rayonnements) et leur  $Z$  élevé (effet photoélectrique important).

Toutefois, les scintillateurs sont caractérisés par une mauvaise résolution en énergie. Les fluctuations statistiques sur le faible nombre de photoélectrons, créés au niveau de la photocathode, sont la principale source de détérioration de cette résolution.

En effet, dans le cas d'un scintillateur NaI(Tl), si le  $\gamma$  incident dépose dans le cristal une énergie de 0.5 MeV, il y aura production d'environ 3000 photoélectrons avec une erreur statistique de l'ordre de 1.8%. La résolution en énergie due uniquement à la contribution des fluctuations statistiques sera de l'ordre de 4.3% !

Le scintillateur NaI(Tl) que nous avons utilisé dans cette étude est de forme cylindrique de dimensions 3'' X 3''. Sa résolution en énergie est d'environ 11% à 0.661MeV.

### II.3.2 Détecteur à semi-conducteur (Ge(Hp)) :

Dans un semi-conducteur, les électrons occupent des bandes d'énergies : la bande de valence contenant les électrons liés au cristal et la bande de conduction contenant les électrons libres de migrer dans le cristal et dont le remplissage varie en fonction de la température. Les deux bandes d'énergie sont séparées par un gap ou une bande interdite dont la largeur est faible (comparée au gap dans un isolant), de l'ordre de 1eV.

Au zéro absolu (0° K), la bande de valence est complètement peuplée ; le semi-conducteur est isolant. Lorsque la température croît, les électrons sont excités par agitation thermique vers la bande de conduction.

Les propriétés des semi-conducteurs dépendent de la présence des impuretés qui créent des niveaux intermédiaires dans la bande interdite :

- dans un semi-conducteur de type n, les impuretés créent des niveaux donneurs proches de la bande de conduction ; les porteurs de charge majoritaires seront des électrons.
- dans un semi-conducteur de type p, les impuretés créent des niveaux accepteurs proches de la bande de valence ; les porteurs de charge majoritaires seront des trous.

L'association d'un semi-conducteur de type p avec un semi conducteur de type n, crée une jonction p-n ou une diode à semi-conducteur. L'interface de la jonction est une zone déplétée de charge. Une polarisation en inverse de la diode élargira cette zone. Un rayonnement incident créera des paires électron - trou dans la zone de déplétion. La collection de ces charges génère le signal électrique du détecteur.

La largeur de la zone de déplétion (zone active du détecteur) est donnée par :

$$d = \left( \frac{2 \varepsilon V}{e N} \right)^{1/2} \quad \text{II.1}$$

V étant la tension de polarisation et  $\varepsilon$  la constante diélectrique du milieu. N est la concentration des impuretés dans le semi-conducteur (donneurs ou accepteurs) et e est la charge d'un électron.

La largeur de la zone de déplétion dans un semi-conducteur est de l'ordre de 2 à 3 mm, ce qui convient pour la détection des particules  $\alpha$  ou des radiations de faible pouvoir de pénétration. La détection d'un rayonnement  $\gamma$  avec une diode à semi-conducteur nécessite une zone de déplétion plus large, ceci peut être réalisé en réduisant le taux de concentration des impuretés dans le semi-conducteur (relation II.1).

Dans un semi-conducteur au Germanium hyper pur (Ge(Hp)), la concentration des impuretés est réduite à environ  $10^{10}$  atomes/cm<sup>3</sup> ce qui permet d'atteindre une largeur de la zone de déplétion de l'ordre de 1cm pour une tension de polarisation d'environ 1000V.

L'une des caractéristiques d'un Ge(Hp) est son excellente résolution en énergie pour la spectroscopie  $\gamma$ . Cette résolution est déterminée par la contribution de trois facteurs : la dispersion statistique sur le nombre de charges créés, la variation de l'efficacité de collection des charges et le bruit de fond de l'électronique.

L'énergie nécessaire pour créer une paire électron - trou dans un semi-conducteur est de l'ordre de 3 eV, très faible comparé à 30 eV dans un scintillateur. Il en résulte un nombre d'ionisation plus grand et donc une dispersion statistique plus faible sur ce nombre et par conséquent une amélioration de la résolution en énergie. En effet, la résolution en énergie avec un Ge(Hp) refroidi atteint le keV.

Toutefois, l'efficacité intrinsèque de détection d'un rayonnement  $\gamma$  est beaucoup plus faible (réduite d'un facteur entre 10 et 20) pour un Ge(Hp) comparée à un scintillateur NaI(Tl) :

- la probabilité d'interaction d'un rayonnement  $\gamma$  avec les électrons du milieu est plus faible dans un Ge(Hp) à cause de son faible nombre atomique ( $Z = 32$ ) comparé à  $Z = 53$  de l'iode dans un scintillateur NaI(Tl).
- le Ge(Hp) est caractérisé par une faible largeur de la zone active ( $\approx 1$ cm).

## Chapitre III :

### Description de la méthode Monte Carlo

### et du code de calcul Monte Carlo N-particule (MCNP)

---

#### III.1 Description de la méthode Monte Carlo

La méthode Monte Carlo est une méthode probabiliste, destinée à résoudre des problèmes mathématiques et physiques. Elle est attribuée à des scientifiques travaillant sur le développement des armes nucléaires à Los Alamos bien que le premier document décrivant des procédures aléatoires pour résoudre un problème mathématique soit celui de Comte de Buffon en 1772[14].

Le nom Monte Carlo, emprunté à la ville de Monte Carlo réputée pour la pratique des jeux de hasard, lui fût attribué par Nicholas Metropolis dans un article co –écrit avec Stanlass Ulam en 1949[15]. Ces deux auteurs ont largement contribué au développement de cette méthode dans le cadre de leur recherche sur la bombe atomique lors de la seconde guerre mondiale.

Cette technique de simulation est largement utilisée pour l'étude des problèmes complexes de transport des particules. Le principe de cette méthode est de reproduire théoriquement un processus statistique (réaliser une expérience théorique) c'est-à-dire un processus conditionné par le comportement d'un grand nombre de particules (comme interaction des particules avec la matière).

La simulation par Monte Carlo consiste à simuler " reproduire" l'histoire d'une particule dans un milieu donné, depuis sa naissance (émission de la source) jusqu'à sa disparition (par échappement ou absorption ) en tenant compte des différentes interactions que peut subir cette particule. Ces interactions sont régies par des lois de probabilité bien décrites par les lois de transport.

Pour décrire d'une manière adéquate un processus, on doit simuler l'histoire d'un grand nombre de particules. Les paramètres qui définissent chacune (naissance, énergie, direction,...) sont considérés comme variables aléatoires et sont sélectionnées selon leur distribution de probabilité respective par des procédures aléatoires appropriées.

La figure III.1 illustre un exemple de simulation par la méthode Monte Carlo ; c'est l'histoire aléatoire d'un neutron traversant un matériau fissile. Le neutron peut subir plusieurs interactions, un nombre compris entre 0 et 1 est sélectionné d'une manière aléatoire pour déterminer quelle interaction et quand le neutron subit cette interaction. Le nombre

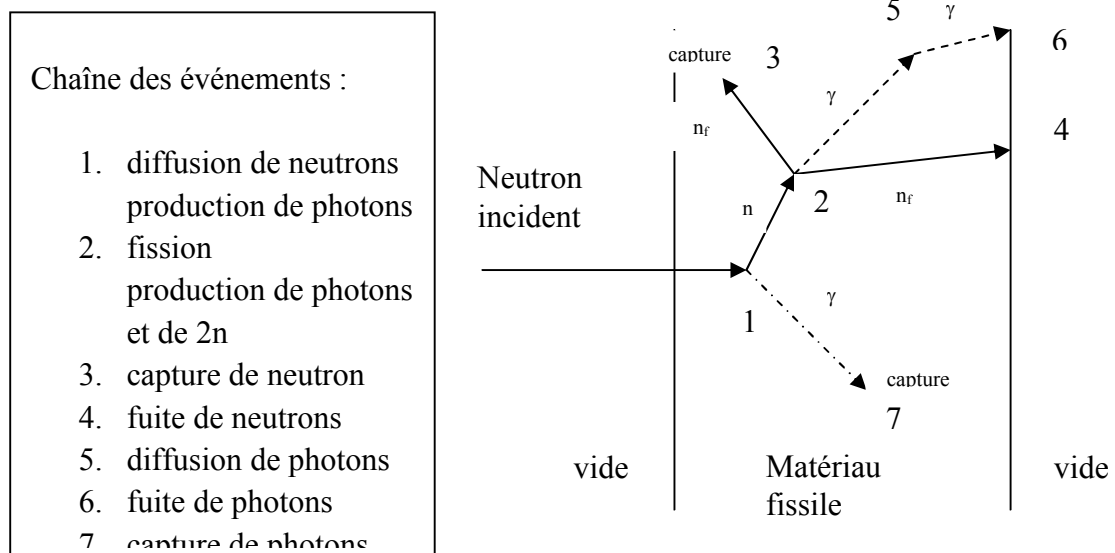
aléatoire est sélectionné selon la loi de probabilité correspondante (données du transport) qui régit l'interaction du neutron avec le milieu considéré.

Dans cet exemple particulier le neutron subit (ou provoque) une série d'événements :

- l'événement 1 c'est la diffusion du neutron incident par les atomes du milieu. Le neutron est diffusé dans une direction sélectionnée aléatoirement selon la loi de physique de diffusion des neutrons. Un photon est produit dont le suivi sera fait ultérieurement.
- l'événement 2 c'est l'absorption du neutron incident par réaction de fission et la naissance de deux neutrons de fission et un photon. Le photon et l'un des neutrons sont mis en attente pour une analyse ultérieure.
- L'événement 3, c'est la capture du premier neutron de fission, son histoire est alors terminée.
- Le neutron de fission laissé en attente échappe au matériau en 4.
- Le photon produit par fission subit une collision en 5 et échappe au matériau en 6.
- Le photon généré par l'événement 1, est repris pour analyse. Ce photon est capturé lors de l'événement 7.

L'histoire du neutron incident est maintenant achevée.

Si on simule l'histoire de plusieurs neutrons incidents, la distribution des neutrons et/ou des photons sera mieux décrite et les quantités (Tallies) qui intéressent l'utilisateur seront estimées avec une meilleure incertitude statistique.



**Figure III.1 :** Chaîne des événements que peut subir un neutron dans un matériau fissile.

## III.2 La méthode Monte Carlo et la méthode déterministe

Il existe deux approches très différentes pour résoudre un problème de transport de particules : la méthode Monte Carlo et la méthode déterministe.

La méthode déterministe résout l'équation du transport pour une distribution moyenne ou approchée du nombre de particules.

La méthode Monte Carlo ne résout pas explicitement une équation mais obtient les réponses en simulant individuellement les particules et enregistrant certains aspects (Tallies) de leur distribution moyenne.

La méthode déterministe donne une information complète (exemple flux) à travers l'espace des phases du problème. La méthode Monte Carlo donne des informations concernant uniquement certaines Tallies demandées par l'utilisateur. C'est une technique bien adaptée pour résoudre les problèmes de transport à trois dimensions et dépendant du temps. Cette méthode ne nécessite aucune approximation sur l'espace, l'énergie et le temps ce qui permet une représentation détaillée de tous les aspects d'un phénomène physique.

## III.3 Description du code Monte Carlo N-particule (MCNP) :

Le code Monte Carlo N-particule a été développé par le groupe « Méthodes du Transport » de « la Division Physique Théorique Appliquée » du Laboratoire National de Los Alamos. Ce groupe élabore une nouvelle version de ce code chaque 2 ou 3 ans. Dans cette étude nous avons utilisé la version 5 (année 2005) de ce code (MCNP5)[16].

Le programme source du MCNP5 se compose d'environ 44000 lignes écrites en Fortran et il fait appel pour son exécution à 360 sous-routines.

Ce code étudie les problèmes de transport de neutrons, photons, électrons ou le transport couplé n-photon-électron. Il traite le transport de ces particules dans un espace à 3 dimensions dépendant du temps et de l'énergie d'une manière continue.

Pour l'étude du transport des photons, le MCNP5 tient compte des diffusions cohérentes et incohérentes avec la possibilité d'émission d'un rayonnement de fluorescence après absorption photoélectrique. Il traite aussi l'absorption par production de paires avec une émission locale d'un rayonnement d'annihilation et de Bremsstrahlung.

Ce code peut être utilisé pour l'étude du transport en différents modes : neutron seul, photon seul, électron seul ou mode combiné : n/photon où les photons sont produits par interaction des neutrons, n/photon/électron où les électrons sont produits par interaction des photons, photon/électron ou électron/photon. L'étude concerne les neutrons dont l'énergie

varie de  $10^{-11}$  MeV à 20 MeV, photons et électrons dont l'énergie varie de 1 keV jusqu'à 1000 MeV.

L'utilisateur crée un fichier d'entrée "Input" composé de plusieurs fiches "cards". Le terme "card" est utilisé pour désigner une ligne qui peut contenir jusqu'à 80 caractères. Ce fichier contient des informations concernant le problème à étudier comme :

- spécification de la géométrie.
- description détaillée des matériaux composant l'environnement de la particule avec une sélection de la librairie des données à utiliser.
- localisation et caractéristiques de la source de particules (neutron ou photon ou électron).
- le type de réponse ou "Tallie" désiré.

### III.3.1 Données Nucléaires :

Le code MCNP5 est fourni avec un package de données atomiques et nucléaires, qui sont des évaluations prises de librairies comme la bibliothèque ENDF[17](Evaluated Nuclear Data File), ENDL[18](Evaluated Nuclear Data Library), ACTL[19](Activation Library) et des évaluations du groupe (T-2) de la division "Applied Nuclear Science" de Los Alamos .

Ces tables de données concernent l'interaction des neutrons avec la matière, les photons induits par neutrons, l'interaction des photons, dosimétrie des neutrons, activation neutronique, diffusion des particules thermiques. Ces données sont réunies en des directories "XSDIR".

L'utilisateur sélectionne une table de données ou une librairie en précisant l'identificateur de la librairie. Plus de 500 tables, concernant les données relatives à l'interaction des neutrons, pour environ 100 isotopes, sont disponibles.

### III.3.2 Description de la source de rayonnements :

Le code MCNP5 permet à l'utilisateur de choisir une large variété de sources sans modifier le programme principal du code. Dans le fichier "Input", l'utilisateur donne les informations concernant la source de radiation comme :

- le type de particules émises (n, photon ou électron).
- la géométrie de la source (ponctuelle, surfacique ou volumique) ainsi que sa position dans l'espace et ses dimensions.
- La distribution énergétique et directionnelle du rayonnement émis ainsi que son évolution dans le temps.

### III.3.3 Définition des quantités à calculer et résultats du calcul « Tallies et Output » :

L'utilisateur du code MCNP précise dans le fichier Input les quantités « Tallies » qu'il désire calculer comme le courant de particules, flux, énergie déposée,...etc. Les « Tallies » sont normalisées par particule émise de la source. L'utilisateur du code a aussi la possibilité de calculer toute grandeur de la forme :

$$C \int \phi(E) f(E) dE$$

où  $\phi(E)$  est la fluence de particules en fonction de l'énergie.  $f(E)$  peut être un produit ou somme de sections efficaces prises d'une des bibliothèques annexes au code.  $f(E)$  peut aussi être une fonction réponse fournie par l'utilisateur.  $C$  est une constante.

Le fichier de sortie "Output" contient le résultat de la Tally demandée avec l'erreur statistique relative ainsi que des informations concernant les étapes intermédiaires du calcul. Le "output" contient aussi une analyse détaillée concernant la fiabilité des résultats comme la dépendance des résultats en fonction du nombre "d'histoires" simulées.

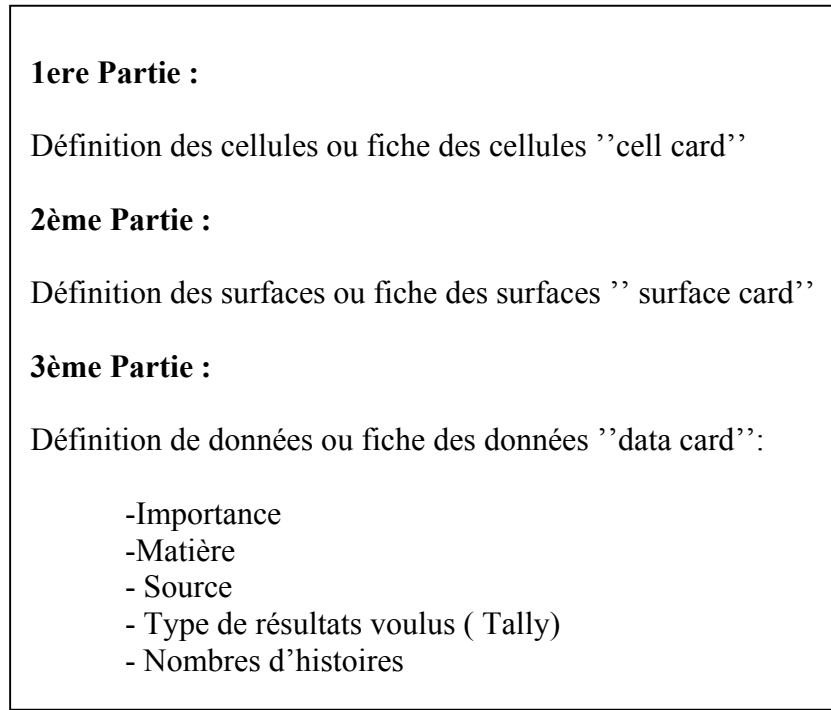
### III.3.4 Présentation du fichier "Input" :

Le fichier "Input" doit contenir toutes les informations décrivant le problème à étudier :

- une description détaillée de la géométrie de l'environnement de la particule à simuler. Cet environnement est formé de différentes cellules. Une cellule est l'assemblage de plusieurs surfaces. L'utilisateur doit préciser l'importance de chaque cellule dans le calcul.
- une identification des matériaux composants chaque cellule (le numéro atomique  $Z$ , le nombre de masse  $A$  et l'identificateur de la bibliothèque des données nucléaires relative au matériau considéré).
- une description de la source de radiation : géométrie, position, dimensions et le type de particules émises.
- le mode de simulation souhaité : mode n pour l'étude du transport des neutrons, mode p pour les photons et mode e pour les électrons ou bien mode n-p, mode p-e, mode n-p-e.

- le type de résultats "Tally" souhaité et le nombre d'histoires ou de particules à simuler.

La figure III.2 donne la forme d'un fichier input spécifique pour le code MCNP.



**Figure III.2 :** Forme d'un fichier Input spécifique au code MCNP5.

### III.3.4.1 Fiche des surfaces « surface card » :

Dans le fichier Input, la fiche des surfaces intervient après la fiche des cellules. La cellule étant délimitée par un assemblage de surfaces, on décrira d'abord la fiche des surfaces.

Le programme possède dans son code les équations d'un grand nombre de surfaces. Pour en définir une, on entre la formulation suivante :

$$j \ n \ a \ liste$$

où  $j$  est un nombre compris entre 1 et 99999 désignant le numéro de la surface.

$n$ : concerne des transformations de coordonnées. Il peut être absent ou nul, si il n'y a pas de transformation.  $n$  positif désigne le numéro de la carte définissant la transformation de coordonnées.  $n$  négatif, indique que la surface  $j$  est périodique avec la surface  $n$ .

$a$  et  $liste$  : représentent respectivement l'abréviation d'une surface reconnue par le programme et les paramètres qui s'y réfèrent (comme le centre, le rayon, longueur,...etc). Par exemple P correspond à un plan, C correspond à un cylindre. Dans le tableau III-1 sont récapitulées les cartes des surfaces définies par le code MCNP.

### III.3.4.2 Fiche des cellules « cell card » :

Nous avons vu que chaque surface est définie par une équation  $f(x,y,z)=0$ , définie dans le programme par un mnémonique et un ensemble de paramètres. Chaque surface délimite deux régions d'espace ; l'espace correspondant à  $f(x,y,z)>0$  est noté positif et l'espace défini par  $f(x,y,z)<0$  est noté négatif.

La cellule est définie par des régions d'espace délimitées par des surfaces : l'intersection, l'union ou le complémentaire de plusieurs surfaces peuvent former des cellules. Plusieurs paramètres caractérisent une cellule, comme le type de matériau qui constitue la cellule, la densité de la matière en question et d'autres paramètres importants qui seront mentionnés plus loin. La formulation pour définir correctement une cellule est la suivante :

***nc m d geom***

*nc* : est un nombre compris entre 1 et 99999, il définit le numéro de la cellule.

*m* : désigne le numéro de la matière constituant la cellule *nc*, Pour une cellule vide,  $m = 0$ , si *m* est différent de 0, il indique le numéro de la matière dont les caractéristiques sont décrites par la fiche Mm.

*d* : désigne la densité de la matière *m*. Ce nombre est absent si la cellule *nc* est vide ( $m$  égal à 0), si *m* est positif, il représente la densité atomique dans les unités de  $10^{24}$  atomes par  $\text{cm}^3$ . Si *m* est négatif, il est interprété comme la densité de la matière *m* exprimée en g par  $\text{cm}^3$

*geom* : spécifie la géométrie de la cellule délimitée par des surfaces définies. Il s'agit des numéros des surfaces séparés par des opérateurs booléens qui spécifient comment les régions séparées par les surfaces doivent être combinées.

Les opérateurs booléens sont les suivants :

Un espace signifie l'intersection, le sigle (:) représente l'union, le sigle (#) signifie le complément.

Pour définir facilement des cellules intersectées, il est utile de se rappeler les formules de base des théories ensemblistes.

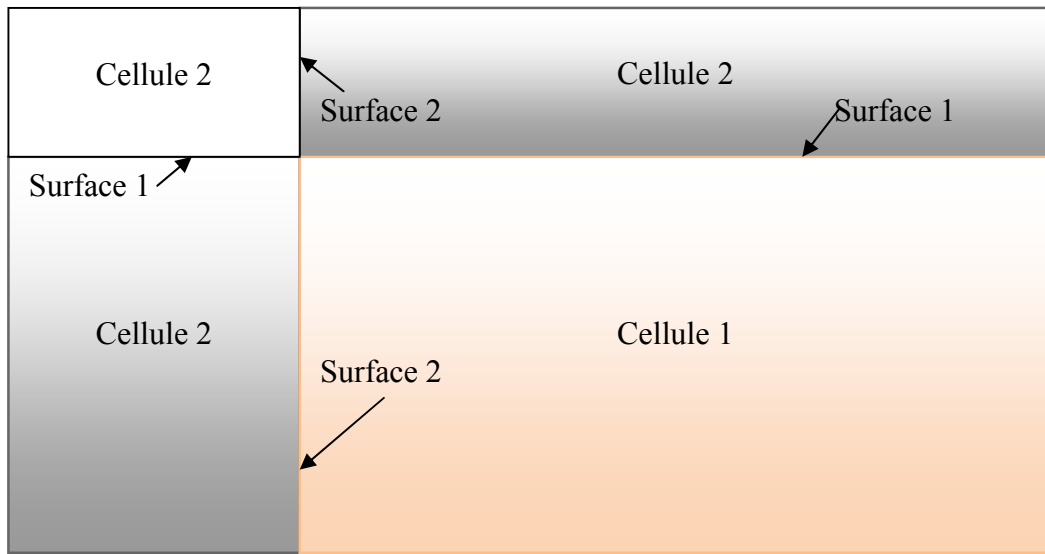
Pour illustrer la description de cellule et de surface, nous avons présenté sur la figure III.3 deux plans, de dimensions infinies, dont l'intersection définit deux cellules :

La cellule 1 est tout l'espace à la droite de la surface 2(sens +) et qui est en commun avec tout l'espace au dessous de la surface 1 (sens -).

La cellule 2 est tout l'espace à gauche (sens -) de la surface 2 et qui est en commun avec l'espace au dessus de la surface 1 (sens +).

Si on suppose que la cellule 2 est vide, ces deux cellules seront décrites avec la carte suivante :

```
1 1 -0.0014 -1 2
2 0          1 :-2
```



**Figure III.3 :** Exemple de description de cellules et de surfaces.

Dans cette description de cellules, la cellule 1 contient l'élément 1 de densité  $0.0014 \text{ g/cm}^3$ . La cellule 2 est vide, elle est d'importance égale à 0 donc les neutrons ne seront pas suivis dans cette cellule.

**Tableau III-1 : Bibliothèque des cartes de surfaces reconnues par le MCNP**

Mnemonic	Type	Description	Equation	Card Entries
P	Plane	General	$Ax + By + Cz - D = 0$	ABC D
PX		Normal to X-axis	$x - D = 0$	D
PY		Normal to Y axis	$y - D = 0$	D
PZ		Normal to Z-axis	$z - D = 0$	D
SO	Sphere	Centered at Origin	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
S		General	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} R$
SX		Centered on X-axis	$(x - \bar{x})^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} R$
SY		Centered on Y-axis	$x^2 + (y - \bar{y})^2 + z^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} R$
SZ		Centered on Z-axis	$x^2 + y^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{z} R$
C/X	Cylinder	Parallel to X-axis	$(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{y} \bar{z} R$
C/Y		Parallel to Y-axis	$(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{z} R$
C/Z		Parallel to Z-axis	$(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2 - R^2 = 0$	$\bar{x} \bar{y} R$
CX		On X-axis	$y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CY		On Y-axis	$x^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CZ		On Z-axis	$x^2 + y^2 - R^2 = 0$	R
K/X	Cone	Parallel to X-axis	$\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(x - \bar{x}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$
K/Y		Parallel to Y-axis	$\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - t(y - \bar{y}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$
K/Z		Parallel to Z-axis	$\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - t(z - \bar{z}) = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} t^2 \pm 1$
KX		On X-axis	$\sqrt{y^2 + z^2} - t(x - \bar{x}) = 0$	$\bar{x} t^2 \pm 1$
KY		On Y-axis	$\sqrt{x^2 + z^2} - t(y - \bar{y}) = 0$	$\bar{y} t^2 \pm 1$
KZ		On Z-axis	$\sqrt{x^2 + y^2} - t(z - \bar{z}) = 0$	$\bar{z} t^2 \pm 1$
				$\pm 1$ used only for 1 sheet cone
SQ	Ellipsoid Hyperboloid Paraboloid	Axes parallel to X-, Y-, or Z-axis	$A(x - \bar{x})^2 + B(y - \bar{y})^2 + C(z - \bar{z})^2 + 2D(x - \bar{x}) + 2E(y - \bar{y}) + 2F(z - \bar{z}) + G = 0$	ABC DE FG $\bar{x} \bar{y} \bar{z}$
GQ	Cylinder Cone Ellipsoid Hyperboloid Paraboloid	Axes not parallel to X-, Y-, or Z-axis	$Ax^2 + By^2 + Cz^2 + Dxy + Eyz + Fzx + Gx + Hy + Jz + K = 0$	ABC DE FGHIJK
TX	Elliptical or circular torus. Axis is Parallel to X-, Y-, or Z-axis		$(x - \bar{x})^2/B^2 + (\sqrt{(y - \bar{y})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$
TY			$(y - \bar{y})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (z - \bar{z})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$
TZ			$(z - \bar{z})^2/B^2 + (\sqrt{(x - \bar{x})^2 + (y - \bar{y})^2} - A)^2/C^2 - 1 = 0$	$\bar{x} \bar{y} \bar{z} A B C$
XYZP		Surfaces defined by points	See pages 3-16 and 3-18	

### III.3.4.3 Fiche des données « Data card »:

#### Définition du mode « Card mode » :

Différents modes existent, c'est à l'utilisateur de sélectionner le mode qui l'intéresse :

- Mode n : étude du transport des neutrons uniquement.
- Mode p : étude du transport des photons.
- Mode e : étude du transport des électrons.
- Mode n – p : étude du transport des neutrons et celui des photons induits par interaction des neutrons.
- Mode p-e : étude du transport des photons et des électrons induits par interaction des photons.
- Mode n-p-e : étude du transport des neutrons, des photons induits par interaction des neutrons et le transport des électrons induits par interaction des photons.

Le mode n est le mode du code par défaut.

#### Définition de l'importance :

L'utilisateur précise l'importance de chaque cellule dans le calcul de simulation. Ce paramètre peut être affecté de deux valeurs ; 1 ou 0.

La particule ne sera pas suivie dans une cellule d'importance égale à 0, une priorité est donnée aux cellules dont l'importance est de 1.

Préciser l'importance aide à :

- terminer l'histoire de la particule si l'importance est de 0.
- aider les particules à se déplacer plus facilement vers des régions plus importantes.

#### Fiche de la source :

La source de particules est décrite par la fiche (*SDEF*). Il existe de nombreux paramètres pour définir la source ; nous n'en citerons que quelques-uns en guise d'exemples:

- *CEL* : précise quelle cellule sert de source, si cette dernière remplit entièrement la cellule,
- *SUR* : définit la surface de la source,
- *ERG* : définit l'énergie de la source, en MeV
- *POS* : donne le point de référence du centre de la source,
- *RAD* : définit le rayon de la source( pour une source surfacique ou volumique).
- *EXT* : signifie l'extension de la source depuis *POS*, le long de *AXS*,

- *AXS* définit l'axe de la source. X, Y et Z donnent les coordonnées x y et z de la source,
- *PAR* donne le type de particule émise de la source ; il sera 1 dans le mode n, n-p et n-p-e. Il sera 2 dans le mode p et p-e et 3 dans le mode e.
- *TME* donne l'instant d'émission.

Par exemple une source dont le centre est à la position  $x,y,z = 0,-4,-2.5$  et occupant la cellule 1. Cette cellule émet des neutrons d'énergie 14 MeV à l'instant  $t=0$ . Cette source sera décrite par la formulation suivante :

SDEF POS=0 -4 -2.5 CEL=1 ERG=14 WGT=1 TME=0 PAR=1

### Fiche des matériaux :

Dans la fiche des cellules, on donne un numéro m à la matière qui constitue la cellule. Ce numéro m est repris dans la carte *Mm*, dont la formulation simplifiée est :

*Mm zaid1 fraction1 zaid2 fraction2 ...*

où *zaidi* indique de quel élément il s'agit, ainsi que la librairie des sections efficaces à utiliser.

Cette entrée se décompose en *ZZZAAA.nnx*, où

*ZZZ* : le numéro atomique de l'élément considéré.

*AAA* : le nombre de masse du nuclide.

*nn* : l'identificateur de la librairie des sections efficaces.

*x* : la classe des données : C pour continu en énergie, D pour des valeurs discrètes, T pour des données thermiques, Y pour des données de dosimétrie....

*i* : la fraction atomique du constituant i ou la densité atomique si elle est introduite avec un signe moins.

### Fiche des tallies :

Il est possible de définir différentes tallies dans le fichier Input en fonction du résultat qu'on souhaite obtenir : le courant à travers une surface, le flux en un point, ...

Dans ce qui suit, nous ne décrirons que les cartes des Tallies les plus utilisées tel que *F<sub>n</sub>*, *E<sub>n</sub>* et *FM<sub>n</sub>*.

La Tallie *F<sub>n</sub>* est la plus utilisée ; il en existe 7 différentes pour les neutrons, 6 pour les photons et 4 pour les électrons. L'utilisateur peut créer d'autres Tallies en modifiant ces Tallies de base. Le tableau III.2 récapitule les Tallies, *F<sub>n</sub>*, de base pour le code MCNP.

Le mnémonique de la Tally	Description
F1 :N ou F1 :P ou F1 :E	Courant intégré sur une surface
F2 :N ou F2 :P ou F2 :E	Flux moyen de surface
F4 :N ou F4 :P ou F4 :E	Le flux moyen en une cellule
F5a :N ou F5a :P	Le flux en un point détecteur
F6 :N ou F6 :P ou F6 :N, P	L'énergie moyenne déposée dans une cellule
F7 :N	L'énergie moyenne de fission déposée dans une cellule.
F8 :N ou F8 :P ou F8 :E ou F8 :P, E	Distribution de la hauteur d'impulsion créée dans un détecteur en fonction de l'énergie déposée.

**Tableau III. 2 :** Tallies de base du code MCNP. Le type de particule est désigné par la lettre correspondante : N pour neutron, P pour photon et E pour électron.

L'adjonction d'un astérisque aux mnémoniques des Tallies définies dans le tableau III.2 définit de nouvelles Tallies. Nous donnerons ci – dessous l'expression analytique de chaque Tally.

$F_1 = \int_{A,\mu,t,E} J(\vec{r}, E, t, \mu) dE dt d\mu dA$  ; estime le nombre de particules traversant une surface.

$*F_1 = \int_{A,\mu,t,E} E * J(\vec{r}, E, t, \mu) dE dt d\mu dA$  ; la quantité d'énergie traversant une surface.

où  $J(\vec{r}, E, t, \mu)$  est le courant de particules à la position  $\vec{r}$  à l'instant t et dont l'énergie est E.  $\mu$  est le cosinus de l'angle entre la normale à la surface A et la direction de la particule.

$$F_2 = \int_{A,t,E} \phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dA}{A}$$

$$*F_2 = \int_{A,t,E} E * \phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dA}{A}$$

où  $\phi(\vec{r}, E, t)$  est le flux de particules d'énergie E à la position  $\vec{r}$  et à l'instant t traversant une surface A.

$$F_4 = \int_{v,t,E} \phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V}$$

dV étant l'élément de volume autour de la position  $\vec{r}$  .

$$*F_4 = \int_{v,t,E} E * \phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V}$$

$$F_5 = \int_{t,E} \phi(\vec{r}, E, t) dE dt$$

$$*F_5 = \int_{t,E} E * \phi(\vec{r}, E, t) dE dt$$

Si la tally concerne une surface ou une cellule, on note le numéro de la surface ou de la cellule directement après le nom du tally.

**Exemple :**

F2 :n 3 ; flux de neutrons a travers la surface 3

F4 :p 5 6 ; le flux moyen de photons dans la cellule 5 et dans la cellule 6

L'utilisateur du code a la possibilité de décomposer les intégrales des Tallies Fn en plusieurs intervalles d'énergie grâce à la fiche En. Exemple :

F4 :n 5

E4 1 12I 14 ; calculer le flux moyen de neutrons dans la cellule 5 par incrément de 1MeV, pour des neutrons dont l'énergie varie de 1 jusqu'à 14 MeV.

Si les résultats d'une tally doivent tous être multipliés par une constante, par exemple pour convertir des unités, il est possible d'utiliser la carte  $FMn k$ , où n est le numéro de la tally et k le facteur multiplicatif.

**Exemple :** calcul du taux d'une réaction dans une cellule.

Pour calculer le taux d'une réaction donnée, a(nombre de réactions/cm<sup>3</sup> s), dans une cellule on multiplie le flux dans cette cellule par la section efficace macroscopique comme indiqué dans la relation suivante :

$$a = n \int \phi(\vec{r}, E, t) \sigma(E) d\vec{r} dE dt$$

où n est la densité atomique du matériau de la cellule, exprimé en atomes/cm<sup>3</sup>.  $\sigma(E)$  est la section efficace de la réaction étudiée, à l'énergie E.  $\phi(\vec{r}, E, t) dE$  est le flux de particules d'énergie comprise entre E et E+dE à la position  $\vec{r}$  et à l'instant t.

Ce calcul est effectué par le code MCNP en combinant deux subroutines : f4 qui détermine le flux en une position  $\vec{r}$  de la cellule et à l'instant t, et fm4 qui multiplie ce flux par la section efficace de la réaction.

Fm4 est définie par trois paramètres :

- le paramètre de la densité atomique de la matière de la cellule
- le numéro de la matière défini dans le programme
- un identificateur de la section efficace de la réaction choisie

On introduit ces paramètres sous la forme suivante:

F4 i  
Fm4 n m c

i: le numéro de la cellule dans le programme

n : la densité atomique en unité  $10^{24}$  atomes/cm<sup>3</sup>

m : le numéro de la matière de la cellule i

c : représente le code de la réaction.

Les codes des réactions disponibles dans le MCNP et les plus utilisées sont récapitulés dans le tableau III.3.

Type	Code MCNP	Réaction
Neutron	-1	Section efficace totale sans tenir compte des neutrons thermiques
	-2	Section efficace d'absorption
	-3	Section efficace élastique sans les neutrons thermiques
	-4	Energie moyenne déposée par collision (MeV/collision)
	-5	Section efficace de production des gammas
	-6	Section efficace totale de la fission
	-7	Nombre de neutrons par fission
	-8	Bilan de la fission Q (MeV/fission)
Photon	-1	Section efficace de la diffusion incohérente
	-2	Section efficace de la diffusion cohérente
	-3	Section efficace de l'effet photoélectrique
	-4	Section efficace de production de paires
	-5	Section efficace totale
	-6	Energie moyenne déposée par collision d'un photon

**Tableau III.3:** Les codes de réactions spécifiques au code MCNP5

# Chapitre IV :

## Calcul analytique et simulation Monte Carlo de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl)

---

Toute étude expérimentale basée sur la spectrométrie gamma, nécessite au préalable la détermination précise de l'efficacité  $\varepsilon(E_\gamma)$  du détecteur utilisé traduisant son pouvoir de détection en fonction de l'énergie des  $\gamma$  collectés.

La mesure expérimentale de  $\varepsilon(E_\gamma)$  nécessite l'utilisation de sources étalons pour des  $\gamma$  de différentes énergies et de sources standards de différentes configurations géométriques, souvent indisponibles. Ces difficultés expérimentales peuvent être contournées en ayant recours à la détermination théorique de ce paramètre.

Dans ce chapitre, nous avons établi la courbe de l'efficacité absolue totale et la courbe de l'efficacité intrinsèque relative au pic photo-électrique d'un détecteur NaI(Tl) disponible au laboratoire. Nous avons déterminé cette efficacité par calcul analytique et par simulation Monte Carlo. Nous avons comparé les résultats obtenus par calcul aux résultats expérimentaux obtenus en utilisant des sources de Cobalt et de Cesium.

### IV.1. Définitions:

L'efficacité absolue totale d'un détecteur, pour un rayonnement  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$ , est définie comme le rapport du taux de comptage enregistré (après soustraction du bruit de fond) au nombre réel de particules émises par la source, elle traduit la probabilité pour qu'une particule émise par la source ait interagi avec le milieu de détection :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{absolue-totale}} &= \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant interagi avec les électrons du cristal}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ émis par la source}} \\ &= \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ détectés}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ émis par la source}}\end{aligned}$$

L'efficacité intrinsèque totale d'un détecteur, pour un rayonnement  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$ , est définie comme le rapport du taux de comptage enregistré (après soustraction du bruit de fond) au nombre réel de photons ayant traversé le détecteur. C'est la probabilité pour que la particule qui pénètre dans le détecteur interagisse avec les électrons de celui-ci :

$$\epsilon_{\text{intrinsèque-totale}} = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant interagi avec les électrons du cristal}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le détecteur}}$$

On peut aussi l'exprimer comme :

$$\epsilon_{\text{intrinsèque-totale}} = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ détectés}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le détecteur}}$$

L'efficacité absolue, relative au pic photoélectrique d'un  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  est définie comme suit :

$$\epsilon_{\text{absolue-photoélectrique}}(E_\gamma) = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ absorbés dans le détecteur}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ émis par la source}}$$

et l'efficacité intrinsèque, relative au pic photoélectrique d'un  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  par :

$$\epsilon_{\text{intrinsèque-photoélectrique}}(E_\gamma) = \frac{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ complètement absorbés dans le détecteur}}{\text{nombre de photons d'énergie } E_\gamma \text{ ayant pénétré dans le détecteur}}$$

Dans le cas d'une source ponctuelle d'émission isotrope, l'efficacité intrinsèque peut être exprimée en fonction de l'efficacité absolue comme :

$$\epsilon_{\text{absolue}} = \epsilon_{\text{intrinsèque}} \Omega / 4\pi$$

$\Omega$  étant l'angle solide sous tendu par le détecteur.

## IV.2. Mesure expérimentale de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl) :

Expérimentalement, on mesure l'efficacité absolue relative au pic photoélectrique d'un rayonnement  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  en utilisant des sources  $\gamma$  standards. Dans le cas d'une source étalon, mono énergétique, cette efficacité est donnée par :

$$\varepsilon_{\text{absolue-photoélectrique}}(E_\gamma) = \frac{\text{aire du pic photoélectrique centré autour de } E_\gamma \text{ (sans le bruit de fond)}}{\int_0^{\Delta t} A(t) dt}$$

$A(t)$  étant l'activité de la source à l'instant  $t$ ,  $\Delta t$  est le temps de mesure.

## IV.3. Evaluation théorique de l'efficacité d'un NaI(Tl) :

Le calcul de l'efficacité rencontre plusieurs difficultés car cette grandeur physique dépend de plusieurs paramètres, en particulier:

- la géométrie de la source,
- la zone utile de la détection,
- la distance source détecteur,
- la détermination des coefficients d'absorption gamma (par effet Compton, effet photo-électrique et création de paires) dans le détecteur
- les matériaux composant l'environnement de la source et du détecteur.

Il existe deux méthodes de calcul de l'efficacité d'un détecteur :

- le calcul analytique
- le calcul probabiliste

Dans ce travail, nous avons calculé par une méthode analytique l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl), de dimensions 3inch  $\times$  3inch pour une source ponctuelle, que nous avons comparé aux résultats d'un calcul probabiliste Monte-Carlo. Nous avons aussi évalué, par deux méthodes différentes de calcul probabiliste, l'efficacité d'un cristal NaI(Tl) pour une source ponctuelle et une source étendue. Les résultats obtenus, par les différentes méthodes de calcul, sont comparés.

### IV.3.1 Calcul analytique de l'efficacité intrinsèque totale pour une source ponctuelle :

Pour une source  $\gamma$  ponctuelle, l'émission de rayonnements est isotrope dans l'espace. L'isotropie de la source est traduite par une probabilité d'émission uniforme. L'atténuation d'un faisceau de photons, d'énergie  $E_\gamma$  et d'intensité  $I_0$ , après traversée d'un matériau d'épaisseur  $\Delta l$  est donnée par la loi d'atténuation suivante :

$$I = I_0 e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l} \quad \dots \quad IV.1$$

où :  $\mu(E_\gamma)$  représente le coefficient d'atténuation des photons gamma d'énergie  $E_\gamma$ .

La probabilité d'interaction d'un photon avec le matériau est:

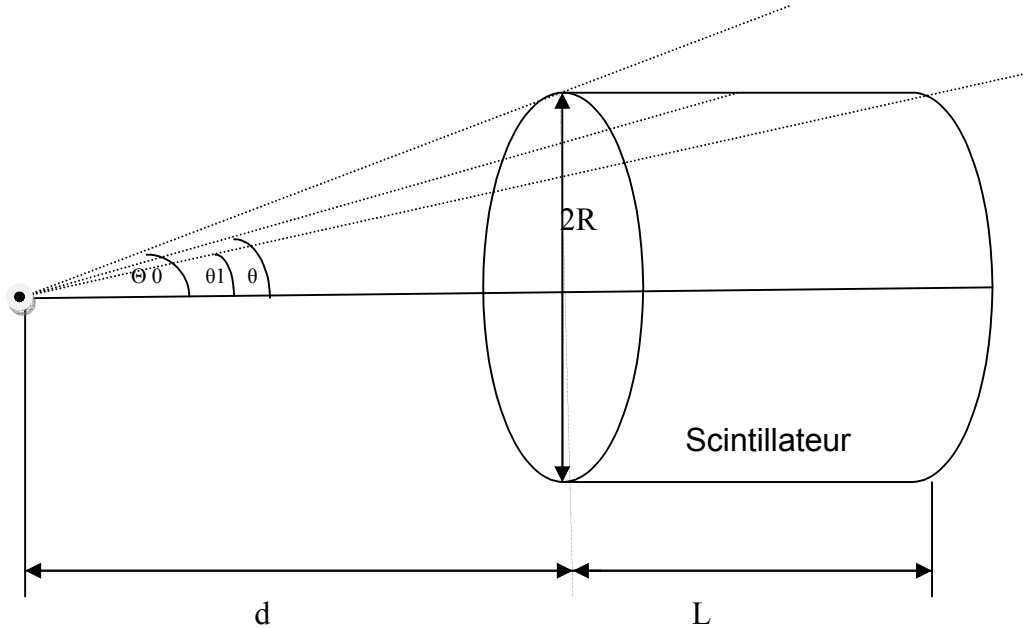
$$P_{int}(E_\gamma) = 1 - e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l} \quad \dots \quad IV.2$$

Si on considère la configuration géométrique de la figure IV.1, c'est à dire une source ponctuelle placée sur l'axe de symétrie d'un scintillateur de longueur L et de rayon R et à une distance d de la face d'entrée du détecteur, l'efficacité intrinsèque totale du détecteur  $\epsilon_{intrinsèque\ totale}(E_\gamma)$  [20, 21] est donnée par :

$$\begin{aligned} \epsilon_{intrinsèque\ totale}(E_\gamma) &= \frac{\int_0^{\theta_1} (1 - e^{-\mu(E_\gamma)L/\cos(\theta)}) \sin(\theta) d\theta}{1 - \cos(\theta_0)} \\ &+ \frac{\int_{\theta_2}^{\theta_0} (1 - e^{-\mu(E_\gamma)(\frac{R}{\sin(\theta)} - \frac{d}{\cos(\theta)})}) \sin(\theta) d\theta}{1 - \cos(\theta_0)} \quad \dots \quad IV.3 \end{aligned}$$

Les angles  $\theta_0$  et  $\theta_1$  sont définis par :

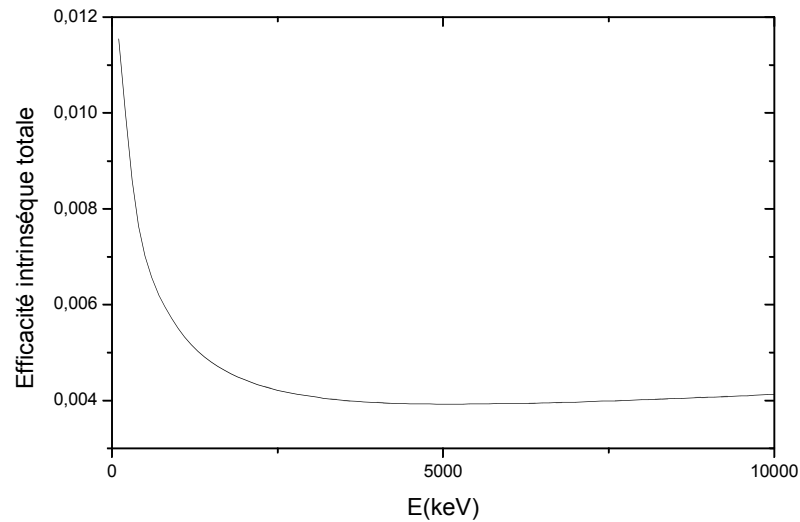
$$\theta_1 = \arctg\left(\frac{R}{L+d}\right) \quad \text{et} \quad \theta_0 = \arctg\left(\frac{R}{d}\right)$$



**Figure IV.1 :** Configuration géométrique d'un scintillateur NaI(Tl) et d'une source ponctuelle isotrope placée sur son axe de symétrie.

L'angle d'émission  $\theta$  détermine si le photon traverse le détecteur. D'après la figure (IV.1), les photons émis à un angle  $\theta > \theta_0$  ne traversent pas le scintillateur.

Nous avons calculé, en utilisant la formule analytique IV.3, l'efficacité intrinsèque totale d'un scintillateur NaI(Tl) de dimensions  $3'' \times 3''$ , pour une source  $\gamma$  considérée comme ponctuelle et placée à 10 cm de la face d'entrée et sur l'axe de symétrie du détecteur (figure IV.2) ; le programme est donné dans l'annexe 3 .



**Figure IV.2 :** Calcul analytique de l'efficacité intrinsèque totale d'un cristal NaI(Tl) pour une source ponctuelle placée à 10 cm de la face d'entrée du détecteur et sur son axe de symétrie

### IV.3.2 Calcul Monte Carlo de l'efficacité d'un scintillateur NaI(Tl) :

#### IV.3.2.1. Calcul de l'efficacité par la méthode Monte Carlo de Yalcin et al.[22] :

La méthode développée par Yalcin et al.[22] combine un calcul analytique avec un calcul probabiliste. La direction d'émission des photons de la source est définie par des procédures aléatoires, tandis que le parcours du photon dans le détecteur est évalué par un calcul analytique. Yalcin et al.[22] ont effectué le calcul de l'efficacité absolue totale, d'abord pour une source point placée sur l'axe de symétrie du cristal puis pour une source disque.

Dans ce travail, nous avons mis au point deux programmes écrits en Fortran :

- Le premier calcule l'efficacité absolue totale d'un NaI(Tl), pour une source point et une source étendue circulaire, en suivant l'organigramme donné par Yalcin[22] .
- Le deuxième calcule l'efficacité intrinsèque totale d'un NaI(Tl), pour une source point et une source étendue circulaire.

##### IV.3.2.1.1 Source ponctuelle [22] :

Considérons la configuration géométrique de la figure (IV.1), une source point placée sur l'axe de symétrie d'un détecteur cylindrique de rayon R et de longueur L et à une distance d de la face d'entrée. La direction du photon émis de la source est déterminée par l'angle  $\theta$  variant entre 0 et  $\pi/2$  et donc  $\cos\theta$  entre 0 et 1.

On pose :  $\cos \theta = q$

q étant un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. En sélectionnant q par une procédure aléatoire, on sélectionnera l'angle d'émission du photon.

Dans le cas où  $\cos\theta \leq \cos\theta_0$ , le photon émis de la source ne pénètre pas dans le détecteur.

Si  $\cos\theta \geq \cos\theta_0$ , le photon pénètre dans le scintillateur et son parcours à l'intérieur du détecteur est donné par :

$$\Delta l = \frac{L}{\cos\theta} \quad \text{pour } \cos\theta \leq \cos\theta_1$$

$$\Delta l = \frac{R - d \operatorname{tg}\theta}{\sin\theta} \quad \text{pour } \cos\theta_0 \leq \cos\theta \leq \cos\theta_1$$

La fraction de photons d'énergie  $E_\gamma$  ayant un parcours  $\Delta l$  à l'intérieur du NaI(Tl) est donnée par :

$$S(E_\gamma) = 1 - e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l} \dots\dots\dots\text{IV.4}$$

$\mu(E_\gamma)$  est le coefficient d'atténuation total des photons d'énergie  $E_\gamma$ , dans le cristal NaI.

Le nombre total de photons ayant interagi avec le milieu du détecteur est donné par  $\sum S(E_\gamma)$ , où la sommation porte sur le nombre de photons N émis par la source dans les angles avant ( $0 < \theta < \pi/2$ ), il représente le nombre d'itérations dans notre programme. Si N photons sont émis dans la direction avant, le même nombre de photons est émis dans la direction arrière, de ce fait l'efficacité absolue totale du détecteur pour une source point placée sur son axe est calculée par:

$$\epsilon_{\text{absolue-totale}}(E_\gamma) = \frac{\sum S(E_\gamma)}{2N} \dots\dots\dots\text{IV.5}$$

Nous donnons en annexe 1 le programme écrit en fortran que nous avons mis au point pour calculer l'efficacité absolue totale d'un NaI(Tl), pour une source point disposée sur son axe de symétrie, par la méthode Monte Carlo de S.Yalcin et al.[22].

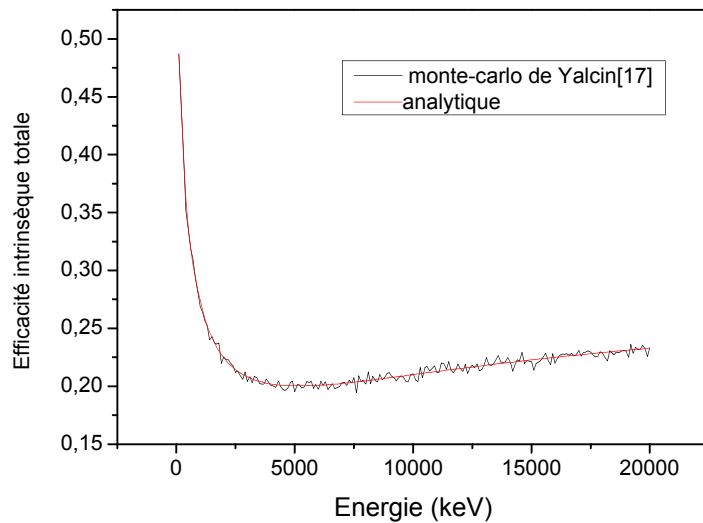
Ce calcul a été réalisé en simulant une source émettant  $10^6$  photons dans tout l'espace. Ce nombre est choisi de façon à réduire l'erreur statistique sur le calcul de l'efficacité à moins de 1%.

L'efficacité intrinsèque totale du NaI(Tl) est donnée par :

$$\varepsilon_{\text{intrinsèque-totale}}(E_\gamma) = \frac{\sum S(E_\gamma)}{N'} \dots\dots\dots \text{IV.6}$$

$\sum S(E_\gamma)$  étant le nombre total de photons ayant interagi avec le milieu du détecteur.  $N'$  est alors le nombre de photons émis par la source avec une direction d'émission leur permettant de pénétrer dans le cristal.

La figure(IV.3) montre la variation en fonction de l'énergie des photons, de l'efficacité intrinsèque totale pour une source ponctuelle (le programme fortran est donné dans l'annexe 1). Nous avons reporté sur la même figure la variation de cette grandeur, pour la même configuration géométrique, calculée par la méthode analytique



**Figure IV.3 :** Efficacité intrinsèque totale du scintillateur NaI(Tl) pour une source point placée à 10 cm de sa face d'entrée et sur son axe de symétrie.

Nous notons un bon accord entre les résultats obtenus par les deux méthodes. Toutefois, nous remarquons que les valeurs de l'efficacité calculées par la méthode probabiliste présentent des fluctuations.

### IV.3.2.1.2. Source disque:

L'influence de la géométrie de la source devient de plus en plus importante lorsque la source s'approche du détecteur, cette influence est due essentiellement à l'effet des dimensions de la source sur l'angle solide sous tendu par le détecteur (figure IV.4).

Dans ce genre de problème, il est très difficile d'établir une formule analytique de l'efficacité de détection, pour cela, on se limite dans notre approche à la méthode probabiliste de Monte-Carlo.

La méthode développée par Yalcin et al.[22] consiste à générer des trajectoires dont le point de départ et la direction sont choisis de manière aléatoire dans l'espace de la source, puis on évalue le parcours du photon dans le détecteur et sa probabilité d'interaction avec les électrons du matériau constituant le détecteur.

Nous considérons la configuration géométrique de la figure(IV.4) représentant une source disque de rayon  $R_s$  supposée de symétrie radiale, placée sur l'axe d'un détecteur cylindrique et à une distance « d » de celui-ci. Le détecteur est de rayon  $R_d$  et de longueur  $H_d$ .

Les points d'émission des photons, sont supposés uniformément distribués sur la surface de la source disque. Un point d'émission A (figure(IV.4)), est repéré par la distance  $r_a$  qui le sépare du centre de la source. La distance  $r_a$  peut être exprimée en fonction du rayon de la source  $R_s$  comme:

$$r_a = R_s \sqrt{q}$$

où q est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. En sélectionnant q, par des procédures aléatoires, on sélectionnera le point d'émission.

En supposant  $R_s \leq R_d$ , la direction du photon émis au point A est déterminée par l'angle polaire  $\theta$  et l'angle azimutal  $\varphi$  (figureIV.4). L'angle  $\theta$  varie entre 0 et  $\pi/2$ , l'angle  $\varphi$  varie entre 0 et  $2\pi$  et peut être exprimé en fonction du nombre aléatoire q sous la forme :

$$\varphi = 2\pi q$$

La deuxième étape de la simulation consiste à déterminer si le photon émis du point A pénètre dans le détecteur ou ne pénètre pas ; si on considère le triangle droit AA'D, l'angle  $\alpha_2$  s'écrit :

$$\alpha_2 = \arctg\left(\frac{a'}{d}\right)$$

Avec

$$a' = A'D = A''C = A'''D \text{ et } R_d^2 = r_a^2 + a'^2 - 2 r_a a' \cos \varphi .$$

La résolution de cette équation donne :

$$a' = r_a \cos \varphi + \sqrt{r_a^2 \cos^2 \varphi - (r_a^2 - R_d^2)} ,$$

Si  $\cos \theta \geq \cos \alpha_2$ , le rayonnement  $\gamma$  ne pénètre pas dans le détecteur. Son parcours dans le détecteur est nul .

Pour  $\cos \theta \leq \cos \alpha_2$  , le photon pénètre dans le scintillateur et son parcours à l'intérieur du détecteur est calculé. Toutefois, il existe deux possibilités pour le point d'exit du photon du détecteur :

- le photon peut sortir de la surface latérale du détecteur (photon 1 de la figure(IV.4))
- le photon peut sortir par la base inférieure du cylindre (photon 2 de la figure(IV.4))

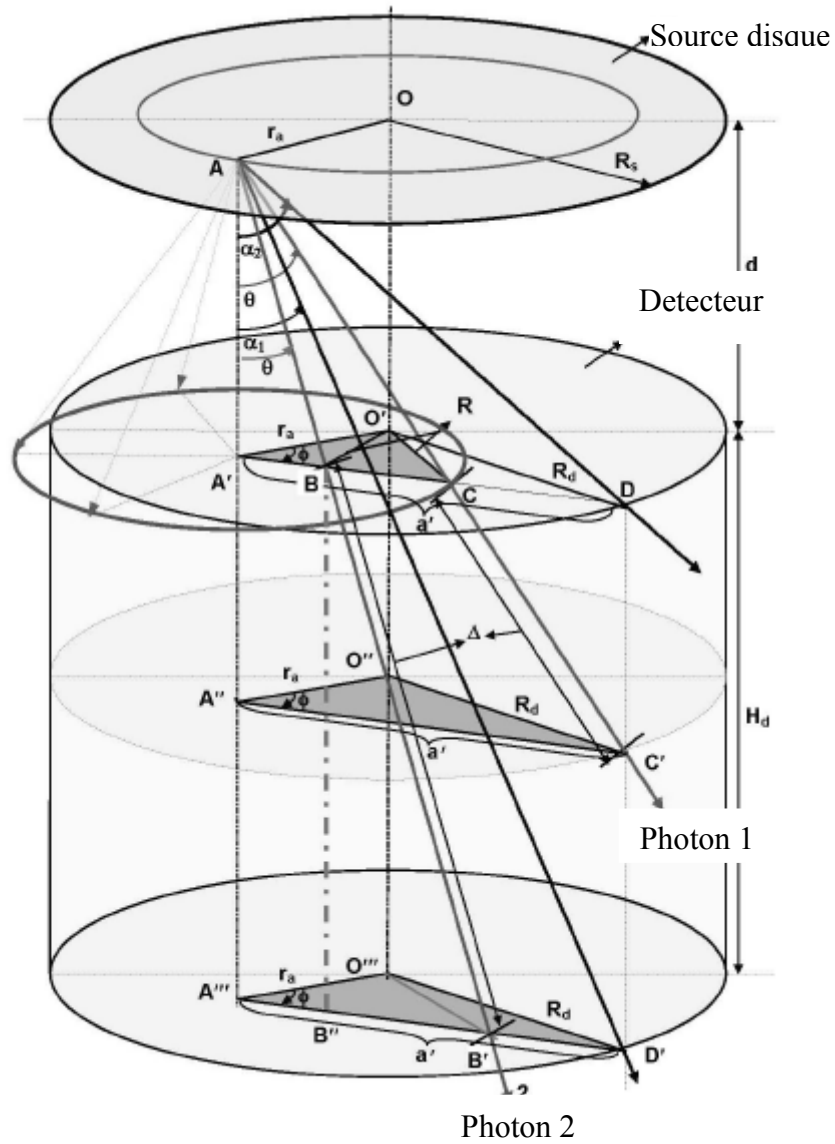
Le parcours  $\Delta l$  du photon à l'intérieur du scintillateur sera :

$$\Delta l = \frac{H_d}{\cos \theta} \text{ pour } \theta \leq \alpha_1 \text{ (photon sortant par la base)}$$

$$\Delta l = \frac{a'}{\sin \theta} - \frac{d}{\cos \theta} \text{ pour } \alpha_1 < \theta < \alpha_2 \text{ (photon sortant par la surface latérale)}$$

ou

$$\Delta l = 0$$



**Figure IV.4 :** configuration géométrique d'une source disque placée sur l'axe d'un détecteur cylindrique [22].

Pour un rayonnement gamma, d'énergie  $E_\gamma$  et de parcours  $\Delta l$  à l'intérieur du détecteur, le taux d'absorption  $S(E_\gamma)$  est donné, comme dans le cas de la source ponctuelle (voir IV.3.2.1.1), par :

$$S(E_\gamma) = 1 - e^{-\mu(E_\gamma)\Delta l}$$

et l'efficacité totale par :

$$\mathcal{E}_{\text{absolue-totale}} = \frac{\sum S(E_\gamma)}{2N}$$

où  $2N$  est le nombre de photons émis par la source qui représente aussi le nombre de simulations ou le nombre d'itérations réalisées.

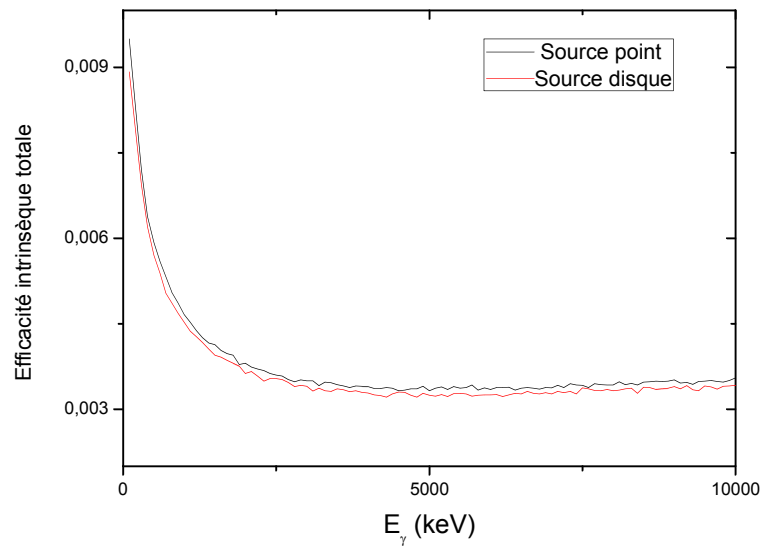
En annexe2, nous donnons le programme écrit en Fortran[23] que nous avons mis au point pour réaliser ce calcul. Nous avons généré par simulation  $10^6$  photons dont le point d'émission est sélectionné aléatoirement. L'erreur statistique sur le calcul de l'efficacité est inférieure à 1%. Ce programme nous a permis de retrouver exactement les résultats de Yalcin.

Par ailleurs, nous avons mis au point un autre programme Fortran pour le calcul de l'efficacité intrinsèque totale d'une source disque et pour la même configuration géométrique de la figure(IV.4). La valeur de l'efficacité intrinsèque est calculée par l'expression :

$$\mathcal{E}_{\text{int rinsèque-totale}} = \frac{\sum S(E_\gamma)}{N'}$$

où  $N'$  est le nombre de photons dont la direction d'émission initiale est dans l'angle solide sous tendu par le détecteur.

Les résultats du calcul de l'efficacité intrinsèque du détecteur NaI(Tl) par la méthode Monté Carlo de Yalcin et al.[22] pour une source disque, de rayon  $R_s=3.81$  cm, sont comparés en figure (IV.5) ( le programme est donné dans l'annexe 2 ) aux résultats de calculs pour une source ponctuelle située à une distance source-détecteur de 10cm



**Figure IV.5 :** L'efficacité intrinsèque totale d'un cristal NaI(Tl), pour une source ponctuelle et une source disque de rayon  $R_s = 3.81$  cm, calculée par la méthode de Yalcin[22]. La distance source détecteur est de 10cm.

Nous constatons que l'efficacité de détection d'un cristal NaI(Tl) pour une source disque est légèrement inférieure à son efficacité de détection pour une source ponctuelle. Etant calculé dans les mêmes conditions, cet écart est dû probablement à l'influence de l'angle solide.

### IV.3.2.2 Calcul de l'efficacité absolue totale d'un scintillateur NaI(Tl) à l'aide du code MCNP5[16] :

Le code MCNP est un outil très performant pour ce type de calcul[16, 24]; il permet d'introduire l'environnement expérimental, la géométrie de la source, la nature des particules émises et leur distribution énergétique, la géométrie du détecteur et la fraction des matériaux qui le composent.

Le nombre (/unité de temps) de toutes les réactions qui se produisent dans un volume  $dV$  du cristal NaI(Tl), pour des photons d'énergie  $E$  s'écrit :

$$da(E) = n \sigma_{tot}(E) \phi(\vec{r}, E) dV$$

$n$  étant la densité atomique du cristal,  $\phi(\vec{r}, E)$  le flux de photons d'énergie  $E$  en un point  $\vec{r}$  du cristal.  $\sigma_{tot}$  est la section efficace totale d'interaction des photons d'énergie  $E$  dans le cristal.

Le taux de réaction total, de tous les photons d'énergie  $E$ , est obtenu en intégrant sur tout le volume du cristal :

$$a(E) = n \sigma_{tot}(E) \int_V \phi(\vec{r}, E) dV$$

$$a(E) = n \sigma_{tot}(E) \bar{\phi}_V(E) V$$

où  $\bar{\phi}_V(E)$  est le flux de photons, d'énergie  $E$ , moyenné sur tout le volume du détecteur.

Le taux de réaction total, correspondant aux photons d'énergie  $E$  comprise entre  $E_i$  et  $E_{i+1}$  est donné par :

$$a_{E_i, E_{i+1}} = n \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma_{tot}(E) \bar{\phi}_V(E) dE \dots [réactions / s \text{ cm}^3]$$

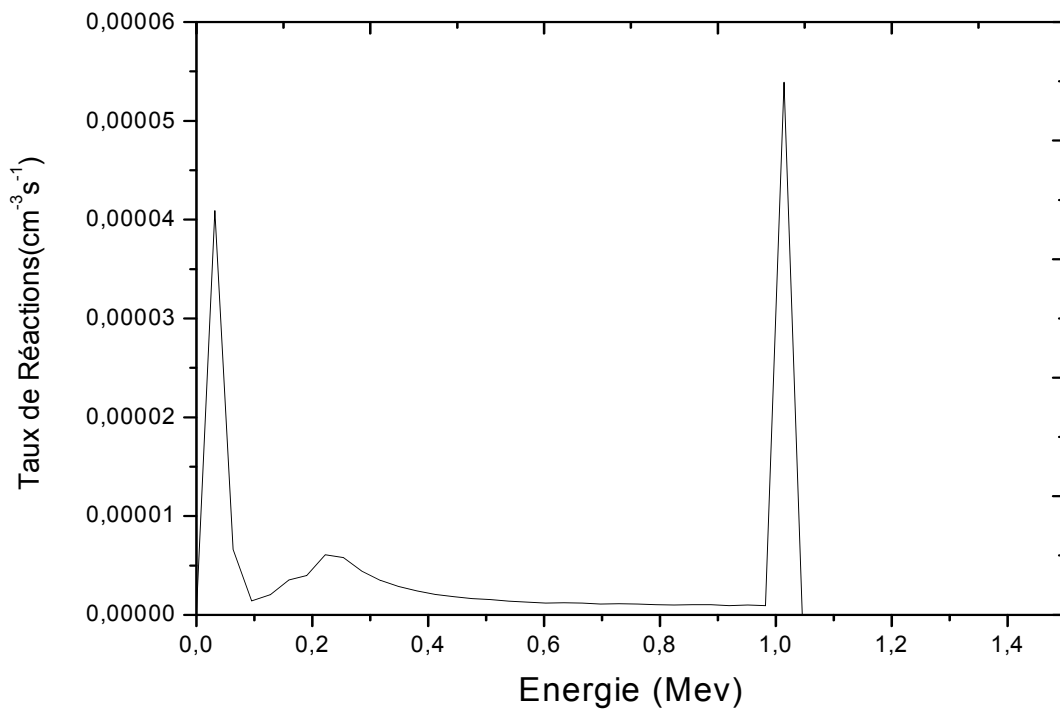
$\bar{\phi}_V(E) dE$  étant le flux de neutrons dont l'énergie est comprise entre  $E$  et  $E+dE$ .

Le calcul de  $a_{E_i, E_{i+1}}$  avec le code Monte Carlo N-particle, est effectué avec:

- La Tally « f4 » qui détermine le flux de particules moyenné sur une cellule (dans notre cas la cellule sera le volume du détecteur).
- la Tally « fm4 » qui multiplie ce flux par la section efficace de la réaction considérée (dans notre cas ce sera multiplié par la section efficace totale de la réaction).
- la Tally e4 qui décompose une intégrale en sommations :

$$\int_{E_i}^{E_{i+1}} f(x) dx \rightarrow \sum_{i=1}^{n-1} \int_{E_i}^{E_{i+1}} f(x) dx$$

Le graphe de la figure IV.6 donne la distribution énergétique du taux de réactions total induit dans un scintillateur NaI (Tl) de dimensions 3''× 3'', par un rayonnement  $\gamma$  de 1 MeV[25].



**Figure IV.6 :** Distribution énergétique du taux de réactions calculé avec le code MCNP5.

Nous observons un taux de réaction important au voisinage de l'énergie des gammas incidents (1 MeV) qui représente le taux des réactions primaires.

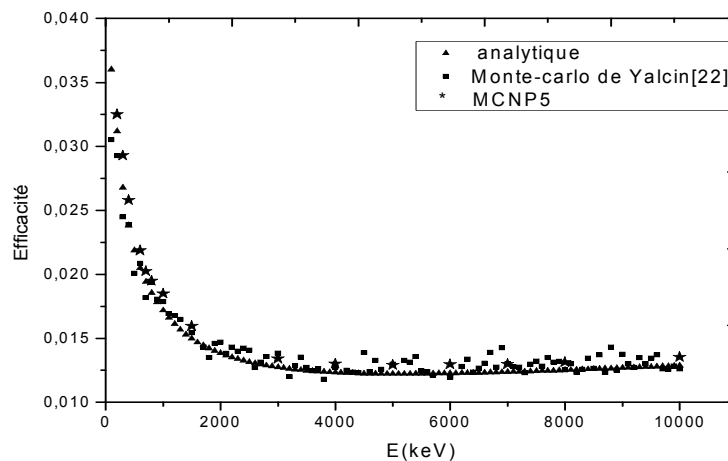
Les réactions observées aux énergies comprises entre 0.22 MeV et en dessous de 1 MeV sont dues à des photons générés dans le cristal par des diffusions Compton.

Les réactions dont l'énergie du photon est comprise entre 34 KeV et 0.22 MeV sont dues aux photons résultant de diffusions multiples. Les réactions dont l'énergie est au voisinage de 33 KeV sont dues aux photons des rayons X induits dans le scintillateur essentiellement par les transitions de l'indium (la raie  $K_{\alpha}$  à 33 KeV).

L'efficacité absolue totale du scintillateur NaI(Tl) à l'énergie du rayonnement incident  $E$ ,  $\varepsilon_{\text{absolue-totale}}(E)$ , sera donné par le taux des réactions primaires  $a_E$  à l'énergie  $E$  :

$$\varepsilon_{\text{absolue-totale}}(E) = a_E V / \text{nombre de particules émises par seconde}$$

La figure(IV.7) montre la variation de l'efficacité absolue totale en fonction de l'énergie du photon pour une source ponctuelle, placée à 10 cm de la face d'entrée du détecteur (le fichier input de ce calcul est donné dans le l'annexe 3). Nous reportons sur la même figure les résultats obtenus par la méthode analytique et la méthode Monte Carlo de Yalcin pour la même configuration géométrique source détecteur. Nous notons un bon accord entre ces différents résultats.



**Figure IV.7 :** Efficacité absolue totale obtenue par trois méthodes de calcul(analytique, Monte Carlo de Yalcin et MCNP5), pour une source ponctuelle placée sur l'axe du détecteur et à 10cm de sa fenêtre d'entrée .

### IV.3.2.3. Calcul de l'efficacité relative au pic photo- électrique d'un scintillateur NaI(Tl) [25]:

Dans les méthodes précédentes, nous nous sommes intéressés au calcul de l'efficacité totale. Pour comparer le résultat de ce calcul au résultat expérimental, on doit tenir compte de tout le spectre  $\gamma$  mesuré (le pic photoélectrique, le pallier Compton et le pic d'annihilation) ce qui n'est possible que pour des sources mono-énergétiques et celles qui émettent deux rayonnements  $\gamma$  au maximum. La mesure de l'efficacité, relative au pic photo-électrique, ne fait intervenir que la mesure de l'aire sous le pic photo électrique(pic d'absorption totale) ce qui est accessible dans le cas de source multi  $\gamma$ .

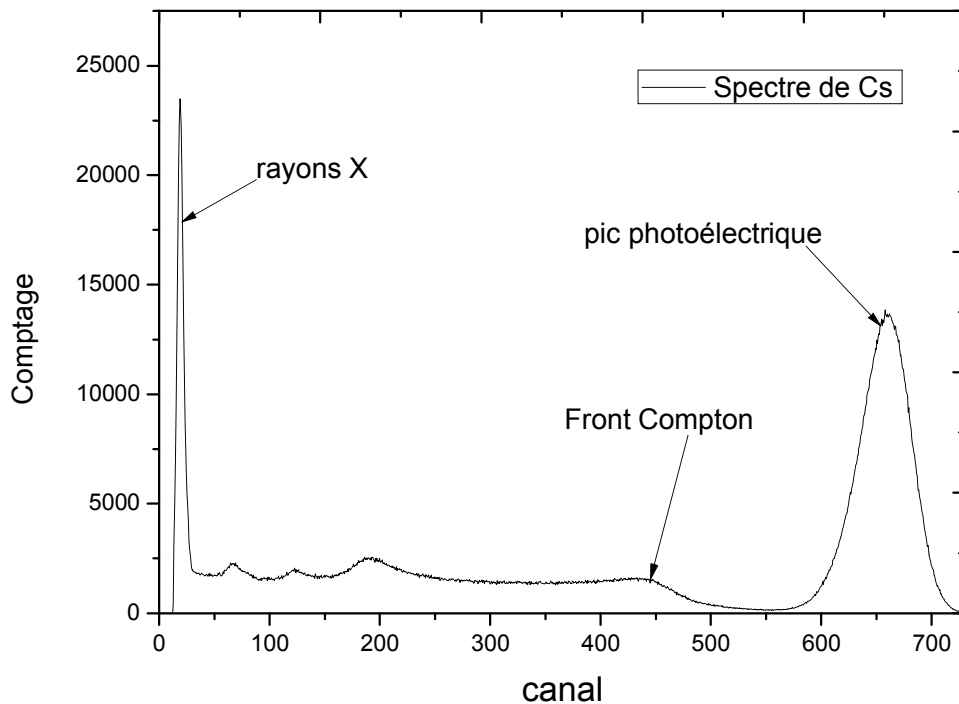
L'application des méthodes précédentes (méthode analytique ou Monte-Carlo) pour calculer ce type d'efficacité, implique de remplacer le coefficient d'absorption total  $\mu_{total}$  par le coefficient d'absorption photoélectrique  $\mu_{pho}$  dans les formules IV.3 et IV.4. Le calcul de l'efficacité par MCNP impose de remplacer le taux de réaction total par le taux de réaction photoélectrique. Les résultats obtenus par le code MCNP5, utilisant cette méthode, sont comparés aux résultats expérimentaux (obtenus avec des sources de césium et de cobalt disponibles au laboratoire et disposées selon la configuration géométrique de la figure (IV.1)) sont présentés dans le tableau(IV.1) :

Energie (MeV)	Efficacité absolue relative au pic photo électrique (mesurée)	Efficacité absolue relative au pic photoélectrique calculée par MCNP
0.662	0.033 ± 0.0008	0.0083
1.172	0.015± 0.001	0.0027
1.332	0.013± 0.001	0.0022

**Tableau IV.1 :** Comparaison des valeurs de l'efficacité photo électrique expérimentale et calculée par MCNP.

L'erreur statistique relative dans le calcul MCNP est inférieure à 1%.

On note un écart considérable entre les valeurs déduites par simulation Monte Carlo (MCNP) et les valeurs expérimentales. Cet écart devient de plus en plus important quand l'énergie du photon incident augmente.



**Figure IV.8 :** Spectre  $\gamma$  mesuré avec un scintillateur NaI(Tl) pour une source de  $^{137}\text{Cs}$

Pour développer une méthode de calcul de l'efficacité relative au pic photoélectrique, nous devons comprendre le principe de la détection à l'intérieur du scintillateur.

#### IV.3.2.3. 1 . Les principaux processus d'interaction d'un rayonnement gamma dans un scintillateur :

Les différents processus d'interaction d'un rayonnement gamma dans un scintillateur sont présentés dans la figure(IV.9) comme suit:

1. Le gamma incident, d'énergie  $E_\gamma$ , est absorbé par effet photo-électrique. Un électron est éjecté dans la matière avec une énergie :

$$T_e \approx E_\gamma - E_L$$

$E_L$  étant l'énergie de liaison de l'électron.

Cette interaction est, généralement, suivie par une émission de rayonnement X.

L'électron résultant excite les impuretés du thallium, la désexcitation de ces atomes donne un nombre de scintillations (photons dans le visible) ayant l'énergie  $E_{\text{scintillations}}$ , tel que :

$$n_{\text{scintillations}} E_{\text{scintillation}} = \eta T_e$$

avec  $E_{\text{scintillation}}$  l'énergie d'un photon de scintillation et  $\eta$  l'efficacité de scintillation.

Les photons de scintillation donnent lieu à un signal électrique dont l'amplitude est proportionnelle au nombre de scintillations et donc à l'énergie déposée par le rayonnement  $\gamma$  incident dans le cristal du détecteur.

2. Le gamma incident subit une diffusion Compton. Le gamma diffusé échappe au détecteur avec une énergie  $E_{\gamma'}$  :

$$E_{\gamma', \min} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 2 \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}} \leq E_{\gamma'} \leq E_{\gamma}$$

L'électron est éjecté avec une énergie cinétique  $T_e$  :

$$0 \leq T_e \leq E_{\gamma} - E_{\gamma', \min}$$

Cette réaction génère un signal d'amplitude proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal donc proportionnel à l'énergie de l'électron éjecté.

3. Le photon incident subit une diffusion Compton. Le photon diffusé est absorbé par effet photoélectrique. L'énergie totale déposée dans le cristal ou transférée aux électrons du milieu est égale à l'énergie du photon incident. Le signal électrique généré dans ce cas est de même amplitude que celui généré dans le processus 1.
4. Pour un gamma incident, d'énergie  $E_{\gamma} \geq 2m_e c^2$  le processus de création de paires devient possible. Le positron résultant est ralenti dans le milieu avant de s'annihiler avec un autre électron du milieu pour donner deux  $\gamma$  d'annihilation émis à  $180^\circ$  l'un de l'autre. L'énergie du rayonnement gamma d'annihilation est de 511 keV. Deux situations sont envisageables dans ce cas:
5. Les deux gammas d'annihilation sont absorbés dans le détecteur par effet photoélectrique. Toute l'énergie du gamma incident est transférée aux électrons du détecteur et le signal de détection généré est de même amplitude que celui du processus 1 et 3.

6. Un des gammas d'annihilation, échappe à la détection et dans ce cas l'énergie transférée aux électrons du milieu est égale à  $E_\gamma - 511 \text{ keV}$ .

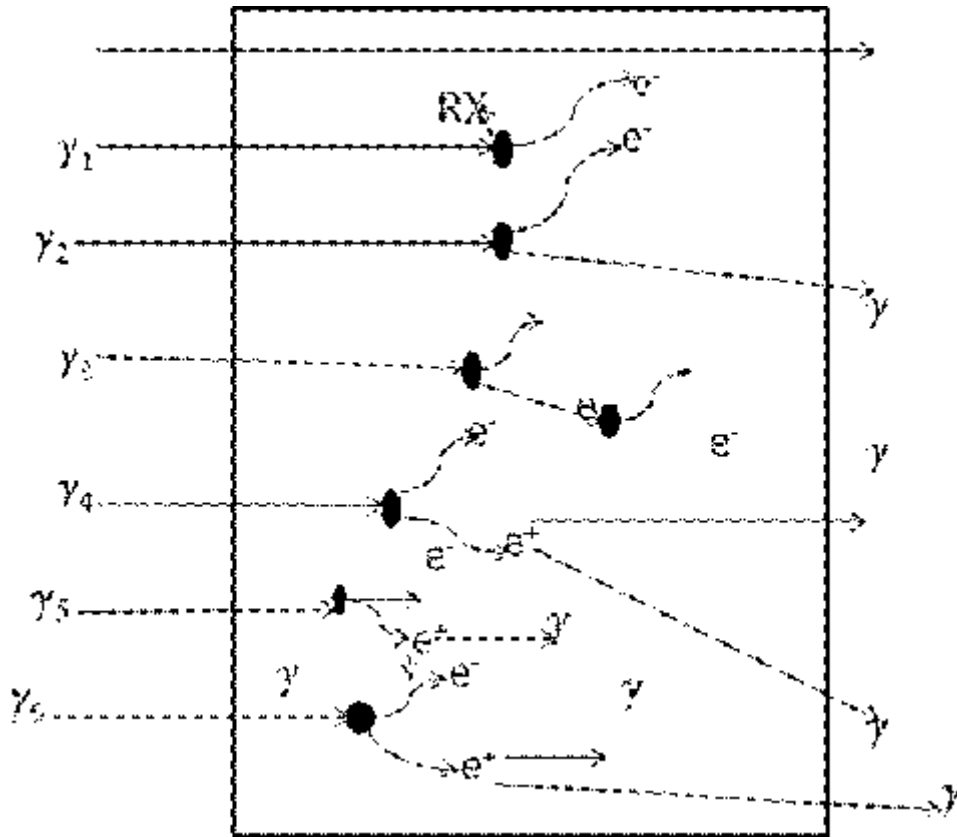
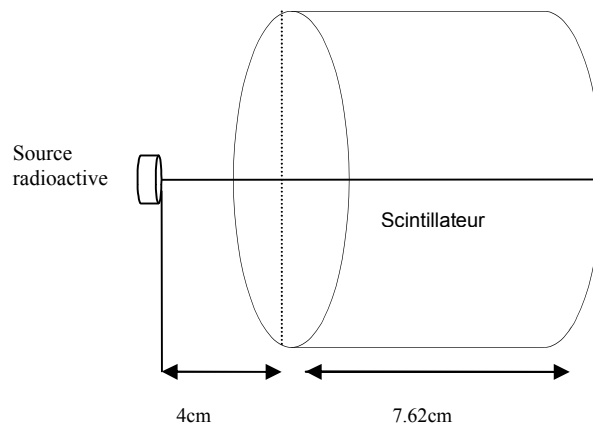


Figure IV.9 : Processus d'interaction d'un rayonnement gamma dans un scintillateur

Dans ce travail, nous avons calculé le taux de réaction photo électrique par le code MCNP5 en mode photon:

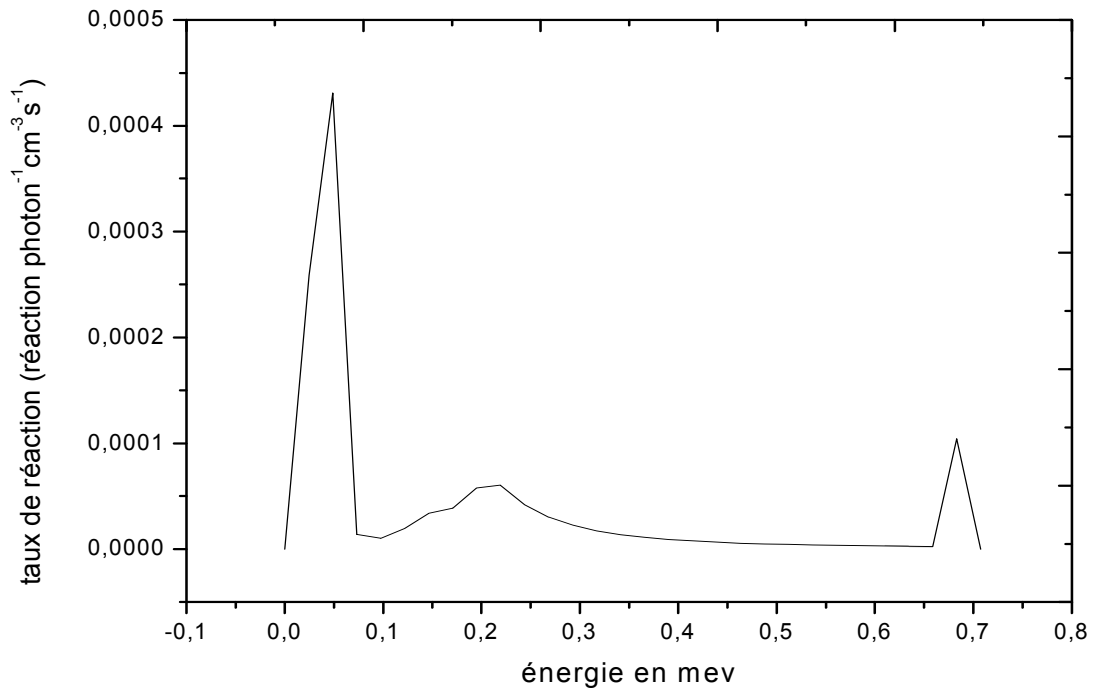
L'étude est faite pour une configuration particulière source-détecteur illustrée dans la figure IV.10. La géométrie introduite dans le fichier Input est celle d'une source radioactive isotrope sous forme de disque de rayon 0.5cm et d'épaisseur 1mm (de même forme que celle des sources de  $^{137}\text{Cs}$  et  $^{60}\text{Co}$  disponibles au laboratoire). Le cristal NaI(Tl) est modélisé par un cylindre de dimensions 3'' $\times$ 3''. La source est placée à 4cm de la fenêtre d'entrée du détecteur sur son axe de symétrie.



**Figure IV.10** Géométrie de la source et du détecteur introduite dans le Input du MCNP5

Pour le calcul du taux de réaction photo-électrique dans le détecteur, nous utilisons comme pour le calcul du taux de réaction total, les Tallies F4, Fm4 et E4. Toutefois, dans ce calcul, nous introduisons la Tally Fm4 par le code identificateur de la section efficace photo électrique.

La figure IV.11, montre la distribution énergétique du taux de réaction photo électrique calculée à l'aide du code MCNP5, en mode photon, pour une source de  $^{137}\text{Cs}$ .



**Figure IV.11** : Distribution énergétique du taux de réaction photoélectrique dans un scintillateur NaI(Tl) et pour une source de  $^{137}\text{Cs}$  .

Nous observons un taux de réaction élevé à l'énergie 0.661 MeV des photons incidents, dû aux réactions photo électriques primaires (processus 1 de la figure IV.9). Les réactions photo électriques produites avec des photons secondaires d'énergie comprise entre 0.18 MeV (énergie d'un gamma rétrodiffusé) et 0.661 MeV sont dues à des photons générés dans le cristal par diffusion Compton puis absorbés par effet photoélectrique (processus 3 de la figure IV.9).

Les réactions photoélectriques à basse énergie sont induites par des photons générés dans le cristal par des diffusions Compton multiples. Nous remarquons aussi la contribution des rayons X, induits dans le scintillateur, essentiellement par la raie  $K_{\alpha}$  de l'iode à 33 KeV .

Du fait que les gammas absorbés dans le cristal par effet photoélectrique après la diffusion Compton donnent la même amplitude de signal que les gammas absorbés directement par effet photoélectrique, l'efficacité absolue relative au pic photoélectrique pour le rayonnement incident d'énergie  $E_{\gamma}$  , est donnée par le produit du volume du cristal fois la somme des taux de réactions photoélectriques primaires et secondaires :

$$\varepsilon_{\text{absolue-photoélectrique}}(E_{\gamma}) = V \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} a_{\text{photoélectrique}}(E) dE / N_{\gamma} \text{émis de la source}$$

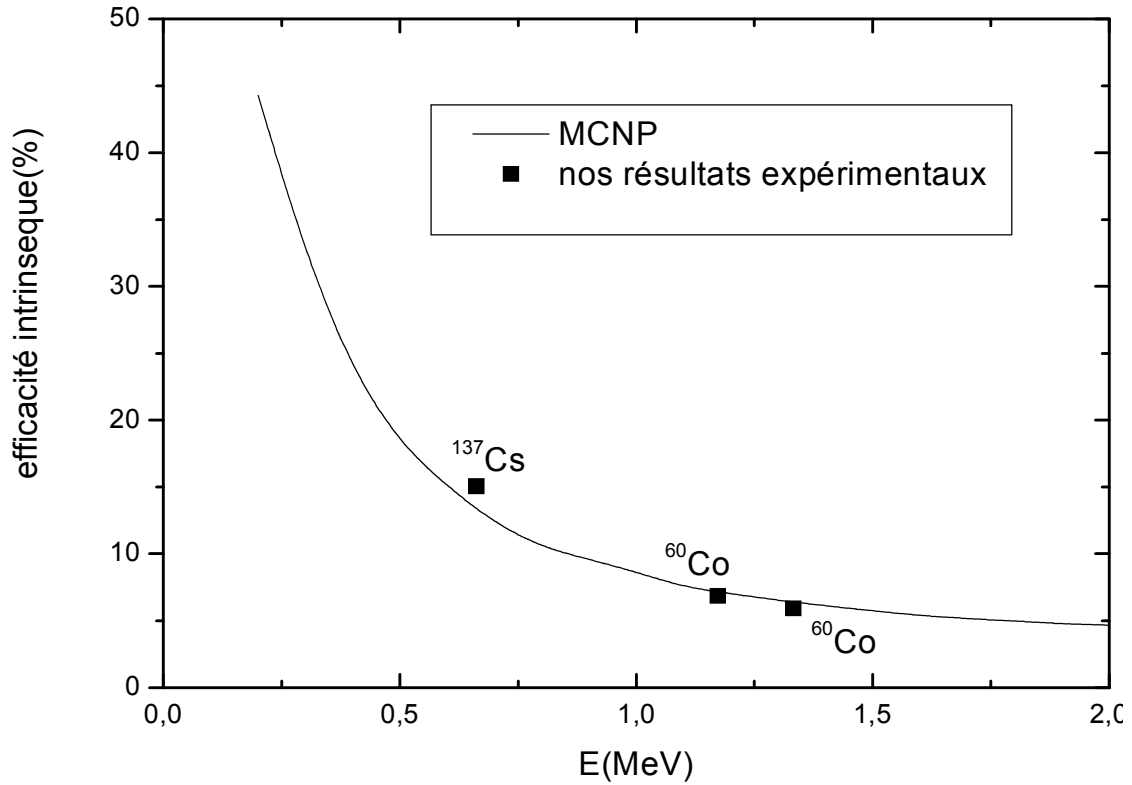
L'efficacité intrinsèque, relative au pic photoélectrique, peut être exprimée comme :

$$\varepsilon_{\text{intrinsèque-photoélectrique}}(E_{\gamma}) = \varepsilon_{\text{absolue-photoélectrique}}(E_{\gamma}) \frac{N_{\gamma} \text{émis de la source}}{N_{\gamma} \text{à la surface de la face d'entrée du cristal}}$$

Le rapport  $\frac{N_{\gamma} \text{émis de la source}}{N_{\gamma} \text{à la surface de la face d'entrée du cristal}}$  est déterminé avec le code MCNP5 à

l'aide de la Tally F<sub>2</sub>. La Tally F<sub>2</sub> calcule le flux moyen de particules à la surface de la face d'entrée du cristal.

La figure(IV.12) représente la variation de l'efficacité intrinsèque, relative au pic photo électrique, déduite du calcul de simulation pour des photons dont l'énergie varie de 200 keV à 2 MeV. (le fichier input est donné dans l'annexe 4).



**Figure IV.12 :** variation de l'efficacité intrinsèque, relative au pic photoélectrique d'un NaI(Tl) en fonction de l'énergie du gamma incident pour une source disque de rayon 0.5cm.

Les valeurs obtenues sont comparées aux valeurs expérimentales de l'efficacité que nous avons mesurées avec une source de  $^{137}\text{Cs}$  et une source de  $^{60}\text{Co}$ . Nous constatons un bon accord entre les valeurs calculées par simulation et les valeurs expérimentales.

# Chapitre V :

## Caractérisation du champ neutronique d'une source $^{241}\text{Am-Be}$

---

Le but de notre étude est de déterminer la distribution énergétique de l'émission neutronique d'une source  $^{241}\text{Am-Be}$ , disponible au niveau du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger. Cette étude consiste à :

- induire par activation neutronique des réactions du type  $X(n,p)Y$ ,  $X(n,\alpha)Y$ ,  $X(n,n')Y$  ou  $X(n,\gamma)Y$ , dans différentes cibles épaisses (Al, Fe, Si, In), .
- identifier, par spectrométrie  $\gamma$ , la réaction qui s'est produite dans chaque cible et mesurer le taux de réactions correspondant (le nombre de réactions produites dans chaque cible par unité de temps) .
- exprimer le taux de réaction mesuré en fonction de la section efficace correspondante et de l'intensité spectrale de la source [26, 27, 28].
- corriger l'atténuation et la diffusion des neutrons, dans la cible, par simulation Monte Carlo à l'aide du code Monte Carlo N-particle, version 2005 (MCNP5) [16].
- utiliser deux codes de déconvolution (Stayn'I [1] et Gravel [2] ) pour évaluer la distribution énergétique des neutrons émis par la source.
- calculer l'activité de la source Am-Be étudiée.

### V.1 Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimental est composé d'une source de neutrons Am-Be, de différentes cibles solides (Al, Fe, Si, In) et d'une chaîne de détection  $\gamma$ .

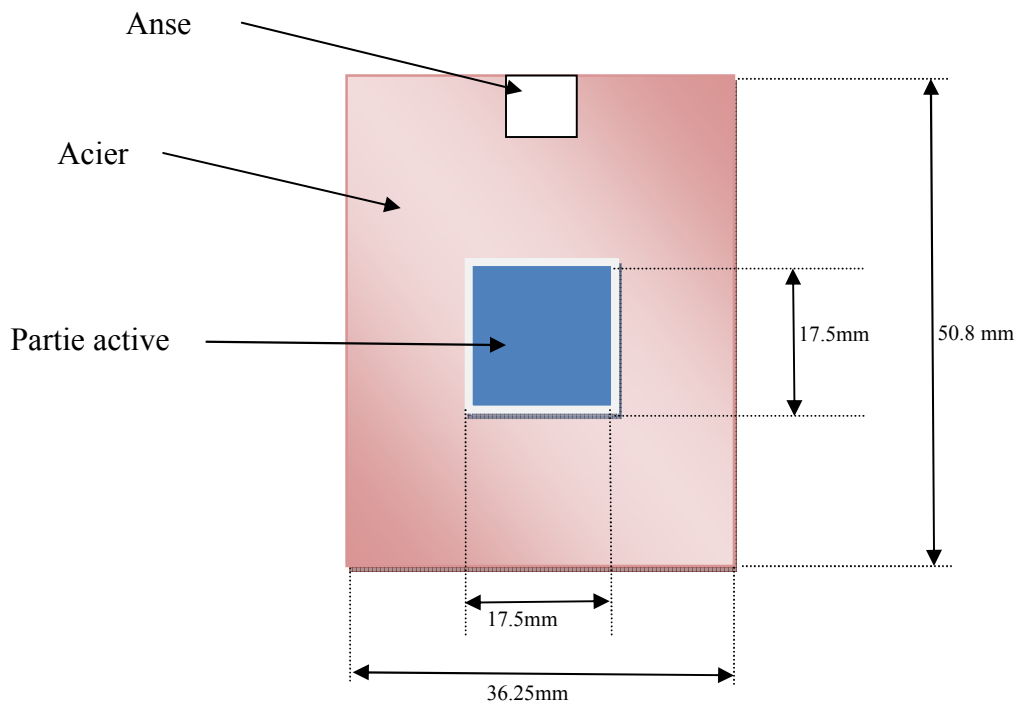
### V.1.1 Source de neutrons $^{241}\text{Am-Be}$ :

La source de neutrons Am-Be disponible au centre de recherche nucléaire d'Alger (CRNA) est composée d'un mélange homogène d'oxyde d'américium et de béryllium. Ce mélange est comprimé dans une triple cloison en acier inoxydable de forme cylindrique (figure(V.1)).



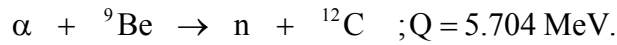
**Figure V.1 :** Configuration géométrique de la source Am-Be étudiée.

Le premier blindage est un cylindre de 19.8mm de diamètre et de 21.7 mm de longueur. Le deuxième blindage est un cylindre de 22.4 mm de diamètre et de 31.0 mm de longueur. Le blindage externe est un cylindre de 36.25 mm de diamètre, de 50.8 mm de longueur et de 30 mm d'épaisseur. La partie active est aussi de forme cylindrique de 17.5mm de diamètre et de 17.5 mm de hauteur (figure(V.2)).



**Figure V.2 :** modélisation de la géométrie de la source Am-Be

Les particules  $\alpha$  sont émises par l'américium ( $^{241}\text{Am}$ ) avec des énergies autour de  $E_\alpha \approx 5\text{MeV}$ . Ces  $\alpha$  induisent en interagissant avec les noyaux de  $^9\text{Be}$  des réactions exoénergétiques du type :



L'étude cinématique de cette réaction montre que l'énergie du neutron émis s'étend de 0 MeV jusqu'à environ 11 MeV [29,30, 31]. Les neutrons sont produits avec différentes énergies cinétiques pour différentes raisons :

- les particules  $\alpha$  perdent leur énergie, dans le milieu de la source, avant d'interagir avec les noyaux de Be.
- Le noyau de  $^{12}\text{C}$  peut être produit dans un état excité.
- L'énergie des neutrons émis varie avec leur angle d'émission.

La période d'une source Am-Be est de  $T_{1/2} \approx 432$  ans.

Il est clair que la distribution énergétique des neutrons émis, par la partie active, est modifiée par le blindage de la source. Le spectre d'une source Am-Be dont la construction et le blindage sont conformes aux exigences de l'Organisation Internationale des Standards (ISO 8529-1 et ISO 8529-2) et dont la date de fabrication ne dépasse pas 5ans est bien établi[12,13].

Le tableau V.1 représente le spectre d'émission d'une source ISO (source avec faible gainage) sous la forme de groupes d'émission,  $\varphi_i$ , dans certains intervalles d'énergie, c'est-à-dire, l'émission de neutrons ayant des énergies comprises entre  $E_i$  et  $E_{i+1}$  :

$$\varphi_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \varphi_E dE$$

où  $\varphi_E$  est l'émission spectrale de la source;  $\varphi_E = d\varphi/dE$ .

**Tableau V.1** : Flux de neutrons d'énergies comprises entre  $E_i$  et  $E_{i+1}$  pour une source Am-Be répondant aux normes ISO 8529-1

<b>i</b>	<b><math>E_i(\text{MeV})</math></b>	<b><math>\varphi_i(\text{S}^{-1})^*</math></b>	<b>i</b>	<b><math>E_i(\text{MeV})</math></b>	<b><math>\varphi_i(\text{S}^{-1})</math></b>
1	4,14E-07	1,44E-02	28	5,68	2,06E-02
2	0,11	3,34E-02	29	5,89	1,82E-02
3	0,33	3,13E-02	30	6,11	1,77E-02
4	0,54	2,81E-02	31	6,32	2,04E-02
5	0,75	2,50E-02	32	6,54	1,83E-02
6	0,97	2,14E-02	33	6,75	1,55E-02
7	1,18	1,98E-02	34	6,95	1,75E-02
8	1,4	1,75E-02	35	7,18	1,68E-02
9	1,61	1,92E-02	36	7,39	1,88E-02
10	1,82	2,23E-02	37	7,61	1,84E-02
11	2,04	2,15E-02	38	7,82	1,69E-02
12	2,25	2,25E-02	39	8,03	1,44E-02
13	2,47	2,28E-02	40	8,25	9,68E-03
14	2,68	2,95E-02	41	8,46	6,52E-03
15	2,9	3,56E-02	42	8,68	4,26E-03
16	3,11	3,69E-02	43	8,89	3,67E-03
17	3,32	3,46E-02	44	9,11	3,81E-03
18	3,54	3,07E-02	45	9,32	5,06E-03
19	3,75	3,00E-02	46	9,53	6,25E-03
20	3,97	2,69E-02	47	9,75	5,52E-03
21	4,18	2,86E-02	48	9,96	4,68E-03
22	4,39	3,18E-02	49	10,18	3,70E-03
23	4,61	3,07E-02	50	10,39	2,78E-03
24	4,82	3,33E-02	51	10,6	1,51E-03
25	5,04	3,04E-02	52	10,82	3,63E-04
26	5,25	2,74E-02	53	11,03	
27	5,47	2,33E-02			

### V.1.2 Cibles d'activation:

La partie expérimentale de cette étude consiste en la mesure du taux de réactions induites par activation neutronique en utilisant la source Am-Be disponible au CRNA (Division des Techniques Nucléaires), dans différentes cibles solides épaisses [32, 33].

Le choix de la cible à activer et de son épaisseur résulte d'un compromis entre différents paramètres :

- La disponibilité de la cible.
- La durée de décroissance du noyau produit (éviter les durées de vie longues nécessitant un long temps d'irradiation et par conséquent un long temps de mesure ainsi que les temps de décroissance trop courts qui rendent les mesures expérimentales quasi impossibles).
- La section efficace de la réaction induite doit être significative, dans la gamme d'énergie 0 à 11 MeV (intervalle d'émission de la source), pour que la mesure du taux de réactions correspondant soit accessible.

Le tableau V.2 récapitule les caractéristiques géométriques des cibles que nous avons activées, les réactions induites l'énergie du rayonnement  $\gamma$  émis par le noyau produit ainsi que son intensité relative [34,35].

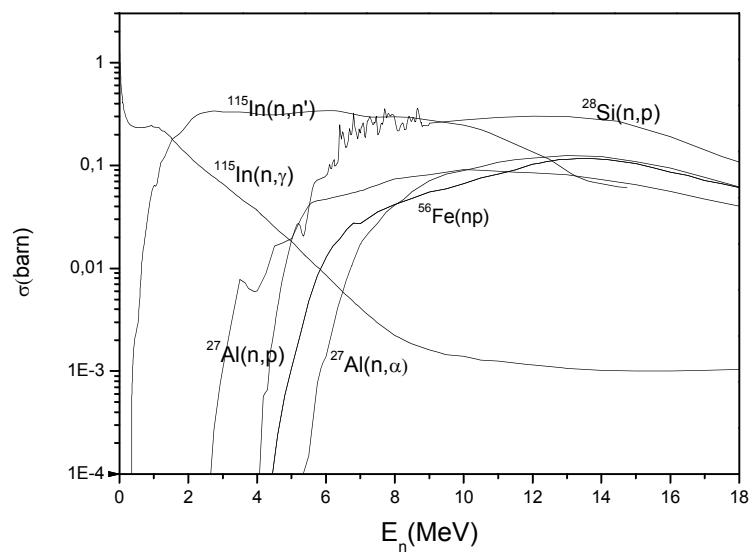
La cible à activer [36,37] est disposée suivant le petit axe horizontal du cylindre de la source de neutrons à une distance de 5mm. Après irradiation, la cible est transférée dans une autre salle pour être placée en face d'un détecteur  $\gamma$ .

Pour les cibles de Fe, Al, Si, vu la faible activité induite, nous avons utilisé pour la spectrométrie  $\gamma$  un scintillateur NaI(Tl). Les cibles activées sont placées sur l'axe du détecteur et à une distance de 5mm de sa fenêtre d'entrée.

Pour identifier les  $\gamma$  émis par la cible d'Indium, dont l'activité induite est relativement plus importante mais dont les raies  $\gamma$  ne sont pas résolues par un scintillateur, nous avons utilisé pour la spectrométrie  $\gamma$  un Ge(Hp). Le détecteur utilisé est coaxial, de diamètre 49.5 mm et de longueur 52.6mm. La cible d'Indium irradiée a été placée sur l'axe de détecteur et à 4.5cm de sa face d'entrée.

**Tableau V.2 :** caractéristiques des cibles activées et des réactions étudiées.

cible	Acier standard	Aluminium	Indium	Silicium
Volume de la cible (cm <sup>3</sup> )	10.08	0.6 (cible 1) 1.2 (cible 2)	0.39	2.28
Forme géométrique	Cylindre de 3.18 cm de diamètre et de 1.27cm d'épaisseur	Cible 1 : parallélépipède de surface 1cm <sup>2</sup> et de 0.6 cm d'épaisseur Cible 2 : parallélépipède de surface 2cm <sup>2</sup> et de 0.6 cm d'épaisseur	Cylindre de 1.03 cm de diamètre et de 0.47cm d'épaisseur	Cylindre de 2.4 cm de diamètre et de 0.5cm d'épaisseur
Degré de pureté de la cible	51% de Fe naturel	99% de <sup>27</sup> Al	In naturel	Si naturel
Réaction induite	<sup>56</sup> Fe(n,p) <sup>56</sup> Mn	<sup>27</sup> Al(n,p) <sup>27</sup> Mg <sup>27</sup> Al(n,α) <sup>24</sup> Na	<sup>115</sup> In(n,n') <sup>115</sup> In <sup>m</sup> <sup>115</sup> In(n,γ) <sup>115</sup> In <sup>m</sup>	<sup>28</sup> Si(n,p) <sup>28</sup> Al
E <sub>seuil</sub> (MeV) Energie seuil de la réaction étudiée	3.2	2.0 5.1	0.336 0.0	5.01

**Figure V.3:** sections efficaces des réactions étudiées [17].

### V.1.3. Chaîne de détection $\gamma$ :

La chaîne de détection est composée principalement, d'un détecteur  $\gamma$  muni d'un préamplificateur de charge et d'un amplificateur relié à un système d'acquisition des données (figure V.4).

Le système d'acquisition est formé d'un ordinateur muni d'une carte MCB et d'un logiciel MAESTRO permettant l'enregistrement et l'analyse des données et la visualisation des spectres  $\gamma$  bruts.

L'analyseur multicanal (carte MCB) reçoit le signal de l'amplificateur sous forme d'impulsions, de forme gaussienne, d'amplitudes et intensités différentes.

La carte MCB attribue à chaque impulsion un numéro de canal  $i_{\text{canal}}$  proportionnel à son amplitude, ce numéro est calculé par la fonction :

$$i_{\text{canal}} = \text{int}\left(\frac{V}{V_{\text{max}}} \times 1024\right)$$

$\text{Int}()$  : est la fonction qui donne la partie entière d'un chiffre réel,

$V_{\text{max}}$  : est l'amplitude maximale acceptée par la carte MCB

$V$  : l'amplitude d'une impulsion à la sortie de l'amplificateur.

$V$  est proportionnel à l'énergie déposée par le photon dans le détecteur. Le coefficient de proportionnalité est constant dans la zone linéaire de l'amplificateur.

Pour calculer ce coefficient c'est-à-dire pour calibrer la chaîne de détection  $\gamma$ , nous utilisons des sources gamma standards. Sources de  $^{137}\text{Cs}$  et de  $^{60}\text{Co}$  pour la calibration du scintillateur NaI(Tl) et une source de  $^{152}\text{Eu}$  pour calibrer le détecteur Ge(Hp).

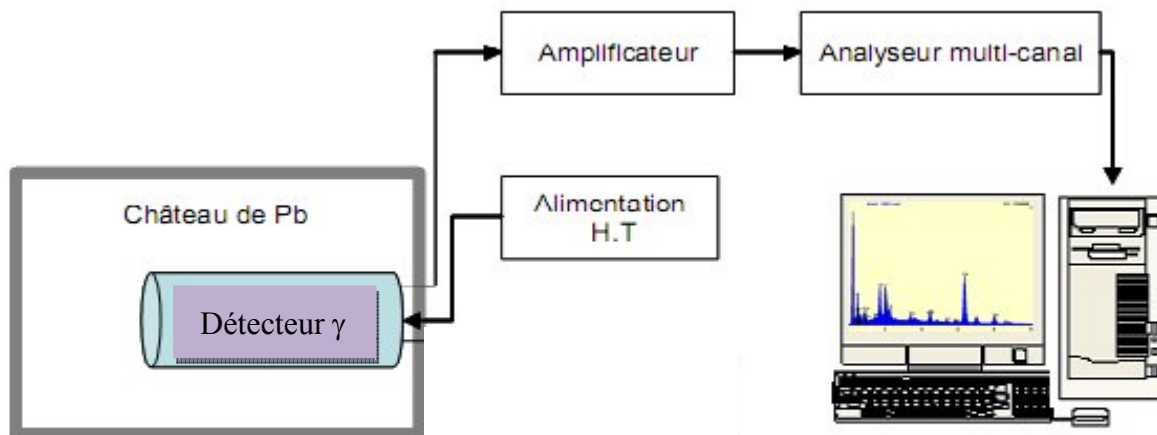


Figure V.4 : Chaîne de détection  $\gamma$



Le nombre  $N_\gamma$  de photons  $\gamma$ , d'énergie  $E_\gamma$  et d'intensité relative  $I_\gamma$ , émis après désexcitation du radionucléide Y et mesuré par un détecteur d'efficacité  $\varepsilon(E_\gamma)$  pendant un temps de comptage  $t_c$  et après un temps de décroissance  $t_d$  est donné par :

$$N_\gamma = a \frac{I_\gamma \theta \xi \varepsilon(E_\gamma)}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_d}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})$$

où  $\theta$  est le degré de pureté de la cible.

$\xi$  : l'abondance du radionuclide activé.

$I_\gamma$  : l'intensité relative de la raie  $\gamma$  (rapport d'embranchement).

Le taux de réaction "a" peut être exprimé en fonction des grandeurs mesurables par :

$$a = \frac{\lambda N_\gamma}{I_\gamma \theta \xi \varepsilon(E_\gamma) (1 - e^{-\lambda t_d}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad \text{V.2}$$

Dans l'expression V.1 l'efficacité  $\varepsilon(E_\gamma)$  est l'efficacité absolue du scintillateur NaI(Tl) pour les cibles irradiées d'Al, Si, Fe.

Pour la cible d'In irradiée,  $\varepsilon(E_\gamma)$  est l'efficacité absolue du détecteur Ge(Hp) utilisé.

## V.2.1 Calcul de l'efficacité absolue $\varepsilon(E_\gamma)$ :

### a/ Cas du scintillateur NaI(Tl) :

Pour le scintillateur NaI(Tl), vu l'épaisseur des cibles irradiées (Al, Si, Fe), nous avons déterminé pour chaque cible l'efficacité absolue par simulation Monte Carlo à l'aide du code MCNP5. Nous avons introduit, pour chaque cible activée, dans le fichier Input du MCNP5 la géométrie et la composition de la cible (les détails du calcul de simulation sont présentés dans le chapitre IV)

Toutefois, nous avons supposé que chaque cible a été activée de façon homogène. Cette hypothèse est justifiée par la constatation que le nombre de gamma détectés est identique (dans la limite des erreurs statistiques) quelle que soit la face de la cible placée en face de la fenêtre d'entrée du scintillateur.

Quant à l'atténuation du rayonnement gamma dans chaque cible, nous en tenons compte dans notre calcul de simulation.

### b/ Cas du détecteur Ge(Hp) :

Pour l'étalonnage en efficacité du détecteur Ge(Hp), nous avons utilisé une source d' $^{152}\text{Eu}$  que nous avons placée sur l'axe du détecteur et à 4.5 cm de la face d'entrée du détecteur. Le tableau V.2 donne les énergies  $E_\gamma$  et les intensités  $I_\gamma$  des raies  $\gamma$  émises par l' $^{152}\text{Eu}$ . La figure V.5 représente la courbe d'efficacité absolue d'un Ge(Hp), obtenue avec la source gamma d' $^{152}\text{Eu}$  du laboratoire, source disque de rayon 0.5 cm, placée sur l'axe du détecteur et à 4.5cm de sa fenêtre d'entrée.

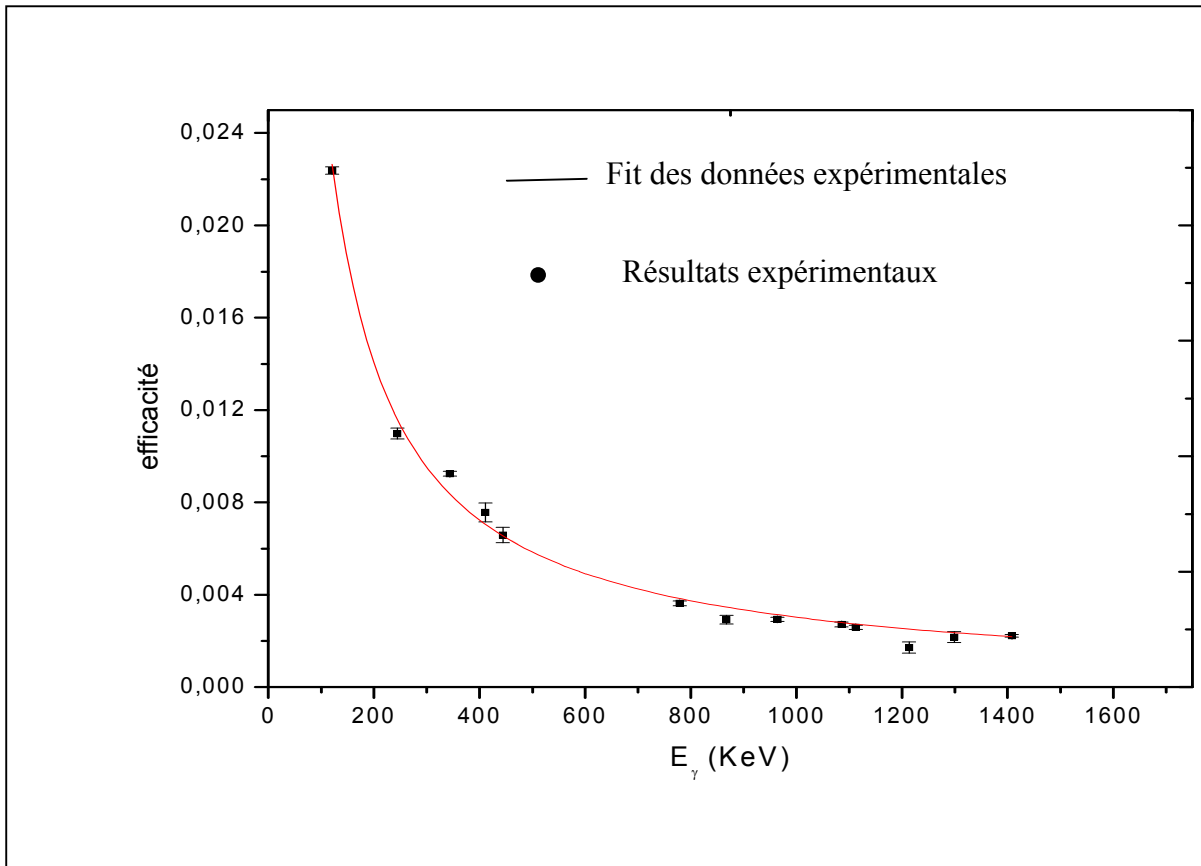
La cible d'Indium activée est de même géométrie que celle d'Eu. Pour mesurer l'activité de la cible d'In, nous l'avons placée à la même position que la source de calibration. Dans ce cas l'efficacité absolue  $\varepsilon_{\text{In}}(E_\gamma)$  de la cible d'In est donnée par :

$$\frac{\varepsilon_{\text{In}}(E_\gamma)}{\varepsilon_{\text{Eu}}(E_\gamma)} = \frac{\Omega_1}{\Omega_2}$$

$\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  étant l'angle solide sous tendu respectivement par la source d'Indium et la source d'Europium et que nous avons déterminé par simulation à l'aide du MCNP5.

**Tableau V.2 :** énergie et intensité des raies  $\gamma$  de l'  $^{152}\text{Eu}$ .

$E_\gamma(\text{keV})$	121.78	244.69	344.28	444.00	778.90
Intensité (%)	28.2	7.4	26.4	3.07	13.0
$E_\gamma(\text{keV})$	867.38	964.05	1085.83	1112.00	1408.03
Intensité (%)	4.16	14.48	10.14	13.55	20.7



**Figure V.5 :** efficacité absolue du détecteur Ge(Hp) pour une source disque de rayon 0.5 cm placée à 4.5cm de la fenêtre d'entrée du détecteur

### V.3 Résultats expérimentaux :

Le Tableau V.3 résume les données expérimentales concernant les réactions étudiées ainsi que les valeurs expérimentales des taux de réactions mesurés pour chaque cible activée.

Les figures V.6 à V.15 donnent les spectres  $\gamma$  obtenus en irradiant les différentes cibles ainsi que les schémas de décroissance radioactive des noyaux produits dans chaque réaction.

Réaction étudiée	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}^m$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{115}\text{In}^m$	$^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$
Abondance de l'élément activé (%)	91.72	100	100	95.7	95.7	92.23
Purte de l'élément activé (%)	0,98	0,5	0,98	0,99	0,99	1
T <sub>1/2</sub> (période du noyau produit)	2.587 h	9.54 mn	15.02 h	4.5h	54.2	2.24
E <sub>γ</sub> (KeV)	846.8	846.8	1368.5	336.0	1293.0	1779
(Intensite relative correspondante)	(98.9%)	(72%)	(100%)	(45.8%)	(84.4%)	(100%)
N <sub>γ</sub> (nombre de γ sous le pic photoélectrique)	25049+/-480	1103 +/-130	5284+/-218	2762+/-59	690+/-29	865+/-45
Efficacité ε(E <sub>γ</sub> )	0.093	0.096	0.056	0.011	0.0024	0.0513
détecteur γ utilisé	NaI(Tl) 3''X3''	NaI(Tl) 3''X3''	NaI(Tl) 3''X3''	Ge(Hp)	Ge(Hp)	NaI(Tl) 3''X3''
t <sub>i</sub>	3h	30mn	17h	3h	3h	7mn
t <sub>d</sub>	5mn	1mn	5mn	3mn	3mn	18s
t <sub>c</sub>	2h	30mn	2h	2h	2h	7mn
a <sub>exp</sub> (s <sup>-1</sup> cm <sup>-3</sup> )	20.0	45.0	21.0	665.0	288.0	86.78
a <sub>exp</sub> /s. atome	225.0 10 <sup>-24</sup>	772 10 <sup>-24</sup>	373.0 10 <sup>-24</sup>	1.02 10 <sup>-20</sup>	0.45 10 <sup>-20</sup>	12.4 10 <sup>-20</sup>
Δa <sub>exp</sub> /a <sub>exp</sub> (%)	2.4	11.8	4.1	2.1	4.1	5.0
a simulé ISO (s <sup>-1</sup> cm <sup>-3</sup> )	17.0	45.0	15.0	587.0	210.0	92.8

**Tableau V.3** : Données expérimentales relatives aux réactions étudiées

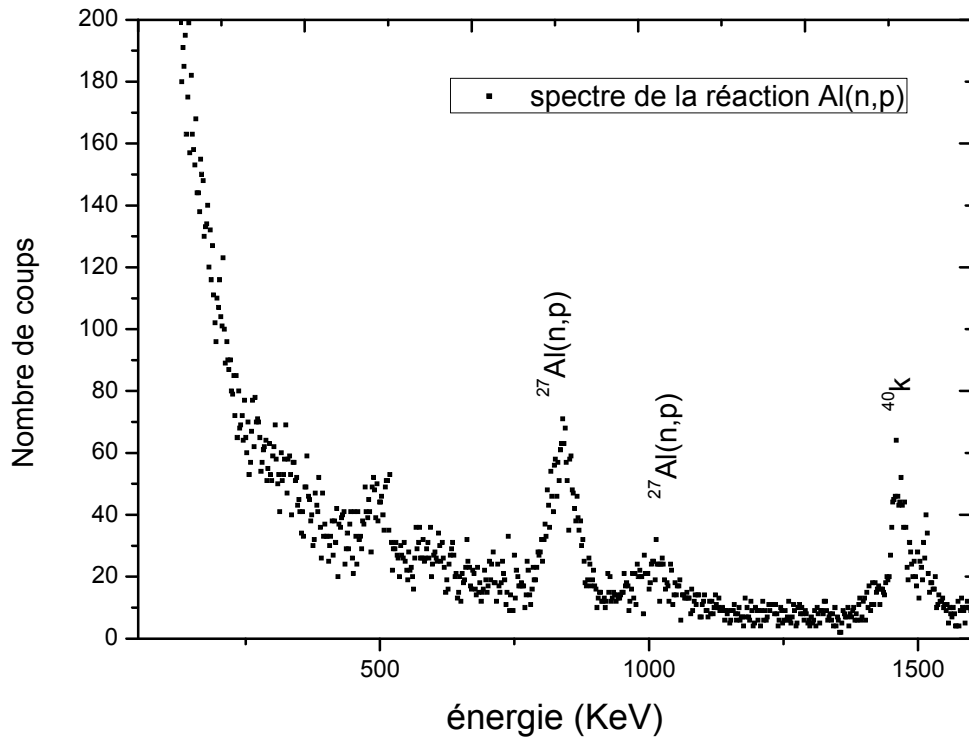


Figure V.6 : Spectre gamma de la réaction  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$

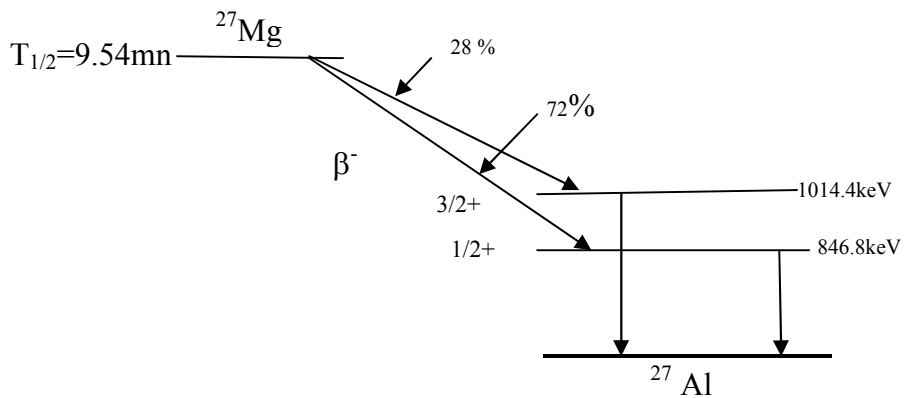


Figure V.7 : Schéma de décroissance du  $^{27}\text{Mg}$

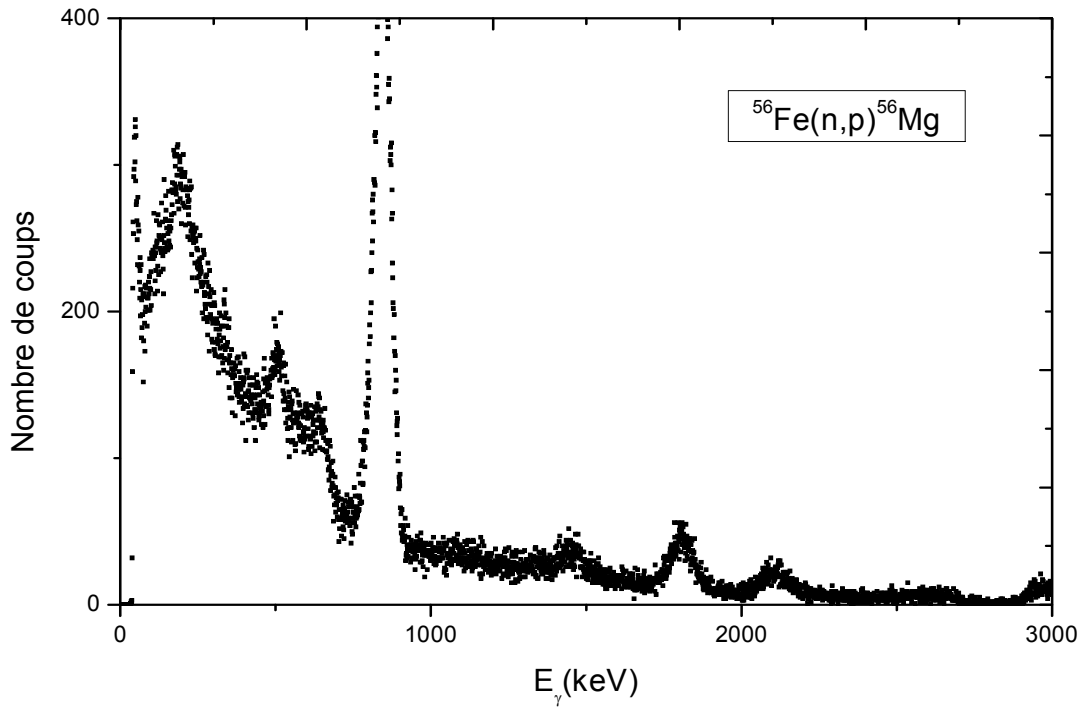


Figure V.8 : Spectre  $\gamma$  de la réaction  $^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$

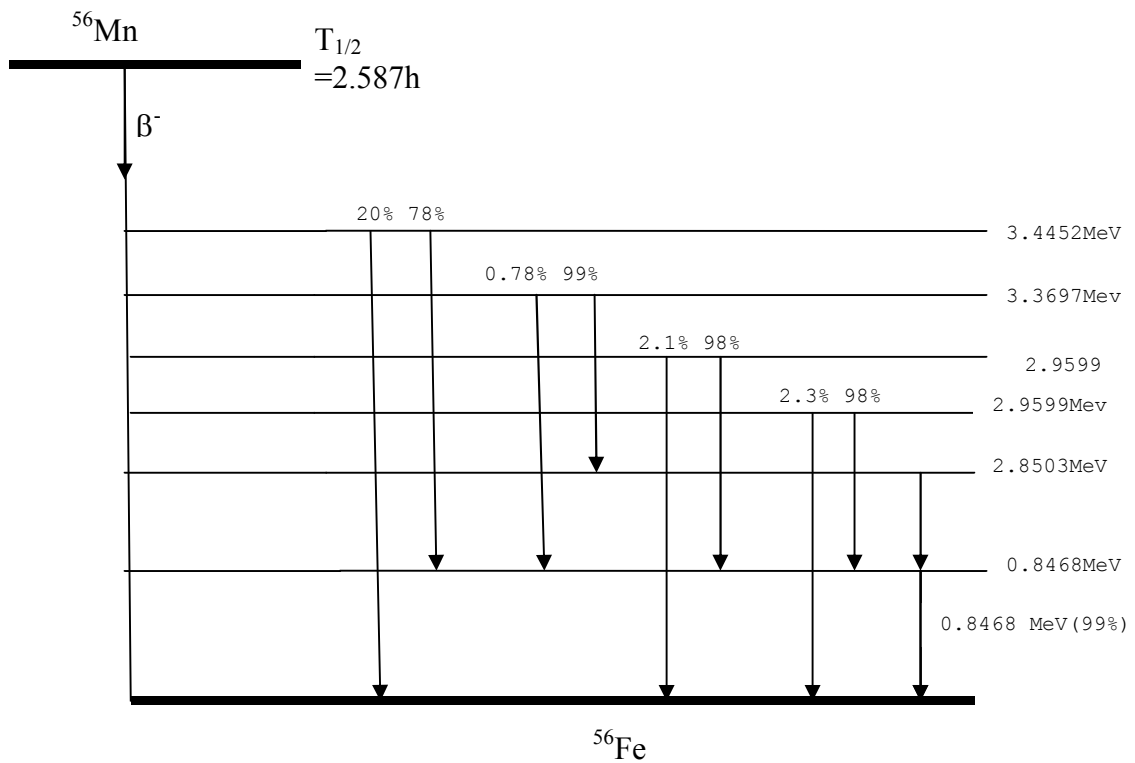


Figure V.9 : schéma de décroissance du  $^{56}\text{Mn}$

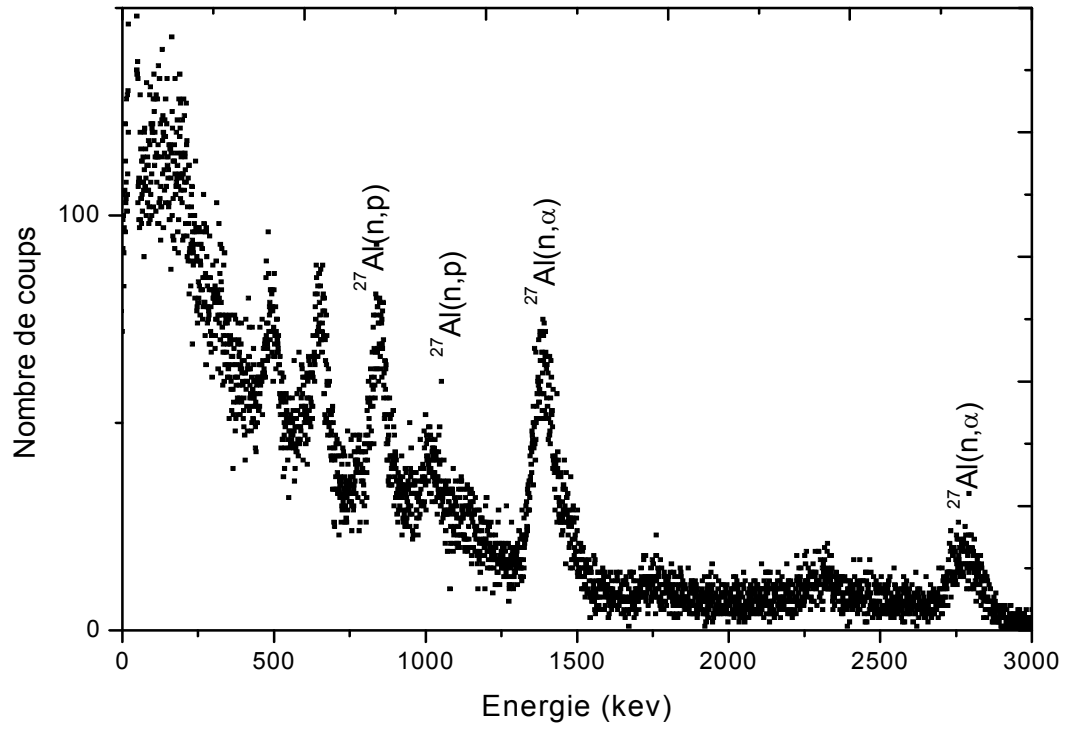


Figure V.10 : Spectre  $\gamma$  de la réaction  $^{27}\text{Al}(n, \alpha) ^{24}\text{Na}$

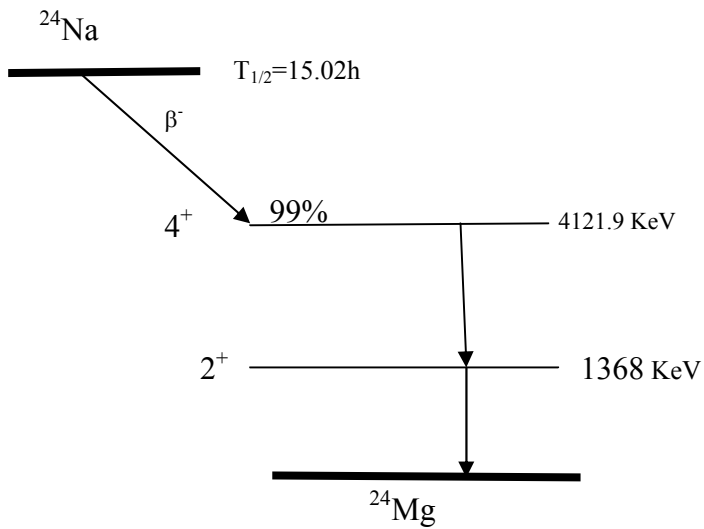


Figure V.11 : Schéma de désintégration de  $^{24}\text{Na}$

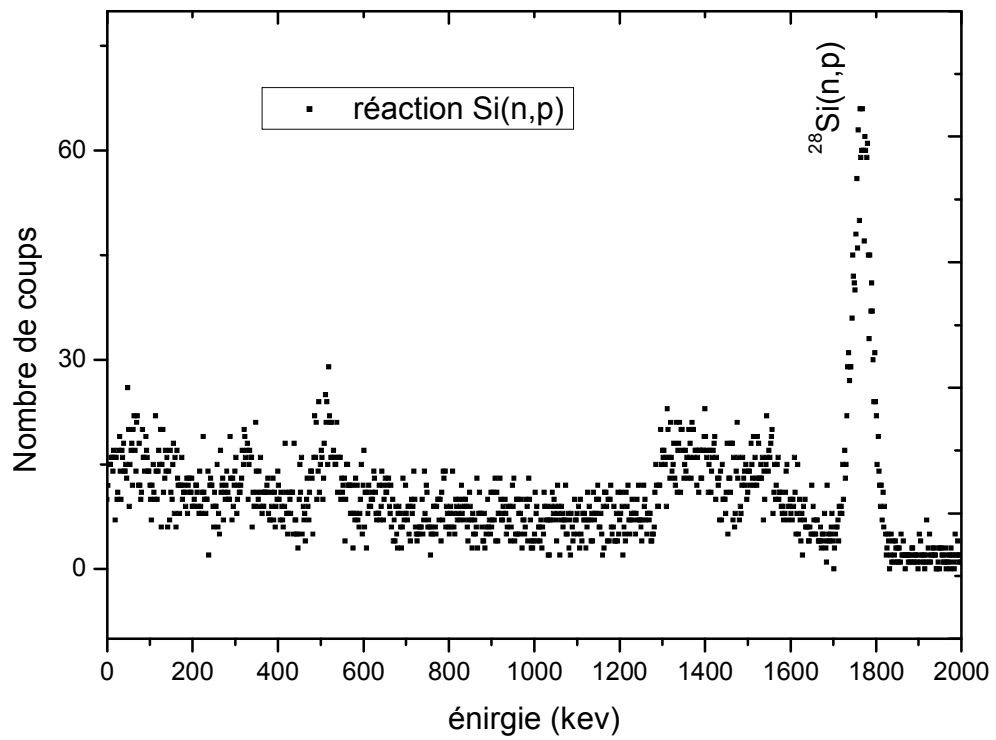


Figure V.12 : spectre  $\gamma$  de la réaction  $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$

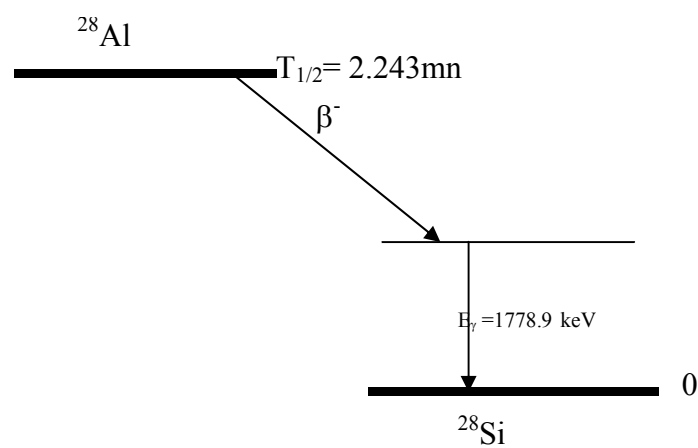


Figure V.13 : schéma de décroissance du  $^{28}\text{Al}$

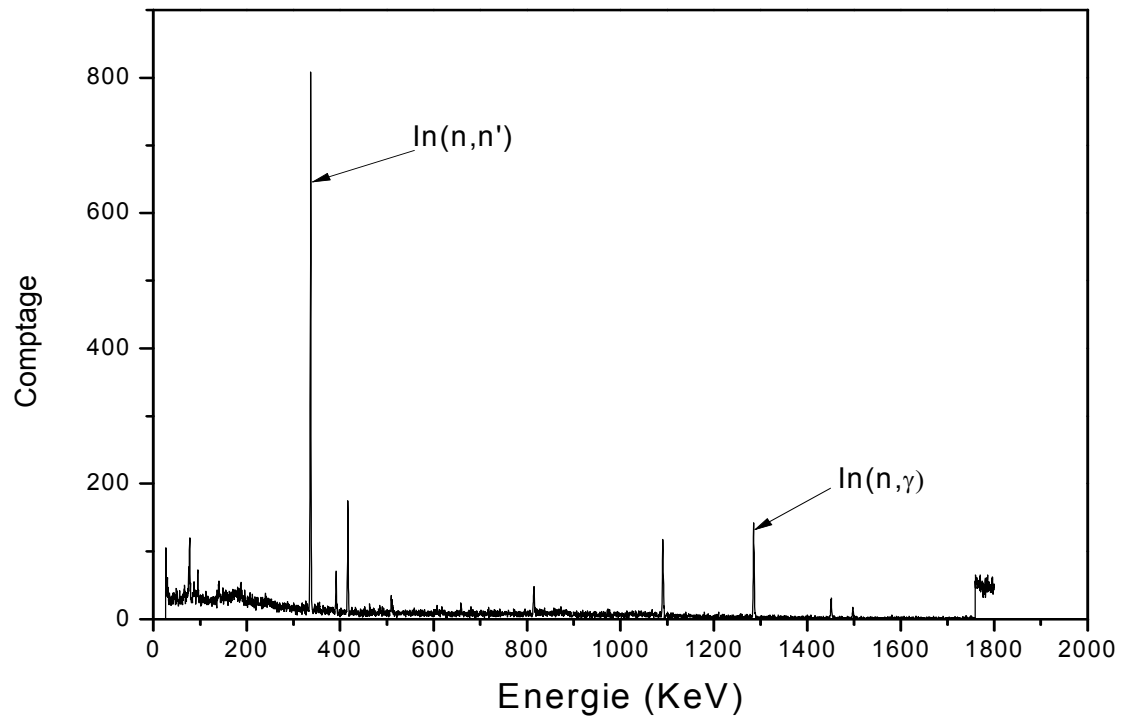


Figure V.14 : Spectre  $\gamma$  de la réaction  $^{115}\text{In} (n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$  et  $^{115}\text{In} (n, \gamma) ^{116\text{m}}\text{In}$

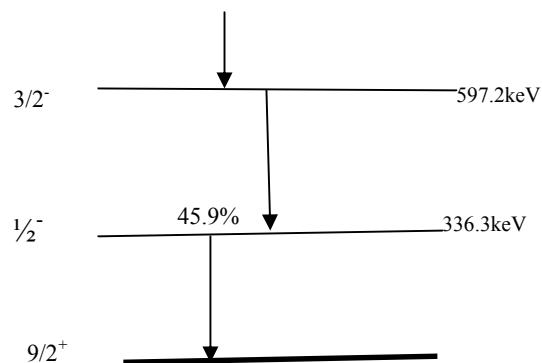


Figure V.15: Schéma de désintégration de  $^{115\text{m}}\text{In}$

#### V.4 Evaluation de la distribution énergétique des neutrons émis par la source Am-Be[33]:

Pour les cibles d'Al, Fe, Si et In que nous avons irradiées avec la source Am-Be du laboratoire, le taux de réaction mesuré,  $a_{i\text{mesuré}}$ , de chaque réaction produite peut être exprimé par la relation donnée par l'expression V.1 :

$$a_{i\text{mesuré}} = n_i \int_{E_{\text{seuil}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_i(E) \bar{\varphi}_{iV}(E) dE \quad \text{V.3}$$

avec  $n_i$ , nombre de noyaux de la cible  $i$ .  $\sigma_i(E)$  est la section efficace de la réaction qui s'est produite dans la cible  $i$  avec des neutrons d'énergie  $E$ .

$\bar{\varphi}_{iV}(E)$  est la densité spectrale du flux de neutrons d'énergie  $E$  moyenné sur le volume  $V$  de la cible  $i$  ; il peut être exprimé en fonction de l'intensité spectrale de la source comme suit:

$$\bar{\varphi}_{iV}(E) = G_i(E) \varphi_E(E)$$

$\varphi_E(E)$  étant l'intensité spectrale de la source.

$G_i(E)$  exprime la proportion de neutrons qui traversent la cible. Ce facteur dépend de la géométrie de la cible et de la déformation du spectre neutronique due aux interactions élastiques et inélastiques avec les noyaux cibles.

Nous avons déterminé, pour chaque réaction  $i$ ,  $G_i(E)$  par simulation Monte Carlo et à l'aide du code MCNP5. Nous avons effectué ce calcul, en introduisant dans le fichier Input la géométrie de la source de neutrons et celle de la cible et en considérant la source de neutrons de même géométrie que celle du laboratoire mais dont l'émission spectrale est celle d'une source ISO .

La Tally F4 nous a permis d'évaluer la distribution énergétique du flux moyenné sur le volume d'une cible  $i$  et de déduire la fonction  $G_i(E)$  :

$$G_i(E) = \frac{\bar{\varphi}_{i\text{ISO}}(E)}{\varphi_{E\text{ISO}}(E)} = \frac{\bar{\varphi}_{iV}(E)}{\varphi_E(E)}$$

$\bar{\varphi}_{i\text{ISO}}(E)$  est la densité spectrale du flux de neutrons d'énergie  $E$ , moyenné sur le volume de la cible  $i$  lorsque l'émission spectrale de la source est celle d'une source ISO.

$\varphi_{E\ ISO}(E)$  est l'émission spectrale d'une source ISO.  $\varphi_E(E)$  est l'émission spectrale de la source du laboratoire.

Connaissant la fonction  $G_i(E)$ , la relation V.3 s'écrit :

$$a_{i\ mesuré} = n_i \int_{E_{seuil}}^{E_{max}} \sigma_i(E) G_i(E) \varphi_E(E) dE \quad V.4$$

Le but de cette étude étant de déterminer l'émission spectrale de la source,  $\varphi_E(E)$ , une déconvolution de la relation V.3 est nécessaire pour pouvoir déterminer  $\varphi_E(E)$ .

### V.5 Problèmes de déconvolution et solutions:

Si on introduit une fonction réponse du détecteur  $i$  comme suit:

$$R_i(E) = n_i \sigma_i(E) G_i(E)$$

la relation V.4 s'écrit :

$$a_{i\ mesuré} = \int_{E_{seuil}}^{E_{max}} R_i(E) \varphi_E(E) dE \quad V.5$$

Le but de la déconvolution est de trouver une solution  $\varphi_E(E)$ .

Mathématiquement, le problème est un cas dégénéré de l'équation intégrale de Fredholm du premier type [40, 41, 42]. Il n'a pas de solution unique car un nombre fini de mesures discrètes ne permet pas de définir une fonction continue. Pour trouver une solution physique cohérente, une information a priori doit être implémentée dans la méthode de déconvolution. Cette information peut donner la forme supposée du spectre, son degré de "lissage" ou le fait qu'il soit toujours positif. Pour résoudre ce problème, l'intégrale de l'équation V.5 est remplacée par une sommation :

$$a_{i\ mesuré} = \sum_{j=1}^m R_{ij} \varphi_j$$

avec  $i = 1 \dots n$ ,  $n$  étant le nombre de détecteurs ou de mesures,  $m$  le nombre d'intervalles d'énergie.

$\varphi_j = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \varphi_E(E) dE$  est l'émission spectrale de la source dans l'intervalle d'énergie  $E_j$  et  $E_{j+1}$ .

$R_{ij}$  est la fonction réponse du détecteur dans l'intervalle d'énergie  $[E_j, E_{j+1}]$ .

Cette relation peut être aussi mise sous la forme matricielle :

$$a = R \varphi \quad \text{V.6}$$

où  $\mathbf{R}$  est la matrice de réponse discrétisée et  $\varphi$  est le vecteur inconnu. Pour les détecteurs à seuil, le nombre d'équations  $n$  est généralement inférieur à 20 et le nombre d'inconnues  $m$  est beaucoup plus important, allant de 25 à quelques centaines.

L'équation V.6 est alors dite "indéfinie", il s'agit alors d'un problème de déconvolution dit à "faible nombre de canaux".

## V.5.1 Méthodes mathématiques de déconvolution :

### V.5.1.1 Méthode des moindres carrés généralisée [1] :

Dans ce cas, nous allons supposer que les taux de réaction mesurés, classés dans le vecteur  $\mathbf{a}_0$  et la matrice d'incertitude  $\mathbf{S}_{\mathbf{a}_0}$  (appelée également matrice de covariance) du vecteur  $\mathbf{a}_0$  sont connus. Nous supposons aussi qu'une information a priori  $\mathbf{R}_0$  sur la matrice de réponse est disponible avec la matrice d'incertitude  $\mathbf{S}_{\mathbf{R}_0}$ .

Si, de plus, l'intensité spectrale  $\varphi_0$  a été calculée ou déterminée par une mesure indépendante avec la matrice d'incertitude correspondante  $\mathbf{S}_{\varphi_0}$ , le spectre solution et sa matrice d'incertitude correspondante sont souvent calculés en utilisant la méthode des moindres carrés généralisée où l'expression générale de  $\chi^2$  est minimisée avec la contrainte  $a = R \varphi$ :

$$\chi^2 = (\mathbf{a}_0 - \mathbf{a})^T \cdot \mathbf{s}_{\mathbf{a}_0}^{-1} \cdot (\mathbf{a}_0 - \mathbf{a}) + (\mathbf{R}_0 - \mathbf{R})^T \cdot \mathbf{s}_{\mathbf{R}_0}^{-1} \cdot (\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}) + (\varphi_0 - \varphi) \mathbf{s}_{\varphi_0}^{-1} \cdot (\varphi_0 - \varphi)$$

V.7

L'équation V.7 est l'expression de  $\chi_2$  pour une procédure d'ajustement, où la nouvelle mesure de  $\mathbf{a}_0$  est utilisée uniquement à des fins d'ajustement. Cette équation peut être considérée comme une procédure typique de la méthode des moindres carrés, où les composantes de  $\varphi$  sont trouvées à partir de ce que nous appelons un problème "surdéterminé" ( $m > n$ ).

Les divers algorithmes utilisés pour trouver le minimum de  $\chi_2$  se distinguent dans leur façon de traiter les deux derniers termes de l'équation V.7. Seuls quelques codes, permettent de prendre en compte une information a priori sur la matrice de réponse (par exemple STAY'SL [43], LSL [44], LEPRICON [45], MSITER et MINCHI du PTB [41]).

Le code de déconvolution Stayn'l (version modifiée de stay'sl), que nous utilisons pour déconvoluer la relation V.4 fait partie des codes utilisant cette procédure mathématique.

### V.5.1.2 Méthode des moindres carrés non linéaire :

La méthode des moindres carrés linéaire, bien établie dans les codes STAY'SL DIFBAS et DIFMAZ [41,46] et dans la méthodologie LEPRICON est l'algorithme de déconvolution recommandé lorsque de bonnes informations a priori et des mesures cohérentes sont disponibles. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'il est impossible d'exclure les valeurs de  $\varphi$  négatives.

Pour tenir compte de la condition de valeurs de  $\varphi$  non-négatives, une autre méthode appelée SAND-II [47,32,48] a été mise au point. Cette méthode a été publiée pour la première fois en 1967 et a connu des améliorations dans les codes LSL-M2 [44] et GRAVEL [41,49,50].

Dans ce cas, ce ne sont plus les éléments de groupes de  $\varphi_j$  mais leurs logarithmes  $\ln\varphi_j$  qui sont déterminés par une procédure spéciale d'itération.

L'itération débute avec un spectre  $\varphi_j^{(1)}$  de poids :

$$w_{ij}^{(1)} = \frac{R_{ij} \varphi_j^{(1)}}{\alpha_i^{e(1)}}$$

où  $\alpha_i^{e(1)}$  est le taux de réaction calculé à partir du flux initial par :

$$\alpha_i^{e(1)} = \sum_j R_{ij} \varphi_j^{(1)}$$

$i = 1, \dots, n$  avec  $n$  le nombre de mesures et  $j = 1, \dots, m$  avec  $m$  le nombre d'intervalles d'énergie.

Pour chaque itération, la solution à la (k+1)ième étape est obtenue à partir de la solution précédente comme suit :

$$\ln \varphi_j^{(k+1)} - \ln \varphi_j^{(k)} = \lambda_j^{(k)} \cdot \sum_i (\ln a_{0i} - \ln a_i^{(k)}) \frac{w_{ij}^{(k)}}{\rho_i^2}$$

avec  $\lambda_j^{(k)} = \left( \sum_i \frac{w_{ij}^{(k)}}{\rho_i^2} \right)^{-1}$  ; k étant le numéro de l'iteration.

$\rho_i$  sont les écarts-types relatifs des  $a_{0i}$ , en d'autres termes :

$$\rho_i = \frac{\sigma_{a_{0i}}}{a_{0i}}$$

Ces quantités n'étaient pas incluses dans la version originale du code SAND-II.

Dans cette étude, nous avons aussi utilisé le code Gravel pour déconvoluer l'équation V.5.

Quand nous avons entrepris cette étude nous ne disposions pas de ce code, nous avons alors réécrit l'algorithme de ce code en utilisant le logiciel mathématica 6 (voir annexe 5, 6 et 9).

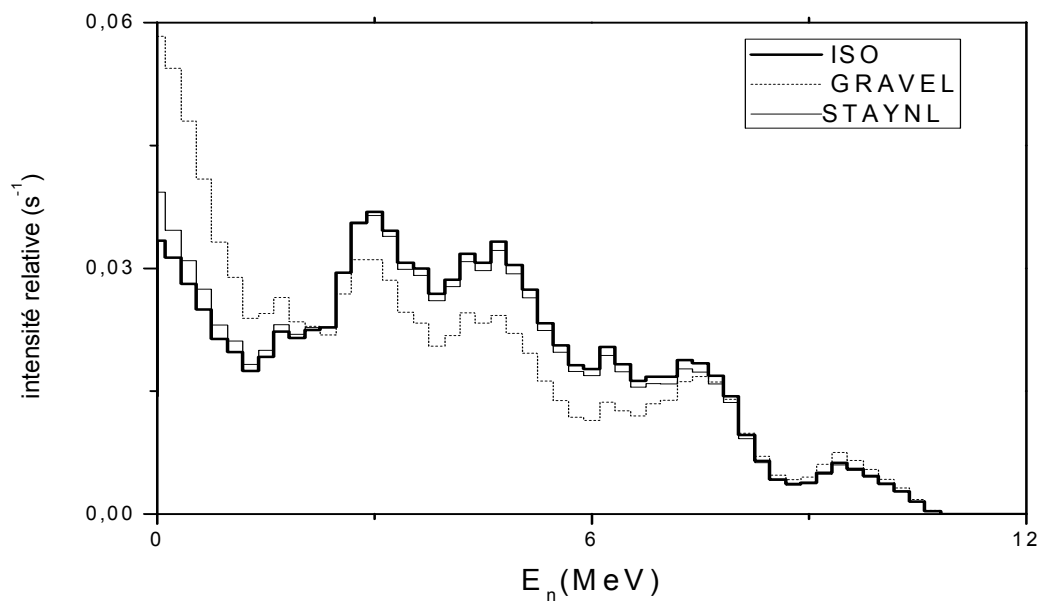
### **Contraintes sur les algorithmes de déconvolution :**

A fin de résoudre un problème avec un système d'équations surdéterminé ( $m \geq n$ ) qui possède une infinité de solutions, nous devons distinguer les solutions physiques des solutions non physiques. Quelle que soit la particule (neutron, électron, photon ...), le flux de particules ou l'intensité spectrale de la source ne peut être négatif. De plus, le spectre de neutrons ne doit pas contenir des résonances sauf dans le cas où les neutrons traversent un absorbant résonnant.

## V.6 Discussion et interprétation des résultats :

### V.6.1. Résultats de la déconvolution :

La figure V.16 représente la distribution énergétique des neutrons émis par la source obtenue par déconvolution de la relation V.5 et en utilisant deux algorithmes : Stayn'l et Gravel, développés dans le paragraphe V.5 précédent. Nous avons introduit comme spectre initial le spectre d'une source ISO.



**Figure V.16 :** résultats de la déconvolution par Stayn'l et Gravel comparés au spectre d'une source ISO.

Le spectre obtenu est comparé au spectre d'une source Am-Be répondant aux normes ISO[9,12,13].

Nous observons un écart appréciable entre les résultats des deux codes qui résulte de la différence des deux méthodes mathématiques.

Pour le code stayn'l, le spectre solution doit satisfaire deux conditions:

- l'écart entre le spectre solution et le spectre initial doit être minimum
- l'écart entre les taux de réaction mesurés et calculés doit être aussi minimum.

Pour le code Gravel, le spectre initial est introduit pour débiter l'itération, le calcul itératif s'arrête lorsque l'écart entre les taux de réaction mesurés et calculés est minimum.

Des mesures supplémentaires sont nécessaires, essentiellement à basse énergie (utiliser des détecteurs dont le seuil de réaction est faible), pour déterminer avec plus de précision la distribution spectrale de la source.

Toutefois, les résultats de déconvolution des deux codes confirment que le spectre énergétique de la source étudiée est décalé vers les basses énergies par rapport au spectre d'une source ISO.

Nous expliquons ce décalage par :

- le ralentissement des particules  $\alpha$  à l'intérieur de la matière active avant d'interagir avec les noyaux de Béryllium ; la date de fabrication de la source étant 1998, il y a forcément eu migration des éléments constitutifs de la partie active de la source.
- le blindage de la source contribue énormément au ralentissement des neutrons (paragraphe V.6.2).
- la présence de neutrons parasites : neutrons diffusés et ralentis par les éléments constituant l'environnement de la source (murs, mobilier,...).

L'aire totale sous le spectre obtenu par déconvolution mesure l'activité de la source. Les deux codes de déconvolution utilisés donnent la même valeur de l'activité qui est :

$$A_{\text{mesurée}} = (2.300 \pm 0.092) 10^6 \text{ n/s}$$

Ce résultat est en accord avec la valeur de l'activité donnée par le fournisseur :

$$A_{\text{fournisseur}} = 2.2 10^6 \text{ n/s}$$

### V.6.2. Caractérisation du champ neutronique d'une source Am-Be par simulation Monte Carlo:

Dans le calcul, par simulation Monte Carlo en utilisant le code MCNP5, des taux des réactions :  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$  et  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ , les cibles sont considérées de composition et de configuration géométrique identiques à celles utilisées dans nos expériences d'activation neutronique, les résultats du calcul sont donnés dans le tableau V.2 (le fichier input est donné dans l'annexe 8).

Nous avons effectué ce calcul de simulation en considérant une source de neutrons cylindrique de même configuration géométrique que la source du laboratoire, d'intensité  $2.2 \cdot 10^6$  neutron/s (voir paragraphe V.1.1) et ayant un spectre de neutrons identique à celui d'une source ISO[9,12,13].

Ce calcul est effectué à l'aide des Tallies F4, Fm4 (explicitées dans le paragraphe III.3.4.3):

- F4 calcule le flux de neutrons d'énergie E, moyenné sur le volume d'une cible i :

$$\bar{\varphi}_{i\text{ISO}}(E)$$

- Fm4 multiplie le flux moyen trouvé par la section efficace de la réaction considérée et évalue l'intégrale du produit du flux par cette section efficace.

Le taux d'une réaction i (exprimé en nombre de réactions/unité de temps et de volume) est donné par l'expression suivante (voir formule V.1) [51,52,53] :

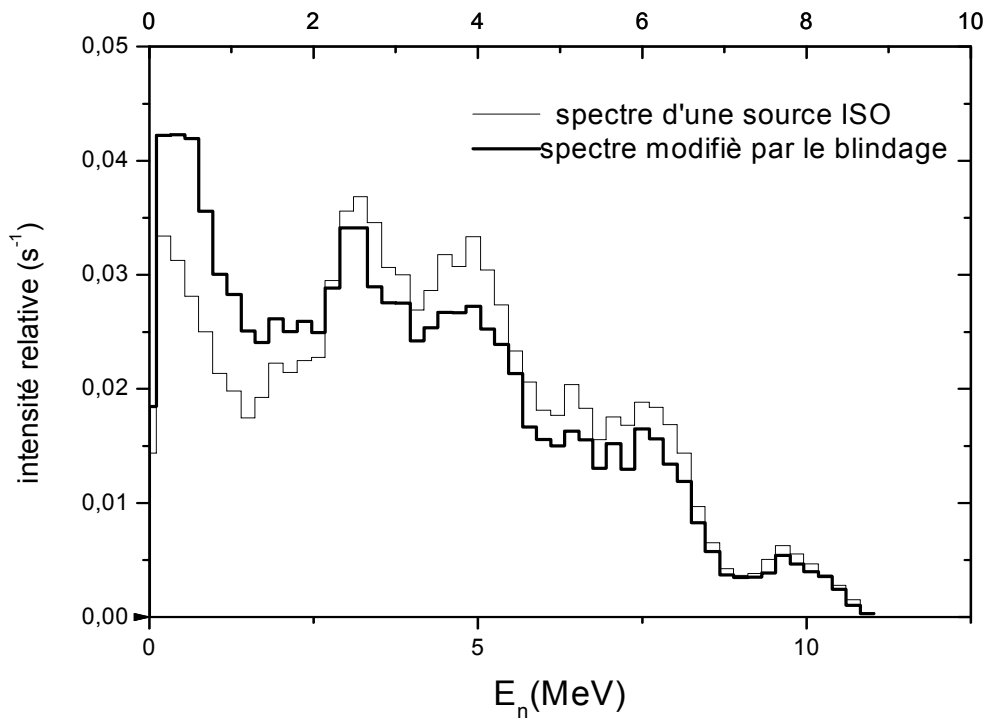
$$a_{i\text{ISO}} = n_i \int_{E_{\text{seuil}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_i(E) \bar{\varphi}_{i\text{ISO}}(E) dE$$

Les résultats de ce calcul de simulation présentés dans le tableau V.3. montrent un écart entre les valeurs mesurées des taux de réaction et celles simulées par MCNP. Cet écart varie entre 6% et 40% et peut être justifié par :

- La source Am-Be du laboratoire ne répond pas ou ne répond plus aux normes d'une source ISO.

- Dans le calcul de simulation, nous n'avons pas tenu compte de l'environnement de la source (diffusion des neutrons par les murs de la salle, l'air,...)

Par ailleurs, nous avons étudié l'influence du blindage de la source sur l'énergie des neutrons émis. A cette fin, nous avons calculé par simulation Monte Carlo, avec le code MCNP5, la distribution énergétique d'une source Am-Be dont l'émission spectrale de la partie active est celle d'une source ISO et dont le blindage est conforme à celui de la source du laboratoire. La figure V.17 présente les résultats de ce calcul.



**Figure V.17 :** Effet du blindage sur l'émission spectrale d'une source ISO

Les résultats obtenus confirment que le gainage de la source contribue au décalage du spectre de neutrons vers les basses énergies.

## Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons mis au point une méthode pour la caractérisation d'un champ de neutrons de faible intensité.

Nous avons appliqué cette méthode pour la détermination de la distribution énergétique de l'émission neutronique d'une source  $^{241}\text{Am}$ -Be du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, Division des Techniques Nucléaires.

La partie expérimentale de ce travail, a consisté à mesurer, par la méthode d'activation à seuil, les taux de réactions provoquées par les neutrons, émis par cette source dans diverses cibles solides épaisses (Al, In, Fe, Si) notamment à partir des réactions  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$  et  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ .

Un détecteur Ge(Hp) est utilisé pour identifier et mesurer les raies  $\gamma$  émises par la cible d'Indium dont l'activité induite est importante et le spectre d'émission comporte plusieurs raies.

Pour établir expérimentalement la courbe d'efficacité de ce détecteur, nous avons utilisé une source d'Europium ( $^{152}\text{Eu}$ ) dont la configuration géométrique est proche de celle de la cible d'Indium.

Quant aux cibles d'Al, Fe, Si et du fait de la faible activité induite nous avons utilisé pour la spectrométrie  $\gamma$  un scintillateur NaI(Tl) de dimensions 3''X3'' et dont la résolution en énergie est suffisante pour séparer les raies gamma présentes dans les spectres d'émission des cibles activées.

Cependant, il est difficile d'établir expérimentalement la courbe d'efficacité du scintillateur NaI(Tl) du fait de sa faible résolution en énergie et du manque de sources standards de différentes configurations géométriques. Pour contourner ces difficultés expérimentales nous avons eu recours au calcul théorique de ce paramètre.

En premier lieu, nous avons évalué l'efficacité totale d'un scintillateur NaI(Tl) de dimensions 3''X3'' pour une source  $\gamma$  ponctuelle, par une méthode analytique. Nous avons aussi mis au point un programme Fortran, selon l'organigramme de Yalcin[22](méthode Monte Carlo), pour calculer l'efficacité totale du scintillateur pour une source point et une source étendue sous forme de disque. Par ailleurs, nous avons calculé cette efficacité totale (pour une source ponctuelle et une source disque) à l'aide du Code Monte Carlo N-Particle (MCNP5, version 2005).

Ces trois méthodes de calcul donnent des résultats en parfait accord.

Quant à l'efficacité de détection relative au pic photo-électrique d'un scintillateur NaI(Tl) nous l'avons déterminée par simulation à l'aide du code Monte Carlo N-particle. Ce calcul effectué par le code MCNP5 nécessite au préalable l'évaluation de la distribution énergétique des taux de réaction photoélectrique dans le cristal NaI. Les résultats obtenus concordent avec les valeurs de l'efficacité mesurées expérimentalement avec des sources de calibration de césium( $^{137}\text{Cs}$ ) et de cobalt( $^{60}\text{Co}$ ).

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons exploité les résultats expérimentaux relatifs aux taux des réactions induites dans les cibles de Al, Si, Fe et In. Nous avons montré que le taux de chaque réaction est proportionnel au produit de convolution de la section efficace de la réaction considérée par le flux de neutrons.

Pour déterminer l'émission spectrale de la source à partir des taux de réactions mesurés, nous avons utilisés deux algorithmes de déconvolution :

- le code Stayn'I[1] dont le principe de calcul est basé sur la méthode des moindres carrés généralisée.
- Le code Gravel[2] basé sur la méthode des moindres carrés non linéaire et que nous avons réécrit avec le logiciel mathematica 6.

Les résultats de la déconvolution mettent en évidence un décalage du spectre de neutron de la source étudiée vers les basses énergies par rapport au spectre d'une source répondant aux exigences de l'Organisation Internationale des Standards. Une étude comparative nous a permis d'estimer l'écart entre l'émission neutronique de la source Am-Be du laboratoire et une source ISO.

L'activité de la source, déterminée à partir du spectre de neutrons obtenu par déconvolution, est de  $(2.300 \pm 0.092) 10^6$  n/s. Cette valeur est en bon accord avec celle donnée par le fournisseur qui est de  $2.2 10^6$  n/s. Ce résultat valide la méthode proposée.

Dans la dernière partie de ce travail, nous avons étudié par simulation Monte Carlo, à l'aide du code MCNP5, l'influence du blindage de la source sur l'émission spectrale de cette dernière. Nous avons montré qu'un gainage non-conforme à celui d'une source ISO a pour effet un décalage du spectre neutronique vers les basses énergies.

La méthode que nous proposons dans ce mémoire, pour la caractérisation d'un champ de neutrons de faible intensité donne des résultats encourageants permettant ainsi d'envisager son utilisation pour la caractérisation des champs de rayonnements de faible intensité au voisinage d'autres installations nucléaires (sources radioactives, accélérateurs médicaux, Van de Graff, ...).

# Annexes

## Annexe 1

**Programme écrit en fortran pour le calcul de l'efficacité totale d'un scintillateur NaI(Tl) pour une source point**

```

USE DFLIB
real e,m,rd,hd,d,ts,s,delta,thital,thita2
real pi, cost, q, q1, phi
integer n, i
open(1, file="d1.dat")
open(2, file="rs1.dat")
read(1, *) Rd, Hd, d, Rs, n
pi=3.141
  g :do k=1,120
    read(1, *) e, m
    m=m*3.667
    g1 :do i=1, n
      call RANDOM(q)
      Ra=Rs*sqrt(q)
      call RANDOM(q1)
      phi=2*Pi*q1
      a1=Ra*cos(phi)+sqrt((Ra*cos(phi))**2-(Ra**2-Rd**2))
      alpha2=atan(a1/d)
      call RANDOM(cost)
      t2=cos(alpha2)
      if(cost>t2) then
        alpha1=atan(a1/(d+Hd))
        t1=cos(alpha1)
        c1 :if(cost>=t1) then
          delta=Hd/cost
        else
          delta=a1/sqrt(1-cost**2)-d/cost
        endif c1
        s=1-exp(-m*delta)
        ts=ts+s
      endif
    enddo g1

    effc=ts/(2*n)
    write(2, *) e, effc
    ts=0
  enddo g
end

```

**Annexe 2****Programme écrit en fortran pour le calcul de l'efficacité totale d'un scintillateur NaI(Tl) pour une source disque**

```

USE DFLIB
  real e,m,rd,hd,d,ts,s,dlta,thital,thita2
  integer n,i

  open(1,file="d1.dat")
  open(2,file="r.dat")

  read(1,*)Rd,Hd,d,n
  write(*,*)Rd,Hd,d,n

do k=1,120

  read(1,*) e, m
  m=m*3.667
  write(*,*) m
  thital=aTan(rd/(d+hd))
  thita2=atan(rd/d)
  t1=cos(thital)
  t2=cos(thita2)

  do i=1,n
  call RANDOM(cost)

  if(cost>t2) then
    if(cost<=t1) then
      sin=sqrt((1-cost**2))
      dlta=Rd/sin-d/cost
    else
      if(cost>t1) then
          dlta=hd/cost

          endif
        endif

      s=1-exp(-m*dlta)
      ts=ts+s
    endif

  enddo

  effc=ts/(2*n)
  write(2,*) e,effc
  ts=0

  enddo

end

```

### Annexe 3

Calcul de l'efficacité totale d'un scintillateur  
par la méthode analytique écrit en langage  
mathematica 6.0

```
m=Import["mu.txt","Table"]
```

```
d=4
```

```
L=32.5
```

```
R=32.5/2
```

```
 $\theta_1$ =ArcTan[R/(L+d)]
```

```
 $\theta_0$ =ArcTan[R/d]
```

```
 $\rho$ =3.
```

```
ef=Table[{m[[i,1]],  $\theta_0$ /(2 Pi)*1/(1-Cos[ $\theta_0$ ]) *  
  (NIntegrate[(1-Exp[- m[[i,2]]  $\rho$  L/Cos[ $\theta$ ]]) Sin[ $\theta$ ],{ $\theta$ ,0, $\theta_1$ }] +  
  NIntegrate[(1-Exp[- m[[i,2]]  $\rho$  (R/Sin[ $\theta$ ]-d/Cos[ $\theta$ ])])  
Sin[ $\theta$ ],  
  { $\theta$ , $\theta_1$ , $\theta_0$ }]}, {i, Length[m]}
```

```
ListPlot[ef]
```

```
Export["ef.dat",ef,"Table"]
```

**Annexe 4****Fichier Input du MCNP pour le calcul de l'efficacité  
d'un scintillateur NaI(Tl)**

```
1      2      -7.8 -1 2 -3
2      1      -3.66 -4 5 -6
3      0              -7 #1 #2
4      0              7

1      cx 1.59
2      px -0.64
3      px 0.63
4      cx 3.81
5      px 0.81
6      px 8.2
7      so 30

mode p
m1 11000.04p          0.5 $MAT
   53000.04p          0.5
m2 26000.04p          1 $MAT
imp:p          1 2r          0 $ 1, 4
sdef erg=d1 par=2
si1 1 0 0.846
sp1 0 1
f4:p 2
fm4 -1 1 -3
e4 0 .20 0.9
```

## Annexe 5

Programme écrit en langage mathematica 6.0 pour l'exploitation des fichiers ENDF.

Exemple : convertir le fichier "za49115nn'.txt" écrit en format ENDF au format normal « table de deux colonnes une pour les énergies et l'autre pour les sections efficaces » et tracer le graphe section efficace en fonction de l'énergie avec interpolation des données.

```
z=Import ["za49115nn'.txt","Table"]

s = Table[Which[Mod[l,3] == 1, {z[[[l+2]]][[1]]10-6,z[[[l+2]]][[2]]},

Mod[[l,3]] == 2, {z[[[l+1]]][[3]]*10-6,z[[[l]]][[4]]},

Mod[l,3] == 0, {z[[[l]]][[5]]10-6,z[[[l]]][[6]]}, {l,3 Length[z]}]

Export["in_nn'.dat",s]

ListPlot[s,AxesLabel→{"MeV","barn"}]

r=Interpolation[s]

Plot[r[x] {x, 1, 12}]
```

## Annexe 6

Programme de l'algorithme SAND-II (GRAVEL) écrit avec le logiciel mathematica 06.

```

S1=Import["za49115102.txt","Table"]
s2=Import["za4911551.txt","Table"]
s3=Import["za13027103.txt","Table"]
S4=Import["za26056103.txt","Table"]
s5=Import["za13027107.txt","Table"]

is1=Interpolation[s1]

is2=Interpolation[s2]

is3=Interpolation[s3]

is4=Interpolation[s4]

is5=Interpolation[s5]

r=Table[{NIntegrate[ is1[x] ,{x,i,i+.2}]/.2,
NIntegrate[ is2[x] ,{x,i,i+.2}]/.2,
NIntegrate[ is3[x] ,{x,i,i+.2}]/.2,
NIntegrate[ is4[x] ,{x,i,i+.2}]/.2,
NIntegrate[ is5[x] ,{x,i,i+.2}]/.2},
        {i,0,11,0.2}]

z0={380,710, ,51,20,21}
  n={0.0629,0.06290,.06020,.0880,.0602}
  fg= { .01850,.01850,.0158220,.01050,.0163}

r=r*fg*n

F1={0.,72753.8,74682.2,66930.5,60338.6,53799.3,46581.4,43626.
,38560.8,41767.2,48066.3,47720.7,48643.,49092.7,57365.3,72000
.2,80598.5,79982.1,73521.,66919.,64953.1,59228.1,63329.,69714
.2,67778.6,72645.2,68870.6,62520.8,54653.5,47630.1,42269.9,38
838.2,41170.4,44198.8,38476.8,34713.3,38506.6,37136.4,41257.3
,40652.4,37732.6,33190.1,24238.,16554.7,11174.4,8369.25,7965.
76,9285.25,12190.2,13586.,11827.9,10098.8,8046.55,6116.,3582.
14,1121.61}
z0={340,710,58,20,20}
ro={0.09,0.1,0.1,0.12,.15,.13}

f0=f1

Do[

```

```
w=Table[r[[I ,j]]
f1[[j]]/(r[[i]].f1) ,{i,5},{j,Length[f1]}}];

wt=Transpose[w];
Do[
  z1=r.f1;

  Do[
    If[Total[wt[[j]]/ro^2]≠0,l=1/Total[wt[[j]]/ro^2]];
    If[Total[wt[[j]]/ro^2]≠0,lndz=Total[(Log[z0]-Log[z1])
wt[[j]]/ro^2]];
    If[Total[wt[[j]]/ro^2]≠0,f1[[j]]=f1[[j]] Exp[l lndz]],
{j,56}},{i,5}},{k,200}]

ListPlot[{f0,f1}]
```

## Annexe 7

## Programme pour le test de l'algorithme SAND II (GRAVEL)

```

F[x_]:=Sinc[(x-2 π)/2]
g[x_,b_]:=1-e-a/(b+1)(x-b);/x>b
g[x_,b_]:=0;/x≤b
a=.5
z=Table[If[i<b,0,NIntegrate[g[x,b]/.2,{x,i,i+.2}]],{b,0,5},{i,0,12,.2}]
f1=Table[NIntegrate[F[x],{x,i,0.2+i}],{i,0,12,0.2}]
f11=Table[If[i<3,NIntegrate[F[x],{x,i,0.2+i}].8,0.9NIntegrate[F[x],{x,i,.2+i}]],{i,0,12,.2}]
Am=Table[NIntegrate[F[x] g[x,b],{x,0,12}],{b,0,5}]

r=z

f1=f11

z0=Am

ro={0.1,0.09,0.1,0.1,0.12,.15,.13}

Do[
  w=Table[r[[I ,j]]
  f1[[j]]/(r[[i]].f1),{i,6},{j,Length[f1]};

  wt=Transpose[w];
  Do[
    z1=r.f1;

    Do[
      If[Total[wt[[j]]/ro^2]≠0,l=1/Total[wt[[j]]/ro^2];
      If[Total[wt[[j]]/ro^2]≠0,lndz=Total[(Log[z0]-Log[z1])
wt[[j]]/ro^2]];
      If[Total[wt[[j]]/ro^2]≠0,f1[[j]]=f1[[j]] Exp[l lndz]],
    {j,56}],{i,6},{k,200}]

ListPlot[{f1,f11,f1}]

```

## Annexe 8

## Fichier Input du MCNP pour le calcul du taux de réaction (n, alpha) dans une cible d'aluminium

```

1      0      -1 2 -3
2      1      -7.86 -4 5 -6 (1 :-2 :3 )
3      2      -2.7 7 -8 9 -10 11 -12
4      0      13 -14 15 -16 17 -18 #1 #2 #3
5      0      -13 :14 :-15 :16 :-17 :18

1      cz 0.875
2      pz -0.875
3      pz 0.875
4      cz 1.8125
5      pz -2.54
6      pz 2.54
7      pz -0.5
8      pz 0.5
9      py -1
10     py 1
11     px 1.9
12     px 2.5
13     px -5
14     px 30
15     py -5
16     py 5
17     pz -10
18     pz 10

mode n
m1 26000.50c      -0.74 $fe
    24000.42c      -0.18 28000.42c      -0.08
m2 13027.92c      1 $al
imp:n      1 3r      0 $ 1, 5
sdef cel=1 erg=d1 par=1 wgt=2.2e6
si1 h 0 4.14E-7 0.11 0.33 0.54 0.75 0.97 2.17 2.47 2.68 2.9
    3.11 3.32 3.54 3.75 3.97 4.18 4.39 4.61 4.82 5.04
    5.25 5.47 5.68 5.89 6.11 6.32 6.54 6.75 6.96 7.18
    7.39 7.61 7.82 8.03 8.25 8.46 8.68 8.89 9.11 9.32
    9.53 9.75 9.96 10.2 10.4 10.6 10.8 11
sp1 0 0.0144 0.0334 0.0313 0.0281 0.025 0.0214 0.0192 0.0228
    0.0295 0.0356 0.0369 0.0346 0.0307 0.03 0.0269 0.0286
    0.0318 0.0307 0.0333 0.0304 0.0274 0.0233 0.0206 0.0182
    0.0177 0.0204 0.0183 0.0163 0.0168 0.0168 0.0188 0.0184
    0.0169 0.0144 0.00968 0.00652 0.00426 0.00367 0.00381
    0.00506 0.00625 0.00552 0.00468 0.0037
    0.00278 0.00151 3.63E-4 0
f4:n 3
fm4 -1 2 107
e4 0 7.4 11.5

```

## Annexe 9

### Test de l'algorithme SAND-II(GRAVEL) :

Nous avons réécrit l'algorithme de SAND-II(GRAVEL) avec le logiciel Mathematica 6, et comme pour tous les programmes des algorithmes itératifs, il est nécessaire de le tester pour s'assurer de son bon fonctionnement.

Le test le plus rigoureux est de créer des conditions semblables à nos conditions de calcul par des fonctions mathématiques où les données et les résultats sont connus. Si le résultat du programme (l'output) converge vers le résultat réel, alors le programme et l'algorithme sont bons et applicables.

Pour cela, on suppose que le flux à trouver est de la forme :

$$f(x) = \text{sinc} \left( \frac{x - 2\pi}{2} \right) \quad 0 \leq x \leq 4\pi$$

où sinc et la fonction sinus cardinale :  $\sin(x)/x$

et le flux bin :

$$f_j = \int_{x_{j-1}}^{x_j} f(x) dx \quad \text{avec } x_j = j \frac{4\pi}{m} \quad , j = 0, 1, 2 \dots m$$

Et on considère les fonctions correspondant aux sections efficaces de la forme:

$$g_i(x) = 1 - e^{\frac{\alpha}{i+1}(x-i)} \quad \text{si } x \geq i$$

$$g_i(x) = 0 \quad \text{si } x \leq i$$

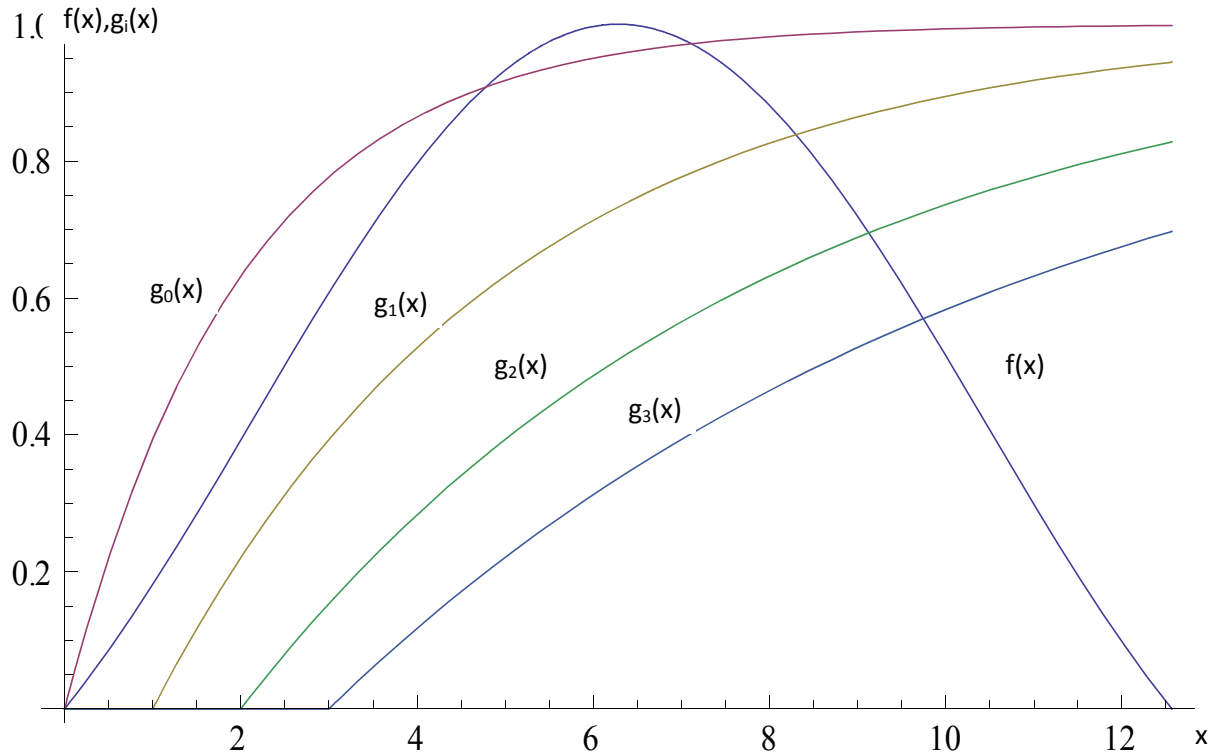
Avec  $\alpha=0.5$ ,  $i=0,1,2\dots 6$

L'équation à déconvoluer sera :

$$a_i = \int_0^{4\pi} f(x) g_i(x) dx$$

La matrice qui correspond à la matrice de réponse est la matrice des éléments  $r_{ij}$  définis comme:

$$r_{ij} = \frac{\int_{x_{j-1}}^{x_j} g_i(x) dx}{\int_{x_{j-1}}^{x_j} dx}$$



**Figure A.1: la fonction représentant le flux et les fonctions correspondant aux sections efficaces**

Pour le test, on introduit comme flux initial  $[f]^{(1)}$  dans le programme un flux bin déformé  $[f] = f_1, f_2 \dots f_m$  et on vérifie que le flux output  $[f]^{(k_{max})}$  converge vers le flux avant déformation  $[f]$  (graphe de la figure A.2). On peut donc dire que le programme fonctionne bien et que l'algorithme converge vers une solution du problème de déconvolution.

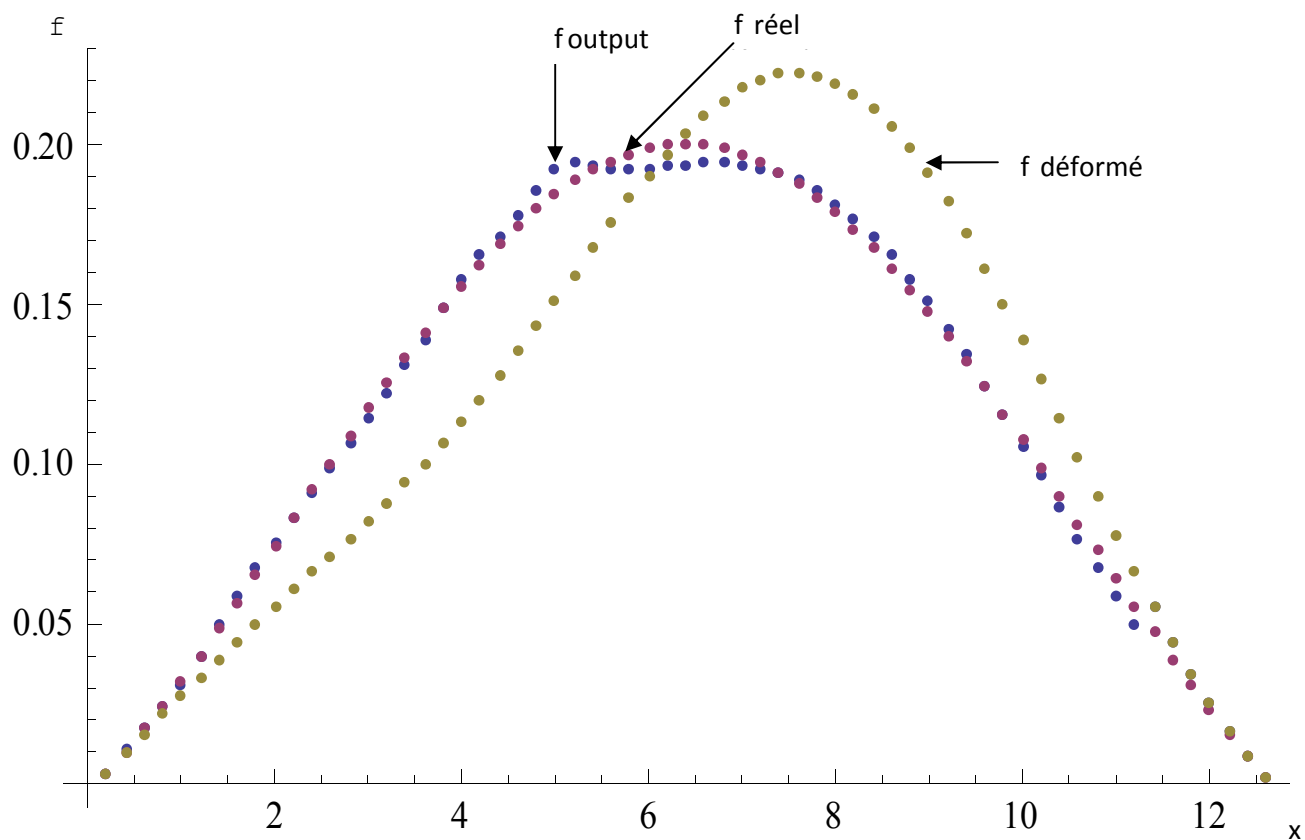


Figure A.2: Le spectre output comparé au spectre input et au spectre déformé.

## Références :

- [1] "Neutron Metrology File NMF-90" an integrated database for performing neutron spectrum adjustment calculations. IAEA-NDS-171 1996.
- [2] M. Matzke, Radiation Protection Dosimetry Vol.107, N°1-3, p.155-174(2003).
- [3] "Physique neutronique", Michel Soutif. Presses Universitaires France, Edition 1962.
- [4] "Traité de neutronique", P. Reuss. INSTN, EDP Sciences 2003.
- [5] "The Atomic Nucleus", R.D.Evans, Krieger, New York, 1982.
- [6] "Radiation detection and measurement", Glenn F. Knoll, Edition John Wiley et Sons.
- [7] "Techniques for Nuclear and Particle Physics experiments" William .Leo (1987).
- [8] "Radiation Detectors, Physical Principles and Applications", C.F.G. Delaney et E.C. Fnich, Clarendon Press-Oxford 1992.
- [9] Norme Internationale, "Rayonnements neutronique de référence", ISO14152-2001.
- [10] "Neutron monitoring for radiological protection" J.AB. Gibson IAEA 1995, Technical reports série N°252.
- [11] "Handbook of Nuclear Activation Data", Technical Report serie N°273. AIEA, 1987.
- [12] Norme Internationale, "Rayonnements neutronique de référence", ISO 8529-1 2001
- [13] Norme Internationale, "Rayonnements neutronique de référence", ISO 8529-2 2001
- [14] G.Compte de Buffon, "Essai d'arithmétique morale", supplément à la naturelle, Vol.4, 1777.
- [15] N. Metropolis, S. Ulam, J. Amer.44, 335, (1949).
- [16] MCNP5, "A General Monte Carlo N- particle Transport Code", version 5, 2005. Los Alamos National Laboratory.
- [17] "Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF", Brookhaven National Laboratory .
- [18] "Evaluated Nuclear Data library, ENDL" Lawrence Livermore National Laboratory .
- [19] "Evaluated neutron activation cross section library, ACTL" Lawrence Livermore National Laboratory.
- [20] A. A. Mowla V , R. Izadi Najafabadi ,R. Koohi Faygh. International Journal of Pure and Applied Physics ISSN 0973-1776 Vol.1, No.2 (2005)
- [21] Zhenzhou Liu, Jinxiang Chen, Pei Zhu, Yongming Li, Guohui zhang. Applied Radiation and Isotopes (2007).
- [22] S. Yalcin, O Gurler, G. Kaynak, O. Gundogdu. Applied Radiation and Isotopes (2007).
- [23] K. Boukeffoussa, G. Medkour Ishak-Boushaki, M. Allab et Z. Idiri. Journées Scientifiques et Pédagogiques de la Faculté de Physique, USTHB, avril 2008.
- [24] "Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto-absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS" ; *Abdellatif NACHAB* thèse Présentée pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Louis Pasteur - Strasbourg I, France et de l'Université Chouaïb Doukkali El Jadida, Maroc : Soutenue publiquement le 13 décembre 2003 :

*R. Ichaoui, M. Boukheir, A. Jehouani* Calculs d'efficacité de NaI(Tl) par la méthode de Monte Carlo ; *Rencontre Franco-Marocaine de Physique Nucléaire, El Jadida 10 – 13 mars 1999*

- [25] K. Boukeffoussa, G. Medkour Ishak – Boushaki, M. Allab, Z. Idiri  
3<sup>ème</sup> Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs Applications (CNRA 2009). Alger  
26-28 mai 2009.
- [26] ]K. Boukeffoussa, G. Medkour Ishak-Boushaki , M. Allab, Z. Idiri et S. Bedek  
8ème Congrès National de la Physique et de ses Applications (CNPA08), 11-13 novembre  
2008, Béjaia, Algérie.
- [27] G. Medkour Ishak-Boushaki. K. Boukeffoussa, , M. Allab et Z. Idiri. Journées  
Scientifiques et pédagogiques de la Faculté de Physique. JSP2010.
- [28]’’Neutron Physics’’ K.H. Beckurts et K. Writz.
- [29] K.W. Geiger, L. Van Der Zwan, NIM 131 (1975) 315-321.
- [30] H. Kluge, K. Weise, Radiation Protection Dosimetry Vol.2 N°.2 p. 85-93.
- [31]L. Van Der Zwan and K.W. Geiger. Nuclear Physics A152(1970)481-494.
- [32] Göran Lövestam, Mikael Hult, Andreas Fessler, Joël Gasparro, Pierre Kockerols  
KlaasOkkinga ,HamidTagziria, Filip Vanhavere, J.S. Elisabeth Wieslander “Radiation  
Measurements 44(2009)72...79”
- [33]A.D.Vjaya, Arun Kumar. NIM 111(1973) 435-440.
- [34] “Table of Isotopes”, C.M. Lederer, J.M. Hollander and I.Perlman. Wiley edition  
1978.
- [35] J. A.B. Gibson E. Piesch Neutron monitoring for radiological protection IAEA 1995
- [36]P.Bode, R. M. W.Overwater, J.J.M.De Goeij. Journal of Radioanalytical and Nuclear  
Chemistry, Vol.216, N°1(1997).
- [37]R.Gwozdz, F. Grass. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol.244,  
N°3 523-529(2000).
- [38] Edgar A. Lorch, Int.J.Applied radiation and isotopes, 1973, Vol.24, p 585 – 591.
- [39]F.Deguarrini, R. Malaroda. NIM 92(1971) 277-284.
- [40] Kocherov. Neutron metrology file nmf-90. Technical Report IAEA-NDS-  
171,International Atomic Energy Agency, 1996.
- [41] M. Matzke. Unfolding of pulse height spectra : The hepro program system.  
Technical Report PTB-N-19, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 1994.
- [42] G. Arfken. Mathematical Methods for Physicists, 3rd edition. Academic Press,  
Orlando, 1985
- [43] F.G. Perey. Least-squares dosimetry unfolding: the program stay’sl. Technical  
Report ORNL/TM-6062, Oak Ridge National Laboratory, 1976.
- [44] F.W. Stallmann. Lsl-m2 : A computer program for least-squares logarithmic adjustment  
of neutron spectra. Technical Report NUREG/CR-4349, ORNL/TM-9933,  
Oak Ridge National Laboratory, 1986.
- [45] J.J.Wagschal R.E. Maerker, B.L. Broadhead. Theory of a New Unfolding Procedure  
in Pressurized Water Reactor Pressure Vessel Dosimetry and Development of an  
Associated Benchmark Data Base. Nucl. Sci. Eng., 91 :13–170, 1986.
- [46] M. Tichy. The difbas program, description and users guide. Technical Report PTB-7.2-

93-1, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 1993.

- [47] S. Berg W.N. McElroy and al. A computer-automated iterative method for neutron flux spectra determination by foil activation. Technical Report AFWL-TR-67-41, U.S. Air Force Weapons Laboratory, 1967.
- [48] S.P. Tripathy, C. Sumil, M. Nandy, P.K. Sarkar, D.N. Sharma, B. Mukherjee  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 583(2007)421-425
- [49] A. Seghour, F.Z. Seghour. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 555 (2005) 347 – 355
- [50] P.D Holt. Rad prot dos vol 10 No I.4 pp.251-264(1985)
- [51] S. Roesler, J.C. Liu, S.H. Rokni, S. Taniguchi. NIM A 503 (2003)606-616.
- [52] A. Kitamura, J. Matsumoto. Journal of Nuclear Science and Technology. V.40, N°5 P.349-355 2003.
- [53] R. Rieppo. NIM 159 (1979) 449-453.