

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par Mr : SEGUENI TARIK

Sujet :

**Calcul des sections efficaces des réactions (n,t) et étude
systématique à l'énergie 14,5 MeV**

Soutenu publiquement le 10 / 10 / 2004, devant le jury composé de :

Mr. A. AMOKRANE	Professeur (USTHB)	Président
Mr. M. BELGAID	Maître de Conférences (USTHB)	Directeur de thèse
Melle. Z. MELIANI	Professeur (USTHB)	Examineur
Mme. G. MEDKOUR	Maître de Conférences (USTHB)	Examineur
Mr. Z. IDIRI	Maître de Recherches (COMENA)	Examineur

REMERCIEMENTS :

Ce travail a été réalisé au Département des Rayonnements de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene. Je remercie tous les enseignants et chercheurs du laboratoire des Sciences Nucléaires.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse Monsieur M. BELGAID, Maître de Conférences à l'USTHB, qui a contribué à la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier aussi Monsieur A. AMOKRANE, Professeur à l'USTHB, pour avoir accepté la présidence du jury de la commission d'examen.

Je remercie également, Melle Z. MELIANI, Professeur à l'USTHB, Madame G. MEDKOUR, Maître de Conférences à l'USTHB, ainsi que Monsieur Z. IDIRI Maître de Recherches au CRNA d'avoir accepté de faire partie de la commission d'examen.

Table des matières

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 CALCUL THEORIQUE	
1.1. Modèle statistique d'évaporation	3
1.2. Formalisme de la section efficace	4
1.2.1. Expression de la section efficace du noyau composé	7
1.3. Spectre d'énergie des particules émises et fonction d'excitation	8
1.4. Modèle optique	12
1.4.1. Formalisme du potentiel optique	13
1.4.2. Les coefficients de transmission	15
1.4.3. Les distributions angulaires	16
1.5. Densité de niveaux	17
1.5.1. Modèle de <i>Gibert et Cameron</i>	18
1.5.2. Le modèle de densité de niveaux "Back-Shifted Fermi Gas Model"	19
1.5.3. Correction de couche	20

CHAPITRE 2 RESULTATS ET DISCUSSION

2.1. Introduction	22
2.2. Analyses antérieures des études de la section efficace (n,t)	23
2.3. Section efficace de la réaction (n,t)	26
2.4. Choix des paramètres du modèle optique	27
2.5. Résultats et discussions	32
2.5.1. Calcul des fonctions d'excitations (n,t)	33
2.5.2. Discussion	34

CHAAPITRE 3 ETUDES SYSTEMATIQUES

3.1. Introduction	45
3.2. Les paramètres du modèle	46
3.3. Résultats et discussions	51
3.4. Comparaison aux études antérieures	52

CONCLUSION	55
-------------------	----

REFERENCES	57
-------------------	----

Introduction

Les réactions nucléaires induites par des neutrons rapides présentent un double intérêt, tant à l'échelle macroscopique dans le domaine de la technologie de réacteurs qu'à l'échelle microscopique dans l'étude de la structure nucléaire et les mécanismes des réactions nucléaires.

En effet, dans la technologie des futurs réacteurs de fusion, les données de la section efficace sont d'une importance primordiale pour la sélection des matériaux de structure et de mesure. Cette sélection doit tenir compte du taux de transmutation, de la chaleur engendrée et de la multiplicité des neutrons à travers les réactions $(n,2n)$, $(n,3n)$ ainsi que le taux de production de gaz par les réactions (n,p) , (n,d) et (n,α) et les gaz radioactifs qui peuvent s'échapper des réacteurs comme le tritium produit par la réactions (n,t) .

Les données nucléaires de ces réactions induites par des neutrons rapides concernent principalement la section efficace et les fonctions d'excitations. Une grande majorité des données expérimentales de l'interaction des neutrons rapides avec la matière correspond à des neutrons de 14 MeV, produits par la réaction $D-T$. Ces données jouent un grand rôle dans la vérification de la validité des modèles théoriques et par conséquent dans l'extrapolation de cette validité à des cas où les mesures expérimentales demeurent impossibles.

Aux énergies incidentes s'étalant de 3 à 20 MeV, les énergies d'excitations du noyau composé et du noyau résiduel atteintes sont importantes et la densité de niveaux est relativement grande. Sachant que la largeur moyenne de niveau est grande par rapport à l'espacement moyen entre deux niveaux voisins, un grand nombre de niveaux contribuent alors dans la détermination de la section efficace. Cette contribution est incohérente de telle sorte que les termes d'interférences sont nuls et l'hypothèse statistique peut être alors retenue. Dans ce cas la section efficace expérimentale représente une moyenne de la contribution de ces niveaux situant dans le domaine du continuum.

Dans un premier chapitre, nous allons présenter le modèle statistique de *Hauser-Feshbach* basé sur le modèle du noyau composé décrit dans le formalisme de la matrice R , à partir duquel nous déduisons les expressions du modèle d'évaporation de *Weisskopf-Ewing*. En effet, si l'énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de séparation d'une particule, l'émission de cette dernière devient très probable. De plus si le noyau résiduel est suffisamment excité il peut favoriser l'émission d'autres particules en cascade et ainsi le mécanisme d'évaporation se déclenche. Le modèle optique est nécessaire pour ce calcul statistique d'évaporation. Nous allons donc donner un bref rappel des principales expressions de ce modèle.

Au deuxième chapitre nous rappellerons les résultats obtenus dans les travaux antérieurs concernant ce type de réaction et effectuerons des calculs des fonctions d'excitation des réactions (n,t) et des spectres d'énergies des particules émises, en utilisant le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf-Ewing*. Parallèlement à ces calculs une analyse paramétrique du modèle optique et de la densité de niveaux sera menée. Les sections efficaces (n,t) calculées seront comparées aux données expérimentales à 14,5 MeV existantes dans la littérature.

Enfin, nous présenterons dans le chapitre 3 une étude systématique basée sur le modèle d'évaporation et le modèle de la gouttelette pour décrire les résultats expérimentaux disponibles pour la réaction (n,t) induites par des neutrons de 14 MeV. Le modèle statistique d'évaporation montre une dépendance de la section efficace intégrée à l'énergie de réaction $Q_{n,t}$, de la température nucléaire T et de la hauteur de la barrière coulombienne pour les particules chargées V_b . L'écriture de l'énergie de réaction $Q_{n,t}$ dans le cadre du modèle de la gouttelette de *Meyers* et *Swiatecki*, faisant apparaître pour la première fois une dépendance de la section efficace de la réaction (n,t) au terme décrivant la diffusivité coulombienne $(2Z-1)/A$ et un terme décrivant l'interaction coulombienne $(2Z-1)/A^{1/3}$. Cette étude systématique sera comparée aux études systématiques antérieures.

Calcul théorique

1.1. Modèle statistique d'évaporation

L'étude des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides présente un grand intérêt dans l'étude des forces nucléaires, la structure nucléaire et le mécanisme des réactions nucléaires. Elle consiste en la détermination des sections efficaces intégrées σ , les distributions angulaires $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et des spectres en énergie des particules émises $\frac{d\sigma}{dE}$ et qui permet de tester la validité des modèles nucléaires ainsi proposés pour fournir une compréhension sur le type d'interaction.

Les sections efficaces des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides, obtenues expérimentalement, dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV, présentent de très larges structures. Ces structures sont supposées font intervenir en moyenne la contribution d'un très grand nombre de niveaux dans la formation du noyau composé (NC) lors du passage de l'état initial vers l'état final de la réaction. En effet, lorsque l'énergie de la particule incidente augmente, l'énergie d'excitation atteinte dans le noyau composé, devient de plus en plus très élevée et la densité de niveaux est relativement grande, donc le nombre de voies de sortie qui s'offrent au noyau composé devient très grand. De plus, si la largeur d'un niveau dans ces conditions est grande devant l'espacement entre deux niveaux voisins; ($I \gg D$), l'hypothèse statistique peut être retenue [1].

En outre si la gamme d'énergie de la particule incidente I est grande devant l'espacement D , le nombre de niveaux mis en jeu dans le noyau composé devient important, de ce fait leurs caractéristiques (énergies E_λ^J , largeurs Γ_λ^J) sont traitées comme des variables aléatoires.

Dans ces conditions, lorsqu'on effectue la moyenne statistique sur l'ensemble de leurs contributions à l'amplitude de diffusion, tout se passe comme si on pouvait les ajouter d'une façon incohérente, la valeur moyenne des termes d'interférences est nulle de sorte que, le calcul des sections efficaces différentielles des réactions qui obéissent à l'hypothèse

statistique, revient à effectuer la somme pondérée des modules au carré des amplitudes de diffusions associée à chaque niveau.

La section efficace expérimentale des réactions nucléaires représente la moyenne sur l'intervalle d'énergie I de la particule incidente. Alors nous pouvons écrire la moyenne de la section efficace comme :

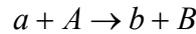
$$\bar{\sigma} = \frac{1}{I} \int_I \sigma \cdot dE \quad (1.1)$$

où l'intégrale est portée sur l'intervalle d'énergie I .

Dans ce chapitre, nous allons rappeler l'expression de la section efficace calculée dans le cadre de la théorie de *Hauser-Fashback* [2], en déduisant le spectre en énergie des particules émises et la section efficace intégrée donnée par le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf-Ewing* [3].

1.2. Formalisme de la section efficace

Nous considérons la réaction nucléaire suivante,



conduisant de la voie d'entrée c formée par la collision de la particule a de spin \bar{I}_a avec le noyau cible A de spin \bar{I}_A ; à la voie de sortie c' formée de la particule éjectée b de spin \bar{I}_b et le noyau résiduel B de spin \bar{I}_B .

Les spins des voies c et c' sont donnés respectivement par:

$$\begin{cases} \bar{I}_c = \bar{I}_a + \bar{I}_A \\ \bar{I}_{c'} = \bar{I}_b + \bar{I}_B \end{cases}$$

Lors de ce passage ($c \rightarrow c'$) la réaction mène à la formation d'un noyau composé dans un état excité λ , de moment angulaire \bar{J} avec une largeur propre Γ_λ^J à l'énergie d'excitation E_λ , tels que l'énergie propre complexe W_λ^J est donnée par la relation :

$$W_\lambda^J = E_\lambda^J - \frac{1}{2} i \Gamma_\lambda^J$$

La conservation du moment angulaire total dans les deux voies nous donne :

$$\bar{J} = \bar{I}_c + \bar{\ell} = \bar{I}_{c'} + \bar{\ell}'$$

où $\bar{\ell}$ et $\bar{\ell}'$, sont respectivement les moments angulaires orbitaux caractérisant le mouvement relatif des deux particules dans les voies c et c' .

L'expression de la section efficace, basée sur le modèle du noyau composé, décrit dans le cadre du formalisme de la matrice R développé par *Eisenboud* et *Wigner* (1947) [4] et repris par *Lane* et *Thomas* (1958) [5], est une sommation des modules au carré des éléments de la matrice de collision $S_{c'c}^J$ reliant la voie d'entrée à la voie de sortie. La section efficace moyenne s'écrit alors :

$$\bar{\sigma}_{c'c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell \ell' H' J} g_J |\bar{S}_{c'c}^J|^2 \quad (1.2)$$

où g_J est le facteur statistique permettant de moyenner sur l'ensemble des états initiaux et de sommer sur l'ensemble des états finaux, donné par :

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \quad (1.3)$$

L'élément de matrice de collision pour une voie $c \neq c'$, s'écrit comme :

$$S_{c'c}^J = i \sum_{\lambda JM} \frac{u_{\lambda c'}^J \tilde{u}_{\lambda c}^{J*}}{E - W_{\lambda}^J} \quad (1.4)$$

où les fonctions $u_{\lambda c'}^J$ et $\tilde{u}_{\lambda c}^{J*}$ sont reliées aux largeurs réduites $\gamma_{\lambda c'}^J, \gamma_{\lambda c}^J$ et aux largeurs partielles $\Gamma_{\lambda c'}^J, \Gamma_{\lambda c}^J$ par :

$$\begin{aligned} u_{\lambda c'}^J &= \Gamma_{\lambda c'}^{J/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c a_{c'})^{1/2}}{u_{c\ell}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \\ \tilde{u}_{\lambda c}^J &= \Gamma_{\lambda c}^{J/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c a_c)^{1/2}}{u_{c\ell}^{(-)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda c}^J \end{aligned} \quad (1.5)$$

$u_{c\ell}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'}), u_{c\ell}^{(-)}(k_c, a_c)$, sont respectivement les fonctions d'ondes radiales entrante et sortante décrivant l'état des particules dans la région externe, et qui sont solutions de l'équation de *Schrödinger* :

$$\left(\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2\mu_{c'} Z_a Z_A e^2}{\hbar^2 r_{c'}} \right) u_{c'\ell}(k_{c'}, a_{c'}) = 0$$

où $\mu_{c'}$ est la masse réduite dans la voie c' et $k_{c'}$ est le vecteur d'onde du mouvement relatif des deux particules dans la voie c' donné par :

$$k_{c'}^2 = \frac{2\mu_{c'} E_{c'}}{\hbar^2}.$$

En prenant la moyenne du module au carré de l'élément de matrice de collision sur une gamme d'énergie I de la particule incidente, nous avons alors :

$$|\overline{S}_{c'c}^J|^2 = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda\mu} \frac{u_{\lambda c}^J \tilde{u}_{c\lambda}^{J*} u_{\mu c}^J \tilde{u}_{\mu c}^{J*} (\Gamma_{\lambda}^J + \Gamma_{\mu}^J)}{(E_{\lambda}^J - E_{\mu}^J)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_{\lambda}^J + \Gamma_{\mu}^J)^2} \quad (1.6)$$

où la sommation qui figure dans l'expression (1.6) est portée sur toutes les différentes résonances λ et μ qui peuvent être atteintes par le noyau composé dans la gamme d'énergie I . Cette sommation est dominée par les termes pour lesquels $\lambda = \mu$ où les signes des fonctions $u_{\lambda c}^J$ sont définis positivement avec une contribution de l'ordre de I/D , par contre pour les termes où $\lambda \neq \mu$ leurs contributions est négligeable du fait des signes aléatoires des fonctions $u_{\lambda c}^J$. L'expression de $|\overline{S}_{c'c}^J|^2$ peut s'écrire alors comme :

$$|\overline{S}_{c'c}^J|^2 = \frac{\pi}{I} \frac{I}{D} \frac{\overline{\Gamma}_{\lambda c}^J \cdot \overline{\Gamma}_{\lambda c}^J}{\overline{\Gamma}_{\lambda}^J} 2 \overline{\Gamma}_{\lambda}^J \quad (1.7)$$

où $\overline{\Gamma}_{\lambda c}^J$ ($\overline{\Gamma}_{\lambda c}^J$) sont les largeurs partielles moyenne et $\overline{\Gamma}_{\lambda}^J$ est la largeur moyenne totale.

En faisant intervenir dans l'expression (1.7) les coefficients de transmission qui sont proportionnelles aux largeurs partielles selon la relation :

$$T_c^J \equiv T_{c'I}^J = 2\pi \frac{\overline{\Gamma}_{\lambda c}^J}{D} \quad (1.8)$$

on peut alors écrire le module au carré de l'élément de matrice de collision en fonction des coefficients de transmission sous la forme suivante :

$$|\overline{S}_{c'c}^J|^2 = \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (1.9)$$

on remplace $|\overline{S}_{c'c}^J|^2$ de l'équation (1.9) dans l'éq. (1.2) nous avons alors la section efficace d'une réaction (c, c') donnée selon le formalisme de *Hauser-Feshbach* par :

$$\overline{\sigma}_{c'c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell} g_{J\ell} \sum_{c''} \frac{T_{c'}^J T_c^J}{T_{c''}^J} \quad (1.10)$$

où la sommation est effectuée sur toutes les voies de sorties ouvertes c'' .

1.2.1. Expression de la section efficace du noyau composé

On peut mettre la section efficace sous la forme d'une section efficace de formation du noyau composé par la voie (c) multipliée par la probabilité de décroissance du NC dans la voie (c'). Nous avons alors :

$$\bar{\sigma}_{c'c} = \sigma_{CN}^c \int_{E_c} P_{c'}(E_{c'}) . dE_{c'}$$

Comme l'énergie de la particule incidente est assez importante alors, l'énergie d'excitation atteinte dans le noyau composé est élevée ce qui rend la désexcitation du noyau composé par voie élastique peu probable.

Si on effectue une sommation sur toutes les voies de sorties possibles c' , à l'exception de la voie élastique c , dans l'équation (1.10), on aura la section efficace totale de réaction σ_R de la voie c . Si de plus on inclue la voie c dans la sommation, on aura :

$$\sigma_R \approx \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell} g_J T_{c\ell}^J \quad (1.11)$$

La section efficace de réaction peut être approximée à la section efficace de formation du noyau composé σ_{CN}^c , en négligeant la probabilité de décroissance du noyau composé par voie élastique :

$$\sigma_R \approx \sigma_{CN}^c$$

En remplaçant l'expression des coefficients de transmission dans l'équation (1.11) en tenant compte de l'équation (1.3), nous avons :

$$\sigma_{CN}^c = \frac{\pi}{k_c^2} \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{J\ell} (2J + 1) T_{c\ell}^J (E_c)$$

où :

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{I}$$

soit :

$$\sum_J (2J + 1) = (2I + 1)(2\ell + 1)$$

de plus :

$$\vec{I} = \vec{I}_a + \vec{I}_A$$

d'où :

$$\sum_I (2I + 1) = (2I_a + 1)(2I_A + 1)$$

on a donc :

$$\sigma_{CN}^c = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell} \frac{(2I+1)(2\ell+1)}{(2I_a+1)(2I_A+1)} T_{c\ell}(E_c)$$

et enfin nous avons l'expression de la section efficace de formation du noyau composé dans une voie c donnée par:

$$\sigma_{CN}^c = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) T_{c\ell}(E_c) \quad (1.12)$$

1.3. Spectre d'énergie des particules émises et fonctions d'excitation

Nous avons considéré dans l'équation (1.10) la section efficace dans des états bien définis dans la voie de sortie, plus précisément du noyau résiduel. Si cependant, le noyau résiduel est fortement excité, les états discrets ne sont pas résolus, et nous parlons uniquement d'une section efficace moyennée sur ces états finaux.

La section efficace par unité d'énergie peut être obtenue par, la sommation sur tous les états finaux du noyau résiduel de l'expression (1.10), sur l'intervalle d'énergie dE_c autour de l'énergie de la particule éjectée E_c qui est toujours supposée dans son état fondamental.

Si de plus en introduisant la densité de niveaux $w(E_B, I_B)$ du noyau résiduel de spin I_B à l'énergie d'excitation E_B , $w(E_B, I_B)dE_c$ sera le nombre de niveaux du noyau résiduel présent entre E_c et $E_c + dE_c$, alors la section efficace par unité d'énergie est donnée par :

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{c'c}}{\partial E_c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JH'\ell'I_B} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} w(E_B, I_B) \quad (1.13)$$

la sommation dans le dénominateur peut être approximée par :

$$\sum_{c''} \int_0^{W_{B'}} T_{c''}^J w(E_{B'}, I_{B'}) dE_{B'} \quad (1.14)$$

où la somme $\sum_{c''}$ est effectuée sur toute les voies de décroissance possibles c'' du noyau composé, $E_{B'}$ et $W_{B'}$ représentent respectivement, l'énergie d'excitation et l'énergie d'excitation maximale que peut atteindre le noyau résiduel B' . Elles sont reliés par :

$$E_{B'} = W_{B'} - E_{c''}$$

La dépendance de la densité de niveaux en fonction du spin du noyau résiduel et l'énergie d'excitation est donnée par :

$$w(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B (I_B + 1/2)^2} w_0(E_B) \quad (1.15)$$

où $w(E_B)$ dépend uniquement de l'énergie d'excitation du noyau résiduel, la constante γ_B est reliée au moment d'inertie ζ_B du noyau résiduel par :

$$\gamma_B = \frac{2\hbar^2}{\zeta_B T}$$

et T est la température nucléaire du noyau résiduel à l'énergie d'excitation E_B , qui est reliée à la densité de niveaux par la relation élémentaire de la thermodynamique :

$$T = \left[\frac{d \log w_0(E_B)}{dE_B} \right]^{-1} \quad (1.16)$$

En faisant l'approximation des grandes valeurs du moment d'inertie nous avons :

$$w_0(E_B, I_B) = (2I_B + 1)w_0(E_B) \quad (1.17)$$

En tenant compte des couplages $\vec{I} = \vec{I}_b + \vec{I}_B$ et $\vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$ et de l'éq. (1.17), la sommation dans l'équation (1.13) sur les moments angulaires est donnée par :

$$\sum_I \sum_J g_J \frac{\sum_{I'} \sum_{I_B'} (2I_B + 1)}{\sum_{I''} \sum_{I_B''} (2I_{B'} + 1)} = \frac{(2I_b + 1)(2\ell + 1)(2\ell' + 1)}{(2I_{b'} + 1)(2\ell'' + 1)} \quad (1.18)$$

En substituant l'équation (1.14) et (1.17) dans l'expression (1.13) et en tenant compte de l'équation (1.12) et (1.18), le spectre d'énergie des particules émises s'écrit comme :

$$\frac{\partial \overline{\sigma}_{c'c}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{CN}^c \frac{(2I_b + 1) \sigma_{CN}^{c'} k_{c'}^2 w_0(E_B)}{\sum (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{CN}^{c''} k_{c''}^2 w_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (1.19)$$

Ainsi, nous avons obtenu le spectre d'énergie de la particule émise à partir du noyau composé qui peut être écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \overline{\sigma}_{c'c}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{CN}^c P_{c'}(E_{c'}) \quad (1.20)$$

Dans cette formule on peut constater que, le spectre d'énergie des particules émises s'écrit comme une section efficace de formation du noyau composé par la voie c multiplié par la probabilité de décroissance du noyau composé dans la voie c' émettant une particule b avec une énergie cinétique $E_{c'}$ et laissant le noyau résiduel dans un état excité d'énergie d'excitation E_B

$$E_B = W_B - E_{c'} \quad (1.21)$$

où W_B est l'énergie d'excitation maximale du noyau résiduel.

La section efficace intégrée peut être déduite de l'éq. (1.19) ou (1.20) et elle est donnée par :

$$\sigma_{c'c} = \sigma_{CN}^c \int P(E_{c'}) dE_{c'} \quad (1.22)$$

qui peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{c'c} = \sigma_{CN}^c \frac{F_b}{\sum_{b'} F_{b'}} \quad (1.23)$$

Selon le principe de la balance détaillée [3] :

$$F_b = \frac{2\mu_b}{\hbar^2} g_b \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b w_0(W_b - E_b) dE_b \quad (1.24)$$

et $g_b = 2I_b + 1$ est le poids statistique, I_b est le spin de la particule émise, W_b est l'énergie cinétique maximale que peut avoir la particule b et elle est aussi égale à l'énergie d'excitation maximale W_B du noyau résiduel B . w_0 est la densité de niveaux à l'énergie d'excitation $W_b - E_b$ et σ_{CN}^b la section efficace de formation du noyau composé par la voie inverse ; $b + B \rightarrow CN$.

W_b est reliée à l'énergie d'excitation du noyau composé E_{CN} et l'énergie de séparation de la particule b par :

$$W_b = E_{CN} - S_b$$

En utilisant la relation entre la densité de niveaux et la température nucléaire donnée par l'expression (1.16), et en faisant un développement limité autour de l'énergie d'excitation du noyau composé, on peut alors donner une expression de la densité de niveaux en fonction de l'énergie cinétique E_b et l'énergie de séparation S_b , soit :

$$\begin{aligned} \log w_0(W_c - E_c) &= \log w_0(E_{CN} - S_c - E_c) \\ &\approx \log w_0(E_{CN}) - (E_c + S_c) \left. \frac{d \log w_0(E)}{dE} \right|_{E=E_{CN}-E_c-S_c} \\ \log w_0(W_b - E_b) &= \log(w_0(E_{CN}) \exp(-\frac{E_b + S_b}{T})) \end{aligned} \quad (1.25)$$

où T est la température nucléaire du noyau résiduel après l'émission de la particule b par le noyau composé. Avec l'équation (1.25), nous avons :

$$F_b = \frac{2\mu_b}{\hbar^2} g_b w_0(E_{CN}) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \exp(-\frac{E_b + S_b}{T}) dE_b \quad (1.26)$$

Connaissant la section efficace de formation du noyau composé, on peut alors calculer la quantité F_b . A l'énergie considérée, la section efficace de formation du noyau composé varie peu avec l'énergie et la température est pratiquement insensible à la variation de l'énergie de

la particule émise, donc nous allons essayer de déterminer les sections efficaces de formation du noyau composé pour les deux types de particules ; les particules chargées et les particules neutres.

Section efficace du noyau composé pour des particules neutres

Dans le prochain chapitre nous allons montrer qu'aux énergies des neutrons autour de 14 MeV, les coefficients de transmission varient peu avec l'énergie et sont voisins de l'unité (Fig.2.5).

Ce qui nous permet d'écrire la section efficace pour les ondes de moment orbital $\ell \leq \ell_{\max} = R/\tilde{\lambda}_c$:

$$\sigma_{CN}^{(n)} = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_{\ell=0}^{R/\tilde{\lambda}} (2\ell + 1) \approx \pi (R + \tilde{\lambda})^2 \quad (1.27)$$

avec : $R = r_0 A^{1/3}$ et $\tilde{\lambda} = 1/k_c$

Section efficace du noyau composé pour les particules chargées

Dans le cas des particules chargées les coefficients de transmission dans l'expression (1.12), doivent tenir compte de la hauteur de la barrière coulombienne existant entre la particule chargée et le noyau cible, alors σ_{CN}^c peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{CN}^{(c)} = \begin{cases} \frac{\pi}{k_c^2} \left(1 - \frac{V_c}{E_c}\right) & \text{pour } E_c > V_c \\ 0 & \text{pour } E_c < V_c \end{cases} \quad (1.28)$$

où V_c est la hauteur de la barrière coulombienne dans la voie c .

On peut alors, déterminer la quantité F_b pour les particules chargées et les neutrons, en remplaçant dans l'éq. (1.26) les sections efficaces de formation du noyau composé qui figurant dans l'éq. (1.27) et (1.28).

Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, l'énergie d'excitation du noyau composé est très grande devant la température nucléaire, ce qui nous permet de prendre la borne supérieure de l'intégrale comme infinie, nous avons alors :

$$F_n = \frac{2\mu_n}{\hbar^2} g_n w_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 e^{-\frac{S_n}{T}} \quad (1.29)$$

pour le cas des neutrons,

et

$$F_b = \frac{2\mu_b}{\hbar^2} g_b w_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 e^{-\frac{S_b+V_b}{T}} \quad (1.30)$$

pour les particules chargées.

Le calcul montre que F_n est nettement très grand devant F_b , donc la sommation qui figure dans le dénominateur de l'éq.(1.23) peut être approximée par ;

$$\sum_{b'} F_{b'} = F_n + F_p + F_\alpha + F_t + \dots \approx F_n$$

en tenant compte de cette approximation la section efficace devient dans le cas d'une réaction de type $A(n,b)B$:

$$\sigma_{nb} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{F_n} = \sigma_{CN}^n \frac{\mu_b g_b}{\mu_n g_n} \exp\left(\frac{S_n - S_b}{T} - \frac{V_b}{T}\right)$$

et comme $Q_{nb} = S_n - S_b$, où Q_{nb} est le bilan de la réaction (n,b) , on a alors :

$$\sigma_{nb} = \sigma_{CN}^n \frac{\mu_b g_b}{\mu_n g_n} \exp\left(\frac{Q_{nb} - V_b}{T}\right) \quad (1.31)$$

Le modèle statistique d'évaporation montre la dépendance de la section efficace au bilan de la réaction Q , qui va nous servir dans notre étude systématique dans le dernier chapitre.

1.4. Modèle optique

Les équations (1.10) et (1.13) montrent la dépendance de la section efficace intégrée et le spectre en énergie des particules émises de la section efficace de formation du noyau composé, qui fait intervenir les coefficients de transmission. Ces coefficients peuvent être calculés dans le cadre du modèle optique. Les origines du modèle remontent aux années 40 avec le travail de *Fernbach*, de *Seber* et de *Taylor* [6]. Ces auteurs ont proposé un modèle de la diffusion élastique qui a été construit par analogie avec la diffusion de la lumière par une sphère réfléchissante et absorbante.

En 1954 *Feshbach* et al [7] propose un aspect quantique du problème, qui consiste en la résolution de l'équation de *Schrödinger* pour un potentiel de forme carré connu sous le nom potentiel optique, et qui est composé d'une partie réelle qui représente les états de diffusion

élastique (partie réfléchissante du potentiel) et une partie imaginaire représente les états de diffusion inélastique (partie absorbante du potentiel).

1.4.1. Formalisme du potentiel optique

La forme générale du potentiel optique qui est souvent employée pour les noyaux de forme sphérique est composée d'une partie centrale et de la partie spin-orbite :

$$U(r) = V_c(r) - V_r f(r) - i[-4W_s g(r) + W_v f(r)] + \bar{\ell} \cdot \vec{S} C_{so} V_{so} h(r) \quad (1.32)$$

où les cinq termes représentent respectivement, le potentiel coulombien, le potentiel réel de volume, le potentiel imaginaire de surface, le potentiel imaginaire de volume et le potentiel de l'interaction spin orbite où f , g et h sont les facteurs de forme.

Il a été montrée par *Woods-Saxon* (1954) et plus tard par *Glassgold* et *Kellog* (1957) [8] que la diffusion des protons par les noyaux est peu sensible aux différentes formes possibles de la distribution de charge du noyau. Pour cela nous avons pris une distribution constante de charge d'un noyau avec un rayon nucléaire $R_c = r_c A^{1/3}$. Le potentiel coulombien V_c est donc donné par :

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_a Z_A e^2}{r} & \text{si } r > R_c \\ \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) & \text{si } r \leq R_c \end{cases} \quad (1.33)$$

où $Z_a e$ et $Z_A e$ sont, les charges de la particule incidente et du noyau cible.

Les quatre termes composants le potentiel optique dépendent de la forme du potentiel nucléaire qui est très bien décrit par le potentiel de *Woods-Saxon*.

Le facteur de forme du potentiel réel est alors donné par :

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_1}{a_1}\right)} \quad \text{avec : } R_1 = r_1 A^{1/3}$$

Le terme imaginaire du potentiel optique peut être déduit de la composante dérivative de *Woods-Saxon*, et elle donnée par :

$$g(r) = \frac{\exp\left(\frac{r - R_2}{a_2}\right)}{(1 + \exp\left(\frac{r - R_2}{a_2}\right))^2} \quad \text{avec : } R_2 = r_2 A^{1/3}$$

Il peut être également représenté par une gaussienne aux faibles énergies incidentes, soit :

$$g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r - R_2}{a_2}\right)^2\right] \quad \text{avec : } R_2 = r_2 A^{1/3}$$

par contre le potentiel imaginaire de volume garde la forme de *Woods-Saxon* qui s'écrit pour R_3 et a_3 comme :-

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_3}{a_3}\right)} \quad \text{avec : } R_3 = r_3 A^{1/3}$$

Le facteur de forme h du potentiel d'interaction spin-orbite a une forme de *Thomas* :

$$h(r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) = \frac{1}{ra_4} \frac{\exp\left(\frac{r - R_4}{a_4}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{r - R_4}{a_4}\right)\right)^2} \quad \text{avec : } R_4 = r_4 A^{1/3}$$

Le couplage spin orbite $\vec{\ell} \cdot \vec{S}$ a comme valeur propre :

$$\langle \vec{\ell} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - S(S+1)]$$

Les rayons réduits r_i et les rayons de diffusivité a_i sont définis pour chaque terme du potentiel optique et qui sont des paramètres géométriques du modèle.

La profondeur de chaque potentiel peut avoir une dépendance en énergie de la forme :

$$V = V_0 + V_1 \times E + V_2 \times E^2 + V_3 \times E^3 + V_4 \ln(E) + V_5 \sqrt{E} \quad (1.34)$$

Le rayon réduit r_i et le rayon de diffusivité a_i peuvent aussi avoir une dépendance linéaire en énergie ;

$$\begin{aligned} r_i &= r_i^0 + r_i^1 \times E \\ a_i &= a_i^0 + a_i^1 \times E \end{aligned} \quad \text{avec : } i = 1,4 \quad (1.35)$$

$i = 1, 2, 3$ et 4 représentent aussi le type de potentiel (réel de volume, imaginaire de surface etc.)

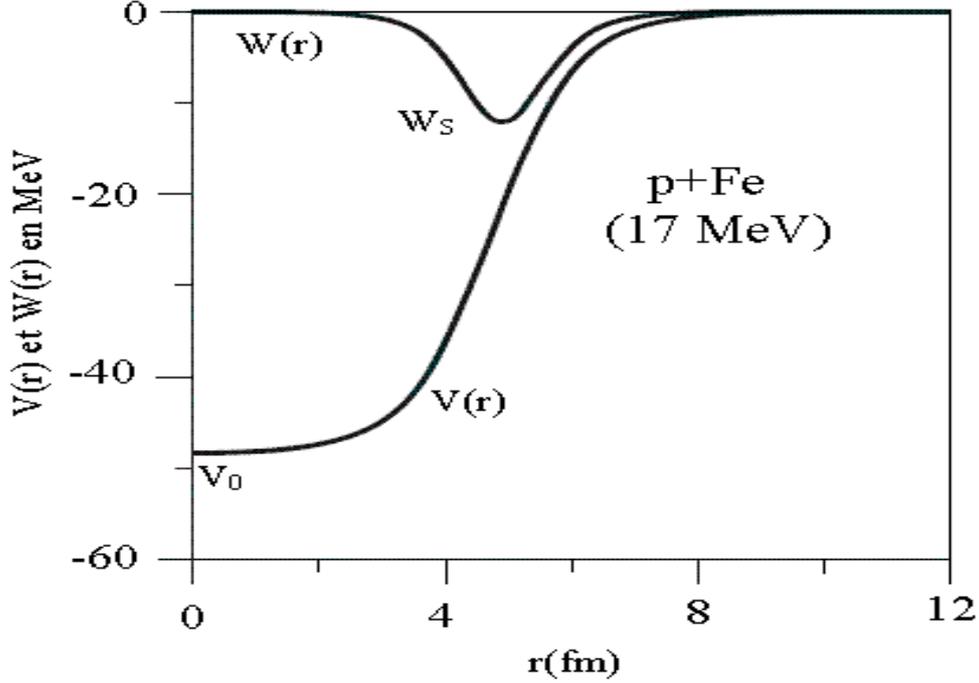


Fig1.1 : Forme des parties réelles et imaginaires du potentiel optique

1.4.2. Les coefficients de transmission

Par la condition de la continuité de la dérivée logarithmique au point de raccordement des fonctions d'ondes solutions de l'équation de *Schrödinger* entre les des deux régions (région dominée par le potentiel optique et région où uniquement le potentiel coulombien est présent), on peut déterminer les coefficients de transmission à partir de l'élément de matrice de diffusion pour l'onde absorbée, qui s'exprime en fonction du déphasage entre l'onde entrante et l'onde sortante selon l'expression :

$$T_c^\ell(E) = 1 - |\eta_\ell|^2 \quad (1.36)$$

où η_ℓ est l'élément de matrice de diffusion, relié au déphasage δ_{l_j} , (quantité complexe), par :

$$\eta_{l_j} = \frac{(u'_{l_j} F_\ell - u_{l_j} F'_\ell) - i(u_{l_j} G'_\ell - u'_{l_j} G_\ell)}{(u_{l_j} F'_\ell - u'_{l_j} F_\ell) - i(u_{l_j} G'_\ell - u'_{l_j} G_\ell)} = \exp(2i\delta_{l_j})$$

où F et G sont les fonctions de coulomb régulière et irrégulière dans la région externe et u représente la fonction d'onde dans la région interne et u' est sa dérivée.

Pour des particules de spin $1/2$ les coefficients de transmission dans ce cas sont données par :

$$T_\ell = \frac{(\ell + 1)T_\ell^{J=\ell+1/2} + \ell T_\ell^{J=\ell-1/2}}{2\ell + 1}$$

Dans le cas où la particule incidente est de spin 1 :

$$T_l = \frac{(2\ell + 3)T_l^{J=\ell+1} + (2\ell + 1)T_l^{J=\ell} + (2\ell - 1)T_l^{J=\ell-1}}{3(2\ell + 1)}$$

D'une manière plus générale, pour une particule incidente de spin S les coefficients de transmission s'écrivent :

$$T_l = \frac{1}{(2S + 1)(2\ell + 1)} \sum_{J=|\ell-S|}^{\ell+S} (2J + 1)T_{l,J} \quad (1.37)$$

1.4.3. Les distributions angulaire :

Neutron

L'expression de la distribution angulaire de la diffusion élastique des neutrons est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 \quad (1.38)$$

où les amplitudes de diffusion $A(\theta)$ et $B(\theta)$ sont définies par :

$$\begin{aligned} A(\theta) &= \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} [(\ell + 1)(1 - \eta_\ell^{J=\ell+1/2}) + \ell(1 - \eta_\ell^{J=1-\ell/2})] P_\ell(\cos \theta) \\ B(\theta) &= \frac{-i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (\eta_\ell^{J=\ell+1/2} - \eta_\ell^{J=1-\ell/2}) P_\ell^1(\cos \theta) \end{aligned} \quad (1.39)$$

la polarisation de la particule diffusée est :

$$P(\theta) = \frac{2 \operatorname{Im}[A(\theta)B^*(\theta)]}{|A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2}$$

La particule Alpha

Pour le cas de la particule alpha de spin 0, la distribution angulaire de la diffusion élastique s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 \quad (1.40)$$

où l'expression de $A(\theta)$ est donnée par :

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\sigma_\ell} (2\ell + 1)(1 - \eta_\ell) P_\ell(\cos \theta) \quad (1.41)$$

où l'amplitude de la diffusion coulombienne est donnée :

$$f_c(\theta) = \frac{-\eta}{2k \sin^2 \theta / 2} \exp[-i\eta \ln(\sin^2 \theta / 2) + 2i\sigma_0] \quad (1.42)$$

et σ_ℓ sont les phases de coulomb :

$$\sigma_\ell = \arg \Gamma(\ell + 1 + i\eta)$$

qui sont calculé selon la relation de récurrence comme :

$$\sigma_\ell = \sigma_{\ell-1} + a \tan(\eta / \ell) \text{ avec la valeur initiale } \sigma_0 = \arg \Gamma(1 + i\eta).$$

Proton et les particules de spin $1/2$

Dans ce cas l'expression de la section efficace différentielle de la diffusion élastique est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 \quad (1.43)$$

où les amplitudes de diffusion sont donnée par :

$$\begin{aligned} A(\theta) &= f_c + \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\sigma_\ell} \left[(\ell + 1)(1 - \eta_\ell^{J=\ell+1/2}) + \ell(1 - \eta_\ell^{J=1-\ell/2}) \right] P_\ell(\cos \theta) \\ B(\theta) &= \frac{-i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\sigma_\ell} (\eta_\ell^{J=\ell+1/2} - \eta_\ell^{J=1-\ell/2}) P_\ell^1(\cos \theta) \end{aligned} \quad (1.44)$$

1.5. Densité de niveaux

Le spectre en énergie des particules émises ($\frac{d\sigma}{dE}$) des réactions nucléaires donné par *Weisskopf-Ewing*, comme il a été décrit dans le paragraphe précédent, fait intervenir la densité de niveaux nucléaires. Cette dernière joue un rôle primordial dans le calcul précis des sections efficaces. Le calcul de $\frac{d\sigma}{dE}$ nécessite le choix d'une expression adéquate de la densité de niveaux pour décrire d'une manière globale les états excités du noyau composé et du noyau résiduel qui varient avec l'énergie cinétique de la particule émise. Pour cela l'expression utilisée de la densité de niveaux qui décrit les états d'excitations dans le continuum, est basée sur le modèle du gaz de *Fermi* qui suppose un espacement équidistant entre les états d'énergies.

L'expression de la densité de niveaux d'un noyau de nombre de masse A , d'énergie d'excitation U et de moment angulaire J , peut se mettre sous la forme du produit d'une partie qui décrit la distribution du moment angulaire et d'une fonction de la densité de niveaux qui dépend uniquement de l'énergie d'excitation U soit :

$$\rho(J, U) = D(J, U)\rho(U)$$

où :

$$D(J,U) = \frac{2J+1}{2\xi^2(U)} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\xi^2(U)}\right] \quad (1.45)$$

et :

$$\xi(U) = C_{cs} A^{2/3} \sqrt{aU}$$

$D(J,U)$ est la distribution de spin et ξ est le spin de coupure(Cutoff), C_{cs} est un paramètre libre.

Les expressions généralement utilisées pour la densité $\rho(U)$ aux énergies considérées sont : celle de *Gilbert et Cameron* [9] qui ont proposés deux expressions pour les faibles et hautes énergies excitation et celle connue sous le nom de "back-shifted formula gas Fermi model" [10].

1.5.1. Modèle de Gilbert-Cameron

Ce modèle propose deux expressions de la densité de niveaux, une décrivant la région à température constante et concerne les niveaux de faibles énergies d'excitation, une autre expression qui couvre les énergies d'excitations élevées, déduite du modèle du gaz de *Fermi*.

Pour la région à température constante l'expression s'écrit sous la forme :

$$\rho(U) = \frac{1}{T} \exp[(U + \Delta - E_0)/T] \quad (1.46)$$

où T est la température nucléaire et E_0 un facteur de normalisation. Δ représente l'énergie d'appariement.

Par contre, l'expression de la densité de niveaux pour les énergies d'excitations élevées est donnée par :

$$\rho_F(U) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2}\xi(U)U(aU)^{1/4}} \quad (1.47)$$

où a est le paramètre de densité de niveaux.

Le nombre de niveaux donné par l'intégration des expressions de la densité de niveaux pour la région de température constante et celle déduite du modèle de gaz de *Fermi* est représenté sur la Fig.1.2. en fonction de l'énergie d'excitation pour un noyau ayant des énergies d'excitation, allant des états discrets aux états du continuum. Les conditions de continuité à E_m des expressions de densité de niveaux et leurs dérivées nous permettent de déduire les constantes T , E_0 et E_m . Soient :

$$\rho_T(E_m) = \rho_F(E_m)$$

et

$$\frac{d\rho_T}{dE}(E_m) = \frac{d\rho_F}{dE}(E_m)$$
(1.48)

1.5.2. Le modèle de densité de niveaux nommé "Back-Shifted Fermi Gas Model"

Ce modèle propose une seule formule pour la densité de niveaux pour les différentes énergies d'excitations, en introduisant la température dans l'expression de la densité de niveaux; soit :

$$\rho(U') = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\xi(U')a^{1/4}} \frac{\exp(\sqrt{2aU'})}{(U'+T(U))^{5/4}}$$
(1.49)

où le spin de coupure est donné par :

$$\xi^2(U) = 0,015T(U)A^{5/4}$$

La température nucléaire est reliée à l'énergie d'excitation par :

$$U = aT^2(U) - T(U)$$

où a est le paramètre de densité de niveaux.

Le décalage entre les énergies d'excitation U' et U est dû à l'énergie d'appariement Δ , soient :

$$\begin{cases} U' = U - 2\Delta & \text{pour les noyaux pairs - pairs} \\ U' = U - \Delta & \text{pour les noyaux pairs - impairs} \\ U' = U & \text{pour les noyaux impairs - impairs} \end{cases}$$

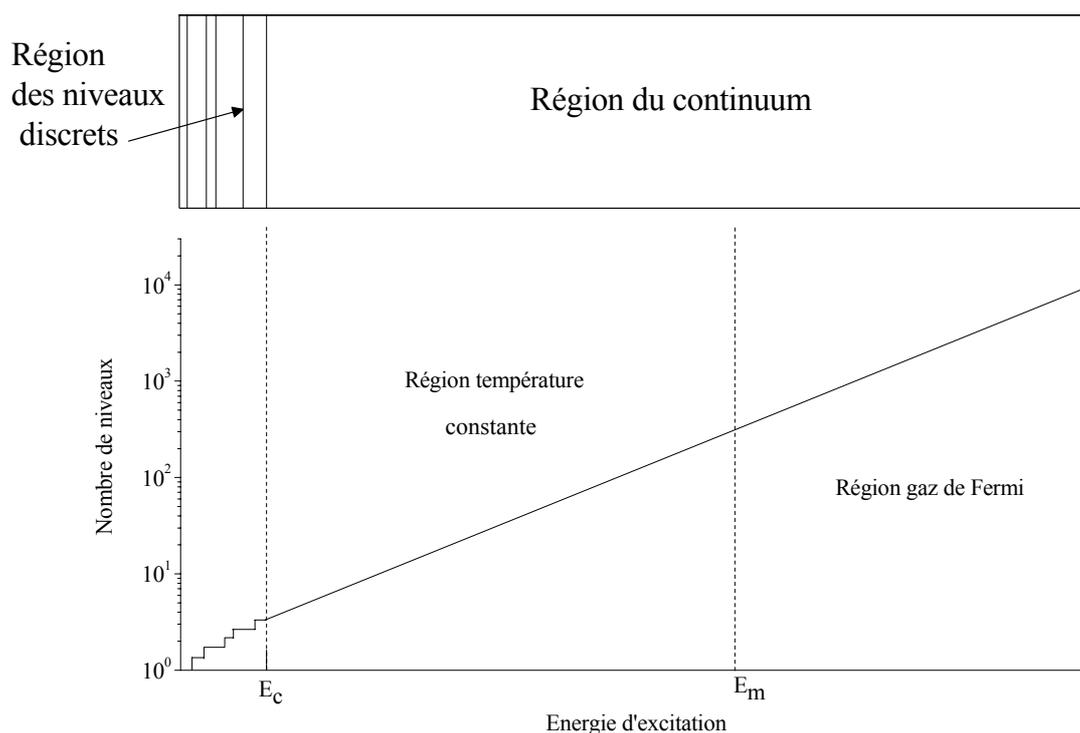


Figure 1.2. Nombre de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation pour les différentes régions.

1.5.3. Correction de couche

Dans la formule précédente de la densité de niveaux, le paramètre a est constant dans toute la gamme d'énergie d'excitation. Or, à basse énergie d'excitation l'effet de couche affecte beaucoup l'hypothèse de l'espacement uniforme entre niveaux sur laquelle est basée le modèle de *Fermi*.

Pour tenir compte de l'effet de couche, *Ignatyuk* [11] a proposé une correction due à l'effet de couche à basse énergie, en exprimant ainsi le paramètre de densité de niveaux a en fonction de l'énergie d'excitation U , soit :

$$a(U) = a_0 [1 - f(U) \delta W / U] \quad (1.50)$$

où a_0 est la valeur asymptotique aux énergies d'excitation élevées.

L'effet de couche intervient dans l'expression de δW , qui est donnée par la différence entre la masse expérimentale et celle calculée à partir du modèle de la goutte liquide :

$$\delta W = M_{\text{exp}}(Z, A) - M_{\text{ldm}}(A, Z)$$

M_{exp} est la masse expérimentale du noyau résiduel et M_{ldm} est celle calculée à partir du modèle de la goutte liquide sans correction de couches, donnée par :

$$M_{\text{ldm}}(A, Z) = Zm_p + Nm_n - 1/c^2 (a_v A^{1/3} - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A})$$

où les constante a_i sont les paramètres de *Wapstra* [12].

Le facteur f dépend de l'énergie d'excitation, et est donné par :

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U) \quad (1.51)$$

où $\gamma = 0,05 \text{MeV}^{-1}$. La valeur asymptotique a_0 est donnée par *Ignatyuk* et al. en fonction du nombre de masse du noyau résiduel A par :

$$\frac{a_0}{A} = \alpha + \beta A \quad (1.52)$$

avec α et β sont des paramètres libres.

Résultats et discussions

2.1. Introduction

La probabilité d'émission de particules complexes dans les réactions nucléaires induites par des neutrons rapides est généralement faible. En effet cette probabilité diminue quand la charge du noyau cible augmente en raison de la barrière coulombienne. L'étude de ces réactions est d'une importance considérable, pour éprouver la compréhension de la théorie nucléaire et les applications pratiques : Ces études basées sur la reproduction des spectres en énergie, les distributions angulaires des particules émises et les fonctions d'excitation, rendent possible le test et l'application des modèles nucléaires et de sélectionner la gamme des paramètres libres à introduire dans ces modèles.

La détermination des sections efficaces des réactions nucléaires telles que (n,n') , $(n,2n)$, (n,p) , (n,α) , (n,d) , (n,t) , $(n,^3He)$, $(n,2p)$, (n,np) , $(n,n\alpha)$, complète la base de données nucléaire où la mesure expérimentale est impossible. Ces données représentent une importance primordiale pour les réacteurs nucléaires, et les futurs réacteurs de fusion. En plus des réactions (n,p) , (n,n') , (n,α) et (n,d) les réactions à seuil émettant une structure à trois nucléons telles que (n,t) et $(n,^3He)$ ont fait l'objet d'une telle étude. A 14 MeV ces deux types de réactions présentent les voies de réactions les plus faibles, exceptionnellement pour les réactions (n,t) sur les noyaux légers où les sections efficaces sont relativement élevées. La section efficace totale et le spectre en énergie des particules émises peuvent être décrits dans le cadre du modèle statistique d'évaporation et du pré-équilibre *Belgaid* [13].

Le test de la fiabilité des modèles est basé sur leur comparaison avec un nombre élevé de données expérimentales. Or les réactions (n,t) et $(n,^3He)$ présentent un manque de données

expérimentales, et la majorité des données est disponible à l'énergie des neutrons de 14 MeV. Ce manque peut être expliqué par les difficultés rencontrées lors des mesures expérimentales. En effet comme ces réactions présentent un faible rendement, la mesure peut d'une part, être affectée par le bruit de fond qui peut gêner considérablement la mesure, et le faible flux de neutrons des générateurs comparé au flux du réacteur pour les énergies autour de 14 MeV d'autre part. Dans la région des masses moyennes et élevées, les sections efficaces sont faibles mais elles ont été mesurées par les groupes de *Jülich*, (1976) [14], *Debrecen* (1975) [15] et *Dallas* (1979) [16] en utilisant la méthode d'activation et le comptage bêta du tritium. Cette méthode (l'activation neutronique) consiste à l'activation des échantillons et l'analyse des spectres gamma issus par la décroissance des produits des réactions du type (n,x). La méthode d'activation connue par la simplicité des équipements expérimentaux et sa sensibilité ainsi que les performances atteintes par les détecteurs de rayonnements γ .

Dans ce chapitre nous effectuons un calcul des fonctions d'excitation des réactions (n,t) sur une gamme de noyaux cibles dans la région des masses moyennes et lourdes par le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf-Ewing*, afin de les comparer aux résultats expérimentaux disponibles, et cela après avoir fait un bref rappel sur les différents travaux antérieurs.

2.2. Analyses antérieures des études de la section efficace (n,t)

L'étude des spectres d'émission, les fonctions d'excitations et les distributions angulaires ont faits l'objet de plusieurs travaux dans le domaine d'interaction des neutrons rapides avec la matière. L'étude de l'émission du triton par la réaction (n,t) fut commencée par le groupe de *Zagreb* [17-18] en 1960 où des mesures expérimentales ont été effectuées.

Les travaux de *Sudar et J.Csikai* (1979) [19] concernent les mesures des sections efficaces de la réaction (n,t) sur une gamme de noyaux cibles tel que ^{27}Al , ^{55}Mn , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{93}Nb et ^{209}Bi pour des énergies de neutrons incidents de 14,5 MeV, en utilisant la technique d'activation. Ils réalisèrent également un calcul théorique des fonctions d'excitation basé sur le modèle statistique de *Hauser-Feshbach* pour les noyaux ^{27}Al , ^{32}S , ^{55}Mn , ^{58}Ni et ^{59}Co . Les premières constatations faites par les auteurs pour ces mesures sont que, les données pour ^{27}Al et ^{59}Co montrent une forte dépendance de $\sigma_{n,t}$ avec l'énergie des neutrons incidents au voisinage du seuil.

Un autre travail réalisé par *S.M.Qaim* (1980) [20], a été consacré aux réactions nucléaires de type (n,t) et $(n,^3\text{He})$ où il a été montré que la section efficace (n,t) pour les noyaux très légers est relativement grande, même observations dans les différents travaux, l'auteur expliqua cet effet par les réactions directes du pick-up d'un deuton aboutissant à la formation d'un cluster de tritium. L'apparition de tels processus directs a été montrée par l'analyse des spectres de triton émis [21-22] sur les noyaux légers.

Pour les calculs des fonctions d'excitations de certaines réactions (n,t) sur une gamme de noyaux cibles étudiée, *Qaim* a utilisé le modèle statistique de *Hauser-Feshbach*, où le calcul des coefficients de transmissions est basé sur le modèle optique, sans tenir compte de l'interaction spin-orbite. Dans le cas des énergies d'excitation du noyau résiduel situées dans le continuum, il a utilisé l'expression de la densité de niveaux de *Gilbert et Cameron* pour la région de température constante. L'expression du gaz de *Fermi* a été utilisée pour les énergies d'excitations très élevées. Le paramètre de densité de niveau a a été pris de la compilation [9] et dans les cas où aucune valeur n'était disponible, l'approximation $a \approx A/7,5$ a été utilisée.

Par ailleurs pour les paramètres du modèle optique il a utilisé ceux de *Becchetti et Greenless* [23] pour les neutrons, ceux de *Perey* [24] pour des deutons, pour les tritons ceux de *Ragaini et al* [25], pour ^3He ceux *Luetzelshwab et Hfele* [26] et pour la particule alpha ceux de *Bock et al* [27]. Dans le calcul de la section efficace intégrée, l'émission des nucléons supplémentaires (secondaires) par le noyau résiduel n'a pas été considérée. Enfin, les sections efficaces calculées pour les réactions (n,t) sont comparées à celles obtenues expérimentalement ou à partir des études systématiques. Pour les réactions (n,t) sur des noyaux cibles dans la région de masse $A=27$ à 40 les calculs théoriques et les sections efficaces expérimentales présentent un écart d'un facteur 2 à 3. Pour les noyaux dont le nombre de masse A est supérieur à 40 , les sections efficaces (n,t) calculées sont sensiblement inférieures aux valeurs expérimentales d'un facteur 10 à 100.

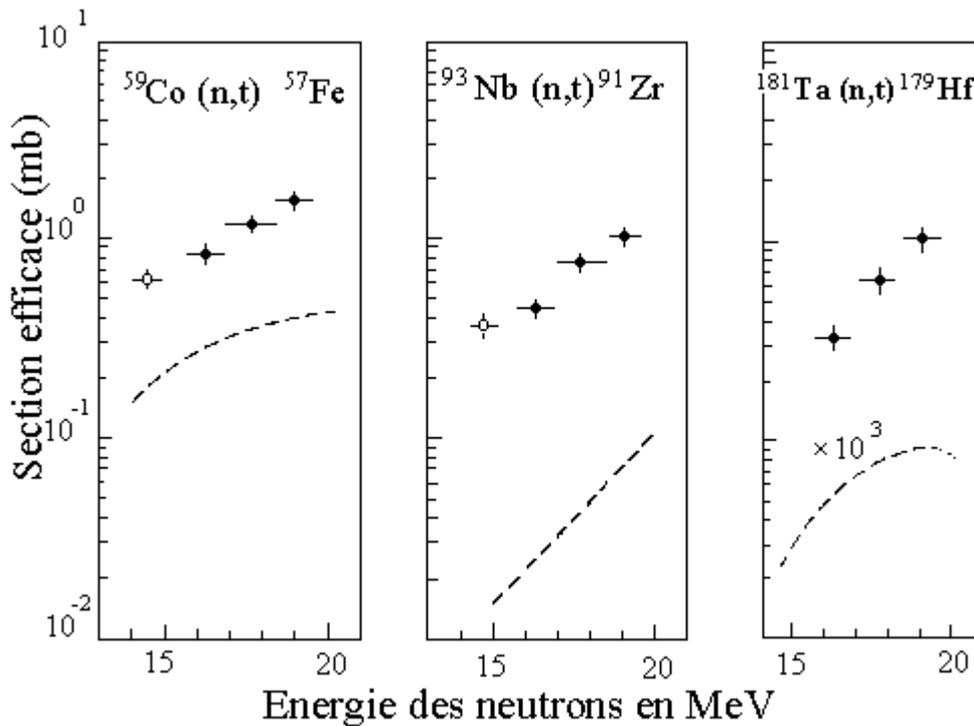


Figure 2.1. Fonctions d'excitations des réactions (n,t) sur ^{59}Co , ^{93}Nb et ^{181}Ta . La courbe en tirés résulte du calcul par le modèle statistique effectué par *Qaim* (1995) [40].

On peut résumer, l'état des travaux antérieurs concernant la réaction (n,t) comme suit:

De point de vu région des masses :

- a. La grande majorité des mesures concerne les éléments les plus légers (*Li, Be, B*), (fonction d'excitation, spectre de particules émises, distributions angulaires).
- b. Des mesures ont été effectuées pour seulement 40 éléments, où pour 30 éléments on ne trouve qu'un seul isotope.
- c. Les noyaux dont le nombre de proton $Z=33$ à 37 , 53 à 56 , 62 à 67 , et 69 à 78 , aucune mesure n'est disponible [28].

De point de vu gamme d'énergie :

- d. Dans la gamme $14,2 \leq E_n \leq 14,9$ MeV, 54 mesures de section efficaces ont été effectuées.
- e. Les fonctions d'excitation (à deux ou trois énergies) ont été déterminées seulement dans huit cas.

Le modèle de calcul utilisé pour ce type de réactions est le modèle de *Hauser-Feshbach*.

Après avoir effectué le point sur les travaux antérieurs, nous avons mené notre étude théorique, en effectuant un calcul des sections effaces σ en fonction de l'énergie incidente,

déduit à partir de l'intégration des spectres des particules émises. Le calcul est basé sur le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf-Ewing*.

2.3. Section efficace de la réaction (n,t)

Les données des sections efficaces des réactions nucléaires (n,t) induites par des neutrons rapides produits par la réaction D-T, sont très mal connues et la majorité de ces données est généralement obtenue à 14 MeV. Les mesures effectuées à cette énergie, des différentes compilations, divergent les unes des autres. Ce désaccord entre les différentes mesures peut être expliqué par la très faible section efficace $\sigma_{n,t}$ comparativement à $\sigma_{n,p}$, $\sigma_{n,2n}$, et $\sigma_{n,\alpha}$, ceci rend difficile le dépouillement des spectres et le calcul de l'intensité des raies issus des produits de réactions (n,t). L'utilisation de la technique d'activation neutronique associée à un traitement radiochimique ont permis d'effectuer des mesures de la section efficace pour cette réaction sur une gamme de quelques noyaux cibles, et de réaliser des études systématiques pour compléter le manque de données.

Les différents types de réactions nucléaires induites par des neutrons rapides dépendent systématiquement de l'excès relatif de neutrons $(N-Z)/A$.

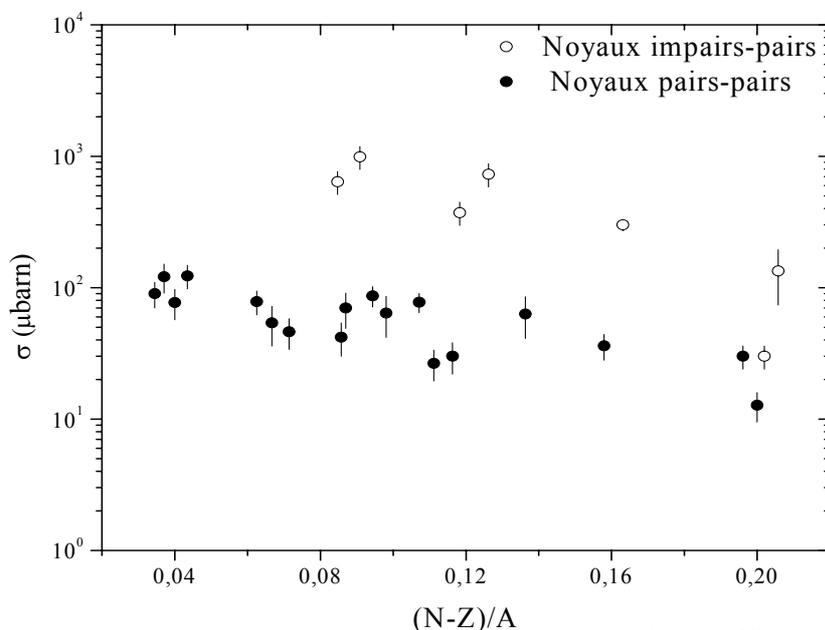


Figure 2.2. La dépendance de la section efficace expérimentale avec le terme de l'excès relatif pour l'énergie des neutrons 14,5 MeV.

La Fig.2.2, montre la variation de la section efficace $\sigma(n,t)$ à l'énergie 14,5 MeV en fonction de l'excès relatif de neutrons $(N-Z)/A$. On remarque deux comportements distincts de deux groupes de noyaux cibles, ceux qui ont un nombre de masse impair où leurs sections efficaces est de l'ordre de 10 fois plus grande que celles correspondant aux noyaux ayant un nombre de masse pair.

Cet écart de la section efficace entre les deux groupes de noyaux pairs-pairs et impairs-pairs est dû principalement à l'énergie de séparation du triton qui nécessite la brisure d'une paire de neutrons ou de protons appariés dans les noyaux pairs, alors pour les noyaux impairs la séparation du triton est le résultat de l'émission d'une paire de nucléon plus un nucléon célibataire.

2.4. Choix des paramètres du modèle optique

Le calcul des coefficients de transmission, a été réalisé en utilisant un code de calcul développé en langage Fortran nommé *Scat2* [29]. Ce code consiste à résoudre l'équation de *Schrödinger* dans la région interne avec le potentiel optique donné par l'expression (1.32) et la région externe où seule l'interaction coulombienne est présente.

Les solutions de l'équation de Schrödinger dans les deux régions nous permettent de déterminer le déphasage de l'onde sortante δ_ℓ , où δ_ℓ est lié aux coefficients de transmissions par :

$$T_\ell = 1 - \left| e^{2i\delta_\ell} \right|^2$$

Nous avons calculé les coefficients de transmission pour différentes voies incidentes de réactions (voies directes et inverses) telles que : la voie neutron, la voie proton, la voie alpha et la voie triton sur une gamme d'énergie incidente s'étalant de 0 à 20 MeV. Cela est effectué après avoir sélectionné les paramètres adéquats du potentiel optique.

Les paramètres du modèle optique sont: le rayon réduit, la diffusivité et la profondeur du potentiel.

Trois choix peuvent être étudiés pour les valeurs des paramètres adéquats :

- Utiliser les paramètres systématiques qui sont définis pour couvrir une large gamme de noyaux cibles (en introduisant la dépendance en fonction du terme d'asymétrie et de l'énergie incidente dans l'expression des paramètres). Les paramètres de *Becchetti-Greenless* ou *Wilmore-Hodgson* sont des exemples bien connus.

- Utiliser des paramètres tirés à partir des meilleures compilations [30] ou [31].
- Trouver des paramètres soigneusement sélectionnés pour reproduire des données expérimentales pour les noyaux étudiés (sections efficaces élastiques et totales).

En plus du calcul des coefficients de transmissions, ce code de calcul permet aussi d'effectuer un calcul sur les distributions angulaires élastique et inélastique. Ces déterminations nous renseignent sur la validité du choix des paramètres utilisés, en faisant une comparaison avec les résultats expérimentaux. Nous donnons dans ce travail à titre d'exemple la distribution angulaire de la diffusion élastique des neutrons sur le ^{63}Cu . Cette étape nous permet de choisir les paramètres du modèle optique pour la voie neutron qui joue un rôle prédominant dans la détermination de la section efficace.

Les Fig.2.3.a et Fig.2.3.b, montrent l'accord entre l'ajustement des données expérimentales et le calcul par le modèle optique de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de la diffusion élastique des neutrons d'énergie 8,5 MeV et 13,9 MeV. Les paramètres utilisés pour la voie des neutrons sont divisés en deux groupes selon l'énergie des neutrons incidents. Nous récapitulons dans le tableau.2.1 (page 31) les différents paramètres du modèle optique utilisés dans le calcul de ce travail.

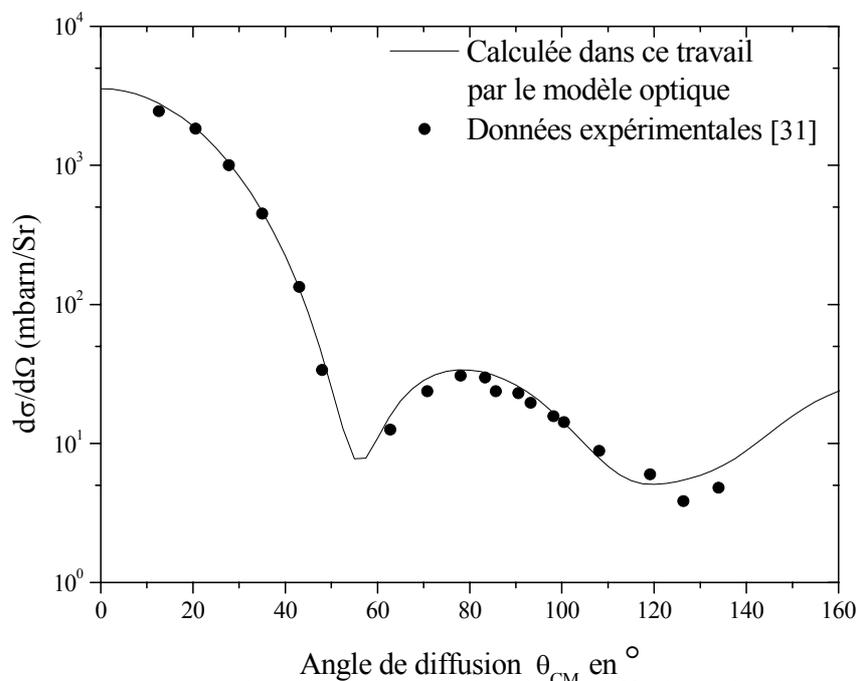


Figure 2.3a Distribution angulaire de la diffusion élastique des neutrons de 8,5 MeV sur le ^{63}Cu .

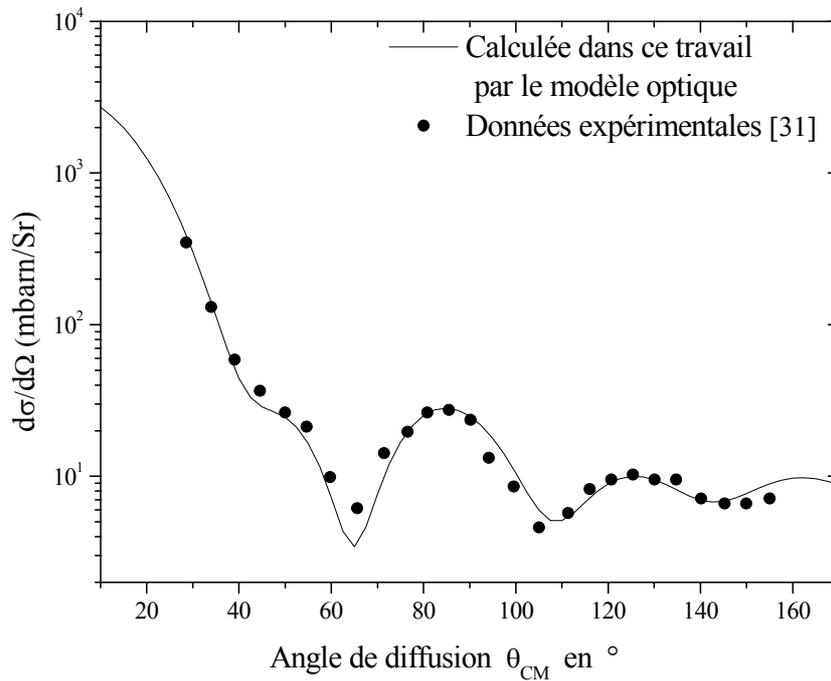


Figure 2.3b Distribution angulaire de la diffusion élastique des neutrons de 13,9 MeV sur le ^{63}Cu .

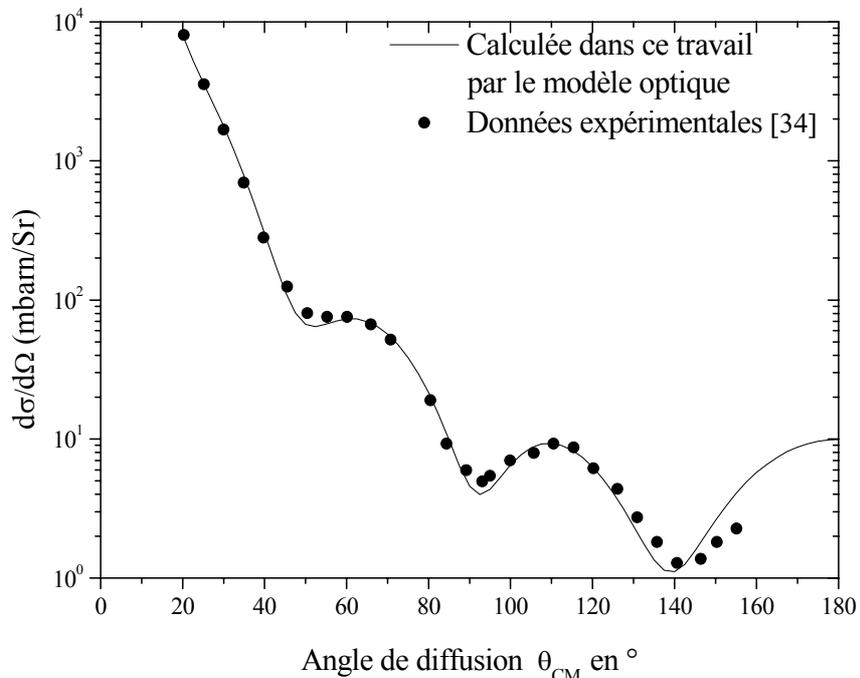


Figure 2.4a Distribution angulaire de la diffusion élastique des protons de 17 MeV sur le ^{103}Rh .

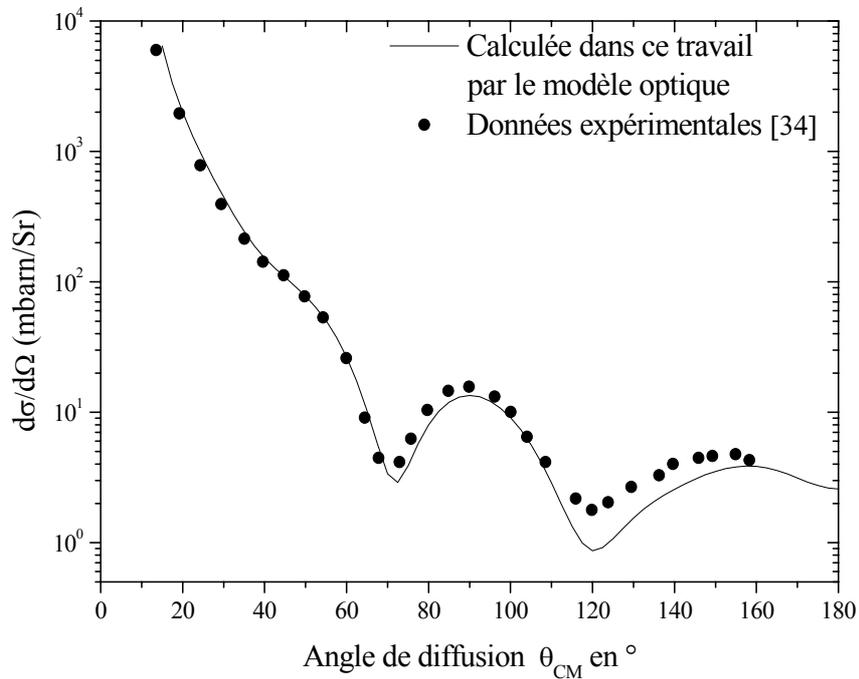


Figure 2.4b Distribution angulaire de la diffusion élastique des protons de 17 MeV sur le ^{56}Fe .

Le choix des paramètres du modèle optique pour la voie de réaction des protons est basé sur la reproduction au mieux des données expérimentales de la section efficace différentielle par le calcul du modèle optique pour la diffusion élastique sur le ^{103}Rh et sur le ^{56}Fe à l'énergie des protons incidents 17 MeV, Fig2.4.a, Fig2.4.b.

Pour le cas du neutron, nous avons choisi les paramètres globaux de *Wilmore-Hodgson* [32], *Tunl* [33] pour le proton nous avons utilisé les paramètres donnés par *Perey*[34], pour le cas du triton les paramètres sont limités et nous avons pris ceux de *Becchetti-Greenless* [35] en ce qui concerne la particule alpha nous avons utilisé les paramètres moyens de *Mac Fadden et Satchler* [36].

Tableau 2.1 : Paramètres du modèle optique et leurs dépendances en énergie utilisés dans ce travail.

Type de potentiel	Particule incidente	Gamme de validité	r^0 (fm)	a^0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)	V_3 (MeV)
Potentiel réel	Neutron	40<A et E<10	$1,32-7,6 \cdot 10^{-4} \times A + 4 \cdot 10^{-6} \times A^2 - 8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0,66	47,01	-0,267	-0,001	0
		10 < E < 20	1,165	0,65	57,75-	-0,46	0	0
	Proton	E < 20	1,25	0,65	$21,75 \times (N-Z)/A$ $53,3 + 27 \times (N-Z)/A + 0,4 \times Z/A^{1/3}$	-0,55	0	0
	Triton	40<A et E<40	1,20	0,72	$165,0 - 6,4 \times (N-Z)/A$	-0,17	0	0
	Alpha	16<A et E<25	1,40	0,52	185	0	0	0
Potentiel imaginaire de volume	Neutron	40<A et E<10	$1,26-3,7 \cdot 10^{-4} \times A + 2 \cdot 10^{-6} \times A^2 - 4 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0,48	9,52	-0,053	0	0
		10 < E < 20	1,261	0,59	$10,2 - 15,5 \times (N-Z)/A$	-0,1	0	0
	Proton	E < 20	1,25	0,47	13,5	0	0	0
	Triton	40<A et E<40	0	0	0	0	0	0
	Alpha	16<A et E<25	0	0	0	0	0	0
Potentiel imaginaire de surface	Neutron	40<A et E<10	0	0	0	0	0	0
		10 < E < 20	1,165	0,59	-1,1	0,1	0	0
	Proton	E < 20	0	0	0	0	0	0
	Triton	40<A et E<40	1,40	0,84	$46,0 - 110 \times (N-Z)/A$	-0,33	0	0
	Alpha	16<A et E<25	1,40	0,52	25,0	0	0	0
Potentiel de l'interaction spin-orbite	Neutron	40<A et E<10	$1,32-7,6 \cdot 10^{-4} \times A + 4 \cdot 10^{-6} \times A^2 - 8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0,66	7,0	0	0	0
		10 < E < 20	1,017	0,6	6,5	-0,035	0	0
	Proton	E < 20	1,25	0,47	7,5	0	0	0
	Triton	40<A et E<40	1,20	0,72	2,5	0	0	0
	Alpha	16<A et E<25	0	0	0	0	0	0

2.5. Résultats et discussion :

La Fig.2.5 montre la variation de la section efficace de formation du noyau composé calculée par le modèle optique en fonction de l'énergie de la particule incidente et de la nature de la particule pour les voies considérées dans ce travail en utilisant les paramètres sélectionnés dans le tableau 2.1. Cette figure nous montre les différentes probabilités de formation du noyau composé par les différentes voies de réactions.

A cause de la non présence de la barrière coulombienne, le neutron présente une probabilité importante à basse énergie pour former un noyau composé comparé aux particules chargées, mais lorsque l'énergie augmente la section efficace de formation du NC des différentes voies de particules chargées augmente rapidement. Pour le proton et le triton de charge (+e), la section efficace σ^{CN} atteint rapidement la valeur maximale autour de 5 MeV comparée à celle de la particule alpha de charge (+2e) qui atteint le maximum autour de 10 MeV.

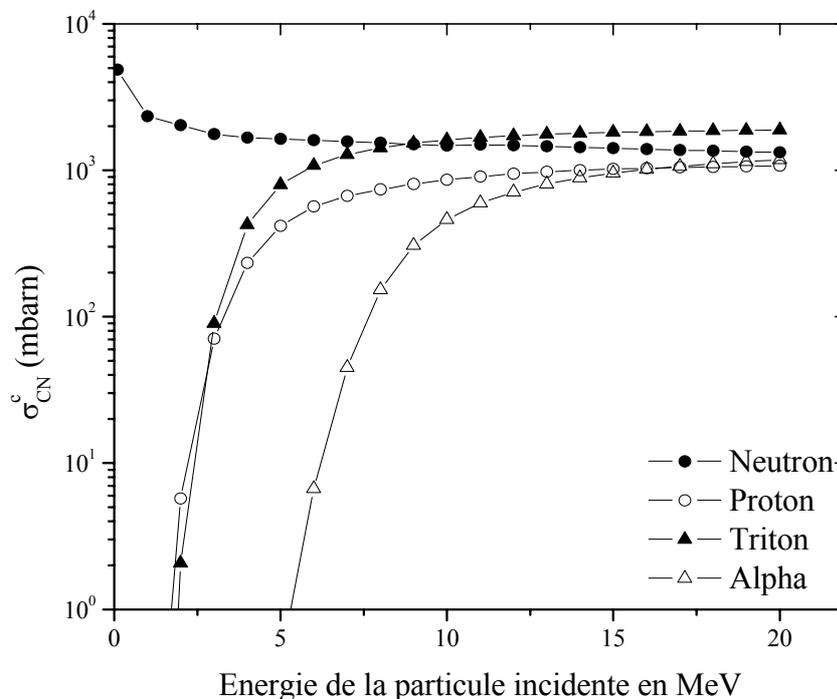


Figure 2.5 Section efficace de formation du noyau composé par la voie neutron, voie proton, voie triton et la voie alpha sur le ^{56}Fe .

2.5.1. Calcul des fonctions d'excitation (n,t)

Après avoir fait une sélection (tableau 2.1. page 31) des paramètres du modèle optique pour le calcul des coefficients de transmission et de la section efficace de formation du noyau composé, nous avons déterminé les fonctions d'excitation de certaines réactions (n,t) pour lesquelles nous disposons des sections efficaces expérimentales, pour une énergie incidente allant de l'énergie seuil à 20 MeV. Ce calcul est basé sur le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf-Ewing* décrit dans le chapitre 1. Dans ce calcul nous avons testé les deux expressions de densité de niveaux établies dans le chapitre précédent. Ce test nous a permis de retenir une seule expression pour les différentes réactions (n,t) .

La reproduction des données expérimentales de la section efficace en fonction de l'énergie de la particule incidente, nécessite une bonne sélection des paramètres du modèle optique et de la densité de niveaux utilisés dans ce calcul. Nous avons déterminé les fonctions d'excitations de 12 noyaux pour A pair et A impair que nous avons comparées aux données expérimentales d'un certain nombre de noyaux de A va de 55 à 209 à l'énergie des neutrons incidents autour de 14.5 MeV.

Pour le calcul de la densité de niveaux, nous avons utilisé la formule basée sur le modèle du gaz de *Fermi (BSFGM)* donnée par l'équation (1.49). Les masses sont prises des tabulations de *Tulli* [37]. Du fait de la grande sensibilité des sections efficaces aux paramètres de la densité de niveaux "a" et au spin de coupure ξ donné par l'équation :

$$\xi(U) = C_{cs} A^{2/3} \sqrt{aU}$$

et $C_{cs}=0,146$

Notre étude est basée principalement sur la sélection de ces paramètres. Pour cela nous avons écrit un programme qui permet de retenir les paramètres qui correspondent aux résultats expérimentaux.

Les résultats obtenus sont représentés dans les figures 2.7 à 2.18, comparés aux données expérimentales.

Notre basé sur la reproduction de la fonction d'excitation, selon la disponibilité des données expérimentales de la section efficace totale. Le manque de données, nous a limité dans la vérification de la fiabilité des modèles et des paramètres utilisés d'une façon complète par comparaison des résultats théoriques et expérimentales.

Nous présentons dans le tableau 2.2 les résultats obtenus pour la section efficace $\sigma_{n,t}$ à l'énergie des neutrons 14,5 MeV avec une comparaison des données expérimentales.

Tableau 2.2 : Résultats de calcul à l'énergie 14,5 MeV

Réaction	Q (MeV)	E_{ns} (MeV)	Théorique (μb)	Expérimentale (μb)
$^{55}Mn(n,t)^{52}Cr$	-9,30	9,47	788,4	990±198
$^{56}Fe(n,t)^{54}Mn$	-11,93	12,14	47,0	46±12
$^{59}Co(n,t)^{56}Fe$	-8,93	9,07	692,8	640±128
$^{58}Ni(n,t)^{55}Co$	-11,06	11,25	56,6	90±20
$^{60}Ni(n,t)^{58}Co$	-11,50	11,69	75,3	54±18
$^{64}Zn(n,t)^{62}Cu$	-10,0	10,24	77,9	78±16
$^{93}Nb(n,t)^{91}Ca$	-6,19	6,26	340,2	372±74,4
$^{103}Rh(n,t)^{101}Ru$	-6,95	7,02	489,0	730±146
$^{170}Er(n,t)^{168}Ho$	-6,73	6,77	11,0	12,7±3,2
$^{204}Pb(n,t)^{203}Tl$	-6,00	6,03	32,75	30±6
$^{209}Bi(n,t)^{206}Pb$	-2,68	2,69	319,5	300±60

2.5.2. Discussion

La réaction nucléaire (n,t) d'émission d'une structure à trois nucléons représente la voie de probabilité la plus faible aux énergies incidentes $E_n \leq 15$ MeV, comparé aux autres émissions comme les nucléons (n,p), (n,n') ou bien d'autres particules (n,d), (n,α) etc.. Cet effet, peut être expliqué par l'énergie seuil assez importante pour ce type de réaction. Lorsque l'énergie du neutron incident devient de plus en plus grande pour favoriser l'émission du triton, la probabilité d'éjection des autres particules (n,p), (n,n'), (n,α), etc. diminue et ainsi la voie d'émission triton s'ouvre en compétition avec les différentes voies énergétiquement ouvertes, mais avec une faible probabilité (les sections efficaces sont de l'ordre du $\mu barn$). Mais quand l'énergie du neutron incident dépasse les 15 MeV, la section efficace totale devient relativement importante. Aux énergies supérieures à 15 MeV, une autre voie de réaction est plus favorable que la réaction (n,t), c'est l'émission de ($n, p2n$). D'après les figures des fonctions d'excitation Fig.2.7 à Fig.2.19, on voit bien la sensibilité de la section

efficace autour de l'énergie seuil à la moindre variation de l'énergie incidente. Le calcul de la section efficace effectué présente un accord plus ou moins bon avec les données expérimentales disponibles.

En effet, le processus d'émission du triton dans les réactions nucléaires induites par des neutrons rapides dans la gamme explorée (énergie et noyau cible), conduit généralement le noyau résiduel dans des états d'énergie d'excitation faibles, cet effet est dû à l'ordre de grandeur important de l'énergie de séparation du triton à partir du noyau composé.

Le schéma ci-dessous (Fig.2.6) montre les différents états atteints dans le noyau résiduel lors de l'émission d'une particule par un noyau composé.

Dans le cas du triton, cette émission peut conduire le noyau résiduel dans des états discrets, où l'effet de couche joue un rôle important dans le calcul de la section efficace $\sigma_{n,t}$. Pour cela, nous avons introduit la correction de couche dans le paramètre de densité de niveaux "a". Nous avons utilisé la correction d'*Ignatyuk* [11] qui donne une expression de "a" dépendant de l'énergie d'excitation, en introduisant l'effet de couche par le calcul de l'écart entre la masse expérimentale et la masse calculée dans le cadre du modèle de la goutte liquide.

Les paramètres libres de la densité de niveaux que nous avons utilisé dans ce travail ont été choisis pour deux groupes de noyaux cibles. Pour un groupe de 6 noyaux, nous avons utilisé $\alpha=0.063 \text{ MeV}^{-1}$ et $\beta=2,0 \cdot 10^{-5} \text{ MeV}^{-1}$; soient les noyaux : ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{58}Ni , ^{93}Nb , ^{64}Zn et ^{209}Bi . Pour un groupe de 5 noyaux nous avons utilisé $\alpha=0,041 \text{ MeV}^{-1}$ et $\beta=-1,05 \cdot 10^{-5} \text{ MeV}^{-1}$, nous trouvons dans ce groupe : ^{56}Fe , ^{60}Ni , ^{103}Rh , ^{170}Er et ^{204}Pb .

D'autre part voir les figures (2.7 à 2.18), nous voyons bien que la contribution du modèle statistique d'évaporation diminue quand le nombre de masse du noyau cible augmente et l'énergie des neutrons incidents, ce résultat est en accord avec d'autres travaux antérieurs [21] ce qui explique que la contribution d'un autre processus doit être introduit, ce que nous envisagerons de réaliser dans l'avenir.

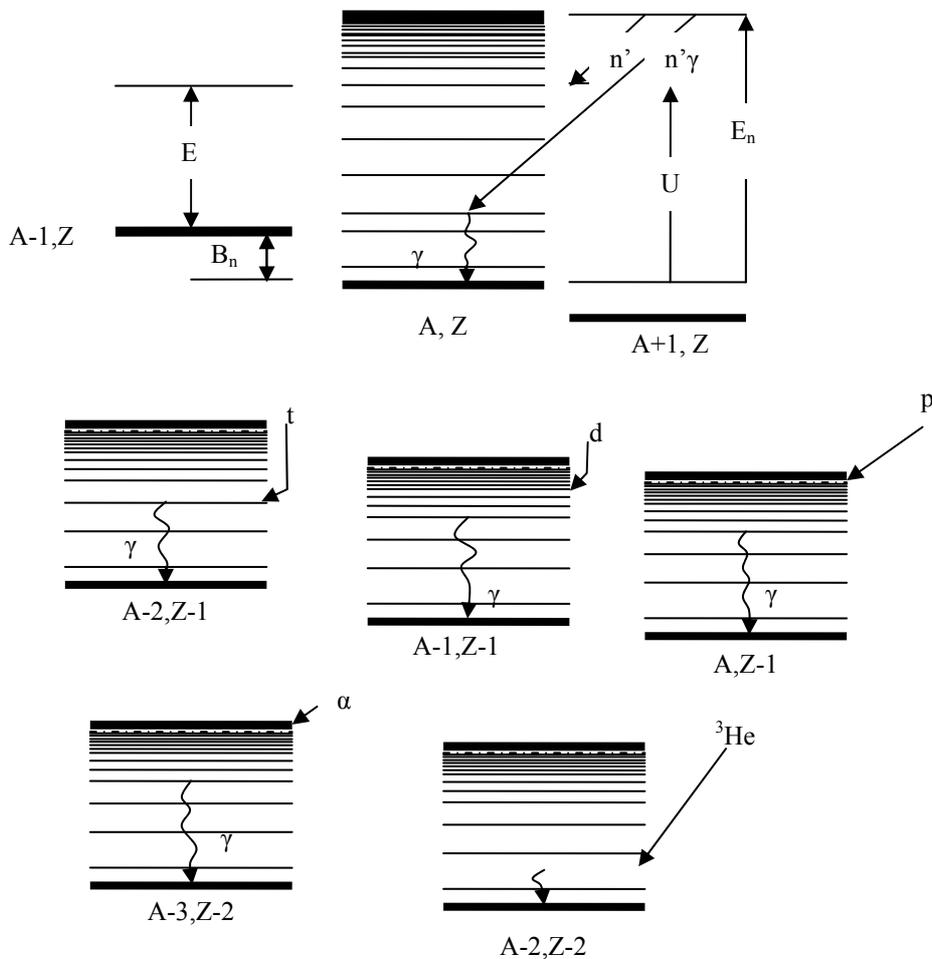


Figure 2.6 : Schéma de niveaux dans le noyau résiduel lors de l'émission d'une particule du noyau composé des réactions (n, n') , (n, p) , (n, d) , (n, α) , (n, t) et $(n, {}^3\text{He})$.

D'après le tableau 2.2, nous remarquons que nos résultats sont plus ou moins en accord avec les données expérimentales. Dans le cas de la réaction ${}^{181}\text{Ta}(n, t){}^{179}\text{Hf}$, nous constatons que les valeurs expérimentales sont légèrement supérieures aux valeurs théoriques (Fig 2.16), cela est dû principalement à la contribution du processus de pré-équilibre [39] qui a été ignoré dans ce travail. La variation des fonctions d'excitation des différentes réactions augmente rapidement en fonction de l'énergie des neutrons incidents, ensuite elle commence à présenter une légère saturation qui est due à l'ouverture d'autres voies de réactions qui commencent à se manifester, et qui entrent en compétition avec le voie (n, t) , comme le cas de la réaction $(n, {}^3\text{He})$ qui devient énergétiquement possible.

Pour la réaction ${}^{59}\text{Co}(n, t){}^{56}\text{Fe}$, les valeurs théoriques dépassent légèrement les données expérimentales (Fig 2.9), cela peut être expliqué par l'utilisation des paramètres unifiés pour le modèle optique pour une large gamme de noyaux cibles ($55 \leq A \leq 209$).

La section efficace à 14,5 MeV qui est proche de l'énergie seuil de la réaction (n,t) , est très sensible à la variation de l'énergie cinétique des neutrons incidents, cela a contribué énormément à la divergence des données expérimentales mesurées autour de 14 MeV et à l'incertitude commise sur ces mesures.

Les figures présentées dans ce travail Fig.2.7 à Fig.2.18, sont données en échelle logarithmique, les courbes pleines représentent notre calcul par le modèle statistique d'évaporation les points en cercle représentent les données expérimentales trouvées dans la littérature.

Les réactions nucléaires productrices de triton ne favorisent pas l'émission d'autre particules en cascade avec le triton émis, en effet quand le triton est émis, laisse souvent le noyau résiduel faiblement excité, ce qui ne permet pas l'ouverture de l'émission en cascade d'autres particules. Les figures des fonctions d'excitation présentées, montrent ce phénomène de l'absence de chute des fonctions d'excitation quand elles s'éloignent de la valeur maximale, pour pratiquement tous les noyaux étudiés, sauf pour le ^{209}Bi . Pour ce cas nous constatons qu'il y a ouverture de la réaction (n,tn) mais qui reste avec une faible probabilité.

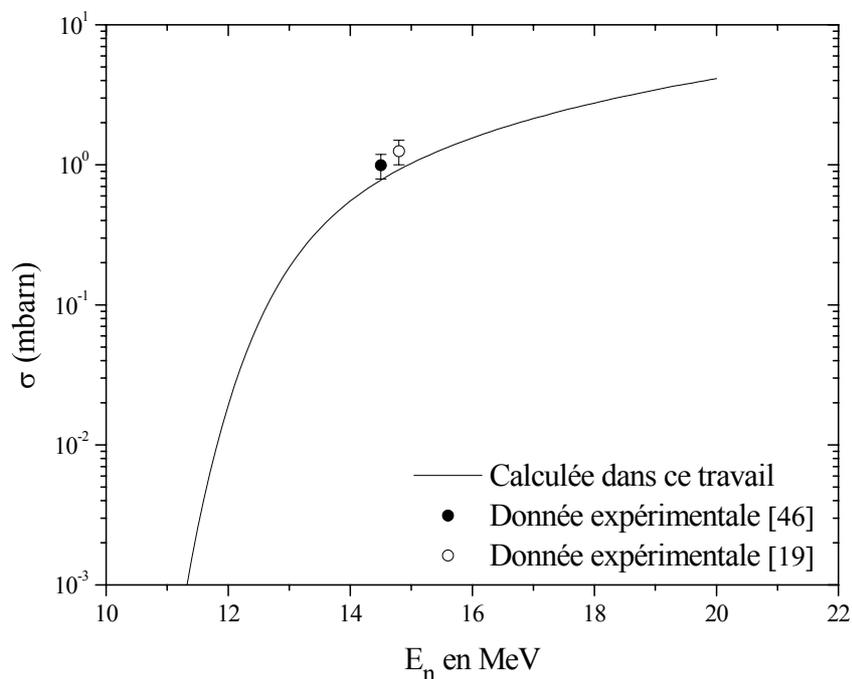


Figure 2.7 Fonction d'excitation de la réaction $^{55}\text{Mn}(n,t)^{53}\text{Cr}$.

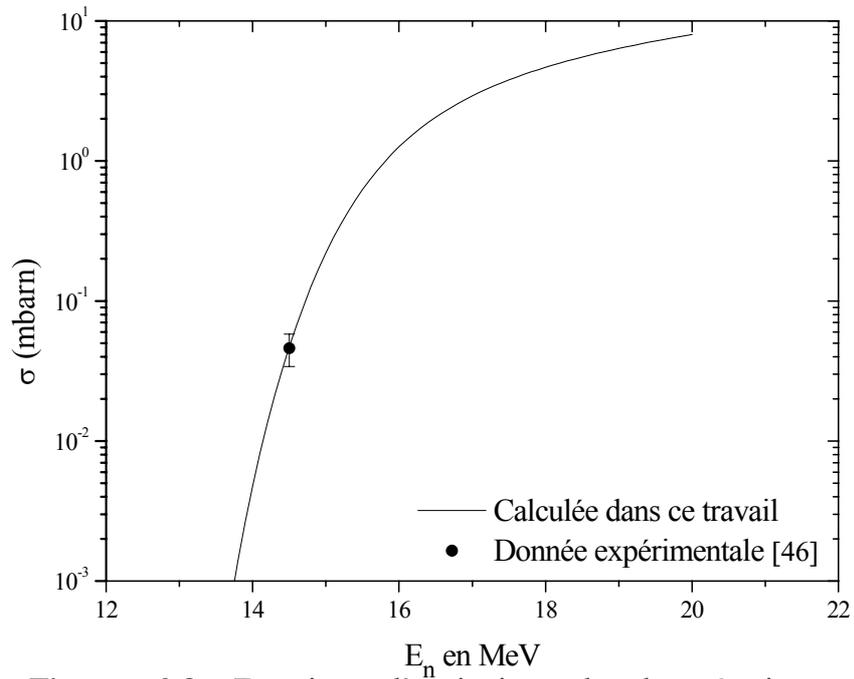


Figure 2.8 Fonction d'excitation de la réaction $^{56}\text{Fe}(n,t)^{54}\text{Mn}$.

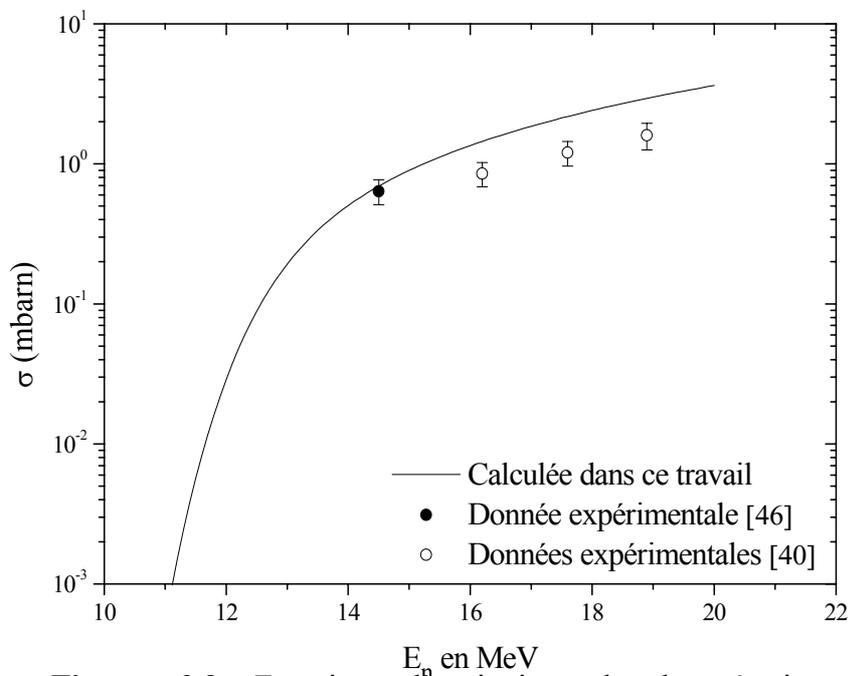


Figure 2.9 Fonction d'excitation de la réaction $^{59}\text{Co}(n,t)^{57}\text{Fe}$.

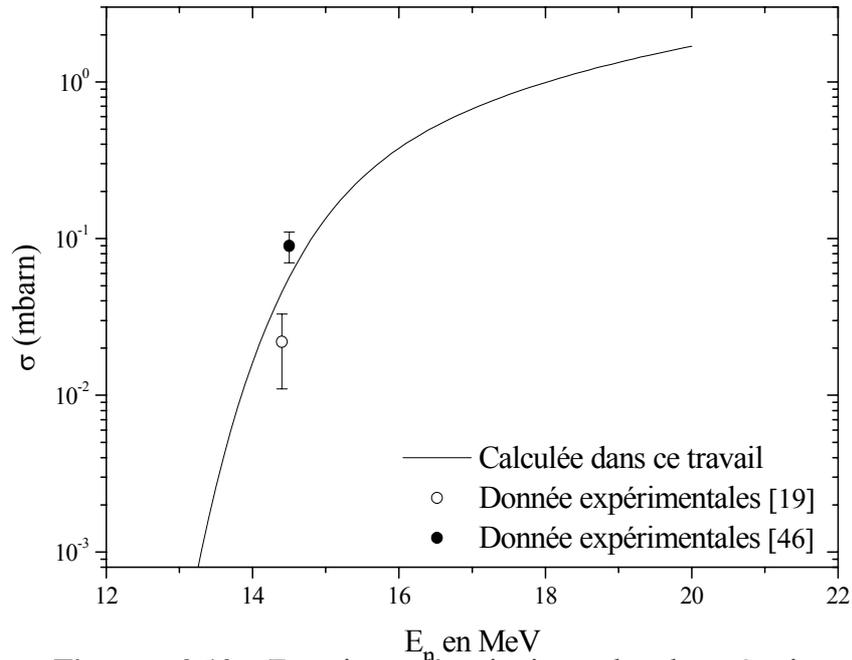


Figure 2.10 Fonction d'excitation de la réaction $^{58}\text{Ni}(n,t)^{56}\text{Co}$.

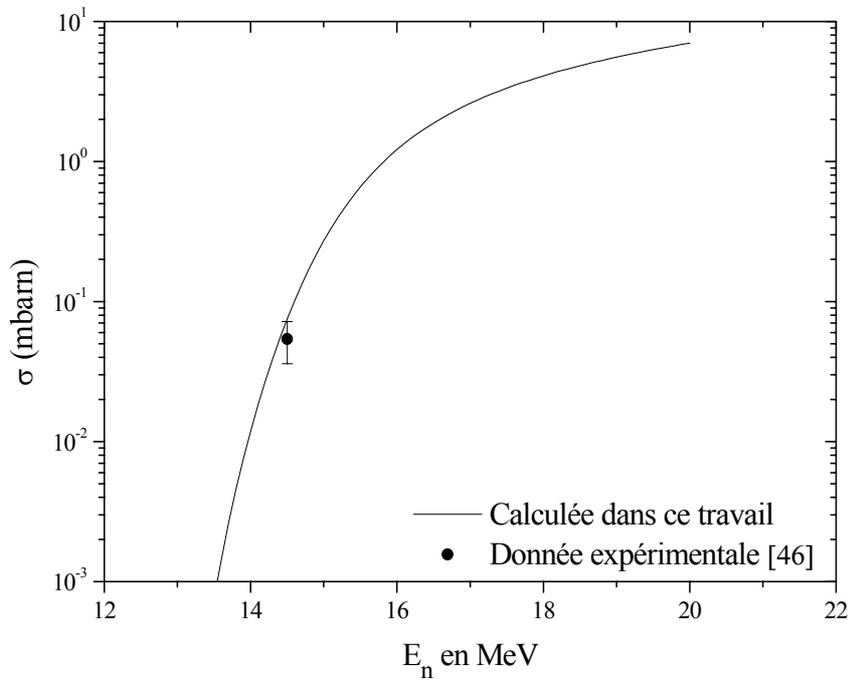


Figure 2.11 Fonction d'excitation de la réaction $^{60}\text{Ni}(n,t)^{58}\text{Co}$.

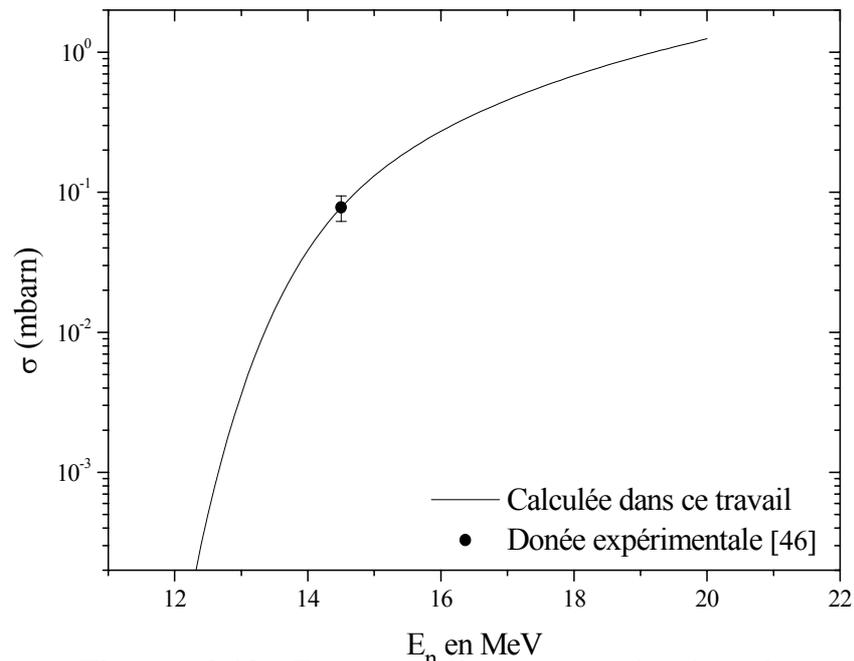


Figure 2.12 Fonction d'excitation de la réaction $^{64}\text{Zn}(n,t)^{62}\text{Cu}$.

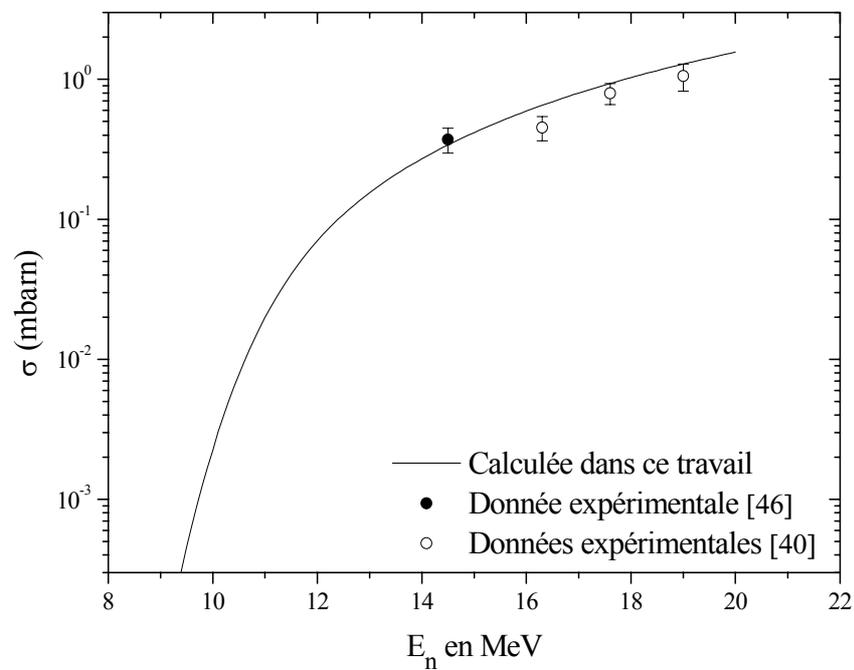


Figure 2.13 Fonction d'excitation de la réaction $^{93}\text{Nb}(n,t)^{91}\text{Ca}$.

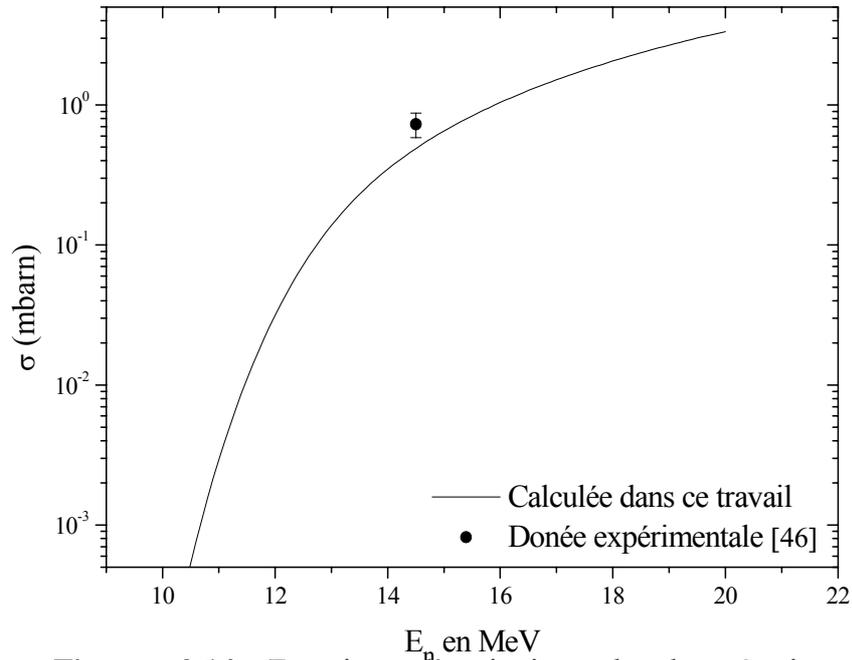


Figure 2.14 Fonction d'excitation de la réaction $^{103}\text{Rh}(n,t)^{101}\text{Ru}$.

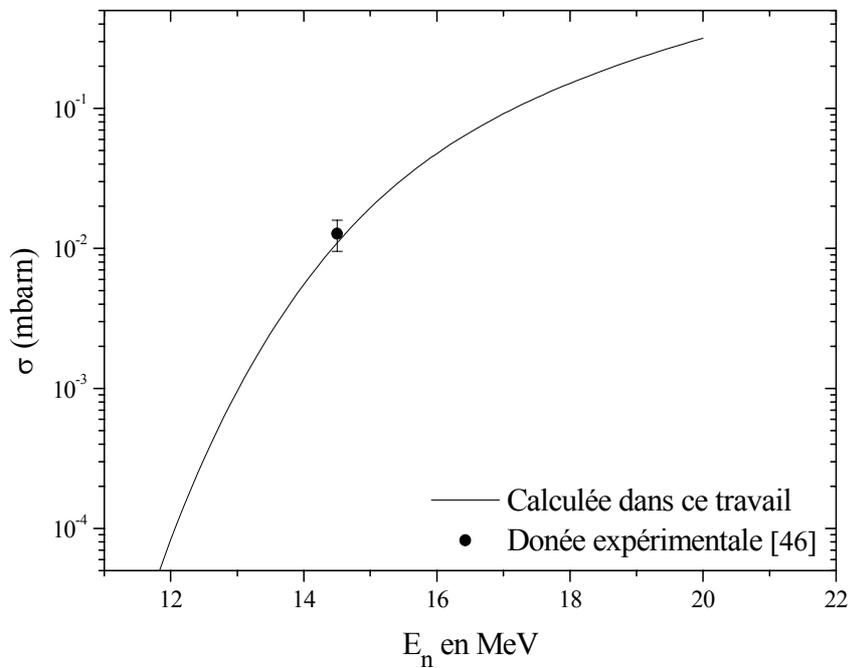


Figure 2.15 Fonction d'excitation de la réaction $^{170}\text{Er}(n,t)^{168}\text{Ho}$.

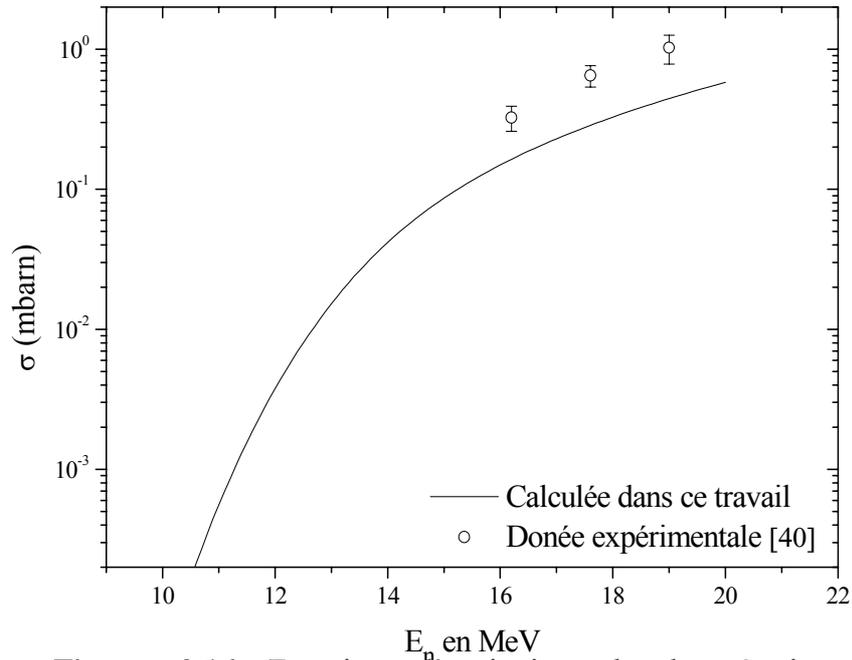


Figure 2.16 Fonction d'excitation de la réaction $^{181}\text{Ta}(n,t)^{179}\text{Hf}$.

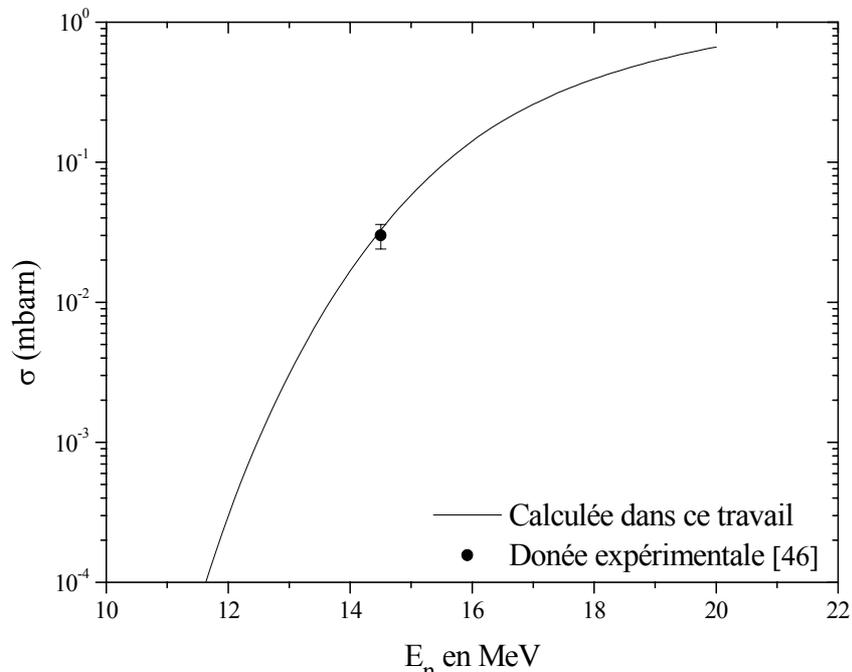


Figure 2.17 Fonction d'excitation de la réaction $^{204}\text{Pb}(n,t)^{202}\text{Tl}$.

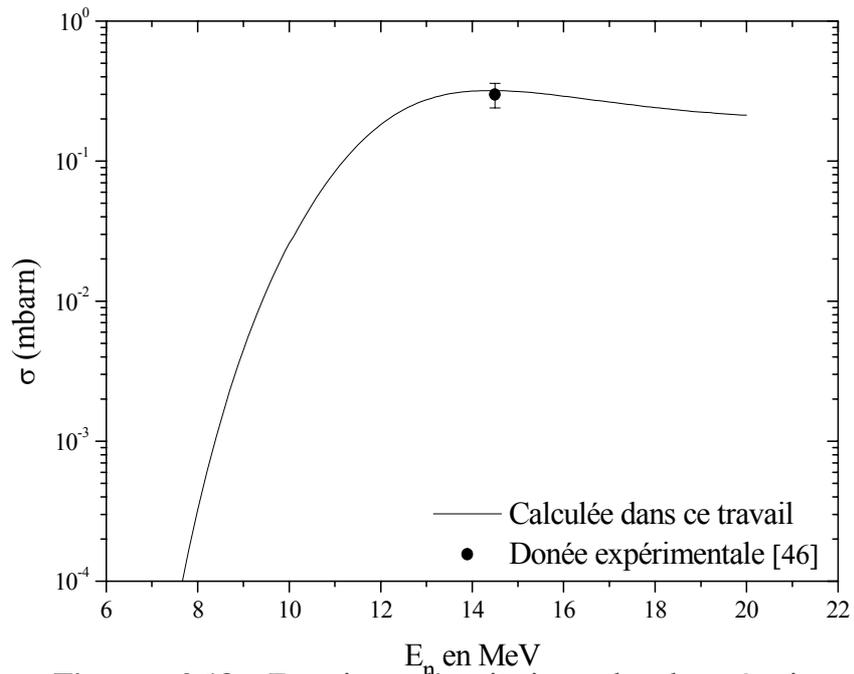


Figure 2.18 Fonction d'excitation de la réaction $^{209}\text{Bi}(n,t)^{207}\text{Pb}$.

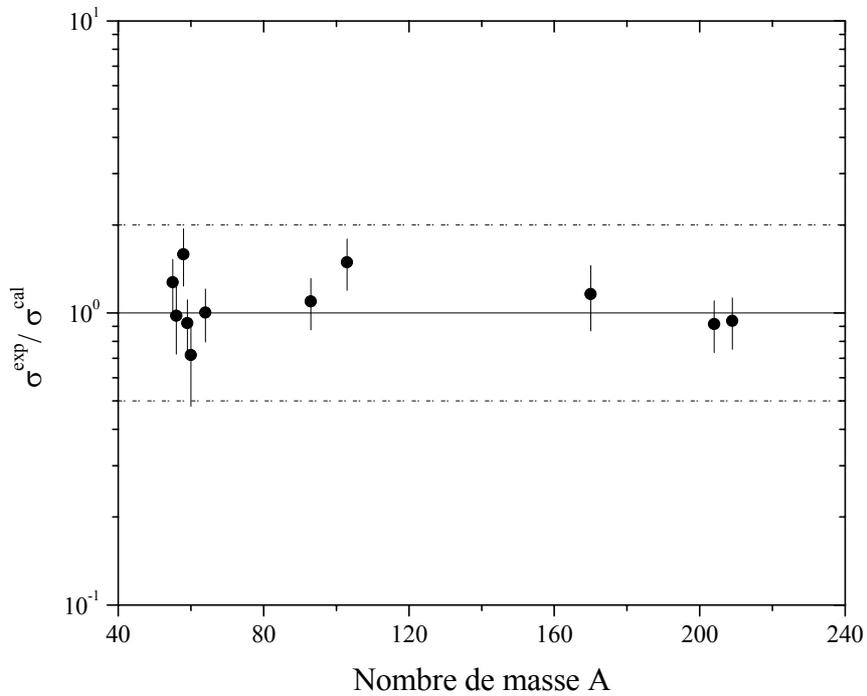


Figure 2.19 Le rapport $\sigma^{\text{exp}} / \sigma^{\text{théorique}}$ en fonction du nombre de masse du noyau cible.

Nous représentons sur la Fig.2.19 la variation du rapport de la section efficace calculée par le modèle de *Weisskopf-Ewing* aux données expérimentales, en fonction du nombre de masse A à l'énergie des neutrons incidents 14,5 MeV. Représenté en échelle logarithmique, nous constatons que ce rapport ne sort pas de la zone limitée par les droites en pointillées $R=0,5$ et $R=2$.

Nous nous sommes limités pour la description de l'émission du triton par le modèle statistique d'évaporation sans tenir compte de l'émission de pré-équilibre qui peut avoir une contribution importante quand l'énergie augmente. Par contre, l'interaction directe est négligeable à l'énergie considérée.

L'absence quasi-totale des données expérimentales des spectres de triton émis pour $\frac{d\sigma}{dE}$ ne nous a pas permis de représenter ces spectres pour les différentes réactions étudiées.

Dans le prochain chapitre nous nous intéresserons à un calcul rapide, basé sur le modèle statistique d'évaporation à travers une étude systématique des données expérimentales disponibles.

Chapitre 3

Etudes systématiques

3.1. Introduction :

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la détermination des sections efficaces dans la gamme explorée (énergie et masse), fait intervenir beaucoup de paramètres avec une étude paramétrique adéquate sur la densité de niveaux et sur le modèle optique. Pour cela, la connaissance de ces sections efficaces a une importance cruciale dans le domaine de la technologie des réacteurs de fusion, particulièrement dans le calcul du taux de transmutations nucléaires, la chaleur nucléaire et les taux d'endommagement dû aux radiations et à la formation de gaz dans la structure du réacteur. Dans le but de déterminer ces sections efficaces, qui ne peuvent pas être mesurés expérimentalement, nous avons recours à des études systématiques, afin de réaliser des évaluations plus rapides. Celles-ci sont basées sur des formules semi-empiriques déduites à partir des modèles théoriques, et comparés aux résultats expérimentaux quand ils sont disponibles.

La section efficace intégrée des réactions nucléaires de type (n,t) aux énergies des neutrons autour de 14 MeV issus de la réaction $(D-T)$, dépend implicitement d'une façon systématique du nombre de neutrons N et du nombre de protons Z . Cependant comme il a été décrit dans le chapitre 1, le modèle statistique d'évaporation montre que, la section efficace des réactions de type (n,b) dépend essentiellement de l'énergie Q de réaction, de la température nucléaire T et de la hauteur de la barrière coulombienne V_b pour les particules chargées.

En exprimant Q en fonction des termes de la formule de masse de la gouttelette donnée par *Myers* et *Swiatecki* [41], nous montrons pour la première fois une dépendance de la section efficace avec le terme qui décrit la diffusivité coulombienne $(2Z-1/A)$ et une dépendance avec le terme usuel coulombien $(2Z-1/A)^{1/3}$.

Une analyse des données expérimentales disponibles en fonction des termes du modèle de la gouttelette est présentée afin de nous permettre de retenir les termes adéquats pour la description de la section efficace de la réaction (n,t) .

Nous aboutissons à une expression analytique avec 5 paramètres qui nous permet de réaliser une étude systématique de la section efficace des réactions de type (n,t) . L'ajustement par la méthode des moindres carrés, des données de la section efficace de 25 noyaux de nombre de masse compris entre 46 et 209, nous permet de déterminer les paramètres de cette étude systématique. Nous comparons à la fin la description de la section efficace par cette formule aux différentes formules existantes.

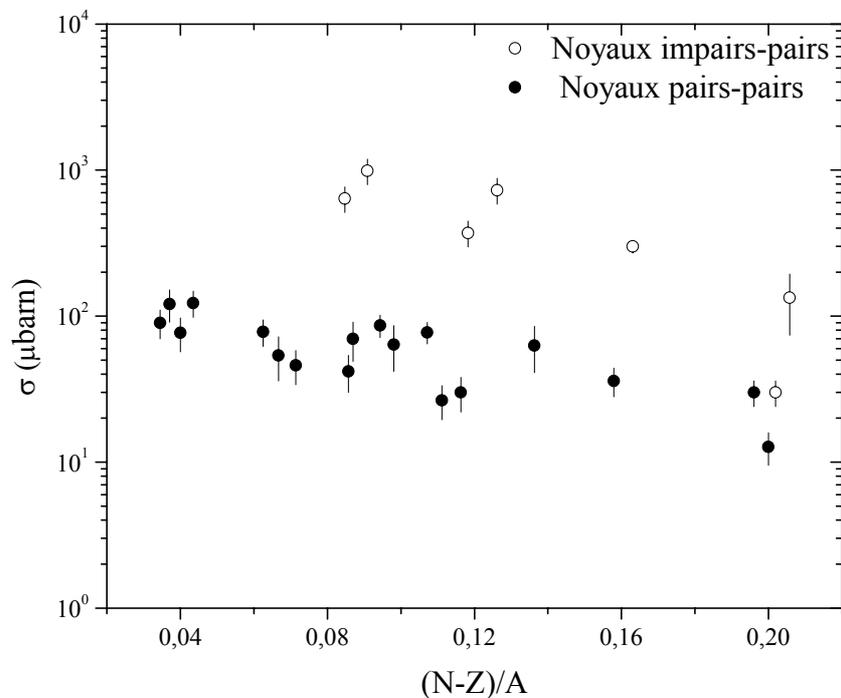


Figure 3.1 Dépendance de la section efficace avec le terme de l'excès relatif de neutrons

3.2. Les paramètres du modèle :

Considérons la réaction suivante $:A(a,b)B$

Nous définissons la voie d'entrée par le symbole (a) et la voie de sortie par le symbole (b) . En nous basant sur le formalisme de *Blatt et Weisskopf* [42], et comme il a été montré dans le chapitre 1, la section efficace de cette réaction est donnée par le produit de la section efficace de formation du noyau composé par la voie (a) multipliée par une probabilité de décroissance

du noyau composé dans la voie (b). Nous pouvons alors écrire la section efficace de la réaction (n,b) comme :

$$\sigma_{nb} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{\sum_b F_b} \quad (3.1)$$

où σ_{CN}^n est la section efficace de formation de noyau composé par la voie d'entrée (a) et F_b représente une quantité proportionnelle à la largeur partielle Γ_b de la décroissance du noyau composé dans la voie (b). La sommation est portée sur toutes les voies de décroissances ouvertes possibles. Comme il a été montré dans le chapitre 1, la quantité F_b fait intervenir la densité de niveaux du noyau résiduel $w_0(E_B)$ à l'énergie excitée E_B . Connaissant la relation entre la densité de niveaux et la température nucléaire du noyau résiduel donnée par l'expression (1.16), en faisant un développement limité autour de l'énergie d'excitation du noyau composé E_{CN} , tout en tenant compte de la section efficace de formation du noyau composé donnée pour le cas du neutron par l'équation (1.27) et pour le cas du triton par l'expression (1.28), nous aboutissons à une seule expression de la section efficace de la réaction (n,t) donnée en fonction du bilan de la réaction Q_{nt} , V_b et T .

Selon l'équation (1.31) nous avons :

$$\sigma_{nt} = \sigma_{CN}^n \frac{m_n}{m_t} \exp\left(\frac{S_n - S_t}{T} - \frac{V_t}{T}\right) = \frac{m_n}{m_t} \sigma_{CN}^n \exp\left(\frac{Q_{nt} - V_t}{T}\right) \quad (3.2)$$

La section efficace de formation du noyau composé σ_{CN}^n par un neutron incident de 14 MeV est donnée par la formule géométrique (1.13) :

$$\sigma_{CN}^n \approx \sigma_R = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \quad (3.3)$$

$Q_{n,t}$ peut être exprimé en fonction de A et Z , en utilisant les formules semi-empiriques de masse. La formule de masse basée sur le modèle de la gouttelette de *Meyers* et *Swiateki* a été utilisée dans les travaux antérieurs [43-45], qui ont lesquels montré une meilleure description des études systématiques par rapport aux autres formules existantes dans la littérature. Cela a été réalisé, en introduisant quelques termes physiques, apparaissant dans la formule de la gouttelette, dans l'expression de Q .

$Q_{n,t}$ peut s'écrire sous la forme :

$Q_{n,t} = S_n - S_t$, avec S_n et S_t étant respectivement les énergies de séparation d'un neutron et d'un triton.

En se basant sur la formule de la gouttelette de *Meyers* et *Swiatecki*, on a :

$$S_b = \alpha_1(A_C - A_B) + \alpha_2 \left(\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B} \right) + \alpha_3(A_C^{2/3} - A_B^{2/3}) + \\ \alpha_4 \left(\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C^{4/3}} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B^{4/3}} \right) + \alpha_5 \left(\frac{Z_C^2}{A_C^{1/3}} - \frac{Z_B^2}{A_B^{1/3}} \right) + \alpha_6 \left(\frac{Z_C^2}{A_C} - \frac{Z_B^2}{A_B} \right) - w$$

où α_i ($i=1,6$) sont des constantes. En appliquant cette formule dans le cas du neutron et du triton, on obtient :

$$Q_{nt} = \beta_1 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} + \beta_2 \frac{2Z-1}{A} + D \quad (3.4)$$

où β_1 et β_2 sont deux paramètres décrivant l'effet coulombien et la diffusivité coulombienne, D est un terme constant négligeable. En introduisant cette expression de $Q_{n,t}$, dans l'expression de la section efficace de la réaction (n,t), nous obtenons :

$$\sigma_m = \sigma_{CN}^n \exp \left[\frac{\beta_1}{T} \frac{2Z-1}{A^{1/3}} + \frac{\beta_2}{T} \frac{2Z-1}{A} - \frac{V_t}{T} \right] \quad (3.5)$$

Pour la réalisation de notre étude systématique, nous avons effectué une analyse des données expérimentales de 25 noyaux tirés des compilations de *Qaim* [46] et *Konobeyve* [47] et [48], en fonction des termes coulombien, de diffusivité coulombienne et d'asymétrie afin d'aboutir à une forme finale de l'expression de la section efficace $\sigma_{n,t}$ ne contenant que les termes pour lesquels une forte dépendance est signalée.

La Fig3.1, montre deux comportements différents de la section efficace $\sigma_{n,t}$ en fonction du terme d'asymétrie $(N-Z)/A$. Il s'agit d'un groupe de noyaux cibles de paires-paires et un autre groupe correspond aux noyaux impairs-paires.

Cette analyse confirme aussi une forte dépendance du rapport de la section efficace expérimentale de la réaction (n,t) sur σ_R avec les termes décrivant l'interaction coulombienne $(2Z-1)/A^{1/3}$ et avec le terme décrivant la diffusivité coulombienne $(2Z-1)/A$, pour les noyaux avec A pair et, comme le montrent les Fig3.2 et Fig3.3.

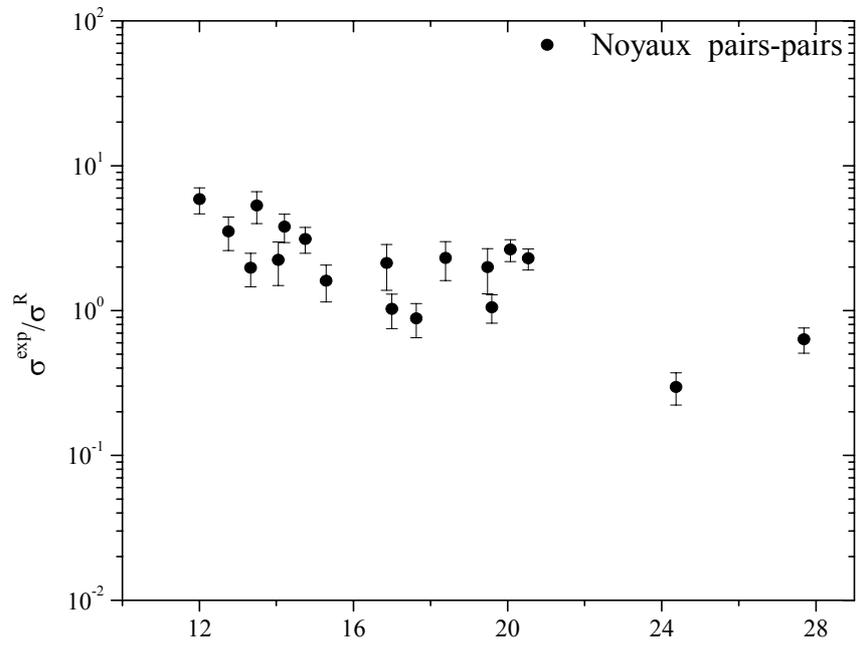


Figure 3.2 Dépendance du rapport $\sigma^{\text{exp}} / \sigma^{\text{réaction}}$ avec le terme coulombien pour les noyaux de nombre de masse pair.

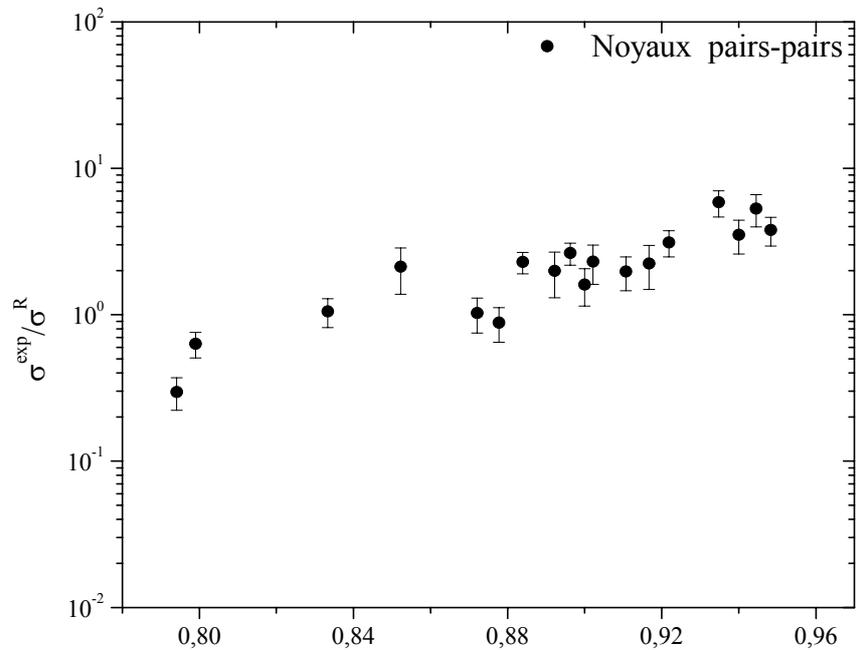


Figure 3.3 Dépendance du rapport $\sigma^{\text{exp}} / \sigma^{\text{réaction}}$ avec le terme de la diffusivité coulombienne pour les noyaux de nombre de masse pair.

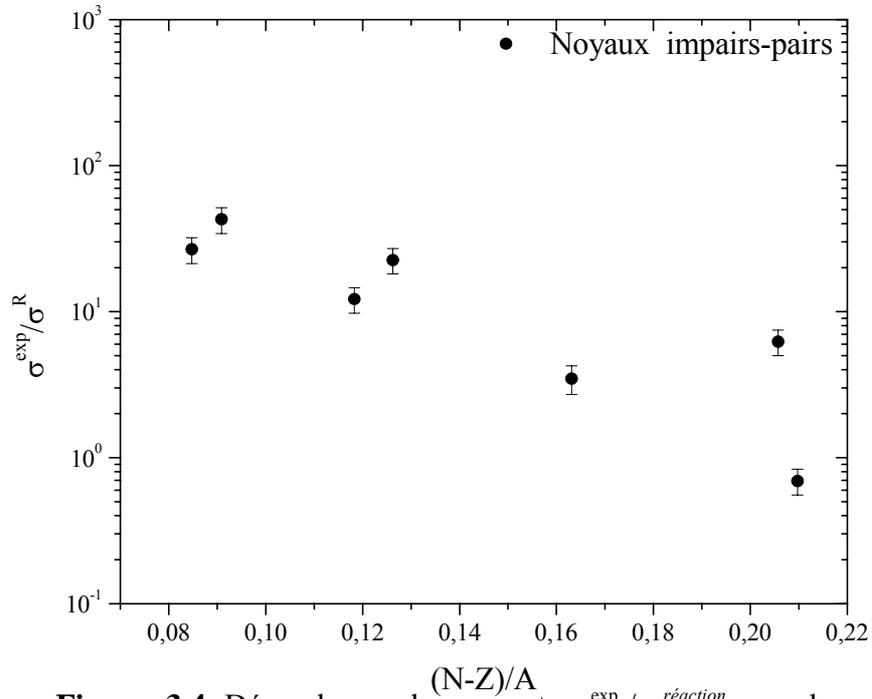


Figure 3.4 Dépendance du rapport $\sigma^{\text{exp}} / \sigma^{\text{réaction}}$ avec le terme d'asymétrie des noyaux de nombre de masse impairs.

Pour les noyaux qui ont un nombre de masse impair, le rapport de la section efficace expérimentale sur σ_R est présenté sur la Fig3.4, en fonction du terme d'asymétrie. Cela nous permet de retenir une expression de la section efficace pour les noyaux impairs présentant une dépendance quadratique avec le terme d'asymétrie. En négligeant le terme V_i/T et en tenant compte de l'analyse des données expérimentales et de l'éq. (3.5), nous pouvons écrire l'expression de la section efficace $\sigma_{n,t}$ comme :

$$\sigma_{nt} = \begin{cases} (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_1 + C_2 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} + C_3 \frac{2Z-1}{A}) & \text{pour } A \text{ pair} \\ (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_4 + C_5 \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2) & \text{pour } A \text{ impair} \end{cases} \quad (3.6)$$

L'ajustement des données expérimentales de la section efficace $\sigma_{n,t}$ de 25 réactions par la méthode des moindres carrés, nous a permis de déterminer les paramètres libres C_i .

Le meilleur ajustement a été obtenu, en minimisant la valeur de χ^2 , donné par l'expression :

$$\chi^2 = \frac{\Sigma}{N - m}$$

où N et m représentent respectivement le nombre de données et le nombre de paramètres d'ajustement. Σ est donnée par :

$$\Sigma = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{\text{exp}} - \sigma_i^{\text{cal}}}{\Delta\sigma_i^{\text{exp}}} \right)^2$$

où σ_i^{exp} et σ_i^{cal} sont respectivement les sections efficaces expérimentales et calculées par l'expression (3.6) ; $\Delta\sigma_i^{\text{exp}}$ représente l'erreur sur la valeur expérimentale.

3.3 Résultats et discussion :

Les résultats obtenus après ajustement des données expérimentales correspondant à une valeur minimale de χ^2 dans l'expression (3.6) sont représentés dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Paramètres C_i pour les différentes systématiques avec leurs χ^2 et Σ .

Formule	type	Σ	χ^2	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5
Notre travail	A pairs	22,56	1,50	-21,737	$9,265 \times 10^{-2}$	23,215		
	A impairs	29,87	5,97				4.123	-101.36
	Total	52,43	<u>2,62</u>					
Forrest	A pairs	25,69	1,71	1,445	-17,658	8.86×10^{-2}		
	A impairs	32,45	6,49				8.64	-23.42
	Total	58,14	<u>2,91</u>					
Qaim	A pairs	37.37	2.49	132(μb)	-10.35			
	A impairs	32.45	6.49			5653	23.42	
	Total	69.82	<u>3.32</u>					

Nous avons élaboré une expression semi-empirique basée essentiellement sur le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf-Ewing* pour décrire un comportement collectif de la section efficace des réactions de type (n,t) pour une gamme de noyaux de nombre de masse compris entre 46 et 209 à l'énergie des neutrons incidents 14.5 MeV. Cette expression

nous permet de prédire les valeurs de la section efficace où les mesures demeurent impossibles.

Le tableau 3.2 présente pour chaque noyau cible la section efficace expérimentale, comparée à la section efficace calculée par l'éq. (3.6) et leurs χ_i^2 correspondant.

3.4 Comparaison avec les études antérieures :

Le tableau 3.1 montre les différentes systématiques antérieures et la notre avec leurs différents paramètres.

Forrest [49] a proposé une systématique à cinq paramètres dans les mêmes conditions que notre systématique, c'est-à-dire pour la même énergie et pour les mêmes noyaux que ceux considérés dans notre étude.

L'expression proposée par *Forrest* pour les noyaux pairs et pour les noyaux impairs est donnée comme suit :

$$\sigma_m = \begin{cases} (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_1 + C_2 \frac{N-Z}{A} + C_3 A^{1/2}) \\ (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_4 + C_5 \frac{N-Z}{A}) \end{cases} \quad (3.7)$$

Cette expression a été considérée comme la meilleure systématique jusqu'à maintenant pour sa valeur minimum de χ^2 . *Qaim* [47] lui aussi a proposé la même systématique pour les noyaux pairs et impairs, mais avec 4 paramètres. Elle est donnée pour les noyaux pairs et impairs par :

$$\sigma_m \begin{cases} C_1 \exp(C_2 \frac{N-Z}{A}) \\ C_3 \exp(C_4 \frac{N-Z}{A}) \end{cases} \quad (3.8)$$

Dans l'expression proposée par *Qaim* la section efficace de réaction σ_R n'apparaît pas, ce qui conduit à une mauvaise description de l'étude systématique comparée à l'étude systématique de *Forrest* et à la notre.

De plus, notre étude faisant introduire d'autres termes déduits du modèle de la gouttelette, présente une meilleure description dans l'évaluation de $\sigma_{n,t}$, comme le montre les valeurs de χ^2 dans le tableau 3.1, comparée à celle de *Forrest* et celle de *Qaim*.

La Fig 3.5, montre le rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée par la formule (3.6), où on voit bien que la majorité des points sont concentrés autour de l'unité.

Tableau 3.2 : Les sections efficaces calculées par notre systématique pour 25 noyaux, comparées aux données expérimentales pour l'énergie des neutrons 14,5 MeV.

Z	A	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}} (\mu\text{b})$	$\sigma^{\text{cal}} (\mu\text{b})$	$(\sigma_i^{\text{exp}} - \sigma_i^{\text{cal}})^2 / \Delta\sigma_i^{\text{exp}^2}$
22	46	123 ± 25	61,59	6,03
24	50	77 ± 20	77,9	0,00
25	55	990 ± 198	616,24	3,56
26	54	121 ± 30	96,27	0,68
26	56	46 ± 12	44,18	0,02
27	59	640 ± 128	713,75	0,33
28	58	90 ± 20	116,76	1,79
28	60	54 ± 18	56,23	0,02
30	64	78 ± 16	70,09	0,24
32	70	42 ± 12	46,5	0,14
38	86	30 ± 8	31,84	0,05
38	88	63 ± 22	20,11	3,80
40	90	26,5 ± 7	39,51	3,45
41	93	372 ± 74,4	457,34	1,31
42	92	70 ± 21	75,57	0,07
45	103	730 ± 146	397,32	5,15
46	102	64 ± 22	70,11	0,08
48	106	86,5 ± 15	83,18	0,05
48	114	36 ± 8	19,23	4,39
50	112	77,5 ± 13	67,28	0,62
59	141	134 ± 30	160,2	0,76
68	170	12,7 ± 3,2	15,06	0,54
81	205	30 ± 6	33,95	0,02
82	204	30 ± 6	25,45	0,58
83	209	300 ± 60	40,65	18,68

Le tableau.3.3, donne une comparaison entre nos résultats obtenus par calcul théorique dans le chapitre2, par étude systématique à l'énergie des neutrons incidents 14,5 MeV, et les données expérimentales.

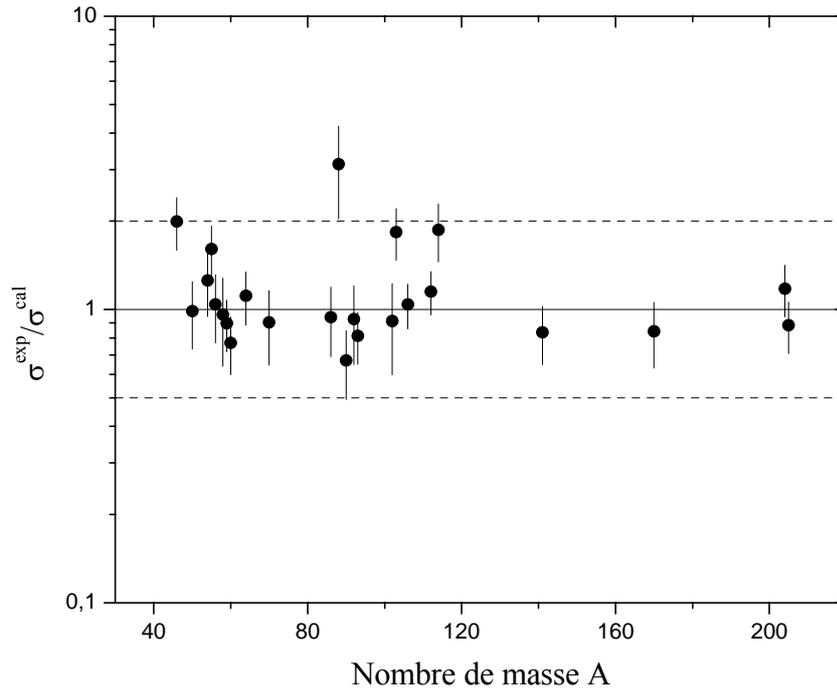


Figure 3.5 : Rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée en fonction du nombre de masse du noyau cible.

Tableau 3.3 : Résultats dans ce travail de la section efficace de la réaction (n,t) à $E_n = 14,5$ MeV.

Réaction	Q (MeV)	E_{ns} (MeV)	Théorique (μb)	Expérimentale (μb)	Systématique (μb)
$^{55}Mn(n,t)^{52}Cr$	-9,30	9,47	788,4	990±198	616,24
$^{56}Fe(n,t)^{54}Mn$	-11,93	12,14	47,0	46±12	44,18
$^{59}Co(n,t)^{56}Fe$	-8,93	9,07	692,8	640±128	713,75
$^{58}Ni(n,t)^{55}Co$	-11,06	11,25	56,6	90±20	116,76
$^{60}Ni(n,t)^{58}Co$	-11,50	11,69	75,3	54±18	56,23
$^{64}Zn(n,t)^{62}Cu$	-10,0	10,24	77,9	78±16	70,09
$^{93}Nb(n,t)^{91}Ca$	-6,19	6,26	340,2	372±74,4	457,34
$^{103}Rh(n,t)^{101}Ru$	-6,95	7,02	489,0	730±146	397,32
$^{170}Er(n,t)^{168}Ho$	-6,73	6,77	11,0	12,7±3,2	70,11
$^{204}Pb(n,t)^{203}Tl$	-6,00	6,03	32,75	30±6	15,06
$^{209}Bi(n,t)^{206}Pb$	-2,68	2,69	319,5	300±60	40,65

Conclusion

Au cours de ce travail, nous avons mené une étude théorique et systématique des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides dans la région des masses intermédiaires et lourdes. Cette étude est basée essentiellement sur le modèle statistique d'évaporations aux énergies comprises entre l'énergie seuil et 20 MeV.

Le calcul théorique nous a permis de retenir les meilleurs paramètres du modèle optique et de la densité de niveaux, pour une meilleure reproduction des fonctions d'excitations de 12 réactions dont le nombre de masse du noyau cible $55 \leq A \leq 209$ pour des énergies s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales disponibles où un accord plus ou moins satisfaisant est observé. D'après nos calculs, nous remarquons que les fonctions d'excitation sont sensibles à la moindre variation de l'énergie des neutrons incidents au voisinage du seuil. La section efficace continue d'augmenter avec l'énergie incidente et atteint des ordres de grandeurs de quelques *mbarn* pour pratiquement toutes les réactions étudiées dans ce travail.

Nous nous sommes limités pour la description de l'émission du tritium au modèle statistique sans tenir compte du processus de pré-équilibre, ce dernier peut avoir une contribution importante pour de grandes énergies incidentes et pour les noyaux cibles de nombre de masse élevé, ce que nous envisageons de réaliser dans l'avenir. Par contre, l'interaction directe est négligeable à l'énergie considérée.

Pour un calcul rapide des sections efficaces (n,t) et une éventuelle extrapolation dans des cas où les mesures sont quasiment impossibles, nous avons réalisé une étude systématique décrite par une formule semi-empirique permettant de faire une évaluation rapide de la section efficace $\sigma_{n,t}$. En utilisant la formule de masse de *Myers* et *Swiatecki*, nous avons montré pour la première fois l'apparition d'un terme décrivant la diffusivité coulombienne $(2Z-1)/A$ et le terme usuel décrivant l'effet coulombien $(2Z-1)/A^{1/3}$, pour les noyaux de nombre de masse pair. Pour les noyaux de nombre de masse impair, la section efficace est bien décrite par le terme habituel d'asymétrie

$(N-Z)/A$. La comparaison de notre étude systématique aux différentes études antérieures proposée par *Qaim* [46] et *Forrest* [49] considérées comme les meilleures systématiques, montre une nette amélioration dans la description de $\sigma_{n,t}$ de notre formule par rapport aux formules existantes.

REFERENCES

- [1] *Kikuchi K. and Kawai M*, Nuclear Matter and Nuclear reactions, North Holland Publishing Company, Amsterdam. (1968),
- [2] *W.Hauser, H-Feshbach*, Phys. Rev. 87, 366 (1952)
- [3] *Weisskopf V.F*, Phys. Rev. 83, 1073 (1951)
- [4] *E.P.Wigner, L.Eisenboud*, Phys. Rev. 72, 29 (1947)
- [5] *A.M.Lane, R.G.Thomas*, Rev.Mod. Phys. 30, 257 (1958)
- [6] *Fernbach S., R. Seber and T.B. Taylors*, Phys. Rev. 75, 1352 (1949).
- [7] *Feshbach.H., C. E. Porter and V. F. Weisskopf*, Phys. Rev. 96, 448 (1954).
- [8] *Glassgold.A.E. and P.J.Kellog*, Phys. Rev, 107, 1372 (1957).
- [9] *Gilbert A. and Cameron A.G.W*, Can.J.Phys. 43, 1446 (1965).
- [10] *W. Dilg, Schantl, H. Vonach, and M. Uhl*, Level Density Parametrs for the Back-Shifted Fermi Gas Model in the Mass Range $40 < A < 250$, Nucl. Phys. A 217, 269- (1975).
- [11] *Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N. and Tishin A. S*, Sov.J.Phys.21, 255 (1975).
- [12] *A. H. Wpstra, G. Audi, and R. Hoekstra*, Atomic Massses from (Mainly) Experimental Data, At Data and Nucl. Data Tables 39, 281 (1988).
- [13] *Belgaïd M.*, Thèse de Doctorat, Institut de Physique USTHB, Alger (1999).
- [14] *Qaim, S. M. and Stöcklin.G.*, Investigation of (n,t) reactions at 14.6 MeV and an analysis of some systematic trends in the cross section data, Nucl. Phys. A, 257,233, (1976).
- [15] *Biro.T., Sudar.S., Miligy.Z., Dezero.Z., and Csikai.J.*, Investigation of (n,t) cross sections at 14.7 MeV, J.Inorg.Nucl.Chem., 37, 1583, (1975).
- [16] *Woo, T. W. and Salaita, G. N.*, production cross sections for (n,t) reactions in ^{40}Ca , ^{54}Fe , ^{86}Sr , ^{89}Y , ^{102}Pd , ^{112}Sn , $^{106,114}\text{Cd}$, ^{130}Te , ^{139}La , ^{204}Pb and ^{205}Tl with 14.6 MeV neutrons, in Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Tech., NBS Spec.Publ., 594, GC 12,853 (1979).
- [17] *Valkovic, V.*, Angular distribution of tritons from the reaction $^{10}\text{B}+n$ at 14,4 MeV, Nucl. Phys., 54, 465, (1964).
- [18] *Valkovic. V.*, Triton spectrum from the n+Li reaction, Nucl.Phys., 60, 581, (1964).
- [19] *S. Sudar and J. Csikai*, Measurement of (n,t) cross section at 14 MeV and calculation of excitation functions for fast neutron reactions, Nucl. Phys. A319 157-167 (1979).

- [20] S.M. Qaim, Statistical model analysis of cross section of (n,t) and (n, ^3He) reactions induced by 14.6 MeV neutrons on target nuclei with $A=27$ to 59, Phys. Rev. Volume22, Number4, October (1980).
- [21] D. Rendic, in Few Body Problems, light Nuclei and Nuclear Interactions (Gordon and Breach, N.Y., (1968).
- [22] J.P. Perroud and Ch.Sellem, Nucl.Phys. A227,330 (1974).
- [23] F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenlees, Phys.Rev. 182, 1190, (1969).
- [24] C.M. Perey and F.G. Perey, Phys.Rev. 132,755 (1963).
- [25] R.C. Ragaini, J. D. Knight, and W. T. Leland, Phys. Rev. C 2, 1020 (1970).
- [26] J. W. Luetzelschwab and J. C. Hafele, Phys. Rev. 180, 1023 (1969).
- [27] Bock, P. David, H. H. Duhm, H. Hefel, U. Lyen, and R.Stock, Nucl. Phys. A92, 539 (1967).
- [28] Julius Csikai, Handbook of Fast Neutron Generators Volm2 (1986).
- [29] Bersilon O, Optical model calculations and use of the computer code SCAT2, W.C.A.N.D.R.N.E.S., H4SMIR 614/ 9,IAEA, Trieste (1992).
- [30] C.Perey and F. Perey, Compilation of phenomenological optical model parameters, Atomic data and Nuclear tables 17 1-101 (1976).
- [31] R.P. Ward, P.R. Hayes, Compilation of triton Optical Model Parameters, 1954-1990, Atom. Data and Nucl.Data Tables 49 315-335 (1991).
- [32] D.Wilmore and P.E.Hodgson, Nucl. Phys. 55,673 (1964).
- [33] T.U.N.L. Nucl. Phys. A438, 187(1985).
- [34] Perey, F.G., Phys.Rev. 131 745 (1963).
- [35] F.D.Becchetti Jr. and G.W.Greenlees, Ann. Rept. J.H.Williams Lab.,Univ. Minnesota (1969).
- [36] Mac Fadden and Satchler, Nucl. Phys. 84177 (1966).
- [37] Tulli J.K., Nuclear Wallet Cards, NNDC-BNL, Upton, New York 11973, USA (1990).
- [38] M. Belgaïd, T.Segueni, Semi-Empirical Systematics of (n,t) Cross sections for 14.5 MeV neutrons, Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res. B 201 545-550 (2003).
- [39] Gadioli E. and Hodgson P. E. 1992 Pre-equilibrium Nuclear Reactions (Clarendon Press, Oxford, 1992).
- [40] S.M. Qaim, Radiochemical Studies of Complex Particles Emission in Low and Intermediate Energy Reactions. Radio. Acta. 70/71. 163-175 (1995).
- [41] Myers W. D. and Swiatecki W. J, Nuclear Masses and Deformations, Nucl. Phys., 81, 1 . (1966).

- [42] Blatt J and Weisskopf V W Theoretical Nuclear Physics (New York: Wiley) (1952).
- [43] M.Belgaïd, M. Asghar, Semi-Empirical systematics of (n,p) cross sections for 14.5 MeV neutrons, Appl.Radia.Isot. Vol. 49, No. 12, pp. 1497-1503, (1998).
- [44] M.Belgaïd, M. Asghar, Semi-Empirical systematics of (n,p) cross sections for 14.5 MeV neutrons, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 142 463-472 (1998).
- [45] M.Belgaïd, M. Asghar, Semi-Empirical systematics of (n, α) cross sections for 14.5 MeV neutrons, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 149 383-389 (1999).
- [46] S.M. Qaim, Nucl. Phy. A 438 384 (1984).
- [47] A. Yu. Konobeyev, Yu.A Korovin, Nucl. Instr. And Meth. B 93 409 (1994).
- [48] Yu. Konobeyev, Yu.A Korovin, Nuovo. Cimento A 111 (5) 445 (1998).
- [49] R.A. Forrest, Systematics of neutron induced threshold reactions with charged products at about 14.5 Mev, Rep. AERE-R 12419, Harwell Laboratory, (1986).