

**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 Melle : YETTOU Leila

Sujet :

**Etudes systématique et théorique des réactions nucléaires
(n, ³He) dans le cadre du modèle statistique d'évaporation**

Soutenu publiquement le 09 / 01 / 2005, devant le jury composé de :

Mme. A. FRAHI- AMROUN	Professeur (USTHB)	Président
Mr. M. BELGAID	Maître de Conférences (USTHB)	Directeur de thèse
Mme. G. MEDKOUR	Maître de Conférences (USTHB)	Examinatrice
Mme. M. HADDAD	Maître de Conférences (USTHB)	Examinatrice
Mr. R. KHELIFI	Chargé de cours (Univ. Blida)	Examinateur

A mes parents

A mes frères et à mes soeurs

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au laboratoire des sciences nucléaires de la faculté de physique.
Je remercie tous les enseignants et chercheurs qui ont collaboré à son accomplissement.

Je tiens à remercier Madame A.FRAHI-AMROUN, Maître de conférence à l'U.S.T.H.B.,
pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

J'exprime ma vive reconnaissance ainsi que ma profonde considération à Monsieur
M.BELGAID, Maître de conférence à l'U.S.T.H.B. pour m'avoir guidée dans ce travail. Je ne
saurais le remercier suffisamment pour son dévouement et son aide qu'il m'a prodiguée sans
relâche depuis le début jusqu'à la fin.

Je remercie très vivement Madame. G.MEDKOUR Maître de conférence à l'U.S.T.H.B.,
Madame. M.HADDAD Maître de conférence à l'U.S.T.H.B. et Monsieur R.KHELIFI
Chargé de cours à l'université de Blida qui ont fait partie du jury.

Table des matières

Introduction	4
---------------------------	---

Chapitre I	7
-------------------------	---

Etude théorique

I. 1 Introduction.....	7
I. 2 Modèle statistique.....	8
a. Section efficace dans le modèle statistique d'évaporation.....	8
b. Spectre d'énergie des particules émises.....	12
c. Modèle de la gouttelette	16
d. Section efficace de formation du noyau composé.....	17
e. Densité de niveaux.....	17
1. Le modèle de Gilbert et Cameron	18
2. Le modèle dit « Back Shifted Fermi Gas Model » (B.S.F.G.M).....	19
3. Correction de couche.....	20
f. Modèle optique sphérique.....	21
1. Equation de Schrödinger.....	21
2. Résolution de l'équation de Schrödinger.....	22
3. Potentiel optique	24
Dépendance en énergie des paramètres	25
4. Coefficients de transmissions	25
5. Distributions angulaires	27

Chapitre II	30
--------------------------	----

Calcul des sections efficaces dans le cadre du modèle statistique d'évaporation

II. 1	Introduction	30
II. 2	Calcul de la section efficace	32
II. 3	Résultats et discussion.....	33
	a) Comparaisons des sections efficaces calculées avec celles données expérimentalement à l'énergie des neutrons incidents de 14.5MeV	35
	b) Réactions (n, ^3He)	43
 Chapitre III		46
 <i>Etudes systématiques des sections efficaces des réactions (n, ^3He) pour des neutrons de 14.5 MeV</i>		
III. 1	Introduction	46
III. 2	Formalisme	47
III. 3	Ajustement des données expérimentales	54
III. 4	Comparaison avec les autres systématiques	55
 Conclusion		59
Annexe A (Tableaux)		61
Références		65

Introduction

Les données expérimentales des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides particulièrement les neutrons de 14 MeV jouent un grand rôle en technologie des réacteurs et dans les études des mécanismes de réactions.

En effet, dans la technologie des réacteurs, la détermination avec précision des sections efficaces de ces réactions est d'importance primordiale pour la détermination des taux de transmutations dans les matériaux de structure du réacteur et les matériaux utilisés comme outils de mesures. Cette détermination permet de sélectionner les matériaux adéquats, pour la structure du réacteur en tenant compte des effets engendrés par la chaleur nucléaire, la multiplicité des neutrons produits par les réactions (n, xn) . De plus, plusieurs types de réactions tels que (n, p) , (n, α) et $(n, {}^3\text{He})$ produisant des gaz à l'intérieur de la structure, conduisent à une détérioration rapide de cette structure.

Cependant, l'utilisation des neutrons mono énergétiques de la réaction $D-T$ et la grande sensibilité de la méthode d'activation utilisées dans la mesure des sections efficaces, permettent l'élaboration des données très précises de ces sections efficaces qui constituent une base importante très utile pour les études systématiques et les modèles théoriques utilisés dans les évaluations des sections efficaces non mesurables ou très mal connues, et dans des éventuelles extrapolations où les mesures expérimentales demeurent impossibles. C'est le cas des réactions de type $(n, {}^3\text{He})$ où les données expérimentales sont très rares et pour beaucoup de réactions de ce type, la mesure de leurs sections efficaces demeure inaccessible à cause de difficultés techniques. En alternatif, le calcul théorique et les évaluations rapides à partir des études systématiques, des sections efficaces demeurent des méthodes incontestables pour la détermination des sections efficaces.

Une étude théorique basée sur le modèle de *Hauser et Feshbach* [Hau52] sera présentée dans le *chapitre I* pour décrire le mécanisme des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides et permettre de calculer les fonctions d'excitations et les spectres d'énergies des particules émises. En effet, aux énergies élevées des neutrons par rapport à l'énergie seuil, les énergies d'excitations du noyau composé atteintes sont importantes et la densité de niveaux est alors relativement grande. Si la largeur moyenne du niveau est grande par rapport à l'espacement moyen entre deux niveaux voisins, l'hypothèse de *Hauser et Feshbach* [Hau52] et de *Weisskopf et Ewing* [Wei40] peut être retenue. Cette étude est appuyée sur

l'utilisation du modèle optique pour le calcul des coefficients de transmissions et sur le choix des formules adéquates pour le calcul de la densité de niveaux.

Dans le *chapitre II*, nous présentons les résultats obtenus des fonctions d'excitations avec l'étude paramétrique du modèle optique et des densités de niveaux ainsi que les sections efficaces calculées et comparées à celles données expérimentalement à l'énergie des neutrons de 14.5 MeV.

Dans le but de réaliser un calcul rapide des sections efficaces très utile pour le calcul des taux de transmutations nucléaires, la chaleur nucléaire et le taux d'endommagement dû aux radiations nucléaires des réacteurs, une étude systématique sera réalisée dans le *chapitre III*. Cette étude systématique est basée sur l'utilisation du modèle d'évaporation de *Weisskopf et Ewing* [Wei40] et le modèle de la gouttelette de *Myers et Swiatecki* [Mye66]. Cette méthode consiste à aboutir à une nouvelle formule semi empirique permettant une détermination rapide des sections efficaces des réactions $(n, {}^3\text{He})$ induites par des neutrons de 14.5MeV. L'étude est comparée aux études systématiques antérieures, elle permet d'obtenir une meilleure description de la section efficace de la réaction $(n, {}^3\text{He})$ par rapport aux résultats de la littérature.

Chapitre I

Etude théorique

I.1 Introduction :

L'analyse des sections efficaces des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides évaluées à partir des données expérimentales dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil comprise entre 10.7 MeV et 13.5 MeV (dans le cas de nos réactions $(n, {}^3\text{He})$) à 20 MeV (*Manokhin et al.*) [Man87] apporte une contribution importante pour les études des interactions nucléaires, structures nucléaires et mécanismes des réactions. Ainsi, la mesure des sections efficaces intégrées, du spectre d'énergie des particules émises et de la distribution angulaire permet de vérifier la consistance des différents modèles conçus par cette analyse et de sélectionner les valeurs des paramètres nucléaires utilisées dans cette étude. Les données s'étalant dans la gamme d'énergie considérée présentent de larges structures qui ne peuvent être traitées dans le cadre du formalisme de la matrice R à basses énergies d'excitations. En effet, quand l'énergie incidente augmente, les énergies d'excitations sont importantes et la densité de niveaux est relativement grande. Cette augmentation d'énergie alimente des niveaux d'énergies très excités situés dans le continuum engendrant des chevauchements entre niveaux.

Si la gamme d'énergie du faisceau incident I est plus grande que l'espacement moyen D ($I > D$) entre deux niveaux voisins, les différents niveaux des résonances ne peuvent pas être résolus, de telle sorte que plusieurs niveaux contribuent à la détermination de la section efficace. Dans ce cas, la section efficace est représentée par sa moyenne dans un intervalle d'énergie I c'est-à-dire,

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{I} \int_I dE \quad (\text{I-1})$$

I.2 Modèle statistique :

a) Section efficace dans le modèle statistique d'évaporation :

Considérons la réaction $A(a,b)B$ et sa section efficace $\sigma(a,b)$; les voies d'entrée et de sortie sont représentées respectivement par $c = A + a$ et $c' = B + b$.

Dans un premier temps, selon la théorie de *Hauser et Feshbach* [Hau52], la section efficace moyenne peut être décrite par le modèle du noyau composé défini dans le formalisme de la matrice R . Elle a été développée par *Wigner et Einsenbud* [Wig47], puis par *Lane et Thomas* [Lan58] et *K.Kikuchi et M.Kawai* [Kik68], l'expression de la section efficace moyenne sur une gamme d'énergie I pour une voie de réaction $c' \neq c$ a été donnée par :

$$\overline{\sigma}_{c'c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JII'I} g_J \overline{|S_{c'c}^J|^2} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JII'\lambda\mu} g_J \frac{\overline{u_{\lambda c}^J u_{\lambda c}^{-J*} u_{\mu c'}^{J*} u_{\mu c}^{-J}}}{(E - W_\lambda^J)(E - W_\mu^{J*})} \quad (\text{I-2})$$

où k_c est le vecteur d'onde dans la voie incidente c , g_J est le facteur statistique permettant de moyennner sur l'ensemble des états initiaux et de sommer sur l'ensemble des états finaux

c'est-à-dire $\sum_J g_J = \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_J (2J + 1)$, \vec{I} et \vec{I}' représentent les spins des voies

d'entrée et de sortie définis respectivement par : $\vec{I} = \vec{I}_a + \vec{I}_A$ et $\vec{I}' = \vec{I}_b + \vec{I}_B$, \vec{l} et \vec{l}' sont les moments angulaires orbitaux caractérisant le mouvement relatif des particules respectivement

dans les voies c et c' , et \vec{J} est le moment angulaire du noyau composé où sa conservation est donnée par : $\vec{I} + \vec{l} = \vec{J} = \vec{I}' + \vec{l}'$.

W_λ^J et W_μ^{J*} sont les énergies propres complexes du noyau composé dans les états λ et μ ,

E est la valeur propre de l'énergie totale du noyau composé et $S_{c'c}^J$ est la matrice de collision où en effectuant une intégration sur sa moyenne, elle est donnée par :

$$\overline{|S_{c'c}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda\mu} \frac{u_{\lambda c}^J u_{\lambda c}^{-J*} u_{\mu c'}^{J*} u_{\mu c}^{-J} (\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)}{(E_\lambda^J - E_\mu^J)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)^2} \quad (\text{I-3})$$

Dans la relation (I-3), la contribution des termes $\lambda \neq \mu$ avec des signes aléatoires est de l'ordre de $(I\bar{\Gamma}_\lambda^J)^2 / D$. Ce dernier est beaucoup plus faible que la contribution des termes définis positivement avec $\lambda = \mu$ qui est de l'ordre de I/D , soit le rapport

$$\sqrt{\frac{I}{D} \cdot \frac{\bar{\Gamma}_\lambda^J}{D}} / \frac{I}{D} = \sqrt{\frac{\bar{\Gamma}_\lambda^J}{I}} \ll 1.$$

E_λ^J et E_μ^J sont les énergies complexes d'excitations du noyau composé formées dans les états λ et μ , et, Γ_λ^J et Γ_μ^J sont les largeurs partielles dans les états λ et μ .

D'après la formule de dispersion de *Kapoor* et *Peierls* [Kap38], les fonctions d'ondes $u_{\lambda c'}^J$ et $\bar{u}_{\lambda c}^{-J}$ sont données par :

$$u_{\lambda c'}^J = (\bar{\Gamma}_{\lambda c'}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c a_c)^{1/2}}{u_{cl}^{(+)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda c'}^J \quad \text{et} \quad \bar{u}_{\lambda c}^{-J} = (\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c a_c)^{1/2}}{u_{cl}^{(-)}(k_c, a_c)} \bar{\gamma}_{\lambda c}^J$$

$\gamma_{\lambda c'}^J$ et $\bar{\gamma}_{\lambda c}^J$ représentent les largeurs réduites et $u_{cl}^{(+)}$ et $u_{cl}^{(-)}$ sont les fonctions d'ondes radiales entrante et sortante de formes asymptotiques :

$$u_{cl}^{(+)} \sim \exp \left[i(k_c r_c - \eta_c \log 2k_c r_c - \frac{1}{2} l \pi) \right]$$

et

$$u_{cl}^{(-)} \sim \exp \left[-i(k_c r_c - \eta_c \log 2k_c r_c - \frac{1}{2} l \pi) \right]$$

avec $\eta_c = \frac{\mu_c Z_a Z_A e^2}{\hbar^2 k_c}$ où μ_c représente la masse réduite du système donnée par :

$$\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A} \quad (m_a \text{ et } m_A \text{ sont respectivement les masses de la particule incidente } a \text{ et du}$$

noyau cible A), k_c est le nombre d'onde du mouvement relatif donné par : $k_c^2 = \frac{2\mu_c E_c}{\hbar^2}$ avec

$E_c = E - E_a - E_A$ décrivant l'énergie du mouvement relatif des particules a et A (E est l'énergie totale du système, E_a et E_A sont les valeurs propres des énergies des particules a et A) et l est le moment angulaire orbital du mouvement relatif des particules a et A .

Ces fonctions d'ondes radiales entrante $u_{cl}^{(+)}$ et sortante $u_{cl}^{(-)}$ décrivent l'état des particules dans la voie $c(c')$ à une distance $r_{c(c')} \gg a_{c(c')}$, où $a_{c(c')}$ est le rayon de la voie $c(c')$ défini par $a_c = r_0(a^{1/3} + A^{1/3})$ ($r_0 = cte$) et satisfont à l'équation de Schrödinger :

$$\left(\frac{d^2}{dr_c^2} + k_c^2 - \frac{l(l+1)}{r_c^2} - \frac{2\mu_c}{\hbar^2} \frac{Z_a Z_A e^2}{r_c} \right) u_{cl}(k_c, r_c) = 0$$

Par conséquent, en gardant seulement les termes avec $\lambda = \mu$, la matrice de collision dans la relation (I-3) sera donnée par :

$$\overline{|S_{c'c}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \cdot \frac{I}{D} \cdot \frac{\overline{\Gamma}_{\lambda c'}^J \cdot \overline{\Gamma}_{\lambda c}^J}{\overline{\Gamma}_{\lambda}^J} 2\overline{\Gamma}_{\lambda}^J = \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (\text{I-4})$$

où

$$T_c^J \equiv T_{cl}^J = 2\pi \frac{\overline{\Gamma}_{\lambda c}^J}{D} \quad (\text{I-5})$$

En reportant (I-4) dans (I-2), l'expression de la section efficace de la réaction sera donnée par :

$$\overline{\sigma}_{c'c} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J \text{ IIIIV}} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (\text{I-6})$$

où la sommation s'effectue sur toutes les voies ouvertes possibles c'' dans le dénominateur.

Dans le cas où il y a beaucoup de voies ouvertes et que la désexcitation du noyau composé par la voie élastique est peu probable, c'est-à-dire $\overline{\Gamma}_{\lambda c} / \Gamma_{\lambda} \ll 1$, la section efficace de formation du noyau composé est égale à la sommation sur toutes les voies ouvertes possibles de sorties dans la voie c' de $\sigma_{c'c}$, et elle est approximativement égale à la section efficace totale de la réaction, soit :

$$\sigma_{NC}^{(c)} = \sum_{c'} \sigma_{cc'} \cong \sigma_R = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{Jl} g_J T_{cl}^J \quad (\text{I-7})$$

Le coefficient de transmission T_{cl}^J représente la probabilité de formation du noyau composé par la voie c . Il dépend essentiellement de l'énergie (dans le centre de masse) de la voie d'entrée c et du moment orbital l c'est-à-dire :

$$T_{cl} = \begin{cases} T_{cl}(E_c) & \text{pour } |I - J| \leq l \leq I + J \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{I-8})$$

En effectuant la sommation sur J et l à droite de l'équation (I-7) avec la sommation sur J du facteur statistique g_J :

$$\sum_J g_J = \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_J (2J + 1) = \frac{(2I + 1)(2l + 1)}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \quad (\text{I-9})$$

avec $\vec{I} = \vec{I}_a + \vec{I}_A$ et $\vec{J} = \vec{I} + \vec{l}$

et en tenant compte de l'identité de :

$$\sum_l (2l + 1) = (2I_a + 1)(2I_A + 1) \quad (\text{I-10}),$$

la section efficace de formation du noyau composé dépend surtout du coefficient de transmission en fonction de l'énergie E_c (dans le centre de masse) de la voie d'entrée c et du moment orbital l c'est-à-dire :

$$\sigma_{NC}^{(c)} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_l (2l + 1) T_{cl}(E_c) \quad (\text{I-11})$$

b) Spectre d'énergie des particules émises:

La décomposition du noyau composé s'effectue par émission d'une particule légère b et d'un noyau résiduel B fortement excité. Les états excités atteints par ce dernier chevauchent entre eux et contribuent dans le processus de la réaction de telle sorte que nous ne pouvons parler que de la section efficace moyenne sur ces états. Dans l'intervalle $dE_{c'}$ autour de l'énergie $E_{c'}$ ayant $dE_{c'} \cdot w(E_B, I_B)$ niveaux, la section efficace s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{c'c}}{\partial E_{c'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J, I_B} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} w(E_B, I_B) \quad (\text{I-12})$$

E_B et I_B représentent respectivement l'énergie d'excitation et le spin du noyau résiduel B et $w(E_B, I_B)$ est sa densité de niveaux.

La sommation sur c'' dans le dénominateur de l'équation (I-12) peut être approximée par la somme de l'intégrale :

$$\sum_{c''} \int_0^{W_{B'}} T_{c''}^J w(E_{B'}, I_{B'}) dE_{B'} \quad (\text{I-13})$$

où la sommation s'étend sur toutes les voies ouvertes possibles. $E_{B'}$ et $W_{B'}$ sont respectivement l'énergie d'excitation du noyau résiduel B' et sa valeur maximale possible. Elles sont reliées entre elles par : $E_{B'} = W_{B'} - E_{c''}$ où $E_{c''}$ est l'énergie cinétique de la particule émise.

La dépendance de la densité de niveaux $w(E_B, I_B)$ sur I_B s'exprime par [Kik68]:

$$w(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B (I_B + \frac{1}{2})^2} w_0(E_B) \quad (\text{I-14})$$

où $w_0(E_B)$ ne dépend pas du spin I_B . La constante γ_B est liée au moment d'inertie \mathfrak{I}_B du spin du noyau résiduel B par :

$$\gamma_B = \frac{2\hbar^2}{\mathfrak{I}_B T} \quad (\text{I-15})$$

où T est la température du noyau résiduel à l'énergie d'excitation E_B . La relation thermodynamique élémentaire entre la densité de niveaux et la température T est donnée par la relation suivante :

$$T = \left[\frac{d \log w_0(E_B)}{dE_B} \right]^{-1} \quad (\text{I-16})$$

Dans la limite où le moment d'inertie \mathfrak{I}_B est très grand, la densité de niveaux peut être approximée par :

$$\mathfrak{I}_B \lim_{\infty} w_0(E_B, I_B) \approx (2I_B + 1)w_0(E_B) \quad (\text{I-17})$$

Alors, la sommation effectuée sur le moment angulaire dans (I-12) en tenant compte de la relation (I-8) est :

$$\sum_I \sum_J g_J \left[\frac{\sum_I \sum_{I_B} (2I_B + 1)}{\sum_{I''} \sum_{I_{B'}} (2I_{B'} + 1)} \right] = \frac{(2I_b + 1)(2l + 1)(2l' + 1)}{(2I_{b'} + 1)(2l'' + 1)}$$

Et donc, en tenant compte de l'identification $\sum_J (2J + 1) = (2I + 1)(2l + 1)$, $|I - l| \leq J \leq I + l$,

l'équation (I-12) a été donnée par *Belgaid* [Bel91]:

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{c'c}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{NC}^{(c)} \cdot \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{(c')} \cdot k_{c'}^2 w_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{(c'')} \cdot k_{c''}^2 w_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (\text{I-18})$$

avec $\sigma_{NC}^{(c)}$ indiquant la section efficace de formation du noyau composé définie par l'équation

$$(I-11) \quad \text{et} \quad P_{c'}(E_{c'}) = \frac{(2I_b + 1)\sigma_{NC}^{(c')}k_{c'}^2 w_0(E_{B'})}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{(c'')} k_{c''}^2 w_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad \text{représente la probabilité de}$$

décroissance du noyau composé par émission d'une particule légère b d'énergie $E_{c'}$ dans la voie c' . La sommation dans le dénominateur s'étend sur toutes les voies ouvertes possibles $c'' = (b', B')$, la somme sur l'énergie intrinsèque de B' est prise en considération explicitement par l'intégrale sur $E_{B'}$. Par conséquent, l'équation (I-18) donne le spectre d'énergie des particules émises par le noyau composé [Wei40].

Sachant que le vecteur d'onde $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$, nous retrouvons alors l'expression de *Belgaid*

[Bel99] qui est donnée par :

$$\frac{d\bar{\sigma}_{c'e}}{dE_{c'}} = \sigma_{NC}^n \frac{(2I_b + 1)(2m_b / \hbar^2) \sigma_{NC}^b E_b \rho(J, U)}{\sum_{b'} (2I_{b'} + 1)(2m_{b'} / \hbar^2) \sigma_{NC}^{b'} E_{b'} \rho(J', U')} \quad (I-19)$$

où σ_{NC}^n et σ_{NC}^b sont respectivement les sections efficaces de formation du noyau composé par un neutron et par une particule b . Elles sont données par :

$$\sigma_{NC}^b = \pi \hat{\lambda}_b^2 \frac{2J_{NC} + 1}{(2I_A + 1)(2I_b + 1)} \sum_{S=|I_A - I_b|}^{I_A + I_b} \sum_{\ell=|J_{NC} - S|}^{J_{NC} + S} T_{\ell}^b(E_b) \quad (I-20)$$

et

$$\sigma_{NC}^n = \pi \hat{\lambda}_n^2 \frac{2J_{NC} + 1}{(2I_A + 1)(2I_n + 1)} \sum_{S=|I_A - I_n|}^{I_A + I_n} \sum_{\ell=|J_{NC} - S|}^{J_{NC} + S} T_{\ell}^n(E_n) \quad (I-21)$$

Avec

I_b : spin de la particule émise b

I_A : spin du noyau cible A

I_n : spin du projectile du neutron

J_{NC} : moment angulaire total du noyau composé

$\tilde{\lambda}_n = \frac{1}{k_n}$: longueur d'onde du neutron

$\tilde{\lambda}_b = \frac{1}{k_b}$: longueur d'onde de la particule émise b

S : spin de la voie d'entrée c

$\rho(J, U)$: densité de niveau du noyau résiduel B de moment angulaire J et d'énergie d'excitation U .

La sommation est faite sur toutes les voies ouvertes possibles de décroissance du noyau composé (n, p, α ...) et les coefficients de transmission $T_\ell^b(E_b)$ et $T_\ell^n(E_n)$ sont calculés par le modèle optique.

De plus, la section efficace intégrée sera donnée par :

$$\sigma_{c'c} = \sigma_{NC}^c \int P_{c'}(E_{c'}) dE_{c'} \quad (\text{I-22})$$

Dans le cas d'une réaction de type $A(n, b)B$ cette section efficace intégrée peut être écrite sous la forme suivante :

$$\sigma_{nb} = \frac{m_n}{m_b} \sigma_{NC}^n \exp\left(\frac{Q_{(n,b)} - V_b}{T}\right) \quad (\text{I-23})$$

Cette équation (I-23) sera donnée aussi dans l'étude systématique dans le chapitre III.

Par conséquent, le modèle statistique d'évaporation montre aussi la dépendance de la section efficace par rapport à l'énergie de la réaction $Q_{(n,b)}$ qui est donnée par : $Q_{(n,b)} = S_n - S_b$ où S_n et S_b sont respectivement les énergies de séparation d'un neutron n et d'une particule b . Ces énergies de séparation seront données par la formule du modèle de la gouttelette de *Myers et Swiatecki* [Mye66] du chapitre III dans l'équation III-16.

c) Modèle de la gouttelette:

Le modèle de la gouttelette de *Myers et Swiatecki* [Mye69] a été développé pour des noyaux légèrement déformés. C'est un modèle qui tient compte de la non uniformité de la densité nucléaire.

Dans ce modèle, il y a trois principales formes d'énergies : une énergie de volume E_v , une énergie de surface E_s et une énergie de Coulomb E_c . L'énergie totale s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 E &= E_v + E_s + E_c \\
 &= \left(-a_1 + j\bar{\delta}^2 - \frac{1}{2}K\bar{\varepsilon}^2 + \frac{1}{2}M\bar{\delta}^4 \right) A + I(a_2 + Q\tau^2 + a_3A^{-1/3})A^{2/3} \\
 &+ c_1 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 + \frac{1}{2}\tau A^{-1/3} \right) - c_2 Z^2 A^{1/3} - c_3 \frac{Z^2}{A} - c_4 \frac{Z^{4/3}}{A^{1/3}}
 \end{aligned} \tag{I-24}$$

où

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{K} \left(-2a_2 A^{-1/3} + L\bar{\delta}^2 + c_1 \frac{Z^2}{A^{4/3}} \right), \quad \tau = \frac{3}{2} \frac{J}{Q} (\bar{\delta} + \bar{\delta}_s), \quad \bar{\delta} = \frac{I + \frac{3}{8} \frac{c_1}{Q} \frac{Z^2}{A^{5/3}}}{1 + \frac{9}{4} \frac{J}{Q} A^{-1/3}},$$

$$\bar{\delta}_s = -\frac{c_1}{12J} \frac{Z}{A^{1/3}}, \quad I = \frac{N-Z}{N+Z}$$

Avec :

$$\begin{array}{lll}
 c_1 = 0.73531, & a_1 = 15.986 \text{ MeV}, & J = 36.5 \text{ MeV}, \\
 c_2 = 0.00016477, & a_2 = 20.76 \text{ MeV}, & Q = 17 \text{ MeV}, \\
 c_3 = 1.30501, & a_3 = 0 \text{ MeV}, & K = 240 \text{ MeV}, \\
 c_4 = 0.56149^3 & & L = 100 \text{ MeV}, \\
 & & M = 0 \text{ MeV}, \\
 & & r_0 = 1.175 \text{ fm},
 \end{array}$$

d) Section efficace de formation du noyau composé:

Aux énergies des neutrons de 14.5MeV , la section efficace de formation du noyau composé peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\sigma_{NC}^n = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{R/\tilde{\lambda}} (2l+1) \approx \pi (R + \tilde{\lambda})^2 \quad (\text{I-25})$$

car les coefficients de transmissions pour les ondes de moments angulaires $l \leq R/\tilde{\lambda}_c$ (avec $\tilde{\lambda} = 1/k_c$ et $R = r_0 A^{1/3}$ (R représente le rayon du noyau composé, A est sa masse et $r_0 = c^{te}$)) au cours de l'interaction sont voisins de l'unité dans le cas des neutrons. Dans le cas des particules chargées, à cause de la hauteur de la barrière Coulombienne V_c entre les deux particules, la section efficace de formation du noyau composé s'écrit sous la forme :

$$\sigma_{NC}^c = \begin{cases} \pi R^2 \left(1 - \frac{V_c}{E_c}\right) & \text{si } E_c > V_c \\ 0 & \text{si } E_c < V_c \end{cases} \quad (\text{I-26})$$

e) Densité de niveaux :

Nous avons vu que le spectre d'énergie des particules émises dans l'équation (I-19) dépend essentiellement des sections efficaces de formations des noyaux composés par un neutron n (σ_{NC}^n) et par une particule b (σ_{NC}^b), et de la densité de niveaux $\rho(J,U)$. Cette dernière joue un rôle déterminant dans le calcul des sections efficaces et des spectres d'énergies des particules émises. D'autre part, les changements des paramètres des densités de niveaux, modifient celles ci de manière exponentielle qui affectent énormément la variation de la section efficace.

Selon *Bethe* [Bet36], l'utilisation de la mécanique statistique était importante afin de calculer la densité de niveaux excités du noyau. Pour un noyau d'énergie d'excitation U et de

spin J , la densité de niveaux $\rho(J,U)$ décrivant les états d'excitations situés dans le continuum est donnée sous la forme suivante :

$$\rho(J,U) = D(J,U)\rho(U) \quad (\text{I-27})$$

où $D(J,U)$ est la distribution de spin donnée par :

$$D(J,U) = \frac{(2J+1)}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3(U)} \exp\left[-\left(J + \frac{1}{2}\right)^2 / 2\sigma^2(U)\right] \quad (\text{I-28})$$

avec $\sigma^2(U) = 0.0888aTA^{2/3}$ désignant le spin de coupure, a représente un paramètre densité de niveaux et T est la température nucléaire donnée par : $T = \sqrt{U/a}$.

Dans la région du continuum, l'observable de la densité de niveaux $\rho(U)$ est décrite généralement sur la base du modèle de gaz de Fermi où elle est donnée par :

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp 2\sqrt{aU}}{U^4 a^4} \quad (\text{I-29})$$

Dans ce travail, deux modèles ont été utilisés pour le calcul de la densité de niveaux $\rho(U)$. Ce sont les modèles de *Gilbert et Cameron* [Gil65] et *Back Shifted Fermi Gas Model (B.S.F.G.M) Dilg et al* [Dil73] tous deux basés sur la théorie du gaz du Fermi.

1) Le modèle de *Gilbert et Cameron* :

Le modèle de *Gilbert et Cameron* [Gil65] consiste à utiliser la formule de la température constante pour les basses énergies d'excitations et la formule du modèle de Gaz de Fermi pour les énergies d'excitations élevées. La formule de la température constante est donnée par :

$$\rho_T(U) = \frac{1}{T} \exp[(U + \Delta - E_0)/T] \quad (\text{I-30})$$

où T est la température nucléaire et E_0 est un facteur de normalisation.

U est reliée à l'énergie d'excitation E par $U = E - \Delta$ où Δ est l'énergie d'appariement.

Pour des noyaux dont le nombre de masse du noyau cible $A \leq 165$, la température nucléaire T est donnée par : $T = 13/\sqrt{A}$, et $T = (0.0125A - 1.0625)13A^{-1/2}$ pour des noyaux dont la masse $A > 165$.

Pour des énergies d'excitations élevées avec $E \geq E_0$, l'expression de la densité de niveaux basée sur le modèle du gaz de *Fermi* est donnée par :

$$\rho_F(U) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2} \sigma(U) U (aU)^{1/4}} \quad (\text{I-31})$$

où a est le paramètre de la densité de niveaux du noyau résiduel, U son énergie d'excitation et $\sigma^2(U) = C_{sc} A^{2/3} \sqrt{aU}$ est le spin de coupure avec C_{sc} une constante égale à 0.146.

2) Le modèle dit “*Back Shifted Fermi Gas Model*” (B.S.F.G.M) :

Selon le modèle *Back Shifted Fermi Gas Model* (B.S.F.G.M) Dilg et al [Dil73] une seule formule décrit la densité de niveaux à toutes les énergies d'excitations et elle est donnée par :

$$\rho(U) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma(U') a^{1/4}} \frac{\exp(\sqrt{2aU'})}{(U' + T)^{5/4}} \quad (\text{I-32})$$

où U' est reliée à l'énergie d'excitation U et à l'énergie d'appariement Δ du noyau résiduel par :

$$U' = U - 2\Delta$$

Noyau pair pair

$$U' = U - \Delta$$

Noyau pair impair

$$U' = U$$

Noyau impair impair

Le spin de coupure est donné par :

$$\sigma^2(U) = 0.015 T A^{5/3} \quad (\text{I-33})$$

La température nucléaire T est définie dans l'équation suivante par :

$$U = aT^2 - T \quad (\text{I-34})$$

où a est le paramètre de la densité de niveaux du noyau résiduel B .

3) Correction de couche :

- Forme d'Ignatyuk [Ign75] du modèle de gaz de Fermi :

Les formules des densités de niveaux données par *Gilbert et Cameron* et *Back shifted Fermi Gas Model* (B.S.F.G.M) *Dilg et al* basées sur le modèle du gaz de Fermi prévoient un espacement équidistant entre niveaux et par conséquent l'utilisation d'un paramètre de densité de niveaux " a " constant pour toute la gamme d'énergie d'excitation. Or, à basses énergies d'excitations les niveaux ne sont pas équidistants l'un par rapport à l'autre que lorsque l'énergie d'excitation est élevée à cause de l'effet de couche. Pour tenir compte de cet effet de couches tout en gardant les mêmes formules, *Ignatyuk* [Ign75] proposa l'utilisation d'un paramètre de densité de niveaux a qui dépend de l'énergie d'excitation et qui tient compte de l'effet de couche par comparaison entre les masses expérimentales et les masses calculées par un modèle ne tenant pas compte de l'effet de couche, soit :

$$a(U) = a_0 [1 + f(U) \delta W / U] \quad (\text{I-35})$$

où a_0 est la valeur asymptotique de a à hautes énergies. L'effet de couches est inclus dans le terme δW qui est déterminé par $\delta W = M_{exp}(Z, A) - M_{ldm}(Z, A)$. M_{exp} est la masse atomique expérimentale du noyau résiduel donnée par les compilations de *K. Tuli* [Tul90], M_{ldm} est la masse atomique calculée par l'expression du modèle de la goutte liquide donnée par :

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

où les constantes a_i sont les paramètres de *Wapstra* [Wap71] et $f(U)$ est reliée à l'énergie d'excitation U du noyau résiduel B par :

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U) \quad (\text{I-36})$$

Avec $\gamma = 0.05 \text{ MeV}$.

Ainsi, ce modèle permet d'introduire la correction de l'effet de couches car il est important à basses énergies, tandis qu'à des énergies plus élevées cette correction n'a pas d'influence et $a(U)$ atteint la valeur asymptotique a_0 . La valeur asymptotique $a(U) \rightarrow a_0$ est donnée par *Ignatyuk et al.* [Ign75] en fonction de la masse A par l'expression suivante:

$$\frac{a_0}{A} = \alpha + \beta A \quad (\text{I-37})$$

où α et β sont des paramètres libres.

f) Modèle optique sphérique :

1. Equation de Schrödinger de diffusion :

En considérant l'interaction entre une particule incidente de masse m_a et de charge Z_a et un noyau cible de masse m_A et de charge Z_A , l'équation de Schrödinger de diffusion est donnée par:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(\vec{r}) - E \right] \psi(\vec{r}) = 0 \quad (\text{I-38})$$

où μ est la masse réduite du système donnée par : $\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}$ et E est l'énergie cinétique

totale dans le système du centre de masse, c'est-à-dire : $E = E_{lab} \frac{m_A}{m_a + m_A} = E_{lab} \frac{\mu}{m_a}$

2. Résolution de l'équation de Schrödinger :

En exécutant la décomposition usuelle en ondes partielles :

$$\psi(\vec{r}) = \psi(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{u_{\ell}(r)}{r} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (\text{I-39}),$$

l'équation d'onde radiale pour un potentiel central sera donnée par :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] u_{\ell}(r) = 0 \quad (\text{I-40})$$

Dans la région interne, l'équation (I-40) a été résolue par un potentiel optique $U(r)$, tandis que dans la région externe où seulement le potentiel Coulombien est présent ($U(r) = 0$), l'équation de Schrödinger devient :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{Z_a Z_A e^2}{r} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] \psi_{\ell}(r) = 0 \quad (\text{I-41})$$

En utilisant les transformations suivantes : $\rho = kr$ et $\eta = \frac{Z_a Z_A e^2}{\hbar k}$, l'équation (I-41) sera donnée par:

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} + 1 - \frac{2E}{\rho} - \frac{\ell(\ell+1)}{\rho} \right] \psi_{\ell}(\rho) = 0 \quad (\text{I-42})$$

La solution générale de cette équation est donnée sous la forme :

$$\psi_{\ell j} = [F_{\ell} + iG_{\ell} + \eta_{\ell j}(F_{\ell} - iG_{\ell})]$$

où les deux solutions indépendantes $F_{\ell}(\rho)$ et $G_{\ell}(\rho)$ sont les fonctions de Coulomb régulière et irrégulière .

3. Potentiel optique :

Le potentiel optique $U(r)$ pour des noyaux de forme sphérique est composé d'un terme réel pour décrire les états de diffusion élastique et d'un terme imaginaire pour décrire les états de diffusion inélastique. Il a été donnée par *Feshbach et al* [Fes54] par :

$$U(r) = V_c(r) - V_r f(r) - i[-4W_s g(r) + W_v f(r)] + \vec{\ell} \cdot \vec{s} C_{so} V_{so} h(r) \quad (\text{I-43})$$

Les termes $V_c(r)$, V_r , W_s , W_v et V_{so} représentent respectivement le potentiel Coulombien, le potentiel réel de volume, le potentiel imaginaire de surface, le potentiel imaginaire de volume et le potentiel spin-orbite.

$f(r)$ est le facteur de forme de Woods- Saxon du potentiel réel donné par :

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_1}{a_1}\right) \right]^{-1} \quad (\text{I-44})$$

avec $R_1 = r_1 A^{1/3}$

$g(r)$ est le facteur de forme surfacique de Woods- Saxon du potentiel imaginaire donné par :

$$g(r) = \exp\left(\frac{r - R_2}{a_2}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{R_2}{a_2}\right) \right]^{-1} \quad (\text{I-45})$$

avec $R_2 = r_2 A^{1/3}$

Ce facteur de forme peut avoir une forme Gaussienne souvent utilisé pour des neutrons à basses énergies c'est-à-dire :

$$g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R_2}{a_2}\right)^{-2}\right] \quad (\text{I-46})$$

avec $R_2 = r_2 A^{1/3}$

Toujours dans la partie imaginaire, $f(r)$ est le facteur de forme volumique de Woods- Saxon du potentiel imaginaire donné par :

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_3}{a_3}\right)\right]^{-1} \quad (\text{I-47})$$

avec $R_3 = r_3 A^{1/3}$

et $h(r)$ est le facteur de forme spin orbite de Thomas donné par :

$$h(r) = \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} = \frac{1}{ra_4} \exp\left(\frac{r-R_4}{a_4}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_4}{a_4}\right)\right]^{-2} \quad (\text{I-48})$$

avec $R_4 = r_4 A^{1/3}$

Les R_i et a_i ($i=1,4$) sont les paramètres géométriques du modèle optique sphérique, c'est-à-dire qu'ils représentent respectivement les rayons réduits et les rayons de diffusivité, et tous les r_i sont constants.

C_{s0} est la longueur d'onde Compton du pion π donnée par :

$$C_{s0} = \left[\frac{\hbar c}{m_\pi c^2}\right]^2$$

Le couplage spin orbite a comme valeur propre :

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

Dépendance en énergie des paramètres :

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

$$V = V_0 + V_1 \times E + V_2 \times E^2 + V_3 \times E^3 + V_4 \ln(E) + V_5 \sqrt{E} \quad (\text{I-49})$$

Les rayons réduits r_i et les rayons de diffusivités a_i peuvent avoir aussi une dépendance linéaire en énergie : $r_i = r_i^0 + r_i^1 \times E$, et $a_i = a_i^0 + a_i^1 \times E$, $i = 1,4$

Les profondeurs de chaque potentiel, les rayons réduits et les rayons de diffusivité sont calculés à l'aide d'un programme numérique en utilisant le code (Scat2) de *Bersillon* [Ber92].

4. Coefficients de transmissions :

Les coefficients de transmission $T_{\ell j}$ sont obtenus par résolution de l'équation de Schrödinger en égalisant les rapports des fonctions d'onde interne $u_{\ell j}$ où le potentiel

Coulombien est donné par $V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right)$ ($r \leq R_c$) ($R_c = r_0 A^{1/3}$) et

externe $\psi_{\ell j}$ où le potentiel optique est nul donné par $V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ ($r > R_c$) avec leurs

dérivées, c'est-à-dire :

$$\frac{u'_{\ell j}}{u_{\ell j}} = \frac{\psi'_{\ell j}}{\psi_{\ell j}} \quad (\text{I-50})$$

Par conséquent, nous pouvons déterminer l'élément de matrice de diffusion $\eta_{\ell j}$ relié au déphasage de la fonction d'onde sortante $\delta_{\ell j}$ c'est-à-dire :

$$\eta_{\ell j} = \frac{(u'_{\ell j} F_{\ell} - u_{\ell j} F'_{\ell}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})}{(u_{\ell j} F'_{\ell} - u'_{\ell j} F_{\ell}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})} = \exp(2i\delta_{\ell j}) \quad (\text{I-51})$$

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.

Les coefficients de transmission sont déterminés à partir de l'élément de matrice $\eta_{\ell j}$ par :

$$T_{\ell j}(E) = 1 - |\eta_{\ell j}|^2 \quad (\text{I-52})$$

Ces coefficients de transmission sont utilisés pour calculer les quantités physiques telles que les sections efficaces totale et élastique, et la section efficace de réaction ainsi que les rayons de diffusion pour des neutrons à basses énergies.

Pour des particules de spin 1/2, les coefficients de transmission sont donnés par :

$$T_{\ell} = \frac{(\ell + 1)T_{\ell}^{j=\ell+1/2} + \ell T_{\ell}^{j=\ell-1/2}}{2\ell + 1} \quad (\text{I-53})$$

Pour des particules incidentes de spin 1 les coefficients de transmission sont donnés par :

$$T_{\ell} = \frac{(2\ell + 3)T_{\ell}^{j=\ell+1} + (2\ell + 1)T_{\ell}^{j=\ell} + (2\ell - 1)T_{\ell}^{j=\ell-1}}{3(2\ell + 1)} \quad (\text{I-54})$$

Plus généralement, pour une particule incidente de spin s , les coefficients de transmission de moment angulaire j sont donnés par :

$$T_{\ell} = \frac{1}{(2s + 1)(2\ell + 1)} \sum_{j=|\ell-s|}^{\ell+s} (2j + 1) T_{\ell j} \quad (\text{I-55})$$

5. Distributions angulaires:

a) Neutrons :

Dans une diffusion élastique, la distribution angulaire des neutrons (faisceau non polarisé) est donnée par :

$$\frac{d\sigma_E}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 \quad (\text{I-56})$$

où les amplitudes de diffusion sont déterminés par :

$$A(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left[(\ell+1)(1-\eta_{\ell}^{j=\ell+1/2}) + \ell(1-\eta_{\ell}^{j=\ell-1/2}) \right] P_{\ell}(\cos\theta) \quad (\text{I-57})$$

et

$$B(\theta) = \frac{-i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left[\eta_{\ell}^{j=\ell+1/2} - \eta_{\ell}^{j=\ell-1/2} \right] P_{\ell}^1(\cos\theta) \quad (\text{I-58})$$

La polarisation de la particule diffusée est donnée par :

$$P(\theta) = \frac{2 \operatorname{Im}[A(\theta)B^*(\theta)]}{|A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2} \quad (\text{I-59})$$

b) Particules alpha et particules chargées de spin 0 :

Pour les particules alpha et les particules chargées de spin 0, la distribution angulaire est donnée par :

$$\frac{d\sigma_E}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 \quad (\text{I-60})$$

avec l'expression $A(\theta)$ donnée par :

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\sigma_{\ell}} (2\ell+1)(1-\eta_{\ell}) P_{\ell}(\cos\theta) \quad (\text{I-61})$$

où $f_c(\theta)$ est l'amplitude de diffusion Coulombienne. Elle est donnée par l'expression suivante :

$$f_c(\theta) = \frac{-\eta}{2k \sin^2 \theta / 2} \exp[-i\eta \ln(\sin^2 \theta / 2) + 2i\sigma_0] \quad (\text{I-62})$$

Les σ_{ℓ} représentent les déphasages Coulombiens et ils sont donnés par :

$$\sigma_{\ell} = \arg \Gamma(\ell + 1 + i\eta) \quad (\text{I-63})$$

Ces déphasages Coulombiens sont calculés à partir de la relation de récurrence suivante :

$$\sigma_{\ell} = \sigma_{\ell-1} + a \tan(\eta / \ell) \quad (\text{I-64})$$

avec la valeur initiale

$$\sigma_0 = \arg \Gamma(1 + i\eta) \quad (\text{I-65})$$

c) Les protons et les particules chargées de spin 1/2:

Dans le cas des protons et des particules chargées de spin 1/2, la distribution angulaire s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma_E}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 + |B(\theta)|^2 \quad (\text{I-66})$$

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

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\sigma_\ell} \left[(\ell+1)(1-\eta_\ell^{j=\ell+1/2}) + \ell(1-\eta_\ell^{j=\ell-1/2}) \right] P_\ell(\cos\theta) \quad (\text{I-67})$$

et

$$B(\theta) = \frac{-i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\sigma_\ell} (\eta_\ell^{j=\ell+1/2} - \eta_\ell^{j=\ell-1/2}) P_\ell^1(\cos\theta) \quad (\text{I-68})$$

Chapitre II

Calcul des sections efficaces dans le cadre du modèle statistique d'évaporation

II. 1 Introduction :

L'objet de cette étude, est la contribution du modèle théorique avec les réactions émettant une structure à trois nucléons tels que les types de réactions $(n, {}^3\text{He})$. En effet, des travaux faits par *Qaim* [Qai78] sur les réactions $(n, {}^3\text{He})$ à l'énergie des neutrons incidents de 14 MeV ont conclu que cette structure à trois nucléons présente des sections efficaces plus faibles par rapport à celles des réactions de type (n, t) données par *Valkovic* [Val64], (n, p) données par *Qaim* [Qai81] et *Konobeyev* [Kon95] et (n, α) données par *Konobeyev* [Kon95]. De plus, un manque de données expérimentales considérables a été remarqué à cause des difficultés techniques rencontrées lors des mesures de ces réactions.

Les sections efficaces des réactions de type $(n, {}^3\text{He})$ étaient mesurées par la méthode d'activation neutronique par le groupe de Jülich en 1974 [Qai74] où elles étaient comprises entre 2 et 10 μb . D'où, la probabilité de l'émission des particules complexes des réactions nucléaires à basses et moyennes énergies est généralement très faible et parmi les résultats des 14 réactions de *Qaim* [Qai78] et *Forrest* [For86] que nous possédons, quelques résultats expérimentaux sur la cible du noyau du niobium ont pu être relevés sur une gamme d'énergie allant de 14.6 MeV à 20 MeV [Qai74], [Bra63] et [Dik74]. Les résultats expérimentaux de la réaction du niobium sont montrés dans la figure 1. où ils sont comparés par rapport à ceux calculés par le modèle statistique d'évaporation de *Hauser et Feshbach* [Hau52]. Les courbes expérimentale et théorique différent d'un facteur supérieur à 10^2 sur toute la gamme d'énergie s'étalant de 0.1 à 20 MeV. Apparemment, la contribution du processus du modèle statistique d'évaporation est faible et les interactions directes jouent un rôle important.

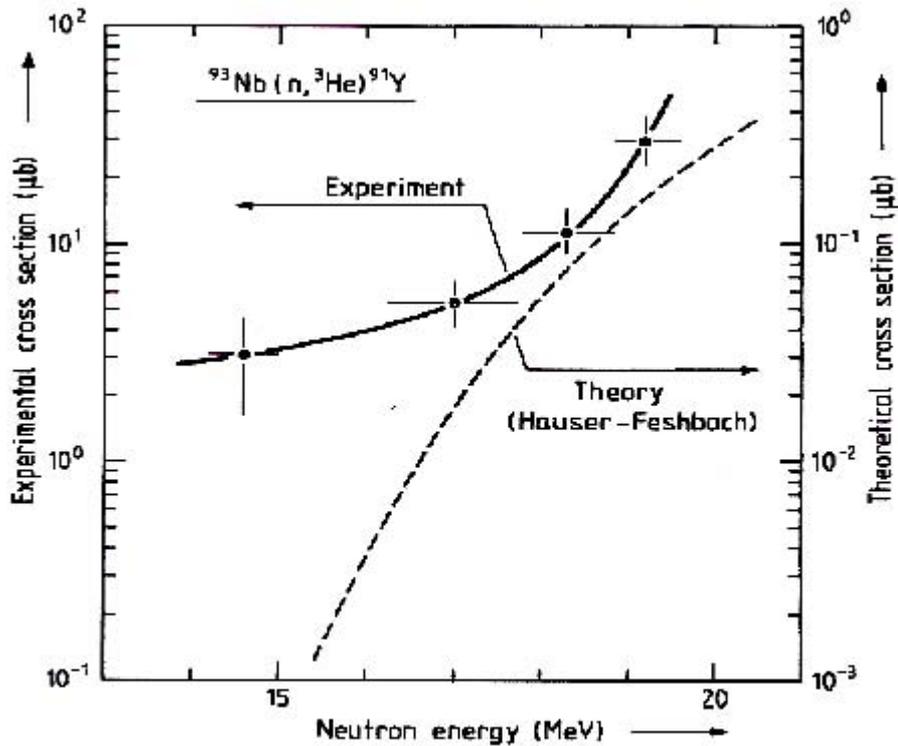


Figure 1. Fonction d'excitation de la réaction du niobium.

Pour les autres 13 réactions nucléaires de type $(n, {}^3\text{He})$ que nous possédons c'est-à-dire ${}^{41}\text{K}(n, {}^3\text{He}){}^{39}\text{Cl}$, ${}^{45}\text{Sc}(n, {}^3\text{He}){}^{43}\text{K}$, ${}^{59}\text{Co}(n, {}^3\text{He}){}^{57}\text{Mn}$, ${}^{63}\text{Cu}(n, {}^3\text{He}){}^{61}\text{Co}$, ${}^{75}\text{As}(n, {}^3\text{He}){}^{73}\text{Ga}$, ${}^{103}\text{Rh}(n, {}^3\text{He}){}^{101}\text{Tc}$, ${}^{109}\text{Ag}(n, {}^3\text{He}){}^{107}\text{Rh}$, ${}^{133}\text{Cs}(n, {}^3\text{He}){}^{131}\text{I}$, ${}^{142}\text{Ce}(n, {}^3\text{He}){}^{140}\text{Ba}$, ${}^{159}\text{Tb}(n, {}^3\text{He}){}^{157}\text{Eu}$, ${}^{169}\text{Tm}(n, {}^3\text{He}){}^{167}\text{Ho}$, ${}^{181}\text{Ta}(n, {}^3\text{He}){}^{179}\text{Lu}$ et ${}^{187}\text{Re}(n, {}^3\text{He}){}^{185}\text{Ta}$ nous avons remarqué qu'il y a un manque de données expérimentales considérables lequel ne nous a pas permis de juger un modèle théorique. Néanmoins, des travaux antérieurs sur la réaction (n, t) où quelques points expérimentaux ont pu être mesurés sur une gamme d'énergie allant de l'énergie de 14MeV à 20MeV pour une gamme de noyaux dont le nombre de masse A est compris entre 27 et 181 [Mcl88], [Qai87], [Lis88], [Suh86], [Suh88], [Qai82] et [Wöl90] et où les fonctions d'excitations ont été calculées par le modèle statistique d'évaporation nous ont permis de faire la contribution de ce modèle théorique car, étant donné que le tritium et

l'hélium3 sont des noyaux miroirs, et en négligeant l'interaction Coulombienne, les fonctions d'excitations des réactions de type $(n, {}^3\text{He})$ se comportent de la même façon que celles des réactions de type (n, t) .

II. 2 Calcul de la section efficace :

L'étude des réactions nucléaires $(n, {}^3\text{He})$ a été basée sur le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf et Ewing* [Wei40]. Ce dernier permet de calculer la section efficace totale de la réaction et le spectre d'énergie des particules émises. Le calcul basé sur l'équation (I-19) a été effectué en utilisant un programme numérique du laboratoire de physique nucléaire écrit en fortran 77. Les sections efficaces ont été calculées pour des niveaux se situant dans le continuum dans des intervalles d'énergie allant de 0.1 à 20MeV .

Les formules de *Back shifted Fermi Gas Model (B.S.F.G.M)* Dilg et al [Dil73] et *Gilbert et Cameron* [Gil65] ont été utilisées pour le calcul de la densité de niveaux. Les paramètres du modèle optique choisis de *Wilmore-Hodgson* [Wil64] et de *Becchetti et Greenlees* [Bec69] pour les neutrons, de *Perey* [Per63] pour les protons, de *Becchetti et Greenlees* pour les particules d'hélium3 et de *Mac Fadden et Sacthler* [Mac66] pour les particules alpha sont présentés dans les tableaux I, II, III, IV, V, VI et VII dans l'annexe A. Ces paramètres nous ont permis de calculer les coefficients de transmission en utilisant le code Scat2 de *Bersillon* [Ber92].

A basses énergies des neutrons incidents ($E_n \leq 5\text{MeV}$), les coefficients de transmission des particules chargées sont faibles en raison des barrières Coulombiennes. Aux énergies élevées ($E_n > 5\text{MeV}$), ils tendent à approcher des valeurs comprises entre 0.8 et 1. D'autre part, les densités de niveaux augmentent exponentiellement avec l'augmentation de l'énergie.

Le modèle optique nous a permis aussi d'obtenir les sections efficaces différentielles de diffusion élastique grâce aux paramètres choisis. Le choix des paramètres du modèle optique et de la densité de niveaux nous ont permis de calculer les fonctions d'excitations des 14 réactions de *Qaim* [Qai78] et *Forrest* [For86] que nous possédons à l'énergie des neutrons incidents de 14.5MeV et dont le nombre de masse du noyau cible est compris entre 41 et 187 .

II. 3 Résultats et discussions :

Les données expérimentales de *Qaim* [Qai78] et *Forrest* [For86] aussi bien que les sections efficaces calculées dans ce travail pour les réactions de type $(n, {}^3He)$ sont données dans le tableau IX avec le Q de réaction correspondant (les valeurs de chacune des Q de réactions ont été calculées en utilisant les masses atomiques expérimentales tirées des tabulations de *Tulli* [Tul90]).

Pour une éventuelle interprétation, nous tenons à considérer les points suivants :

- Toutes les valeurs des Q de réactions sont négatives, il s'agit des réactions à seuil élevé qui laissent le noyau résiduel dans une énergie d'excitation ne permettant pas l'émission d'une particule secondaire (absence des réactions de type $(n, {}^3Hen')$). Les valeurs des sections efficaces calculées dépendent en majeure partie de la contribution des réactions $(n, {}^3He)$ qui sont en bon accord avec celles mesurées avec une faible contribution des réactions de types (n, dp) et $(n, n2p)$.

- Les fonctions d'excitation des 14 réactions sont montrées dans les figures 2. à 15. et elles ont été prises dans une gamme d'énergie allant de l'énergie seuil comprise entre 10.7 MeV et 13.5 MeV jusqu'à 20.0 MeV.

- Deux modèles ont été choisis pour le calcul de la densité de niveaux : le modèle *Back Shifted Fermi Gas Model (B.S.F.G.M) Dilg et al* [Dil73] a été utilisé pour les réactions ${}^{41}K(n, {}^3He){}^{39}Cl$, ${}^{45}Sc(n, {}^3He){}^{43}K$, ${}^{59}Co(n, {}^3He){}^{57}Mn$, ${}^{75}As(n, {}^3He){}^{73}Ga$, ${}^{93}_{41}Nb(n, {}^3He){}^{91}Y$, ${}^{103}Rh(n, {}^3He){}^{101}Tc$, ${}^{109}Ag(n, {}^3He){}^{107}Rh$, ${}^{133}Cs(n, {}^3He){}^{131}I$ et ${}^{169}_{69}Tm(n, {}^3He){}^{167}Ho$, et le modèle *Gilbert et Cameron* [Gil65] basé sur la théorie du gaz du Fermi a été utilisé pour les réactions ${}^{63}Cu(n, {}^3He){}^{61}Co$, ${}^{142}Ce(n, {}^3He){}^{140}Ba$, ${}^{159}Tb(n, {}^3He){}^{157}Eu$, ${}^{181}Ta(n, {}^3He){}^{179}Lu$ et ${}^{187}Re(n, {}^3He){}^{185}Ta$. Cette sélection de modèles a été choisie afin d'avoir un bon accord entre notre calcul théorique et les données expérimentales de *Qaim* [Qai78] et *Forrest* [For86] à l'énergie des neutrons incidents de 14.5 MeV.

De plus, les sections efficaces sont très sensibles aux choix des paramètres α et β de la valeur asymptotique a_0 de la densité de niveaux d' *Ignatyuk* [Ign75] dans l'équation (I-37), nous nous sommes basés surtout sur la sélection de ces paramètres afin d'avoir des sections efficaces théoriques en bon accord avec celles mesurées des 14 réactions de *Forrest*.

D'où toutes les fonctions d'excitations ont été calculées à partir des paramètres α et β choisis qui sont présentés dans le tableau VIII suivant :

Tableau VIII :

Réactions	Paramètres		Modèle de la densité de niveaux
	α	β	
${}^{41}_{19}K(n, {}^3He){}^{39}Cl$	0.001	5×10^{-5}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{59}_{27}Co(n, {}^3He){}^{57}Mn$	0.001	5×10^{-5}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{133}_{55}Cs(n, {}^3He){}^{131}I$	0.001	5×10^{-5}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{75}_{33}As(n, {}^3He){}^{73}Ga$	0.01	1×10^{-7}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{103}_{45}Rh(n, {}^3He){}^{101}Tc$	0.01	1×10^{-7}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{45}_{21}Sc(n, {}^3He){}^{43}K$	0.036	1×10^{-5}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{63}_{29}Cu(n, {}^3He){}^{61}Co$	0.036	1×10^{-5}	<i>Gilbert et Cameron</i>
${}^{93}_{41}Nb(n, {}^3He){}^{91}Y$	0.036	1×10^{-5}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{109}_{47}Ag(n, {}^3He){}^{107}Rh$	0.0015	1×10^{-7}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{142}_{58}Ce(n, {}^3He){}^{140}Ba$	0.0015	1×10^{-7}	<i>Gilbert et Cameron</i>
${}^{159}_{65}Tb(n, {}^3He){}^{157}Eu$	0.0015	1×10^{-7}	<i>Gilbert et Cameron</i>
${}^{169}_{69}Tm(n, {}^3He){}^{167}Ho$	0.0015	1×10^{-7}	<i>B.S.F.G.M</i>
${}^{181}_{73}Ta(n, {}^3He){}^{179}Lu$	0.0015	1×10^{-7}	<i>Gilbert et Cameron</i>
${}^{187}_{75}Re(n, {}^3He){}^{185}Ta$	0.0015	1×10^{-7}	<i>Gilbert et Cameron</i>

**a) Comparaisons des sections efficaces calculées avec celles
données expérimentalement à l'énergie des neutrons incidents de 14.5MeV :**

Les 14 réactions présentent des énergies seuils d'ordre de grandeur de 10.7MeV à 13.5MeV. Dans le tableau IX., les sections efficaces calculées sont dans la majorité en bon accord avec celles données par *Qaim* [Qai78] et *Forrest* [For86]. Les fonctions d'excitations présentées dans les figures 2. à 15. décrivent bien les sections efficaces mesurées autour de 14 MeV.

Tableau IX :

Réactions		Valeurs de Q calculées (MeV)	Sections efficaces calculées (μb) (Scat2 [Ber92] et programme numérique du laboratoire de physique nucléaire)	Sections efficaces mesurées (μb) ([Qai78], [For86])
1)	${}_{19}^{41}K(n, {}^3H_e){}^{39}Cl$	-12.616	5.93	6 ± 3
2)	${}_{21}^{45}Sc(n, {}^3H_e){}^{43}K$	-11.336	6.76	8.6 ± 4
3)	${}_{27}^{59}Co(n, {}^3H_e){}^{57}Mn$	-11.599	4.17	4.7 ± 2.2
4)	${}_{29}^{63}Cu(n, {}^3H_e){}^{61}Co$	-9.541	3.79	3.8 ± 1.9
5)	${}_{33}^{75}As(n, {}^3He){}^{73}Ga$	-10.19	4.04	4.05 ± 2.2
6)	${}_{41}^{93}Nb(n, {}^3He){}^{91}Y$	-7.721	3.55	3.1 ± 1.5
7)	${}_{45}^{103}Rh(n, {}^3He){}^{101}Tc$	-8.574	1.44	2.0 ± 0.6
8)	${}_{47}^{109}Ag(n, {}^3H_e){}^{107}Rh$	-8.719	10.48	10.5 ± 5
9)	${}_{55}^{133}Cs(n, {}^3He){}^{131}I$	-7.489	2.85	3.05 ± 0.5
10)	${}_{58}^{142}Ce(n, {}^3H_e){}^{140}Ba$	-8.129	2.51	3.3 ± 1.3
11)	${}_{65}^{159}Tb(n, {}^3He){}^{157}Eu$	-6.93	6.29	5.2 ± 2.0
12)	${}_{69}^{169}Tm(n, {}^3He){}^{167}Ho$	-5.85	12.15	7.5 ± 3.75
13)	${}_{73}^{181}Ta(n, {}^3He){}^{179}Lu$	-6.194	2.32	3.2 ± 1.45
14)	${}_{75}^{187}Re(n, {}^3He){}^{185}Ta$	-6.68	1.56	4 ± 3

Figure 2.

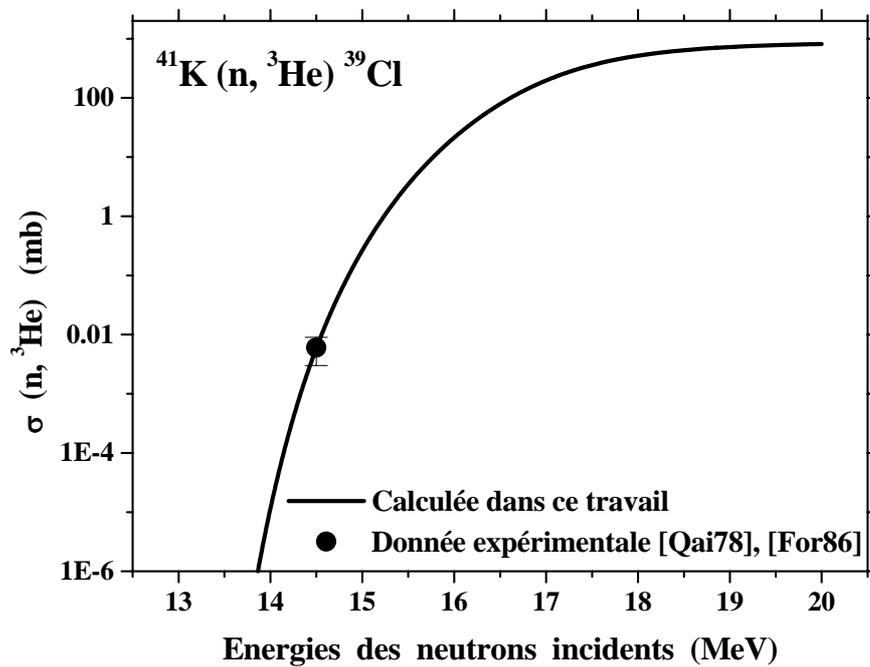


Figure 3.

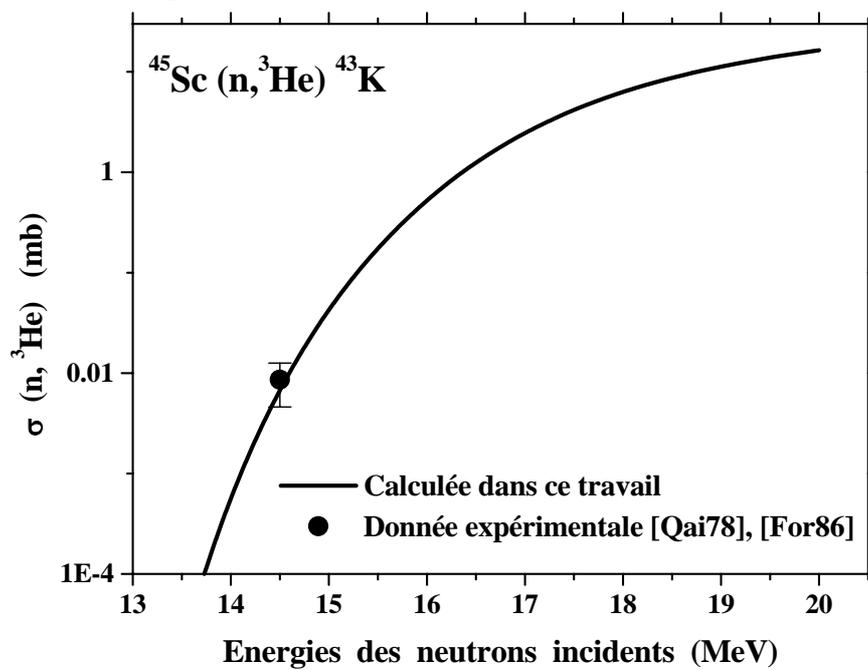


Figure 4.

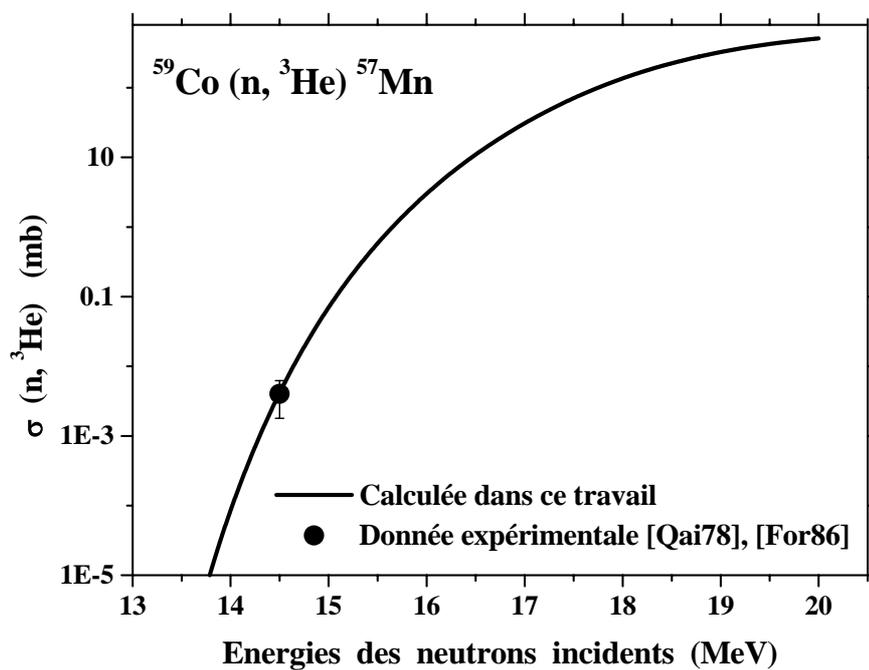


Figure 5.

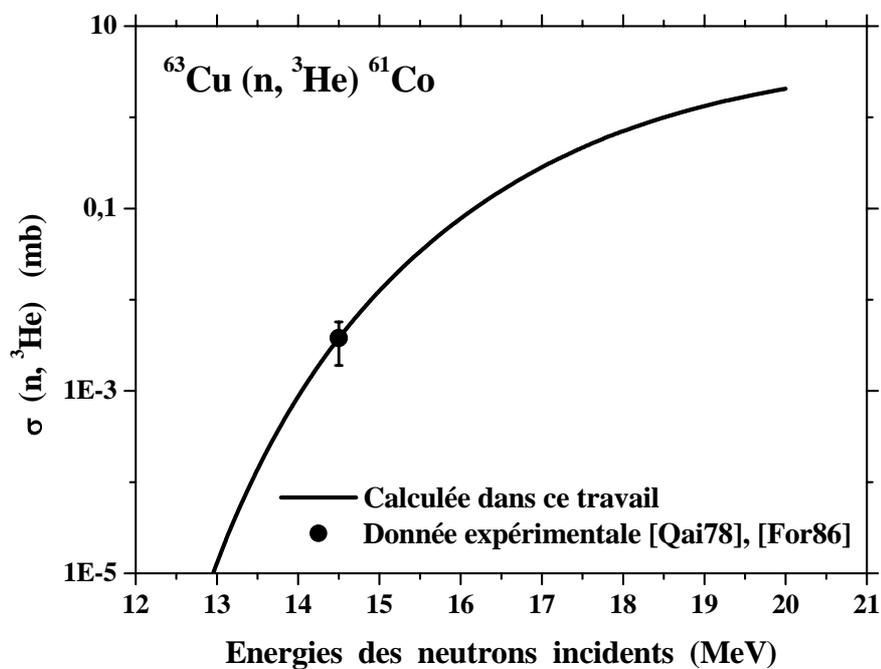


Figure 6.

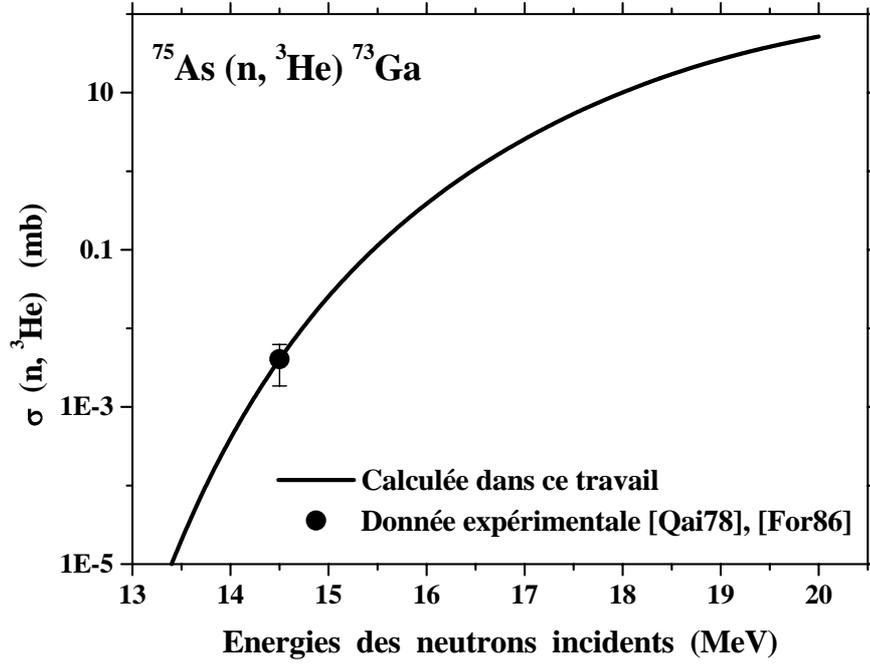


Figure 7.

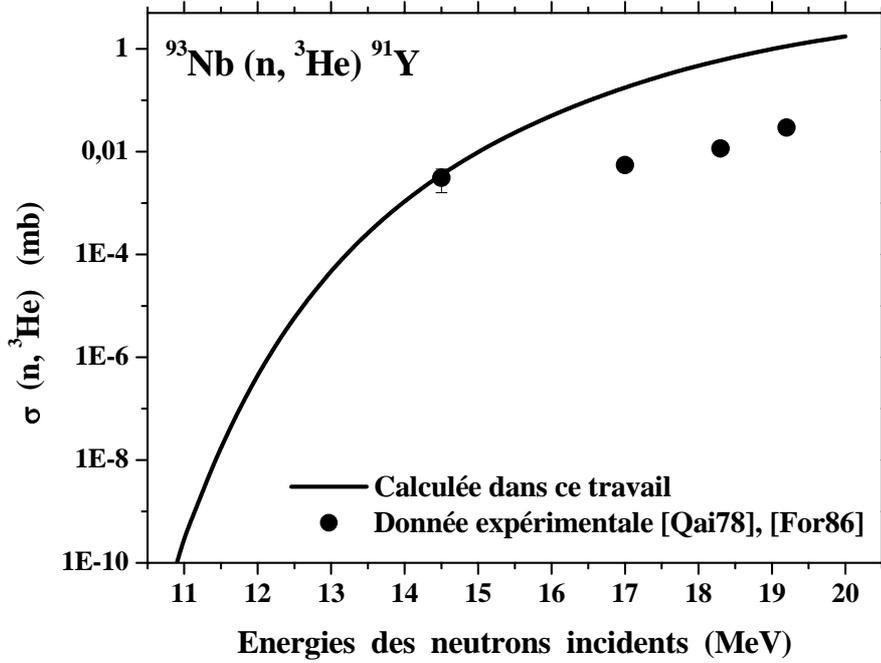


Figure 8.

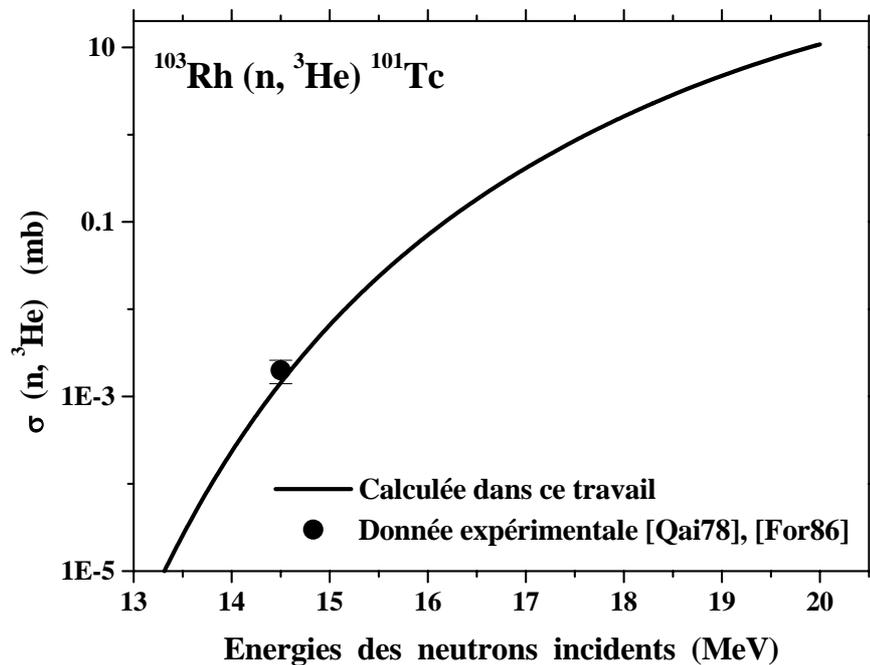


Figure 9.

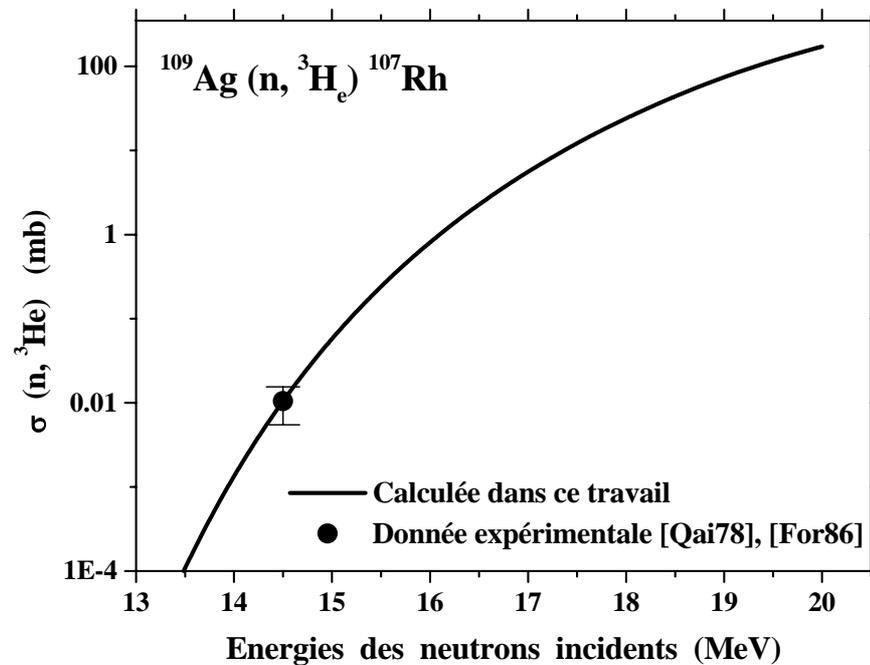


Figure 10.

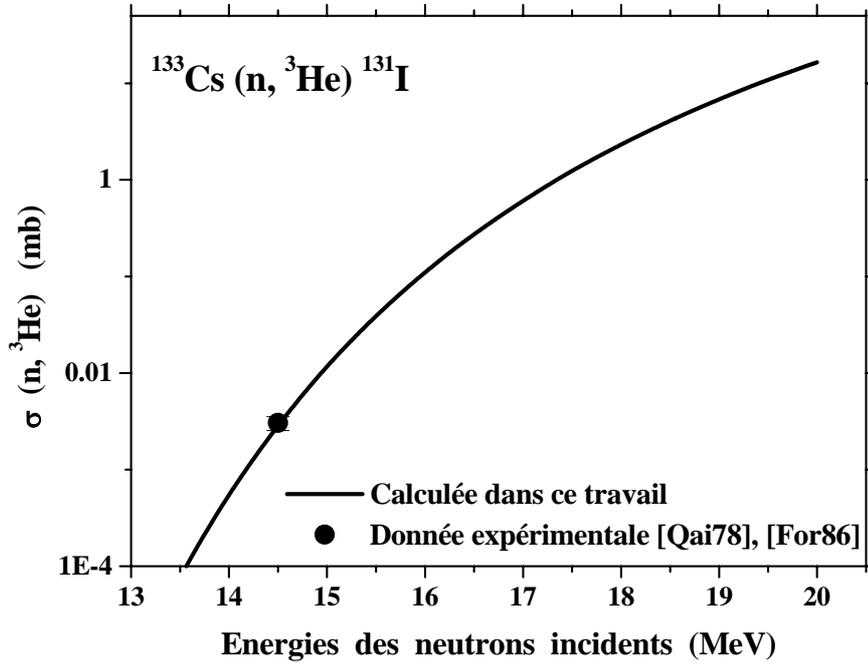


Figure 11.

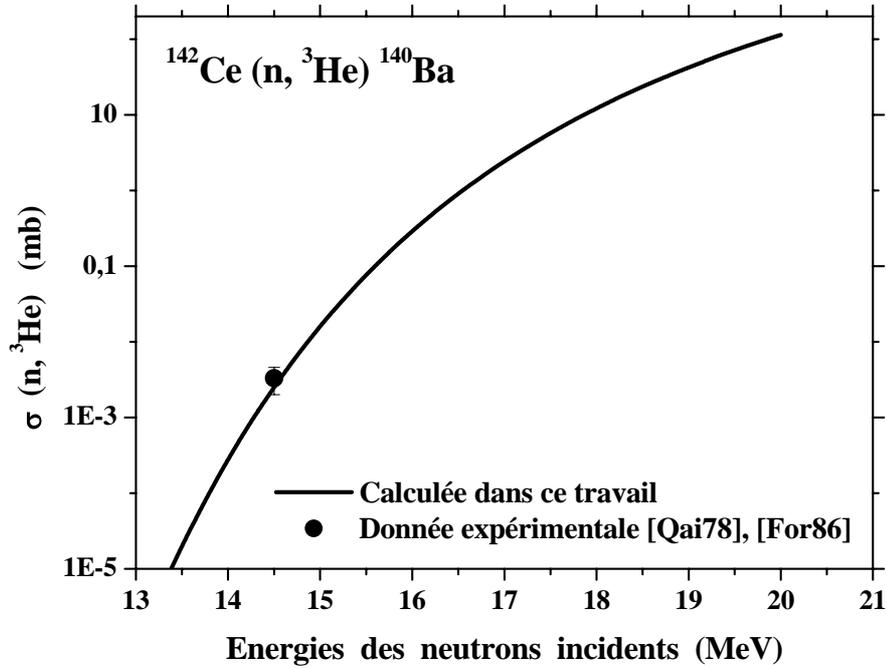


Figure 12.

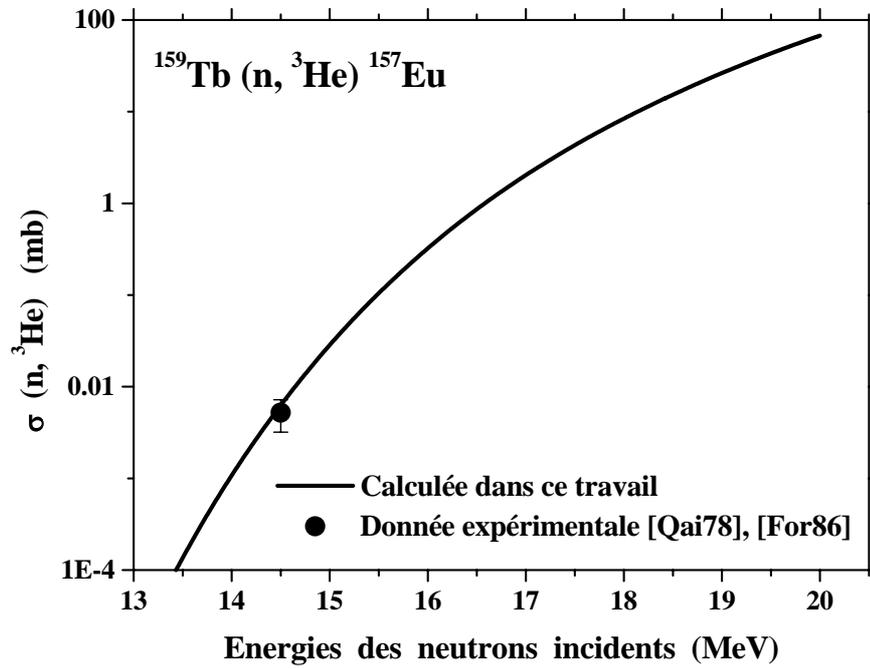


Figure 13.

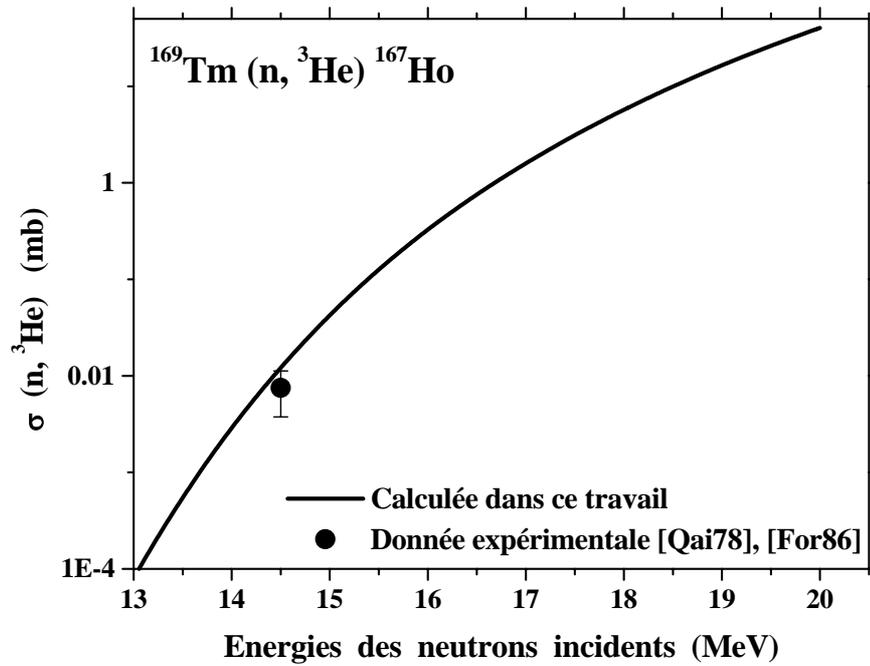


Figure 14.

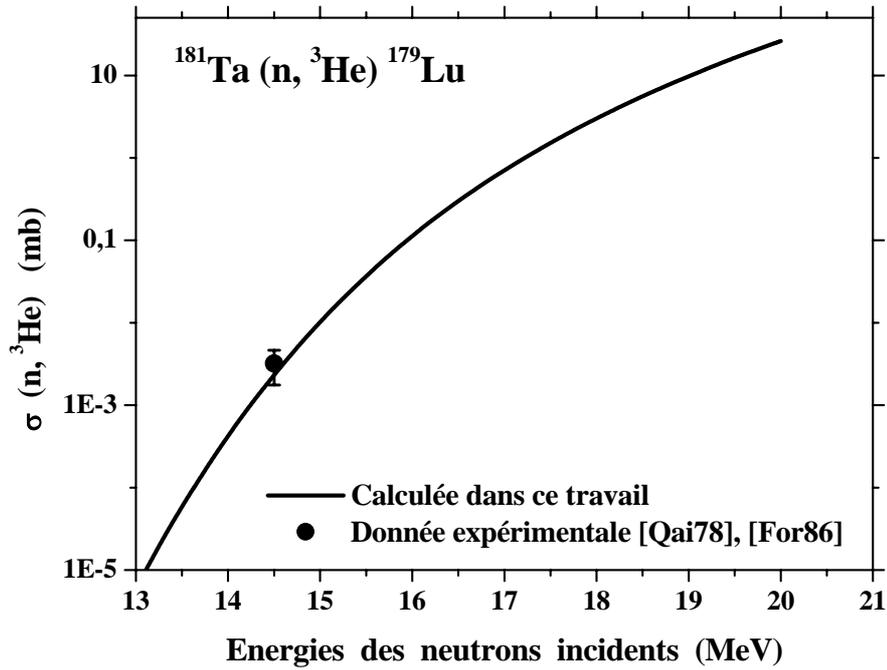
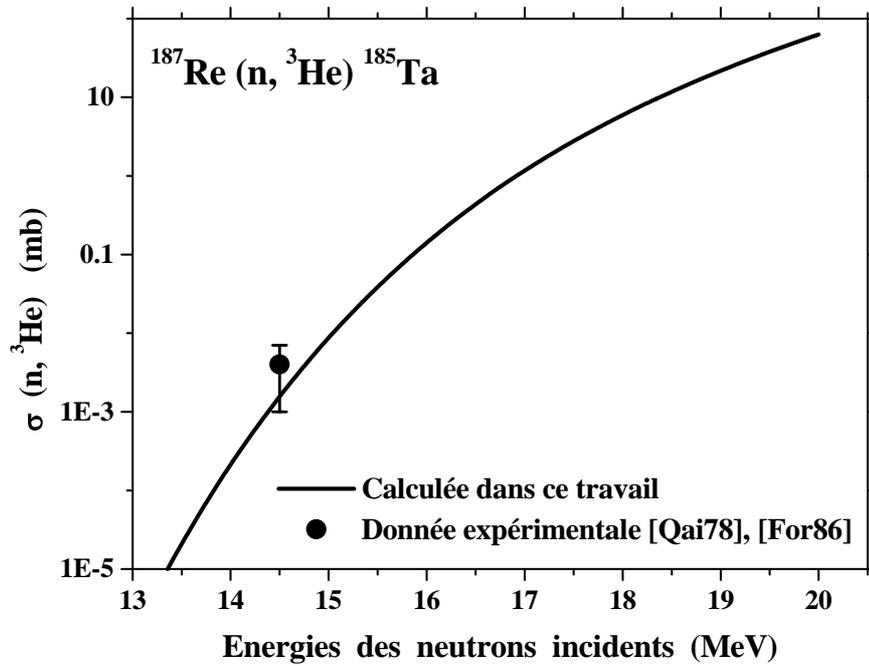


Figure 15.



b) Réactions ($n, {}^3\text{He}$) :

Nous remarquons que dans toutes les réactions (à l'exception celle du niobium), un manque de données expérimentales considérables ne nous a pas permis de montrer la bonne contribution du modèle.

- les figures 2., 3. et 4. montrent des fonctions d'excitations qui augmentent rapidement à partir de l'énergie seuil $E_s = 13.5\text{MeV}$ pour la réaction ${}^{41}\text{K}(n, {}^3\text{He}){}^{39}\text{Cl}$, $E_s = 12.6\text{MeV}$ pour la réaction ${}^{45}\text{Sc}(n, {}^3\text{He}){}^{43}\text{K}$ et $E_s = 13.1\text{MeV}$ pour la réaction ${}^{59}\text{Co}(n, {}^3\text{He}){}^{57}\text{Mn}$, et au-delà de 14.5MeV elles accroissent faiblement ensuite elles atteignent une saturation jusqu'à 20MeV . En effet, à partir de cette énergie seuil, il y a émission de l'hélium3 et le noyau résiduel est fortement excité. Quand l'énergie d'excitation du noyau résiduel dépasse l'énergie de séparation d'un neutron, d'un proton ou d'une particule α , l'émission de ces particules peut y avoir lieu à partir du noyau résiduel qui fait diminuer la section efficace de la réaction ($n, {}^3\text{He}$) et les réactions de type ($n, {}^3\text{He}n'$), ($n, {}^3\text{He}p$) et ($n, {}^3\text{He}\alpha$) commencent à apparaître. Pour le cas de nos réactions considérées, l'énergie d'excitation n'est pas suffisante pour que ces dernières puissent se produire et par conséquent, la saturation reste inchangée dans les trois cas de figures.

- Dans la figure 7., la fonction d'excitation de la réaction ${}^{93}\text{Nb}(n, {}^3\text{He}){}^{91}\text{Y}$ a le même comportement que celui de *Hauser et Feshbach* [Hau52] présentée dans la figure 1. Dans notre cas, la fonction d'excitation de la réaction du niobium montre un bon accord entre notre calcul et la donnée expérimentale à l'énergie des neutrons incidents de 14.5MeV , puis au-delà de cette énergie jusqu'à 20MeV il y a un désaccord plus ou moins important par rapport à notre calcul et les données expérimentales. Grâce au nombre de points expérimentaux que présente cette réaction, nous pouvons conclure que ce désaccord est dû probablement aux choix du mécanisme de la réaction et qui pourra être celui de la réaction directe comme nous l'avons vu dans la figure 1.

- Dans la figure 13. de la réaction du thulium, nous avons un léger désaccord entre notre calcul et la donnée expérimentale. Ce désaccord est du probablement aux choix des

paramètres du modèle optique unifiés pour toutes les réactions et aux choix des paramètres de la densité de niveaux unifiés aussi avec certaines réactions.

- Dans le cas de la réaction du rhénium (figure 15.), nous constatons aussi que la fonction d'excitation augmente à partir de l'énergie seuil à 11.7MeV , puis elle continue son augmentation situant au-delà de 20MeV . Dans ce cas de figure, nous voyons bien que notre calcul est en dessous de la donnée expérimentale et donc la contribution du modèle statistique diminue quand le nombre de masse A du noyau cible augmente en même temps avec l'énergie des neutrons incidents. Par conséquent, il y a un autre processus qui entre en compétition avec le modèle d'évaporation qui peut être le processus de pré équilibre, c'est-à-dire que l'émission d'une particule a eu lieu lors de la réaction avant que l'équilibre du noyau composé ne soit établi.

- Pour le reste des autres réactions c'est-à-dire : ${}^{63}_{29}\text{Cu}(n, {}^3\text{He}){}^{61}\text{Co}$, ${}^{75}_{33}\text{As}(n, {}^3\text{He}){}^{73}\text{Ga}$, ${}^{103}_{45}\text{Rh}(n, {}^3\text{He}){}^{101}\text{Tc}$, ${}^{109}_{47}\text{Ag}(n, {}^3\text{He}){}^{107}\text{Rh}$, ${}^{133}_{55}\text{Cs}(n, {}^3\text{He}){}^{131}\text{I}$, ${}^{142}\text{Ce}(n, {}^3\text{He}){}^{140}\text{Ba}$, ${}^{159}_{65}\text{Tb}(n, {}^3\text{He}){}^{157}\text{Eu}$ et ${}^{181}_{73}\text{Ta}(n, {}^3\text{He}){}^{179}\text{Lu}$ nous constatons que les sections efficaces augmentent avec l'énergie incidente sans atteindre le maximum. Le maximum des fonctions d'excitations augmente avec l'énergie incidente comme il a été montré dans un travail antérieur par Belgaid [Bel99]. De plus, l'apparition des voies de réactions de type $(n, {}^3\text{He}n')$ qui font diminuer la section efficace $\sigma_{(n, {}^3\text{He})}$ n'est pas énergétiquement possible. Dans ces conditions, la section efficace $\sigma_{(n, {}^3\text{He})}$ continue son augmentation vers le maximum situant au-delà de 20MeV , sans être interrompue par une diminution due à l'ouverture des voies d'évaporation.

Grâce aux travaux antérieurs sur la réaction (n, t) que nous avons déjà mentionné ci-dessus dans notre introduction du chapitre II, le modèle statistique d'évaporation reproduit très bien les fonctions d'excitations pour des noyaux légers dont la masse $A < 59$. Nous en concluons que uniquement les fonctions d'excitations des réactions du potassium et du scandium contribuent au modèle statistique d'évaporation. Pour toutes les autres réactions que nous possédons dont le nombre de masse A du noyau cible est compris entre 59 et 181, le

processus de mécanisme de la réaction directe joue un rôle très important pour ce type de réaction ($n, {}^3\text{He}$).

Cependant, lorsque la masse A du noyau cible est supérieure à 181 comme nous avons vu dans le cas de la réaction du rhénium, le processus du pré équilibre devient important.

Chapitre III

Etudes systématiques des sections efficaces des réactions

$(n, {}^3\text{He})$ pour des neutrons de 14.5 MeV

III. 1 Introduction :

Le calcul des sections efficaces lié aux réactions nucléaires productrices des gaz d'Hydrogène et d'Hélium, est d'importance primordiale en technologie des réacteurs, particulièrement dans l'estimation du taux d'endommagement dû aux radiations nucléaires, dans le calcul du taux de transmutation nucléaire et dans l'évaluation de la chaleur nucléaire. Comme il a été montré dans le chapitre précédent, le calcul basé sur les modèles théoriques nécessite beaucoup de paramètres à analyser et à introduire et un temps d'exécution très long. Cependant, les évaluations rapides basées sur les études systématiques sont très pratiques et permettent de déterminer rapidement les sections efficaces qui ne peuvent pas être mesurées.

Basées sur des modèles théoriques et les données expérimentales disponibles, ces études systématiques permettent d'obtenir des formules semi empiriques qui dépendent implicitement du nombre de neutrons N et de protons Z du noyau cible.

En se basant sur le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf et Ewing* [Wei40] et le modèle de la gouttelette de *Myers et Swiatecki* [Mye66], une étude systématique de la section efficace de la réaction $(n, {}^3\text{He})$ a été réalisée, afin d'aboutir à une nouvelle formule semi empirique permettant une détermination rapide des sections efficaces des réactions de type $(n, {}^3\text{He})$ induites par des neutrons de 14.5 MeV. Cette nouvelle formule dépend seulement des nombres de masse A et des nombres de charge Z , afin de systématiser les sections efficaces des réactions $(n, {}^3\text{He})$. L'utilisation de l'énergie de la réaction Q déduite à partir de la formule de *Myers et Swiatecki* [Mye66] montre pour des noyaux dont le nombre de charge $Z \leq 47$ une forte dépendance de la section efficace sur le terme Coulombien $(Z - 1) / A^{1/3}$, une dépendance sur le terme d'asymétrie $(N - Z + 1) / A$ et une autre dépendance sur le terme de

diffusivité Coulombienne $(Z-1)/A$. Et pour les noyaux dont la charge $Z \gg 1$ la formule montre une forte dépendance sur l'effet d'asymétrie de surface $(N-Z+1)/A^{2/3}$.

III. 2 Formalisme :

Soit la réaction suivante : $A(n,b)B$ caractérisée par sa voie incidente $c = A+n$ et sa voie de sortie $c' = B+b$, selon *Blatt et Weisskopf* [Bla52] puis d'après *Kikuchi et Kawai* [Kik68] la section efficace de la réaction ($n, {}^3\text{He}$) s'écrit sous la forme suivante :

$$\sigma_{(n,b)} = \sigma_{NC}^n \frac{F_b}{\sum F_{b'}} \quad (\text{III-1})$$

Cette section efficace est équivalente à celle donnée dans l'équation (I-22) du chapitre I.

D'après le principe de la balance détaillée, la quantité F_b est donnée par l'expression suivante :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \int_0^{W_B} \sigma_{NC}^b E_b \omega_0(E_B) dE_b \quad (\text{III-2})$$

où m_b et I_b représentent respectivement la masse réduite et le spin de la particule légère émise b par le noyau composé dans la voie c' , σ_{NC}^b est la section efficace de formation du noyau composé par la réaction inverse c' , W_b est l'énergie d'excitation maximale du noyau résiduel B qui est aussi égale à l'énergie cinétique maximale de la particule émise b et $\omega_0(E_B)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel B à l'énergie d'excitation E_B .

W_B et E_B sont reliées à l'énergie d'excitation E_{NC} du noyau composé par :

$$W_B = E_{NC} - S_b \quad (\text{III-3})$$

et

$$E_B = E_{NC} - (S_b + E_b) \quad (\text{III-4})$$

S_b et E_b sont respectivement l'énergie de séparation et l'énergie cinétique de la particule émise b dans la voie c' et E_B est l'énergie d'excitation du noyau résiduel B .

Au voisinage de l'énergie d'excitation E_{NC} du noyau composé, le développement limité de $\log \omega_0(E_B) = \log \omega_0(E_{NC} - S_b - E_b)$ est approximativement donné par :

$$\log \omega_0(E_B) \approx \log \omega_0(E_{NC}) - (E_b + S_b) \left. \frac{d \log \omega_0(E_B)}{dE_B} \right|_{E_B = E_{NC} - S_b - E_b} \quad (\text{III-5})$$

Et comme la densité de niveaux $\omega_0(E_B)$ du noyau résiduel B est reliée à la température nucléaire T par :

$$\frac{1}{T} = \left. \frac{d(\text{Log} \omega_0(E_B))}{dE_B} \right|_{E_B = E_{NC} - S_b - E_b} \quad (\text{III-6})$$

Nous obtenons alors :

$$\log \omega_0(E_B) = \log \left[\omega_0(E_{NC}) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) \right] \quad (\text{III-7})$$

Donc, la densité de niveaux $\omega_0(E_B)$ du noyau résiduel B peut être approximée par :

$$\omega_0(E_B) \approx \omega_0(E_{NC}) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) \quad (\text{III-8})$$

Alors, F_b s'écrit sous la forme suivante:

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_0(E_{NC}) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{NC}^b \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) dE_b \quad (\text{III-9})$$

La section efficace de formation du noyau composé par le processus de la voie inverse $B + {}^3H_e \xrightarrow{c'} NC$ peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{NC}^n = \pi R^2 \quad \text{pour les neutrons} \quad (\text{III-10})$$

$$\sigma_{NC}^b = \begin{cases} \pi R^2 (1 - V_b/E_b) & \text{Si } E_b \geq V_b \\ 0 & \text{Si } E_b < V_b \end{cases} \quad \text{pour les particules chargées} \quad (\text{III-11})$$

où V_b est la barrière Coulombienne dans la voie c' par l'émission de la particule chargée b . En remplaçant les équations III-8, III-10 et III-11 dans l'équation III-2, F_b s'écrit dans le cas de l'émission de l'Hélium3 :

$$F_{^3He} = 4 \frac{m_{^3He}}{\hbar^2} \omega_0(E_{NC}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_{^3He} + V_{^3He}}{T}\right) \quad (\text{III-12})$$

Et pour l'émission d'un neutron, l'équation III-2 devient:

$$F_n = 4 \frac{m_n}{\hbar^2} \omega_0(E_{NC}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_n}{T}\right) \quad (\text{III-13})$$

Comme il a été montré dans le chapitre I, la probabilité d'émission d'un neutron est très grande par rapport à l'émission d'une particule chargée, donc la somme $\sum F_{b'}$ pour des neutrons de 14.5 MeV dans la relation (III-1) peut être approximée par :

$$\sum F_{b'} = F_n + F_{^3He} + F_p + \dots \cong F_n \quad (\text{III-14})$$

Selon les équations III-1, III-12 et III-13, nous obtenons:

$$\sigma_{(n,^3He)} = \sigma_{NC}^n \frac{m_n}{m_{^3He}} \exp\left(\frac{S_n - S_{^3He}}{T} - \frac{V_{^3He}}{T}\right) = \frac{m_n}{m_{^3He}} \sigma_{NC}^n \exp\left(\frac{Q_{(n,^3He)} - V_{^3He}}{T}\right) \quad (\text{III-15})$$

où $Q_{(n,^3He)}$ est l'énergie de la réaction, $V_{^3He}$ est l'énergie de la barrière Coulombienne qui s'oppose à l'émission de l'hélium3 et T est la température nucléaire.

D'autre part, d'après le modèle de la gouttelette de *Myers et Swiatecki* [Mye66], l'énergie de séparation de la particule b à partir du noyau composé [Kal88], est donnée sous la forme suivante :

$$S_b = \alpha_1(A_C - A_B) + \alpha_2 \left(\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B} \right) + \alpha_3(A_C^{2/3} - A_B^{2/3}) + \alpha_4 \left(\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C^{4/3}} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B^{4/3}} \right) + \alpha_5 \left(\frac{Z_C^2}{A_C^{1/3}} - \frac{Z_B^2}{A_B^{1/3}} \right) + \alpha_6 \left(\frac{Z_C^2}{A_C} - \frac{Z_B^2}{A_B} \right) - w_b \quad (\text{III -16})$$

où w_b est l'énergie de dissociation de la particule b c'est-à-dire l'énergie d'excitation minimum nécessaire pour libérer un nucléon.

L'énergie de la réaction $Q_{(n,^3\text{He})}$ est donnée en fonction des énergies de séparations par :

$$Q_{(n,^3\text{He})} = S_n - S_{^3\text{He}}$$

Donc, en tenant compte de l'expression (III -16) du modèle de la gouttelette de *Myers et Swiatecki* [Mye66], nous obtenons la forme finale de l'énergie de la réaction $Q_{(n,^3\text{He})}$ suivante :

$$Q_{(n,^3\text{He})} = \beta_1 \frac{N - Z + 1}{A} + \beta_2 \frac{N - Z + 1}{A^{4/3}} + \beta_3 \frac{Z - 1}{A^{1/3}} + \beta_4 \frac{Z - 1}{A} \quad (\text{III-17})$$

où β_1 , β_2 , β_3 et β_4 sont des paramètres libres décrivant respectivement les effets d'asymétrie, d'asymétrie de surface, de Coulomb et de diffusivité Coulombienne.

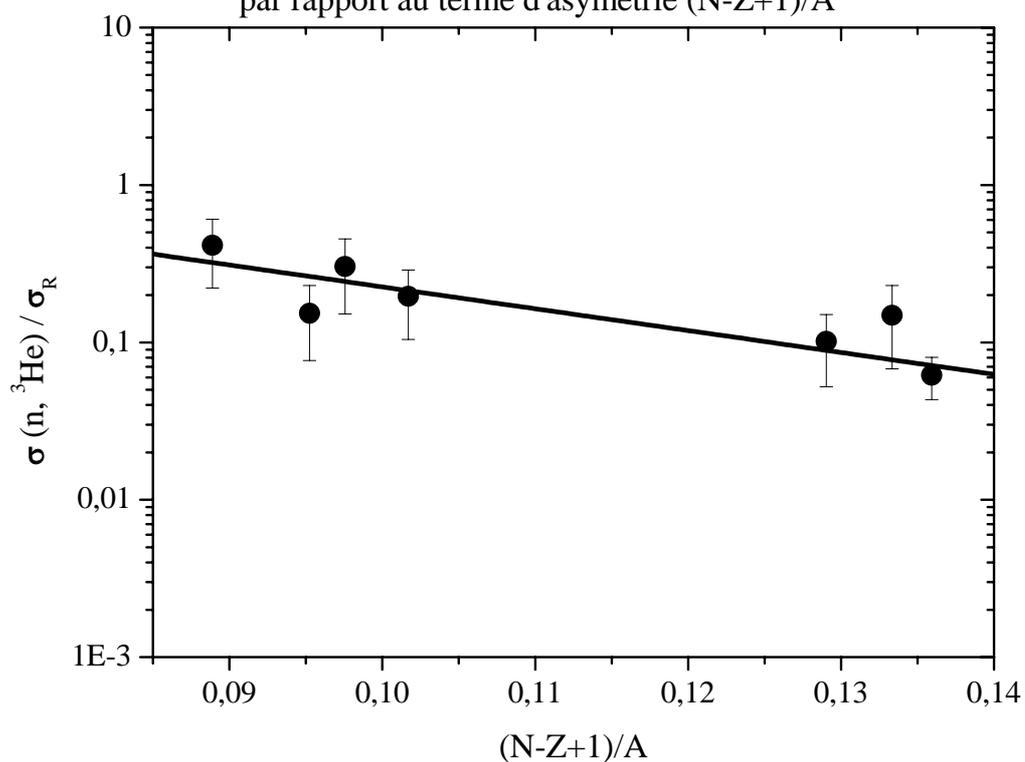
En reportant cette énergie de la réaction $Q_{(n,^3\text{He})}$ de l'équation (III-17) dans l'expression de la section efficace de la réaction de l'équation (III-15), $\sigma_{(n,^3\text{He})}$ devient :

$$\sigma_{(n,^3\text{He})} = \sigma_{NC}^n \exp \left(\frac{\beta_1}{T} \frac{N - Z + 1}{A} + \frac{\beta_2}{T} \frac{N - Z + 1}{A^{4/3}} + \frac{\beta_3}{T} \frac{Z - 1}{A^{1/3}} + \frac{\beta_4}{T} \frac{Z - 1}{A} - \frac{V_{^3\text{He}}}{T} \right) \quad (\text{III-18})$$

Dans notre recherche d'une meilleur formule décrivant la section efficace, nous avons partagé la gamme des données expérimentales en deux groupes de noyaux $Z \leq 47$ et $Z > 47$ afin de constater une meilleur description et une bonne dépendance possible des sections efficaces en fonction des différents termes trouvés dans l'équation III-18. Pour notre analyse, nous avons utilisé les données des sections efficaces des réactions $(n, {}^3\text{He})$ de 14 noyaux compilés par *Qaim* [Qai78] et *Forrest* [For86]. Cette analyse nous permet de choisir les différents termes à partir de la relation III-18. Nous avons remarqué que ces termes ont une bonne linéarité par rapport au rapport logarithmique $\sigma_{(n, {}^3\text{He})}/\sigma_R$. Pour le groupe de noyaux dont $Z \leq 47$, les figures 1., 2. et 3. montrent que le rapport logarithmique $\sigma_{(n, {}^3\text{He})}/\sigma_R$ varie linéairement avec les termes d'asymétrie $(N - Z + 1)/A$, de Coulomb $\frac{Z-1}{A^{1/3}}$ et de diffusivité Coulombienne $\frac{Z-1}{A}$ avec des coefficients de corrélation $R= 0.90$, 0.97 et 0.84 respectivement. Tandis que pour le groupe de noyaux dont $Z > 47$, la figure 4. montre que le rapport logarithmique $\sigma_{(n, {}^3\text{He})}/\sigma_R$ varie linéairement avec le terme d'asymétrie de surface $(N - Z + 1)/A^{2/3}$ avec un coefficient de corrélation $R=0.89$.

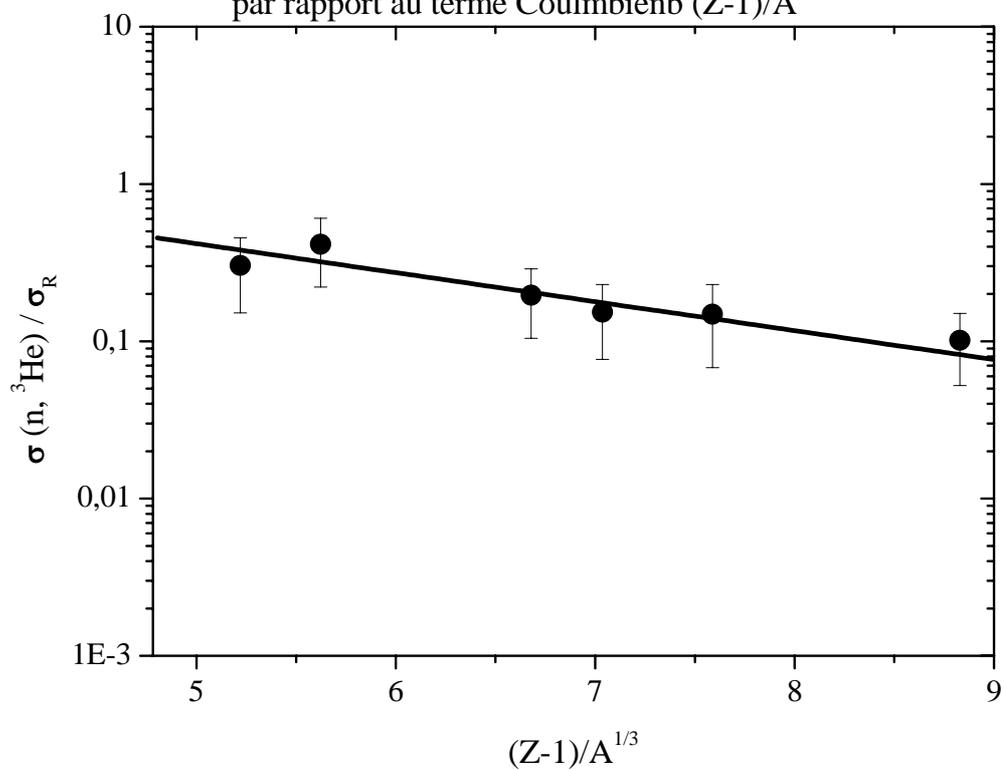
$Z \leq 47$

Fig.1: dépendance du rapport logarithmique de $\sigma(n, {}^3\text{He}) / \sigma_R$ par rapport au terme d'asymétrie $(N-Z+1)/A$



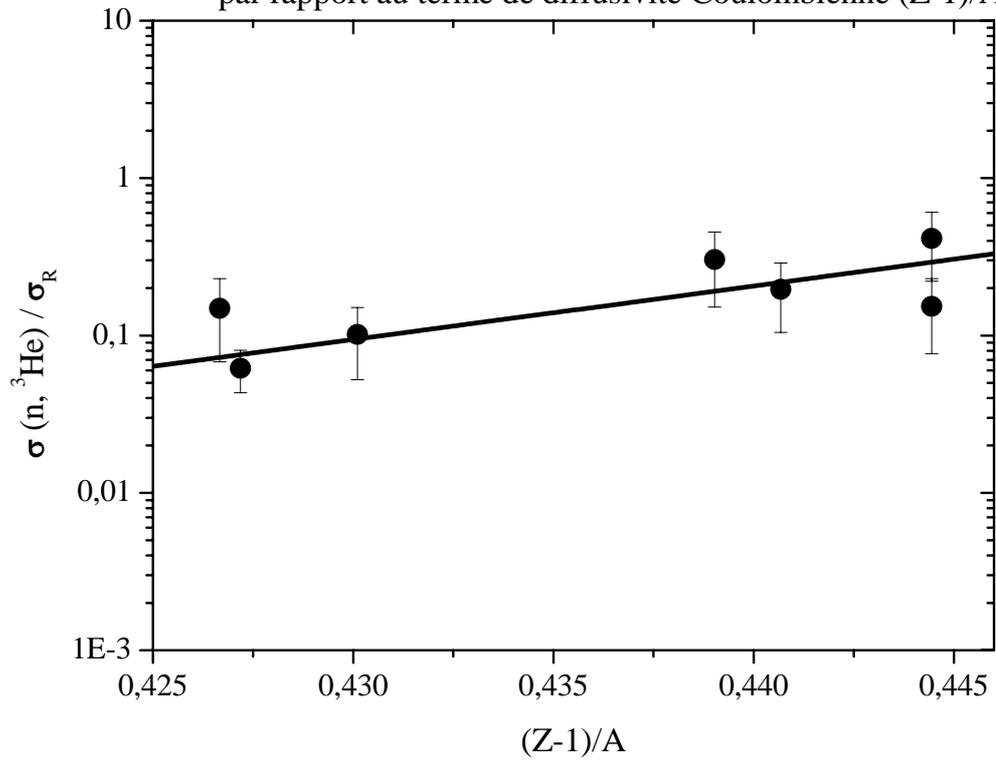
$Z \leq 47$

Fig.2: dépendance du rapport logarithmique de $\sigma(n, {}^3\text{He}) / \sigma_R$ par rapport au terme Coulmbien $(Z-1)/A^{1/3}$



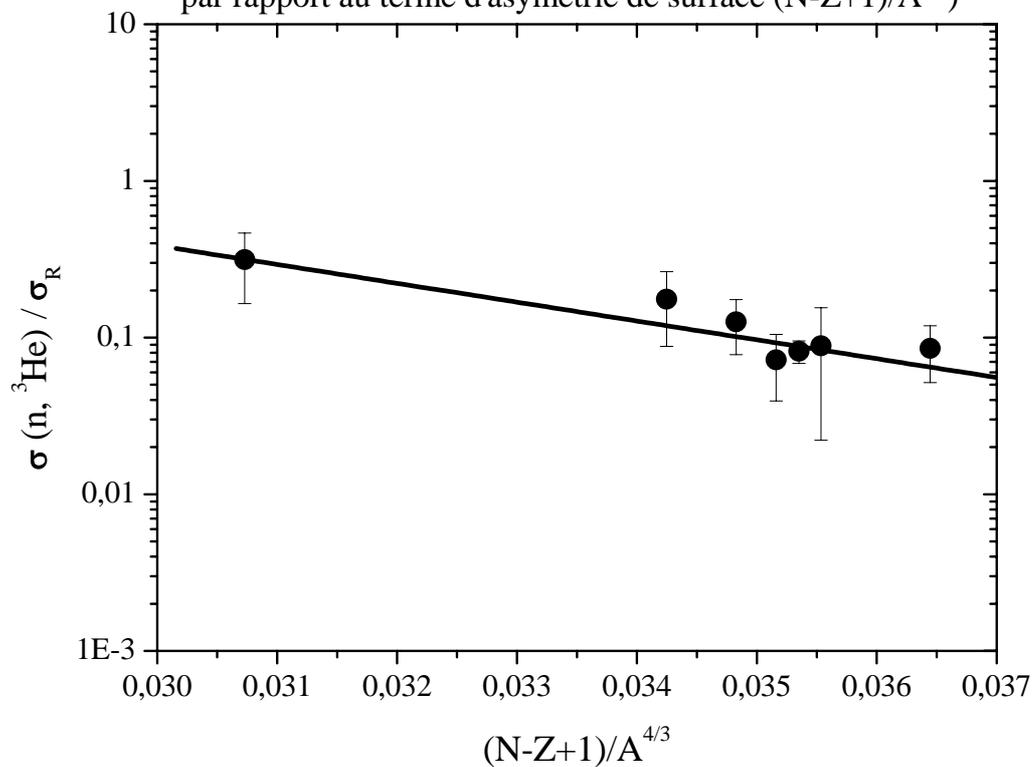
$Z \leq 47$

Fig.3: dépendance du rapport logarithmique de $\sigma(n, {}^3\text{He}) / \sigma_R$ par rapport au terme de diffusivité Coulombienne $(Z-1)/A$



$Z > 47$

Fig.4: dépendance du rapport logarithmique de $\sigma(n, {}^3\text{He}) / \sigma_R$ par rapport au terme d'asymétrie de surface $(N-Z+1)/A^{4/3}$



Cependant, la dépendance du rapport logarithmique $\sigma_{(n, {}^3\text{He})} / \sigma_R$ sur

$\frac{V_{3He}}{T}$ est négligeable et l'équation III-18 peut s'écrire alors sous la forme suivante :

$$\sigma_{(n,^3He)} = \sigma_{NC}^n \exp\left(\frac{\beta_1}{T} \frac{N-Z+1}{A} + \frac{\beta_2}{T} \frac{N-Z+1}{A^{4/3}} + \frac{\beta_3}{T} \frac{Z-1}{A^{1/3}} + \frac{\beta_4}{T} \frac{Z-1}{A}\right) \quad (III-19)$$

Dans le chapitre I, nous avons vu que la section efficace de formation σ_{NC}^n du noyau composé à l'énergie des neutrons de 14 MeV est approximativement égale à la section efficace totale de la réaction par la formule géométrique suivante :

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

A partir de ces 4 figures présentées ci-dessus, nous pouvons alors retenir les termes qui présentent une meilleure description de la section efficace et $\sigma_{(n,^3He)}$ peut s'écrire alors selon la formule suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{(n,^3He)} = (1 + A^{1/3})^2 \exp\left(C_1 + C_2 \frac{N-Z+1}{A} + C_3 \frac{Z-1}{A^{1/3}} + C_4 \frac{Z-1}{A}\right) \text{ si } Z \leq 47 \\ \sigma_{(n,^3He)} = (1 + A^{1/3})^2 \exp\left(C_5 + C_6 \frac{N-Z+1}{A^{4/3}}\right) \text{ si } Z > 47 \end{array} \right. \quad (III-20)$$

III. 3 Ajustement des données expérimentales :

L'ajustement des données expérimentales des sections efficaces à 14.5 MeV des 14 noyaux avec $41 \leq A \leq 187$ par l'équation (III-20) permet de déterminer les différents paramètres libres C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , C_5 et C_6 par la méthode des moindres carrées à l'aide d'un programme numérique. Le meilleur fit est obtenu avec ces six paramètres par minimisation de la valeur de Σ à partir de l'expression suivante :

$$\Sigma = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta \sigma_i^{exp}} \right)^2 \quad (\text{III-21})$$

où σ_i^{exp} et $\Delta \sigma_i^{exp}$ sont respectivement les sections efficaces et leurs erreurs et σ_i^{cal} est la section efficace calculée à partir de l'équation III-20. Pour obtenir une meilleure description de la section efficace $\sigma_{(n,^3He)}$ par la nouvelle formule, nous avons réalisé un ajustement qui correspond à χ^2 minimal défini par :

$$\chi^2 = \frac{\Sigma}{N - M} \quad (\text{III-22})$$

où : N est le nombre de données expérimentales

M est le nombre de paramètres libres

III. 4 Comparaison avec les autres systématiques :

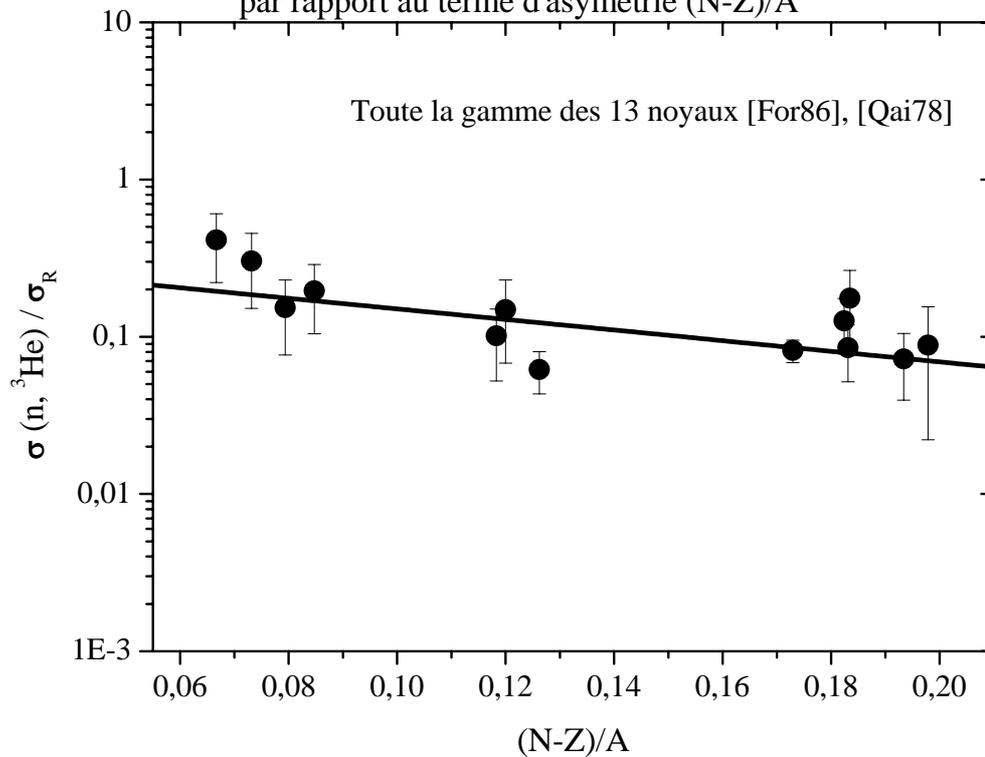
Parmi les diverses relations pour décrire les sections efficaces des réactions $(n,^3He)$, la formule établie par *Qaim* [Qai78] pour des noyaux $41 \leq A \leq 187$ a été considérée comme la meilleure systématique avec un χ^2 minimum et elle a été donnée par:

$$\sigma_{(n,^3He)} = C_1 (1 + A^{1/3})^2 \exp\left(C_2 \frac{N-Z}{A}\right) \quad (\text{III-23})$$

Optimisation de Forrest :

Forrest [For86] proposa la même formule que *Qaim* [Qai78] où il remarqua que la section efficace $\sigma(n,^3He)$ est mal décrite par le paramètre d'asymétrie $(N-Z)/A$ (Fig.5) avec un coefficient de corrélation $R = 0.63$. Cependant il améliore l'ajustement par d'autres paramètres C_i (tableau 1.) et un χ^2 plus faible que celui donné par *Qaim* [Qai78].

Fig.5: dépendance du rapport logarithmique de $\sigma(n, {}^3\text{He}) / \sigma_R$ par rapport au terme d'asymétrie $(N-Z)/A$



Remarque : le noyau d'argent que nous l'avons utilisé dans notre travail n'a pas été employé dans les calculs de *Forrest* et *Qaim*.

Le tableau 1 récapitule les résultats de notre étude systématique et les résultats des études systématiques de *Qaim* et de *Forrest*, où nous remarquons une nette amélioration de notre étude systématique (équation III-20) représentée par un χ^2 plus faible (équation III-22) que celle donnée par l'équation (III-23).

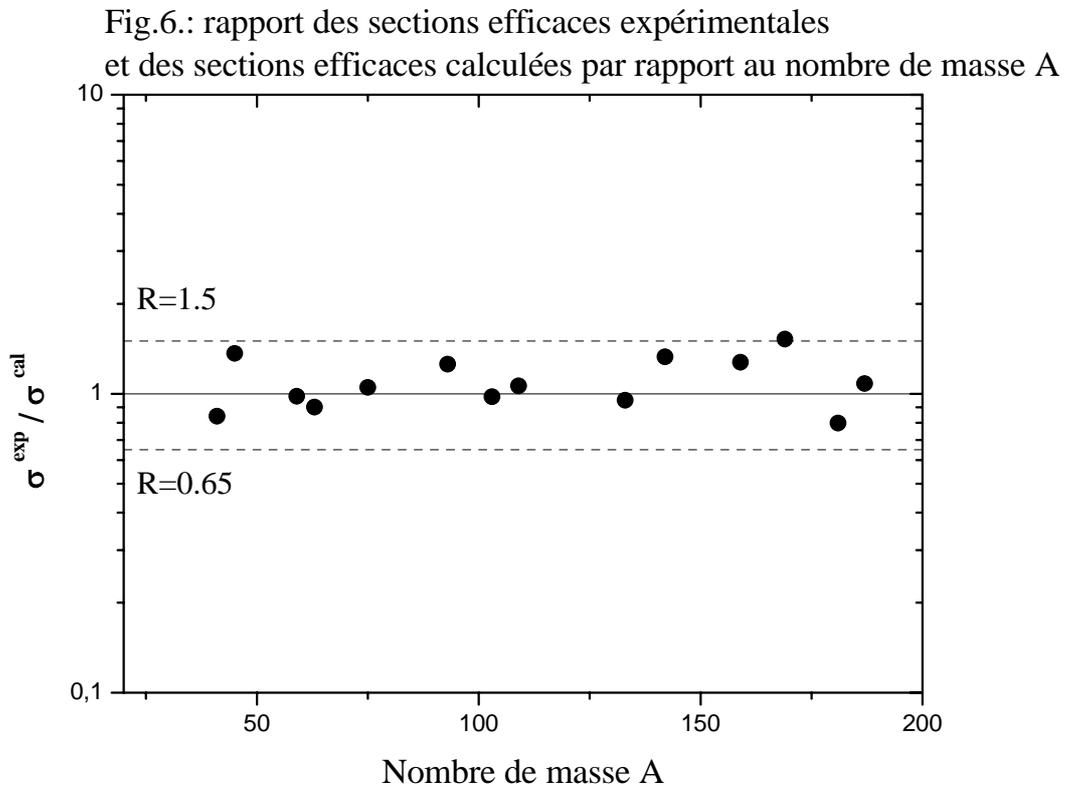
Tableau 1. Les différents paramètres C_i avec leur Σ et leur χ^2 résultant de l'ajustement des 14 sections efficaces expérimentales du tableau 2.

Formule	Zone	Σ	χ^2	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
Equation (III-20)	$Z \leq 47$	7.13×10^{-1}	2.37×10^{-1}	-12.3678	15.3139	-4.7883×10^{-1}	28.1392		
	$Z > 47$	1.62	3.24×10^{-1}					6.9937	-267.205
	Total	2.33	0.29						
Qaim	$41 \leq A \leq 187$	30.78	2.80	0.54	-10.0				
Forrest	$41 \leq A \leq 187$	11.05	1.00	0.1375	-3.0015				

Le tableau 2. présente pour un noyau de masse A et de charge Z, les valeurs expérimentales des sections efficaces des réactions ($n, {}^3\text{He}$) à l'énergie de 14.5 MeV choisies des compilations de *Qaim* [Qai78] et *Forrest* [For86], les sections efficaces calculées par la formule (III-20) et les Σ individuelles $((\sigma_i^{\text{exp}} - \sigma_i^{\text{cal}}) / \Delta\sigma_i^{\text{exp}})^2$ des sections efficaces calculées de celles expérimentales.

Z	A	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}} (\mu\text{b})$	$\sigma^{\text{cal}} (\mu\text{b})$	$\Sigma = ((\sigma^{\text{exp}} - \sigma^{\text{cal}}) / (\Delta\sigma^{\text{exp}}))^2$
19	41	6 ± 3	7.138	.144
21	45	8.6 ± 4	6.300	.330
27	59	4.7 ± 2.2	4.794	.002
29	63	3.8 ± 1.9	4.212	.047
33	75	4.05 ± 2.2	3.859	.007
41	93	3.1 ± 1.5	2.47	.176
45	103	2.0 ± 0.6	2.046	.006
47	109	10.5 ± 5	9.880	.015
55	133	3.05 ± 0.5	3.208	.100
58	142	3.3 ± 1.3	2.484	.394
65	159	5.2 ± 2.0	4.078	.315
69	169	7.5 ± 3.75	4.928	.470
73	181	3.2 ± 1.45	4.014	.315
75	187	4 ± 3	3.700	0.010

La comparaison entre les données expérimentales avec celles calculées par l'équation (III-20) est illustrée dans la figure 6.



La différence entre les données expérimentales et celles calculées est de l'ordre de 0% si nous tenons compte de la barre d'erreurs et elle est d'environ de 15.03% si nous ne tenons pas compte de cette barre d'erreur.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons mené une étude théorique et une étude systématique des réactions nucléaires ($n, {}^3\text{He}$) induites par des neutrons rapides.

A- L'étude théorique réalisée est basée sur le modèle statistique de *Weisskopf et Ewing* permettant le calcul des spectres d'énergie des particules émises. Un programme de calcul écrit en Fortran 77 a été utilisé où il a permis de calculer les fonctions d'excitations et le spectre d'énergie des particules émises.

- Les fonctions d'excitations des 14 réactions ($n, {}^3\text{He}$) induites sur des noyaux cibles de masse $41 \leq A \leq 187$ ont été calculées à l'énergie incidente s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV.

Ces fonctions d'excitations sont présentées sous forme graphique avec comparaison aux données expérimentales. Un bon accord entre le calcul théorique et les résultats expérimentaux disponibles a été observé.

- L'utilisation du modèle optique dans notre calcul nous a permis de réaliser une étude paramétrique du potentiel optique afin d'ajuster les résultats théoriques comparés aux données expérimentales. De même, une étude paramétrique de la densité de niveaux a été réalisée.

B- Dans le but d'obtenir une évaluation rapide des sections efficaces inconnues ou mal connues des réactions produisant des particules chargées telle que la réaction ($n, {}^3\text{He}$), nous avons élaboré une étude systématique de celle-ci.

En se basant sur le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf et Ewing* et le modèle de la gouttelette de *Myers et Swiatecki*, nous avons élaboré une nouvelle formule phénoménologique pour systématiser les sections efficaces des réactions ($n, {}^3\text{He}$).

Dans un premier temps, nous avons remarqué une forte dépendance de la section efficace sur l'effet Coulombien $(Z-1)/A^{1/3}$ ainsi que d'autres dépendances sur les effets d'asymétrie $(N-Z+1)/A$ et de diffusivité Coulombienne $(Z-1)/A$. Ces trois effets ont été introduits pour le groupe de noyaux dont $Z \leq 47$.

Alors que pour le groupe de noyaux dont $Z > 47$, une dépendance importante sur l'effet d'asymétrie de surface $(N-Z+1)/A^{4/3}$ a été introduite. La description de la section efficace par cette étude systématique a été comparée avec celle de *Forrest*, seule formule existante

dans la littérature. La nouvelle formule montre une nette amélioration dans la description des données expérimentales par rapport à la relation existante.

Pour cette étude systématique, le travail pourra être amélioré en choisissant d'autres paramètres C_i libres décrivant d'autres phénomènes physiques, afin d'avoir le χ^2 le plus faible possible et par conséquent améliorer l'ajustement des données expérimentales.

Tandis que dans l'étude théorique nous pourrions enrichir le programme de calcul en introduisant d'autres phénomènes physiques (moments angulaires, parités etc.) dans l'équation (I-2) de *Hauser et Feshbach* [Hau52] et dans le modèle exciton permettant l'introduction du processus de pré équilibre.

Cependant, nous avons remarqué que les données expérimentales des réactions ($n, {}^3\text{He}$) dont $A > 181$ sont plus grandes que les sections efficaces calculées théoriquement et par conséquent, le processus du pré équilibre joue un rôle important.

Pour des noyaux dont la masse A est comprise entre 59 et 181, le mécanisme de la réaction ne peut être que celui de la réaction directe. Alors que pour des noyaux légers dont le nombre de masse A du noyau cible est inférieur à 59 le modèle statistique d'évaporation de *Weisskopf et Ewing* [Wei40] est satisfaisant.

Annexe A :

Tableau I :

Paramètres du modèle optique de *Wilmore-Hodgson* [Wil64] pour les neutrons d'énergie $0.1 \leq E \leq 10.0 \text{ MeV}$ et de masse du noyau cible $41 \leq A \leq 63$:

$$V = V_0 + V_1 \times E + V_2 \times E^2 + V_3 \times E^3 + V_4 \ln(E) + V_5 \sqrt{E}, \quad r_i = r_i^0 + r_i^1 \times E, \text{ et}$$

$$a_i = a_i^0 + a_i^1 \times E, \quad i = 1, 4$$

Potentiels	$V_0 \text{ (MeV)}$	$V_1 \text{ (MeV)}$	$V_2 \text{ (MeV)}$	$r_0 \text{ (fm)}$	$a_0 \text{ (fm)}$
réel de volume V_r	47.01	-0.267	-0.00118	1.29	0.66
Imaginaire de surface W_s	9.52	-0.053	0	1.25	0.48
Imaginaire de volume W_v	0	0	0	0	0
spin orbite V_{so}	7	0	0	1.29	0.66

Tableau II :

Paramètres du modèle optique de *Wilmore-Hodgson* [Wil64] pour les neutrons d'énergie $0.1 \leq E \leq 10.0 \text{ MeV}$ et de masse du noyau cible $75 \leq A \leq 93$:

Potentiels	$V_0 \text{ (MeV)}$	$V_1 \text{ (MeV)}$	$V_2 \text{ (MeV)}$	$r_0 \text{ (fm)}$	$a_0 \text{ (fm)}$
réel de volume V_r	47.01	-0.267	-0.00118	1.28	0.66
Imaginaire de surface W_s	9.52	-0.053	0	1.24	0.48
Imaginaire de volume W_v	0	0	0	0	0
spin orbite V_{so}	7	0	0	1.29	0.66

Tableau III :

Paramètres du modèle optique de *Wilmore-Hodgson* [Wil64] pour les neutrons d'énergie $0.1 \leq E \leq 10.0 \text{ MeV}$ et de masse du noyau cible $103 \leq A \leq 187$:

Potentiels	$V_0 \text{ (MeV)}$	$V_1 \text{ (MeV)}$	$V_2 \text{ (MeV)}$	$r_0 \text{ (fm)}$	$a_0 \text{ (fm)}$
réel de volume V_r	47.01	-0.267	-0.00118	1.27	0.66
Imaginaire de surface W_s	9.52	-0.053	0	1.24	0.48
Imaginaire de volume W_v	0	0	0	0	0
spin orbite V_{so}	7	0	0	1.27	0.66

Tableau IV :

Paramètres du modèle optique de *Becchetti et Greenlees* [Bec69] pour les neutrons d'énergie $10.1 \leq E \leq 20.0 \text{ MeV}$ et de masse du noyau cible $41 \leq A \leq 187$:

Potentiels	$V_0 \text{ (MeV)}$	$V_1 \text{ (MeV)}$	$r_0 \text{ (fm)}$	$a_0 \text{ (fm)}$
réel de volume V_r	56.3-24.0 (N-Z) / A	-0.32	1.17	0.75
Imaginaire de surface W_s	13.0-12.0 (N-Z) / A	-0.25	1.26	0.58
Imaginaire de volume W_v	-1.56	0.22	1.26	0.58
spin orbite V_{so}	6.2	0	1.10	0.75

Tableau V :

Paramètres du modèle optique de *Perey* [Per63] pour les protons d'énergie $0.1 \leq E \leq 20 \text{ MeV}$ et de masse du noyau cible $41 \leq A \leq 187$:

Potentiels	$V_0 \text{ (MeV)}$	$V_1 \text{ (MeV)}$	$r_0 \text{ (fm)}$	$a_0 \text{ (fm)}$
réel V_r de volume	$53.3 + 27.0 \times (N-Z) / A + 0.4 \times Z / A^{1/3}$	-0.55	1.25	0.65
Imaginaire de surface W_s	13.5	0	1.25	0.47
Imaginaire de volume W_v	0	0	0	0
Spin orbite V_{so}	7.5	0	1.25	0.47

Tableau VI :

Paramètres du modèle optique de *Becchetti et Greenlees* [Bec69] pour l'hélium3 d'énergie $0.1 \leq E \leq 20 \text{ MeV}$ et de masse du noyau cible $41 \leq A \leq 187$:

Potentiels	$V_0 \text{ (MeV)}$	$V_1 \text{ (MeV)}$	$r_0 \text{ (fm)}$	$a_0 \text{ (fm)}$
réel V_r de volume	$151.9 + 50.0 \times (N-Z) / A$	-0.17	1.2	0.72
Imaginaire de surface W_s	0	0	0	0
Imaginaire de volume W_v	$41.7 - 44.0 \times (N-Z) / A$	-0.33	1.4	0.88
Spin orbite V_{so}	2.5	0	1.2	0.72

Tableau VII :

Paramètres du modèle optique de *Mac Fadden et Sacthler* [Mac66] pour les particules α d'énergie $0.1 \leq E \leq 20 \text{ MeV}$ et de masse $41 \leq A \leq 187$:

Potentiels	$V_0 \text{ (MeV)}$	$V_1 \text{ (MeV)}$	$r_0 \text{ (fm)}$	$a_0 \text{ (fm)}$
réel V_r de volume	185	0	1.40	0.52
Imaginaire de surface W_s	0	0	0	0
Imaginaire de volume W_v	25	0	1.40	0.52
Spin orbite V_{so}	0	0	0	0

Remarque : dans les tableaux II, III et IV, les profondeurs V_3 , V_4 et V_5 des différents potentiels du potentiel optique sont nulles. Tandis que dans les tableaux V, VI, VII et VIII elles se diffèrent des autres tableaux cités ci-dessus par la profondeur V_2 qui est égale à zéro. Les rayons réduits r_i et les rayons de diffusivité a_i ne dépendent pas de l'énergie E .

Références

- [Bec69] *Becchetti F.D., Jr. and Greenlees G.W. (1969)*, Phys. Rev, 182, 1190.
- [Bel91] *Belgaid M. (1991)*, Thèse de Magister, USTHB, Alger.
- [Bel99] *Belgaid M. (1999)*, Thèse de Doctorat, USTHB, Alger.
- [Ber92] *Bersillon O. (1992)*, Optical Model Calculations and Use of the Computer Code SCAT2, W.C.A.N.D.R.N.E.S., H4.SMR 614/9, IAEA, Trieste.
- [Bet36] *Bethe H.A (1936)*, Phys. Rev. 50, 332; Rev. Mod. Phys. 9, 69 (1937).
- [Bla52] *Blatt J.M. and Weisskopf V. (1952)*, Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, Inc., New York) USA.
- [Bra63] *E. T. Bramlitt and R. W. Fink (1963)*, Phys. Rev. 131, 2649.
- [Bre36] *Breit, G. And E. P. Wigner (1936)*, Phys. Rev. 49, 519 and 642.
- [Dik74] *M. Diksic, P. Strohal, and I. Slaus, J. Inorg.(1974)*, Nucl. Chem. 36, 477.
- [Dil73] *Dilg W., Schantl W., Vonach H. and Uhl M. (1973)*, Nucl. Phys. A 217, 269.
- [Eis58] *Eisenbud L. and E.P. Wigner (1958)*, Nuclear Structure (Clarendon Press, Oxford, (1958); A.M. Lane, R.G. Thomas and E.P. Wignir, Physics Review 98, 693 (1955); A.M. Lane, R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30, 267 (1958).
- [Fes54] *Feshbach. H., C. E. Porter and V. F. Wesskopf (1954)*, Phys. Rev. 96, 448.
- [For86] *Forrest R.A. (1986)*, Systematics of Neutron-Induced Threshold Reactions with Charged Products at about 14.5 MeV. Report AERE-R12419, Harwell Laboratory, U.K.
- [Gil65] *Gilbert A. and Cameron A.G.W.(1965)*, Can J. Phys. 43, 1446.
- [Gri92] *Grimes S.M. (1992)*, Nuclear Reaction Theory, W.C.A.N.D.R.N.E.S, H4.SMR 614/8, IAEA, Trieste.
- [Hau52] *Hauser W. and Feshbach H. (1952)*, Phys.Rev.87, 366; L. Wolfenstein, Phys. Rev. 82, 690 (1951).
- [Ign75] *Ignatyuk A.V., Istekov K.K. and Smirenkin G.N. (1975)*, Sov. Jour of Nucl. Phys. 21, 255.
- [Kal88] *Kalbach, C. (1988)* Systematics of Continuum Angular Distributions. Phys. Rev. C37 (6), 2350.
- [Kap38] *Kapur, P.L. and R.E. Peierls (1938)*, Proc. Roy. Soc. (London) 166A, 277.
- [Kik68] *Kikuchi K. and Kawai M. (1968)*, Nuclear Matter and Nuclear Reactions North-Holland. Publishing Company Amsterdam.

- [Kon95] *Konobeyev, A.Yu. and Korovin, Yu.A. (1995)* Semi-empirical systematics of (n,p) reactions cross sections at the energy of 14.5 MeV. Nucl. Instrum. Methods B 103, 15.
- [Lan58] *Lane A.M., R.G. Thomas (1958)*, Rev. Mod. Phys. 30, 257.
- [Lis88] *Liskien, H., Widera, R., Wölfle, R., Qaim, S. M. (1988)*: Nuc. Sci. Eng. 98, 266.
- [Mac66] *Mac Fadden and Satchler (1966)*, Nucl.Phys.84, 77.
- [Man87] *Manokhin V.N., Pashchenko A.B., Plyaskin V.I., Bychkov V.M. and Pronyaev V.G. (1987)*, Activation cross sections induced by fast neutrons, Handbook of Nuclear Activation Data, Tech. Rept. Series n° 273, P305, IAEA, Vienna.
- [McL88] *V. McLane, C. L. Dunford and P. F. Rose (1988)*, Neutron Cross Sections, Vol. 2, Neutron Cross Section Curves.
- [Mye66] *Myers W.D. and Swiatecki W.J.(1966)*, Nuclear Masses and Deformations, Nucl. Phys., 81, 1.
- [Per63] *Perey F.G (1963)*, Phys.Rev.131, 745.
- [Qai74] *Qaim, S. M. (1974)*: J.Inorg. Nucl. Chem. 36, 239-244 (1974). Erratum p. 3886.
- [Qai78] *Qaim, S.M. (1978)*, A Systematic Investigation of (n, ³He) Reactions at 14.6 MeV and an Analysis of the Gross Trend in the Cross Section Data. Radiochimica Acta 25, 13-16.
- [Qai81] *Qaim, S.M. (1981)*, 14 MeV Neutron Activation Cross Sections. Handbook of Spectroscopy, Vol.3. CRC Press, U.S.A.
- [Qai82] *Qaim. S. M., Wölfle, R., Liskien, H. (1982)*: Phys. Rev. C25, 203.
- [Qai87] *Qaim, S. M., Wölfle, R. (1987)*: Ncl. Sci. Eng. 96, 52.
- [Suh86] *Suhaimi, A., Wölfle, R., Qaim, S. M., Stöcklin, G. (1986)*: Radio-chim. Acta 40, 113.
- [Suh88] *Suhaimi, A., Wölfle, R., Qaim, S. M., Warwick, P., Stöcklin, G. (1988)*: Radio-chim. Acta 43, 133.
- [Tul90] *Tuli Jagdish K. (1990)*, Nuclear Wallet Cards, NNDC-BNL, Upton, New York, 11973, USA.
- [Val64] *Valkovic, V.(1964)*, Angular distribution of tritons from the reaction ¹⁰B+n at 14.4 MeV, Nucl. Phys., 54, 465.
- [Val64] *Valkovic, V.(1964)*, Triton spectrum from the n+Li reaction, Nucl. Phys., 60, 518.
- [Wap71] *A. H. Wapstra and N. B. Gove (1971)*, Nucl. Data Tables A9, 265.

- [Wei40] *Weisskopf V.F. and Ewing D.H. (1940)*, On the Yield on Nuclear Reactions with Heavy Elements, Phys. Rev. 57, 472, 935.
- [Wig47] *Wigner E.P., L. Einsebud (1947)*, Phys. Rev. 72, 29.
- [Wil64] *Wilmore D. And Hodgson P.E. (1964)*, Nucl.Phys. 55, 673.
- [Wöl90] *Wölfle, R., Qaim, S. M., Liskien, H., Widera, R. (1990)*: Radio-chim, Acta 50, 5.