

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Physique



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

EN: PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par

Mr Nouamen KELLIL

Sujet :

**Analyse des sections efficaces de réaction dans le cadre
du modèle optique et étude systématique des fonctions
d'excitation des réactions (n, α)**

Soutenu publiquement le 26 Janvier 2008, devant le jury composé de :

Mr. Salem KESSAL	Professeur	(USTHB)	Président
Mr. Mohamed BELGAID	Professeur	(USTHB)	Directeur de thèse
Mr. Mourad DJEBLI	Maître de Conférence	(USTHB)	Examineur
Mme. Meriem HADDAD	Maître de Conférence	(USTHB)	Examinatrice
Mr. Zahir IDIRI	Maître de Recherche	(CRNA)	Examineur
Mr. Tahar ZIDI	Chargé de Recherche	(COMENA)	Examineur

*Ce travail a été réalisé au laboratoire des Sciences Nucléaires de la faculté de Physique de
l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene.*

À la mémoire de mon grand-père Bouzid رحمه الله

À mes parents

Et

À mes frères

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Salem KESSAL, Professeur à l'U.S.T.H.B pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse Monsieur Mohamed BELGAID, Professeur à l'U.S.T.H.B qui a accepté de superviser mon travail de thèse. Il a su me proposer de travailler sur un sujet très intéressant, et m'a toujours fait profiter au mieux de ses compétences, tout en me permettant de garder une grande liberté d'initiative.

Je tiens également à remercier Madame Meriem HADDAD, Maître de conférence à l'U.S.T.H.B, Monsieur Mourad DJEBLI, Maître de conférence à L'U.S.T.H.B, Monsieur Zahir IDIRI, Maître de recherche au (CRNA) et Monsieur Tahar ZIDI, Chargé de recherches au (COMENA) d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, pour leurs lectures attentives de ce document et pour leurs conseils.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Youcef BOUDOUMA, Professeur à l'U.S.T.H.B pour son aide et ses conseils sur les calculs et la programmation (Mathematica).

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mes deux oncles Mohamed : « Lakhdhar et Hocine ».

J'adresse aussi une pensée particulière à Mlle N. BELOUADAH, Mlle L.YETTOU, Mlle S. OURABEH, Mr T. SEGUENI et A. TASSADIT, mes amis pour toujours, pour l'aide qu'ils m'ont apporté lors de la préparation de ma thèse.

Des pensées amicales vont également à ceux qui se sont trouvés près de moi durant ma thèse, mes amis, plus particulièrement à H. HAMD AOUI, A. SAHRAOUI, S. KHADHRAOUI, A. CHICHOUNE et à mon très cher cousin Hamza.

J'ai été très content de pouvoir travailler au sein du Laboratoire des Sciences Nucléaires, dont les membres Melle Pr. Z.MELIANI, Monsieur Pr. M.DJABARA, et les autres m'ont accueilli avec chaleur, et qui m'ont ainsi permis d'être dans de bonnes dispositions dès mon arrivée.

A tous Merci

Table des Matières

INTRODUCTION	1
I. Modèles théoriques	3
1.1 Réactions nucléaires.	3
1.2 Modèle optique.	6
1.2.1 Potentiel optique.	6
1.2.2 Section efficace différentielle de la diffusion élastique.	9
1.2.3 Coefficients de transmission.	11
1.3 Modèles statistiques.	13
1.3.1 Modèle du noyau composé.	13
1.3.1.a Hypothèse de Bohr.	13
1.3.1.b Etablissement de la théorie.	14
1.3.2 Modèle statistique de Hauser-Feshbach.	14
Formalisme de la Matrice R.	15
1.3.3 Modèle statistique de Weisskopf-Ewing.	18
1.4 Densité de niveaux.	20
1.5 Autres Modèles.	21
1.5.1 Modèle de pré-équilibre.	21
1.5.2 Modèle de Cascade intranucléaire.	23

II. Sections efficaces de formation du noyau composé

2.1	Introduction.	24
2.2	Présentation du code de calcul Scat-2.	24
2.3	Choix des paramètres du modèle optique.	26
2.4	Formules empiriques de la section efficace de formation du noyau composé.	31
2.4.1	Voie neutron.	31
2.4.2	Voie alpha.	49
2.5	Discussion des résultats.	67

III. Etude systématique des fonctions d'excitation des réactions (n, α)

3.1	Introduction.	70
3.2	Formule semi-empirique de la section efficace de réaction (n, α).	71
3.2.1	Fonctions d'excitation.	71
3.2.1	Densité de niveaux.	71
3.3	Comparaison et discussion.	73
3.3.1	Discussion des résultats.	90
3.3.2	Comparaison aux études systématiques antérieures à l'énergie 14.5 MeV. .	92

CONCLUSION	95
-------------------	-----------

BIBLIOGRAPHIE	97
----------------------	-----------

INTRODUCTION

L'émission radioactive des particules alpha a été découverte par Ernest Rutherford en 1898. Ce n'est qu'en 1932, qu'a eu lieu la découverte des neutrons par James Chadwick [Cha32]. Depuis, d'innombrables études utilisant des neutrons ont été réalisées. Les neutrons sont classés suivant leurs énergies : les neutrons thermiques : $E_n < 1\text{eV}$, les neutrons épithermiques : $1\text{eV} < E_n < 0,8\text{MeV}$ et les neutrons rapides dont l'énergie cinétique E_n est supérieure à $0,8\text{MeV}$. Les neutrons produits dans un réacteur présente une distribution en énergie, alors que ceux produits dans un générateur sont mono énergétiques ; des neutrons rapides de 3 MeV peuvent être produits à partir de la réaction **D(d,n)** et de 14.2 MeV à partir de la réaction **T(d,n)**.

La mise en évidence des réactions induites par les neutrons rapides date des années 1960. Ces réactions ont été abondamment étudiées depuis, avec le développement toujours croissant des centrales nucléaires jusqu'à ce jour. Depuis quelques dizaines d'années, un regain d'intérêt pour les réactions nucléaires induites par des neutrons rapides mono énergétiques est apparu. Il est lié aux progrès faits sur les accélérateurs de particules en terme de puissance.

De nombreuses applications de ces réactions ont ainsi pu être développées. La production de faisceaux radioactifs ou de sources intenses de particules chargées, la transmutation de déchets nucléaires [Mat88], le contrôle non destructif de colis de déchets radioactifs [Lyo00] et [Li04] et la détection de matériaux nucléaires [Cha03] sont les exemples les plus courants. C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail visant à offrir une contribution à la bibliothèque des sections efficaces des réactions par la détermination des spectres d'émission des particules issues de ces réactions.

Bien que des études systématiques [Bay61, Pai79, Lev79, Kum87, Kon96, ...etc.] et des expériences pour étudier les spectres d'émission des alpha induites par les neutrons rapides ont été menées, les données expérimentales existantes sont peu nombreuses et entachées de grandes barres d'erreur. Cependant, plusieurs codes de calcul on été développés auprès des réacteurs nucléaires et des accélérateurs.

Le développement récent de telles installations a rendu indispensable l'évaluation de données nucléaires et leur mise à jour dans les bibliothèques de données telles que ENDF, JEFF ou JENDL. Certains codes de calcul (EMPIRE, TALYS, GNASH,...) ; qui sont des codes à

caractère prédictif de calcul de sections efficaces ont dus être modifiés afin d'utiliser ces nouvelles bibliothèques [Wat02].

La banque de données nucléaire de l'IAEA (*International Atomic Energy Agency*) détient d'importantes bases contenant les données bibliographiques (CINDA)⁽¹⁾, les données évaluées (EVA)⁽²⁾ et les données expérimentales (EXFOR)⁽³⁾ rassemblant plus de 16500 expériences effectuées depuis 1935, pour plus de 123000 réactions qui sont mises à la disposition des scientifiques ainsi que plus de 2300 programmes de calcul (chiffre atteint en 2000).

Le manque de données expérimentales ou évaluées est en effet problématique. Malgré les efforts de l'IAEA, il reste toujours un manque de données nucléaires pour certains noyaux. Un des objectifs de cette thèse est ainsi de fournir une contribution à la bibliothèque contenant les sections efficaces de formation du noyau composé ainsi que les spectres d'émission des particules alpha sur des noyaux de masses intermédiaires et dans une gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil jusqu'à 20 MeV. Ce qui constitue le thème de ce travail.

Dans un premier chapitre, nous décrivons les concepts théoriques utilisés lors de cette thèse, tandis que le deuxième chapitre présente le code de calcul que nous avons utilisé ainsi que la paramétrisation des sections efficaces de formation du noyau composé.

Dans le troisième chapitre, nous développons une étude systématique des fonctions d'excitation (n,α) basée sur le modèle de Weisskopf-Ewing qui permet d'exprimer le spectre en énergie des particules α émises en fonction de l'énergie des neutrons. En utilisant la paramétrisation du chapitre 2 de la section efficace de formation du noyau composé et par intégration, nous aboutissons au calcul des fonctions d'excitation (n,α). Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales nucléaires de l'AIEA (EXFOR). Nous terminerons par une conclusion générale de notre travail.

(1) <http://www.nea.fr/cinda/cindaora.cgi>

(2) <http://www.nea.fr/html/dbdata/eva/evaret.cgi>

(3) <http://www-nds.iaea.org/exfor/endl00.htm>

Chapitre 1

Modèles théoriques

Cette thèse porte essentiellement sur les réactions induites par neutrons rapides. Nous commencerons donc notre travail par présenter les différents aspects théoriques dont nous aurons besoin. Ensuite, nous nous intéresserons au type de particules émises dont il est question.

1.1 Réactions nucléaires

Le type le plus commun des réactions nucléaires est celui qui se produit entre une particule projectile et un noyau cible, constituant la voie d'entrée et qui aura pour voie de sortie un noyau résiduel et un nucléon ou un noyau plus léger émis.



Les réactions induites par les neutrons rapides $A(n,b)B$ en est un (voir figure.1.1).

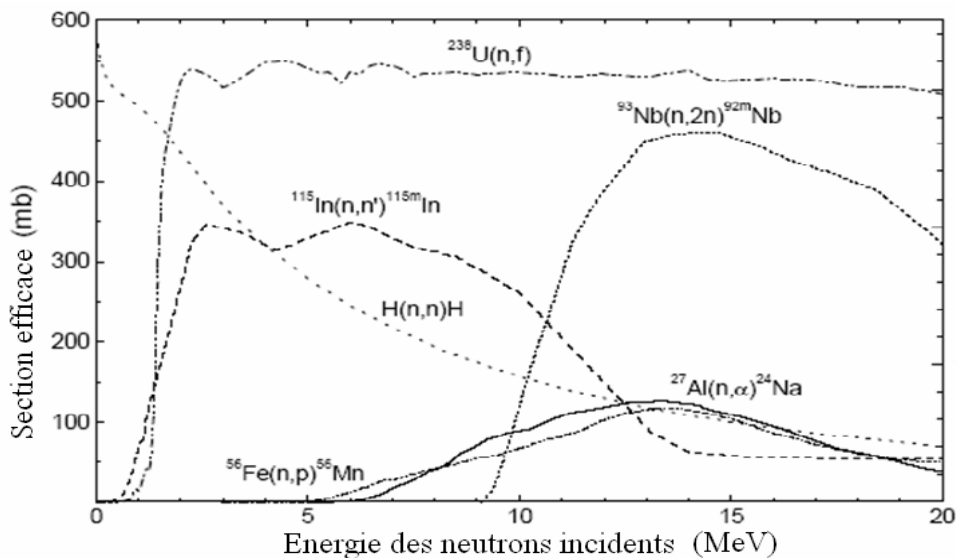


Figure 1.1 Quelques sections efficaces évaluées [Con92]

Aux énergies élevées du neutron incident ($E_n \sim \text{MeV}$), (au dessus du seuil de la voie inélastique), si l'on examine le spectre des neutrons émis schématisé dans la figure.1.2 on observe que celui-ci présente la structure suivante :

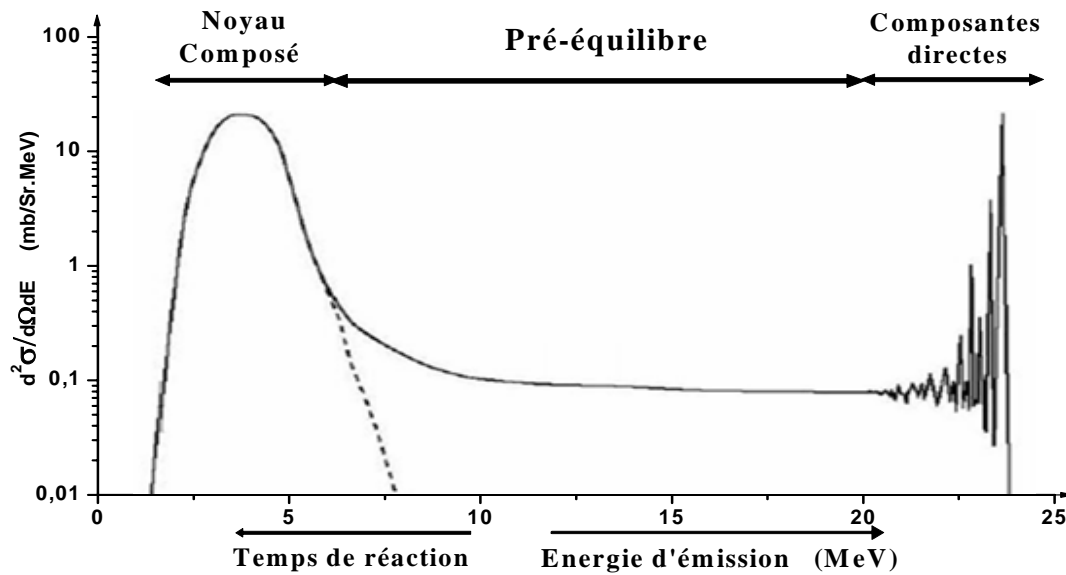


Figure 1.2 Structure caractéristique d'un spectre de neutrons dans le domaine du continuum.

On distingue trois zones :

- A haute énergie d'émission, on peut observer toute une série de pics assez étroits dont le plus énergétique se trouve à l'énergie du neutron incident (le pic élastique). Les structures immédiatement au dessous du pic élastique correspondent aux excitations des états de basse énergie du noyau cible, ce sont les pics inélastiques. Les composantes élastiques et inélastiques sont essentiellement produites par les processus de réactions directes, décrites dans le cadre de la DWBA (approximation de Born pour ondes distordues) ou le potentiel optique à voies couplées.
- Dans la zone des basses énergies, on peut voir une composante d'allure **maxwellienne**, qui signe un processus statistique qui est décrit dans le modèle statistique.
- Finalement, l'intervalle qui se situe entre les processus statistiques et direct, est modélisé par un processus intermédiaire : **le pré-équilibre**.

De même qu'il existe une hiérarchie entre ces modèles du point de vue de l'énergie des particules émises, il existe une hiérarchie des temps de réaction qui est l'inverse de celle des énergies. Cette hiérarchisation des temps de réaction implique l'enchaînement des modèles décrit ci-dessous, où les modèles les plus rapides alimentent les conditions initiales des plus lents.

Ainsi, le modèle optique, qui correspond aux temps de réaction les plus rapides, et décrit les processus directs, est calculé en premier. Il fournit plusieurs informations aux autres modèles

: la section efficace de réaction qui décrit tout ce qui n'est pas de l'élastique direct, et les coefficients de transmission qui décrivent la probabilité qu'a le noyau composé à se désexciter en une voie donnée. En plus, le potentiel optique permet de calculer les composantes directes des sections efficaces élastiques, inélastiques ainsi que certaines réactions de transfert ou d'échange de charge directes. Le modèle de pré-équilibre, permet l'émission de particules d'énergie proche de celle du projectile, évacuant ainsi rapidement l'énergie déposée dans le noyau composé, et laisse au modèle suivant un noyau composé moins excité. Finalement, ce processus se termine par l'aspect statistique permettant la désexcitation du noyau composé dans toutes les voies possibles. C'est la somme des composantes issues de ces trois modèles qui doit être comparée aux données expérimentales (voir figur.1.3).

Vu la complexité qui persiste dans l'étude d'un système à N nucléons, (la résolution de l'équation de Schrödinger), beaucoup d'études et approches théoriques ont été entreprises afin d'interpréter au mieux les données expérimentales. Les modèles statistiques de Weiskopf-Ewing [Wei40] et de Hauser-Feshbach [Hau52] sont les modèles les plus répandus pour décrire le mécanisme des réactions dans la partie basses énergies qui est dominé par le processus d'**évaporation**, où les particules sont émises avec une faible énergie une fois le noyau composé atteint son équilibre avec une distribution angulaire isotrope et après un temps d'interaction relativement long (de l'ordre de quelques 10^{-15} secondes).

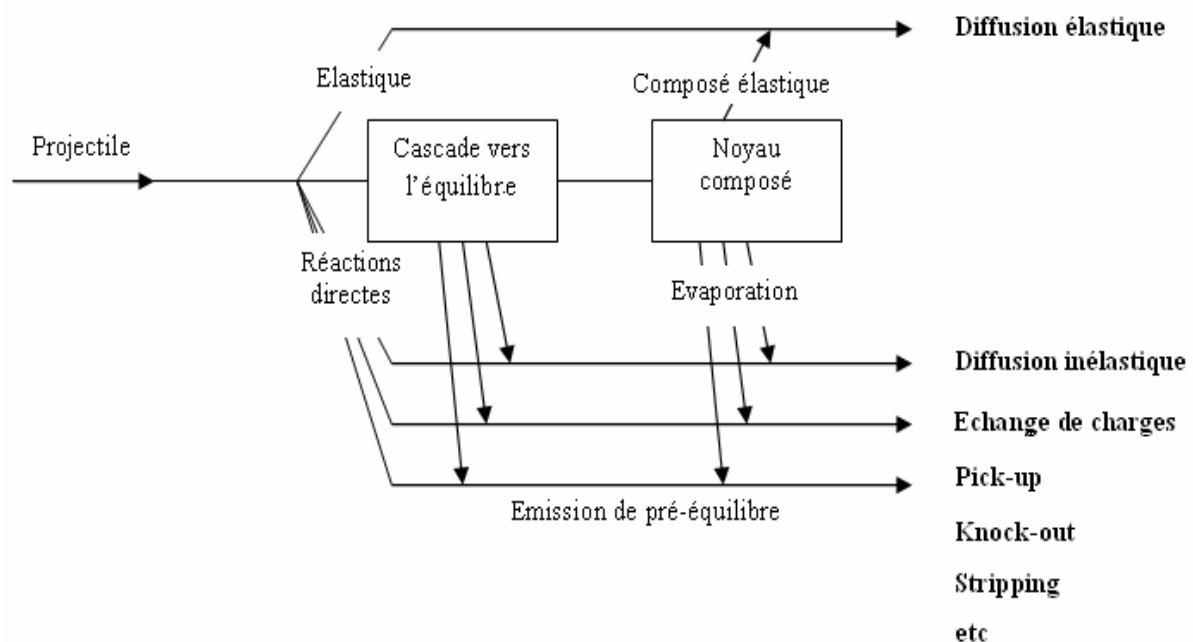


Figure 1.3 Schéma descriptif des mécanismes de réactions.

1.2 Modèle optique

Les bases du modèle optique ont été développées après le rapprochement des résultats de la diffusion des neutrons par des noyaux (vers 1950) et ceux de la diffusion de la lumière par des sphères transparentes [sat70] et [Sat83].

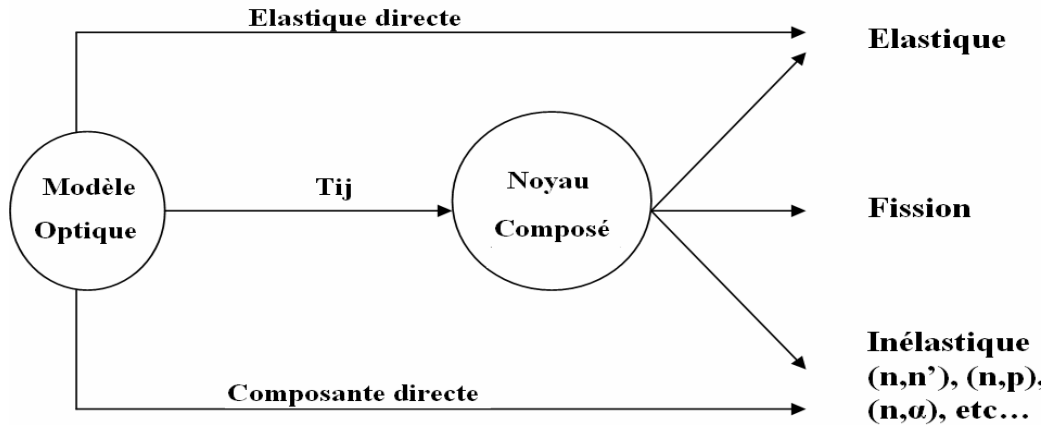


Figure 1.4 Modèle optique

Le modèle optique est en fait, une approche de la diffusion nucléon-noyau dans laquelle le nucléon incident interagit avec un potentiel complexe représentant son interaction avec l'ensemble des nucléons qui constituent le noyau cible. Ce phénomène est régi par la mécanique quantique. Le modèle optique consiste à décrire le nucléon projectile comme une fonction d'onde. Cette onde, réfractée par le potentiel représentant le noyau cible, interfère avec l'onde incidente en produisant des figures de diffraction (voir les figures (2.1),..., (2.8)). De plus, l'onde associée au projectile est partiellement absorbée par la partie imaginaire du potentiel optique, figurant toutes les voies non traitées explicitement.

1.2.1 Potentiel optique :

Le modèle optique est une approximation qui permet de ramener un problème à A+1 corps (le cas où le projectile est un nucléon) à la résolution de l'équation de Schrödinger d'une particule dans un potentiel complexe central [Hod71].

$$\hat{H} \Psi = \sum_{i=1}^{A+1} \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 + V(\vec{r}_i) \right] \Psi = E \Psi \quad (1.2)$$

L'équation de Schrödinger (1.2) dans ce cas, peut se réduire à :

$$\nabla^2 \Phi + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) \Phi = 0 \quad (1.3)$$

où μ est la masse réduite du système projectile-cible possédant une énergie E dans le référentiel du centre de masse.

Le potentiel complexe $V(r)$ contient une partie imaginaire qui est reliée à la perte du flux dû aux voies de réactions et une partie réelle qui décrit la voie élastique de la réaction:

$$V(r)=U(r)+iW(r) \quad (1.4)$$

où $U(r)$ et $W(r)$ sont respectivement, les parties réelle et imaginaire du potentiel $V(r)$.

Les premiers potentiels optiques ont été construits pour l'interaction des neutrons avec des noyaux, d'autres potentiels optiques ont été développés par la suite pour la diffusion des protons, des particules α et des ions lourds. Les premières analyses de la diffusion élastique utilisaient un potentiel en forme de puits carré qui a été ensuite remplacé par une forme physiquement plus réaliste :

$$V(r)=U.f(r)+iW.g(r) \quad (1.5)$$

U et W sont les profondeurs de la partie réelle et de la partie imaginaire. Les facteurs de forme $f(r)$ et $g(r)$ dépendent de la distance r entre les deux noyaux. Ils sont exprimés comme suit :

$$f(r) = -\frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad \text{et} \quad g(r) = -4a \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (1.6)$$

La fonction $f(r)$ a la forme de la fonction de Wood Saxon, pour assurer la propriété de saturation des forces nucléaires (l'interaction des nucléons avec uniquement leurs proches voisins).

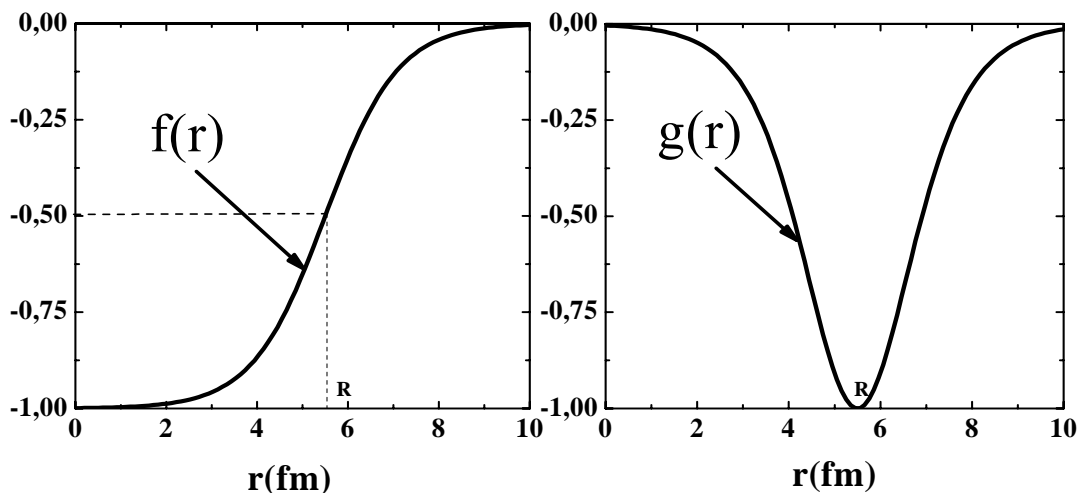


Figure 1.5 Dépendance radiale du potentiel optique phénoménologique

R : représentant l'extension du potentiel qui doit être similaire au rayon du noyau. Le paramètre a simule « la vitesse de décroissance » de la fonction $f(r)$ et est par conséquent lié à la diffusivité de la surface nucléaire.

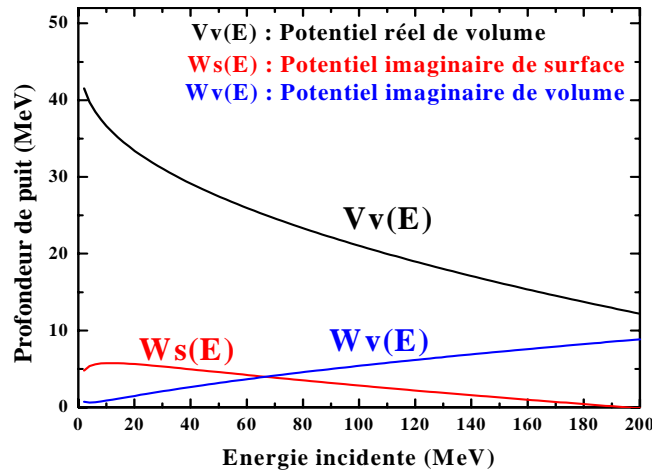


Figure 1.6 Dépendance énergétique des profondeurs de puits de potentiel optique central

On peut remarquer sur la figure ci-dessus qu'à basse énergie le potentiel imaginaire (d'absorption) est dominé par le terme de surface W_s , alors qu'à plus haute énergie c'est le terme de volume W_v qui domine. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à basse énergie le projectile ne pénètre pas profondément dans le noyau cible et donc que l'absorption ne peut se produire que là où la probabilité de présence du projectile est non négligeable, c'est à dire à la surface de la cible. Au fur et à mesure que l'énergie du projectile augmente, il pénètre plus profondément dans la cible et la composante d'absorption de volume augmente.

A plus haute énergie, la partie imaginaire est en général composée de deux termes: un terme de surface décrit ci-dessus et un terme de volume décrit par un potentiel de Woods-Saxon.

De plus, on inclut le terme qui représente le potentiel de spin-orbite et qui traduit le couplage du spin de la particule incidente avec le moment orbital du système nucléaire:

$$V_{so}(r) = -\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{V_{so}}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{\ell} \cdot \vec{S} \quad (1.7)$$

$\vec{\ell}$ et \vec{S} sont les opérateurs du moment angulaire et du spin et $\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)$: longueur d'onde

Compton du pion.

Enfin un potentiel Coulombien est ajouté au potentiel $V(r)$ si la particule incidente est chargée. Il s'agit du potentiel créé entre une charge ponctuelle Z_i et une sphère uniformément

chargée de charge Z_2 , de rayon R où R est la somme des rayons de charge du noyau projectile et du noyau cible:

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) & r \leq R \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & r \geq R \end{cases} \quad (1.8)$$

Avec ces différentes contributions, le potentiel complexe $V(r)$ utilisé dans le cadre du modèle optique a la forme suivante:

$$V(r) = V_c(r) + V_{vf}(r) + V_{so}(r) - iW_{vf}(r) - iW_{sg}(r) \quad (1.9)$$

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

$$V = V_0 + V_1 \cdot E + V_2 \cdot E^2 + V_3 \cdot E^3 + V_4 \ln(E) + V_5 \cdot \sqrt{E} \quad (1.10)$$

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

$$\begin{aligned} r_i &= r_i^0 + r_i^1 \cdot E && \text{(sachant que } R_i = r_i A^{1/3}) \\ \text{et } a_i &= a_i^0 + a_i^1 \cdot E \end{aligned} \quad (1.11)$$

L'indice i représente le type du potentiel (réel de volume, imaginaire de surface, ... etc.).

1.2.2 Section efficace différentielle de la diffusion élastique :

La solution de l'équation (1.3) dans la région asymptotique est la somme d'une onde plane et d'une onde sphérique diffusée. En choisissant l'axe z comme direction du faisceau incident, la forme asymptotique de la fonction d'onde Φ peut s'écrire, pour $r \rightarrow \infty$:

$$\Phi \sim e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \quad (1.12)$$

$k = \frac{(2\mu E)^{1/2}}{\hbar}$ est le nombre d'onde et $f(\theta)$ est l'amplitude de diffusion.

e^{ikz} peut se développer en ondes partielles sous la forme suivant :

$$e^{ikz} = \frac{1}{kr} \sum_{\ell} (2\ell + 1) i^{\ell} \sin(kr - \ell \frac{\pi}{2}) P_{\ell}(\cos\theta) \quad (1.13)$$

Si on suppose que le potentiel d'interaction admet une symétrie sphérique, Φ peut être développée sous la forme d'un produit de fonctions radiales et angulaires :

$$\Phi = \sum_{\ell} \frac{u_{\ell}(r)}{r} i^{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \quad (1.14)$$

Où ℓ est le moment angulaire orbital, $u_{\ell}(r)$ est la fonction d'onde radiale et P_{ℓ} est le polynôme de Legendre.

En substituant cette expression (1.14) de Φ dans l'équation (1.3), on obtient l'équation de l'onde radiale :

$$\frac{d^2 u_{\ell}(r)}{dr^2} + \left(\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) u_{\ell}(r) = 0 \quad (1.15)$$

La solution asymptotique de l'équation de Schrödinger radiale (1.15) est :

$$u_{\ell}(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{i\delta_{\ell}} \sin\left(kr - \frac{\ell\pi}{2} + \delta_{\ell} \right) \quad (1.16)$$

où δ_{ℓ} est appelé le déphasage.

Prenons par exemple la fonction d'onde radiale $u_0(r)$, en l'absence d'un potentiel $V(r)$, le déphasage δ_0 est nul et la fonction d'onde est sinusoïdale. En présence du potentiel $V(r)$, la forme de la fonction d'onde est modifiée et est déphasée de δ_0 à l'extérieur du potentiel. Ce même raisonnement s'applique aux autres fonctions d'ondes partielles. Comme seules les formes asymptotiques des fonctions d'ondes caractérisant la diffusion élastique, δ_{ℓ} contient toute l'information physique de l'interaction entre le projectile et la cible.

En remplaçant (1.13) dans (1.12) et (1.16) dans (1.14), et en comparant les 2 expressions obtenues, on en déduit ainsi l'expression de l'amplitude de diffusion:

$$f(\theta) = \left(\frac{1}{2ik} \right) \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) (\eta_{\ell} - 1) P_{\ell}(\cos\theta) \quad (1.17)$$

Les éléments diagonaux sont reliés au déphasage δ_{ℓ} par :

$$\eta_{\ell} = e^{2i\delta_{\ell}} \quad (1.18)$$

On peut montrer que la section efficace de la diffusion élastique dépend directement de l'amplitude de diffusion :

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (1.19)$$

-Pour les particules chargées de spin 0, (*exemple* : particule α), la distribution angulaire est donnée par :

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |A(\theta)|^2 \quad (1.20)$$

avec l'expression $A(\theta)$ qui s'écrit sous la forme :

$$A(\theta) = f_c(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} e^{2i\delta_{\ell}} (2\ell+1)(1-\eta_{\ell}) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (1.21)$$

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

$$f_c(\theta) = \frac{-\eta}{2k \sin^2 \theta / 2} \exp[-i\eta \ln(\sin^2 \theta / 2) + 2i\delta_0] \quad (1.22)$$

η représente le paramètre de Sommerfeld qui est donné par : $\eta = \frac{Z_a Z_A e^2}{\hbar v}$.

Les $\delta_{c\ell}$ représentent les déphasages coulombiens et ils sont donnés par :

$$\delta_{c\ell} = \arg \Gamma(\ell + 1 + i\eta) \quad (1.23)$$

Γ est la fonction Gamma d'Euler donnée par : $\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$.

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

$$\delta_{c\ell} = \delta_{c\ell-1} + a \tan(\eta / \ell) \quad (1.24)$$

avec, comme valeur initiale :

$$\delta_{c0} = \arg \Gamma(1 + i\eta) \quad (1.25)$$

1.2.3 Coefficients de transmission

Le taux de désexcitation du noyau composé dans une voie donnée peut être exprimé en fonction des coefficients de transmission, (la probabilité qu'une particule incidente avec une énergie donnée percute la surface du noyau cible). La formation du noyau composé rencontre des obstacles (barrières) qui peuvent être traversés par effet tunnel (comme dans le cas où le projectile est une particule chargée qui traverse le potentiel coulombien). Les coefficients de transmission représentent donc, la probabilité de traverser ces barrières ou en d'autres termes : *la pénétrabilité*. En utilisant le modèle optique, on peut déterminer les coefficients

de transmission qu'on pourra utiliser dans le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé, qui sont par la suite, utilisées dans le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52].

A haute énergie d'excitation du noyau composé, le grand nombre de voies à la sortie qui s'offrent à ce noyau, rend peu probable sa désexcitation par diffusion élastique et on a alors la section efficace de formation du noyau composé σ_{CN} qui coïncide quasiment avec la section efficace de réaction σ_R ($\sigma_{CN}^c \approx \sigma_R$).

La résolution de l'équation de Schrödinger dans la région interne, où le potentiel coulombien est donné par :

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} (3 - r^2 / R_c^2) \quad (I.26)$$

et la région externe ($r > R_c$) où le potentiel optique est nul ($V_c(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r$), permet de déterminer la quantité :

$$\eta_{\ell j}(E) = \exp[2i\delta_{\ell j}(E)] \quad (I.27)$$

où $\delta_{\ell j}(E)$ étant le déphasage de la fonction d'onde sortante.

Les coefficients de transmission $T_{\ell j}(E)$ sont reliés alors aux termes $\eta_{\ell j}(E)$ par la relation :

$$T_{\ell j}(E) = 1 - |\eta_{\ell j}|^2 \quad (I.28)$$

$\eta_{\ell j}$ est l'élément de matrice de diffusion, relié au déphasage $\delta_{\ell j}$ par :

$$\eta_{\ell j} = \frac{(u'_{\ell j} F_{\ell} - u_{\ell j} F'_{\ell}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})}{(u_{\ell j} F'_{\ell} - u'_{\ell j}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})} = \exp(2i\delta_{\ell j}) \quad (I.29)$$

F et G sont les fonctions de coulomb régulières et irrégulières dans la région externe, 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 sont donnés par :

$$T_{\ell} = \frac{(\ell + 1)T_{\ell}^{j=\ell+1/2} + \ell T_{\ell}^{j=\ell-1/2}}{2\ell + 1} \quad (I.30)$$

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

$$T_{\ell} = \frac{(2\ell + 3)T_{\ell}^{j=\ell+1} + (2\ell + 1)T_{\ell}^{j=\ell} + (2\ell - 1)T_{\ell}^{j=\ell-1}}{3(2\ell + 1)} \quad (I.31)$$

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

$$T_\ell = \frac{1}{(2s+1)(2\ell+1)} \sum_{j=|\ell-s|}^{\ell+s} (2j+1)T_{\ell j} \quad (I.32)$$

Ces coefficients de transmission interviennent dans le calcul des sections efficaces totale et élastique, et la section efficace de réaction ainsi que les rayons de diffusion pour des neutrons à basses énergies.

$$\sigma_R \approx \sigma_{NC} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_l (2l+1)(1 - \text{Im}(\eta_l)) \quad (I.33)$$

1.3 Modèles statistiques

Quand un noyau est « percuté » par un projectile, le noyau composé formé est dans des états excités. Lorsque l'énergie incidente du projectile est importante (de quelques MeV), les états du noyau composé sont situés dans le domaine du continuum, dans ce cas la densité de niveaux est grande, et l'espacement moyen entre les niveaux voisins est faible par rapport à la largeur moyenne des niveaux ($D \ll \bar{\Gamma}$). Par conséquent, un grand nombre de niveaux contribuent dans le processus d'interaction et l'approche statistique peut-être retenue.

1.3.1 Modèle du noyau composé

Bohr apporta une solution à ce problème en 1936 [Boh36] par la théorie du noyau composé. L'une des premières images historiques du noyau comme système complexe de nucléons est celle de la goutte liquide, dans laquelle les nucléons subissent des collisions fréquentes et aléatoires. A la différence du modèle à particules indépendantes, la théorie de Bohr tient donc compte du fait que le noyau est composé de plusieurs nucléons interagissant entre eux par des forces de courte portée. Si le neutron pénètre dans le noyau alors, d'après cette théorie, il va y subir un grand nombre de collisions. Son énergie va être ainsi distribuée au hasard aux nucléons et finalement répartie uniformément dans tout le noyau : cet état d'équilibre est le noyau composé qui est le noyau cible augmenté d'un projectile (ici un neutron).

1.3.1.a Hypothèse de Bohr

Bohr se basa sur la largeur ΔE des résonances observées (de l'ordre de 10 eV) pour estimer la durée de vie Δt du noyau composé. En considérant $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar \approx 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$, la valeur obtenue est $\Delta t = 10^{-16} \text{ s}$, ce qui est 1000 fois supérieure au temps que mettrait un neutron de 100 eV pour parcourir une distance comparable aux dimensions du noyau (10^{-12} cm). Le

noyau composé a donc le temps d'exister entre la configuration initiale (neutron et noyau cible) et finale (noyau résiduel + particule ou rayonnement gamma de désexcitation). Il suggéra alors de diviser le processus en deux parties distinctes :

-la formation du noyau composé : l'énergie dans le centre de masse du neutron incident et l'énergie de séparation du neutron pour le noyau composé, sont immédiatement partagées entre tous les nucléons du noyau.

-la désexcitation du noyau composé.

Toujours, du fait de l'importance du temps de vie du noyau composé devant le temps nécessaire à sa création, Bohr émit sa célèbre hypothèse simplificatrice « d'indépendance » : le mode de désexcitation du noyau composé est indépendant de son mode de formation.

1.3.1.b Etablissement de la théorie :

La théorie issue des suggestions de Bohr fut établie par Bethe [Bet37-a]. Tout se passant comme si le noyau composé avait "oublié" son mode de formation et vue la complexité du système, une interprétation statistique des réactions nucléaires est envisageable. Dans les années qui suivirent de nombreuses publications (telles que [Bet37-b]) s'attachèrent à étudier les différentes conséquences de cette théorie qui reste le fondement de celle utilisée aujourd'hui.

1.3.2 Modèle statistique de Hauser-Feshbach

Considérons la réaction suivante $A(n,b)B$, qui mène le noyau A doté d'un moment angulaire I_A et qui est percuté par un neutron d'énergie cinétique E_n et du moment angulaire I_n (la voie d'entrée) vers un noyau résiduel B avec un moment angulaire I_B et une particule émise b avec un moment angulaire I_b , qui constituent la voie de sortie, tout en passant par la formation du noyau composé ${}^{A+1}_Z A$ qui est formé à l'énergie E_λ^J dans l'état λ de moment angulaire J avec l'énergie propre W_λ complexe telle que :

$$W_\lambda = E_\lambda^J + \frac{1}{2}i\Gamma_\lambda^J \quad (1.34)$$

La loi de conservation du moment angulaire nous impose ce ci :

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{I} = \vec{\ell}' + \vec{I}' \quad (1.35)$$

avec $\vec{I} = \vec{I}_A + \vec{I}_n$ et $\vec{I}' = \vec{I}_B + \vec{I}_b$ sont respectivement, les spins des voie d'entrée et de sortie;

$\vec{\ell}$ et $\vec{\ell}'$: sont les moments angulaires orbitaux caractérisant le mouvement relatif des particules respectivement dans les voies c et c' .

Le modèle statistique de Hauser-Feshbach fait décroître le noyau composé ${}^A_{Z}A$ ainsi défini en mettant en compétition toutes les voies de décroissance possibles (émission de γ , neutron, proton, deuton, triton, ${}^3\text{He}$, α et fission).

En se basant sur l'hypothèse de Bohr, qui suppose une désexcitation du noyau composé découplée du processus de sa formation et s'inspirant de la formule de Breit et Wigner moyennée en énergie, la section efficace σ_{nb} s'écrit sous la forme :

$$\sigma_{nb} = \sum_{J,\pi} \sigma_{CN}^n(E^*, J, \pi) \frac{\langle \Gamma_b(E^*, J, \pi) \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c(E^*, J, \pi) \rangle} \quad (1.36)$$

Dans cette équation, la section efficace σ_{nb} est décrite comme le produit de la section efficace de formation du noyau composé σ_{CN}^n dans l'état (E^*, J, π) , par la probabilité de décroissance de ce noyau composé dans la voie b. Cette probabilité est exprimée comme le rapport de la largeur de décroissance dans la voie b sur la somme des largeurs de décroissance dans toutes les voies possibles.

La difficulté pour calculer une section efficace de décroissance statistique du noyau composé consiste donc à évaluer, pour toutes les voies, les largeurs de décroissance Γ_c . L'approximation Hauser-Feshbach [Hau52] simplifie ce calcul en considérant que le rapport des largeurs de décroissance est égal au rapport des pénétrabilités moyennes :

$$\frac{\Gamma_b(E^*, J, \pi)}{\sum_c \Gamma_c(E^*, J, \pi)} = \frac{\langle T_b^{J\pi}(E_b) \rangle}{\sum_c \langle T_c^{J\pi}(E_c) \rangle} \quad (1.37)$$

Les énergies E_b des particules émises dans la voie b et leurs moments angulaires J_b sont bien sûr choisis de manière à assurer les conservations de l'énergie totale et du spin total.

La formulation ci-dessus, qui s'appuie sur l'hypothèse de Bohr, est justifiée à haute énergie où les voies d'entrée et de sortie sont complètement découplées.

Formalisme de la Matrice R

Cette théorie est aussi, basée sur le modèle du noyau composé décrit dans le formalisme de la matrice R, développé par Wigner et Eisenbud [Wig47]. La section efficace moyenne pour une voie de réaction $c' \neq c$ s'écrit alors :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{Jl\ell l'} g_J \overline{|S_{cc'}^J|^2} \quad (1.38)$$

où k_c est le vecteur d'onde défini comme suit :

$$k_c = \sqrt{\frac{2\mu_c E_c}{\hbar^2}} \quad (1.39)$$

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

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \quad (1.40)$$

$S_{cc'}^J$ représente l'élément de matrice de collision reliant la voie d'entrée c à la voie de sortie c' , il est donné par :

$$S_{cc'}^J = i \sum_{\lambda JM} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*}}{(E - W_\lambda^J)} \quad (1.41)$$

Les fonctions $\bar{u}_{\lambda c}^{J*}$ et $u_{\lambda c'}^J$ sont reliées aux largeurs réduites $\gamma_{\lambda c}^J$ et $\gamma_{\lambda c'}^J$ et aux largeurs partielles $\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J$ et $\Gamma_{\lambda c'}^J$ par :

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\lambda c}^J &= (\Gamma_{\lambda c}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c \cdot a_c)^{1/2}}{u_{c\ell}^{(-)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda c}^J \\ u_{\lambda c'}^J &= (\Gamma_{\lambda c'}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_{c'} \cdot a_{c'})^{1/2}}{u_{c'\ell}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \end{aligned} \quad (1.42)$$

$u_{c\ell}^{(+)}$ et $u_{c\ell}^{(-)}$, sont respectivement les fonctions d'ondes radiales entrante et sortante décrivant l'état des particules dans la région externe (région où le potentiel d'interaction est purement coulombien). Elles satisfont à l'équation de Schrödinger :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2m_{c'} Z_b Z_B}{\hbar^2 r_{c'}} \right] u_{c'\ell}(k_{c'}, r_{c'}) = 0 \quad (1.43)$$

si on prend la valeur moyenne des carrés des éléments de la matrice de collision de l'expression (1.41), on aura :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda\mu} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*} u_{\mu c}^{J*} \bar{u}_{\mu c'}^J}{(E_\lambda^J - E_\mu^J)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)^2} \quad (1.44)$$

La contributions des termes $\lambda \neq \mu$ sur la gamme I est de l'ordre de $(I\bar{\Gamma}_\lambda^J)^{1/2}/D$, cette contribution est beaucoup plus faible que celle donnée par les termes $\lambda = \mu$ qui est de l'ordre de I/D , de ce fait l'expression de l'élément matrice $\overline{|S_{cc'}^J|^2}$ s'écrira :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{I}{D} \frac{\pi}{I} |u_{\lambda c'}^J|^2 |\bar{u}_{\lambda c}^J|^2 \frac{2\bar{\Gamma}_\lambda^J}{\bar{\Gamma}_\lambda^J} \quad (1.45)$$

Compte tenu de la relation (1.42) :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{\pi}{D} \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c'}^J \bar{\Gamma}_{\lambda c}^J}{\bar{\Gamma}^J} 2 \bar{\Gamma}_\lambda^J \quad (1.46)$$

nous avons aussi la relation qui relie les coefficients de transmission aux largeurs partielles :

$$T_c^J \equiv T_{c\ell}^J = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J}{D} \quad (1.47)$$

en substituant la relation (1.47) dans la relation (1.45), on aura :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{T_{c'}^J T_c^{J*}}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (1.48)$$

On remplace cette dernière expression de $\overline{|S_{cc'}^J|^2}$ dans l'équation (1.38), on obtient alors l'expression de la section efficace moyenne en fonction des coefficients de transmission :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{j\ell\ell'} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (1.49)$$

où la sommation $\sum_{c''}$ est effectuée sur toutes les voies de sorties ouvertes c'' .

Nous pouvons également écrire la section efficace sous la forme suivante :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \sigma_{CN}^c \int_{E_{c'}} P_{c'}(E_{c'}) dE_{c'} \quad (1.50)$$

où σ_{CN}^c est la section efficace de formation du noyau composé à partir de la voie c .

$P_{c'}(E_{c'})$ est la probabilité de décroissance du noyau composé par émission d'une particule d'énergie $E_{c'}$ dans la voie c' .

Notons enfin que l'hypothèse d'indépendance entre la formation et la décroissance du noyau composé, si elle est pratique, n'est qu'une approximation. Il a été démontré qu'il est nécessaire de corriger la théorie d'Hauser-Feshbach pour prendre en compte ce que l'on nomme les corrections dues aux fluctuations des largeurs de voies. Ces corrections ont pour effet principal d'augmenter la section efficace de réaction élastique au détriment des voies inélastiques.

La section efficace de formation du noyau composé dépend essentiellement des coefficients de transmission, en fonction de l'énergie de la voie d'entrée c et du moment orbital ℓ . En

effet, la section efficace de formation du noyau composé correspond à une probabilité de décroissance totale égale à l'unité, cela coïncide avec la sommation sur toutes les voies de sortie possibles, soit :

$$\sigma_{CN}^c = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{Jl'l'} g_J \frac{T_c \sum_{c'} T_{c'}}{\sum_{c''} T_{c''}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{Jl'l'} g_J T_c \quad (1.51)$$

où k_c est le vecteur d'onde dans la voie c (défini par l'équation (1.39)).

où μ_c est la masse réduite des particules n et A dans la voie c .

g_J est le facteur statistique (défini par l'équation (1.40)).

comme $\vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$, on a :

$$\sum_J g_J = \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_J (2J + 1) = \frac{(2I + 1)(2\ell + 1)}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \quad (1.52-a)$$

en tenant compte de l'identité :

$$\sum_I (2I + 1) = (2I_a + 1)(2I_A + 1) \quad (1.52-b)$$

Ainsi, on obtient l'expression de la section efficace de formation du noyau composé :

$$\sigma_{CN}^c(E_c) = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_{c\ell}(E_c) \quad (1.53)$$

1.3.3 Modèle statistique de Weisskopf-Ewing

Historiquement, la théorie des réactions du noyau composé de Weisskopf-Ewing [Wei40] précède la théorie de Hauser-Feshbach [Hau52]. Dans certaines situations, la description de Weisskopf-Ewing rapporte des approximations meilleures que ceux obtenus avec le formalisme de Hauser-Feshbach. Ce modèle ne prend pas en compte la conservation du moment angulaire. Il ne permet donc pas de décrire les sections efficaces de réaction vers des niveaux discrets et ne peut pas non plus permettre de calculer des distributions angulaires.

L'équation (1.49) décrit la section efficace intégrée sur l'énergie des particules émises dans la voie de sortie. Considérant la section efficace différentielle $d\sigma_{cc'}$ correspondant à l'énergie E_b de la particule émise, celle-ci correspond elle-même à l'énergie d'excitation E_B du noyau

résiduel B. Si cependant, ce dernier est fortement excité, le nombre de niveaux caractérisés par une paire spin-énergie d'excitation (I_B, E_B) présents dans l'intervalle $dE_{c'}$ contribuant à la section efficace, est égale à $\omega(E_B, I_B)dE_{c'}$, où $\omega(E_B, I_B)$ est la densité de niveaux liée à l'état (I_B, E_B) .

On peut donc écrire la section efficace par unité d'énergie, sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J I_B' I_B} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \omega(E_B, I_B) \quad (1.54)$$

La sommation sur c'' dans le dénominateur, peut être mise sous la forme:

$$\sum_{c'' I_B'} \int_0^{W_{B'}} T_{c''}^J \omega(E_{B'}, I_{B'}) dE_{B'} \quad (1.55)$$

$E_{B'}, I_{B'}, W_{B'}$ sont respectivement l'énergie d'excitation, le spin et l'énergie d'excitation maximale que peut avoir le noyau résiduel B' dans la voie c'' , elles sont reliées par :

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

et $\omega(E_B, I_B)$ est la densité de niveaux, elle s'écrit en fonction de $E_{B'}, I_{B'}$ et $W_{B'}$ comme suit :

$$\omega(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B (I_B + 1/2)} \omega_0(E_B) \quad (1.56)$$

où $\gamma_B = \frac{2\hbar^2}{\mathfrak{I}_B T}$ est une constante qui dépend de la température T et le moment d'inertie \mathfrak{I}_B .

Pour des grandes valeurs du moment d'inertie, on peut écrire de façon approximative :

$$\omega_0(E_B, I_B) = (2I_B + 1) \omega_0(E_B) \quad (1.57)$$

En utilisant l'équation (1.57), et compte tenu des relations du couplage, la sommation dans l'équation (1.54) sur le moment angulaire devient :

$$\sum_I \sum_J g_J \left[\frac{\sum_{I_B} \sum_{I_B'} (2I_B + 1)}{\sum_{I''} \sum_{I_B'} (2I_{B'} + 1)} \right] = \frac{(2I_b + 1)(2\ell + 1)(2\ell' + 1)}{(2I_{b'} + 1)(2\ell'' + 1)} \quad (1.58)$$

En substituant l'équation (1.55) et (1.57) dans l'expression (1.54) et en tenant compte des équation (1.51) et (1.58), on a alors le spectre en énergie des particules émises qui s'écrit comme :

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{CN}^c \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{c'} \cdot k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{c''} \cdot k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (1.59)$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_c} = \sigma_{CN}^c P_{c'}(E_{c'}) \quad (1.60)$$

où :

$$P_{c'}(E_{c'}) = \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{c'} k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{c''} k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (1.61)$$

Cette dernière expression représente la probabilité de décroissance du noyau composé par émission d'une particule b d'énergie $E_{c'}$ dans la voie c' .

La section efficace intégrée peut être déduite de l'équation (1.60), après intégration :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_{CN}^c \int_0^{W_b} P(E_{c'}) dE_{c'} \quad (1.62)$$

Donc, en se basant sur le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing, la section efficace d'une réaction du type (n,b) est donnée dans le formalisme de Blatt-Biedenharn [Bla52] par:

$$\sigma_{cc'} = \sigma_{CN}^c \frac{F_b}{\sum_{b'} F_{b'}} \quad (1.63)$$

F_b est donné selon l'équation (1.61) :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \omega_0(W_b - E_b) dE_b \quad (1.64)$$

I_b est le spin de la particule émise, W_b est l'énergie cinétique maximale que peut avoir la particule émise b et qui est aussi l'énergie d'excitation maximale W_b du noyau résiduel B, et $\omega_0(W_b - E_b)$ est la densité de niveaux à l'énergie d'excitation $(W_b - E_b)$. W_b est reliée à l'énergie du noyau composé E_{CN} par la relation:

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

avec S_b l'énergie de séparation de la particule b.

1.4 Densités de niveaux

Comme nous venons de le voir, la description du continuum des états du noyau composé intervient de façon importante dans la compétition entre les différentes voies de décroissance du noyau composé. Il est donc important de bien décrire la densité de niveaux qui quantifie,

en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé, les états nucléaires accessibles au système. En effet, comme cette densité de niveaux croît de façon exponentielle avec l'énergie d'excitation il est illusoire de vouloir décrire niveau par niveau les densités de niveaux à l'énergie de séparation d'un neutron S_n , qui à cette énergie sont de l'ordre du million de niveaux par MeV. On décrit donc cette densité de niveaux de façon statistique dès que l'on rentre dans le domaine du continuum (au-delà du dernier niveau discret).

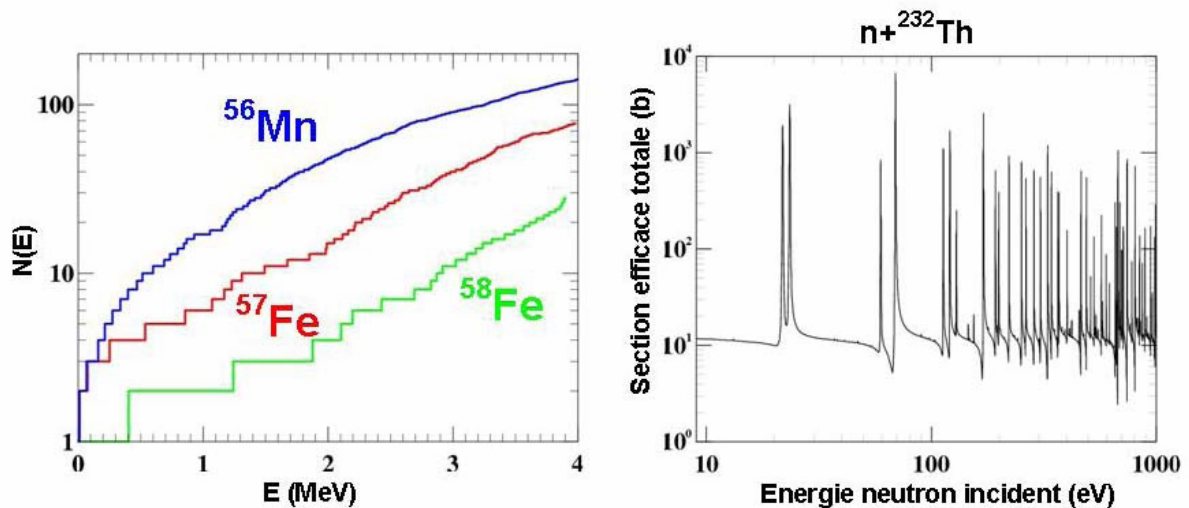


Figure 1.7 Illustration de la croissance exponentielle du nombre de niveaux cumulé avec l'énergie d'excitation (à gauche) et du nombre élevé de niveaux à l'énergie de séparation du neutron S_n (à droite).

1.5 Autres modèles

1.5.1 Modèle de pré-équilibre

A l'issue du processus de réaction directe, on connaît les sections efficaces totale, élastique directe, quelques inélastiques directes ainsi que la section efficace de réaction. Cette section efficace de réaction correspond à tous les processus qui n'ont pas été déjà pris en compte et décrit la probabilité qu'a le projectile d'être « capturé » dans le continuum du noyau cible. Le système composite formé alors n'a pas encore perdu la mémoire de la voie d'entrée et va chercher à se désexciter, soit en partageant son énergie avec un nucléon de la cible, créant ainsi une excitation particule-trou, soit en émettant ce projectile. On peut alors décrire le noyau comme une série d'excitation 1 particule 0 trou (état initial : un nucléon capturé dans le continuum, projectile froid, état noté 1p0h), 2p1h (le projectile a cédé de l'énergie pour exciter 1 paire particule trou dans la cible), 3p2h, 4p3h ...etc. A chaque étape de ce processus

de « mélange » de l'énergie entre le projectile et la cible il y a une probabilité de réémettre le projectile avec une énergie dégradée.

Comme nous l'avons déjà fait remarquer, les particules émises lors du processus de pré-équilibre ont des énergies (et des moments angulaires) de l'ordre de ceux du projectile, ce qui implique qu'après une émission de pré-équilibre l'énergie d'excitation du noyau résiduel est relativement faible (ainsi que son spin).

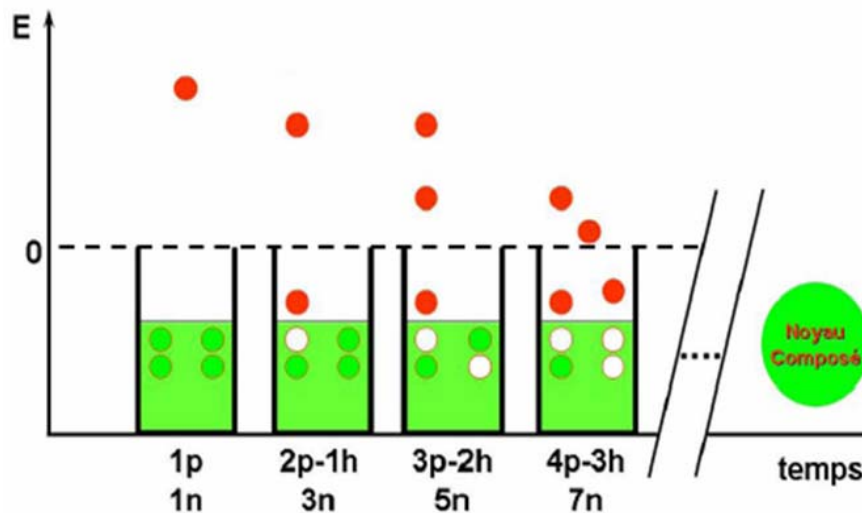


Figure 1.8 Compétition entre l'émission du pré-équilibre et la thermalisation du noyau composé

Il existe de nombreuses modélisations des processus de pré-équilibre, mais elles ont toutes en commun le fait de décrire la compétition entre l'émission de pré-équilibre qui évacue rapidement l'énergie et la thermalisation qui passe cette énergie au processus suivant : la désexcitation du noyau composé. Le noyau composé « légué » au modèle statistique se trouve alors dans une superposition d'états associés à l'émission de pré-équilibre après 1, 2, 3, ... excitations particules-trous, chacun avec une probabilité proportionnelle à la section efficace d'émission de pré-équilibre à la 1ère, 2ème, 3ème, ... étape.

L'effet du processus de pré-équilibre sur les sections efficaces est illustré dans cette figure (Fig.1.9).

Sans pré-équilibre l'émission multiple de nucléons démarre plus rapidement parce que toute l'énergie est disponible pour l'émission statistique. Au contraire, lorsque le pré-équilibre est pris en compte, une partie de l'énergie du projectile a déjà été émise, et n'est donc plus disponible sous forme d'énergie d'excitation du noyau composé, ce qui provoque l'apparition d'une « queue » pour la section efficace inélastique qui s'étend alors jusqu'à des énergies importantes.

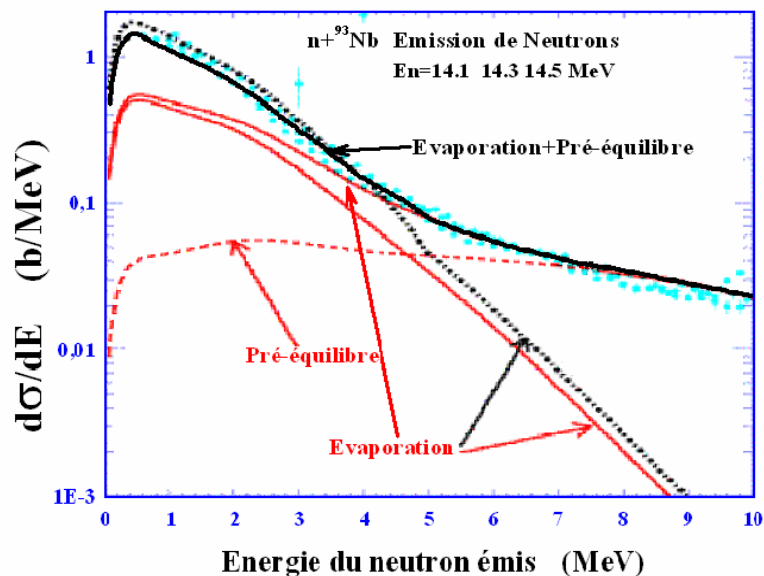


Figure 1.9 Contribution du processus du pré-équilibre à la section efficace de la réaction.

Réaction $n+^{93}\text{Nb}$: Section efficace différentielle en énergie. Les points bleus sont les points expérimentaux, les courbes rouges correspondent à des simulations utilisant le code GNASH. La courbe rouge pointée correspond au processus de pré-équilibre et la somme des deux processus (pré-équilibre et évaporation) est représentée par la courbe noire [Bla77].

1.5.2 Cascade intranucléaire

L'idée de décrire l'interaction des nucléons de hautes énergies avec des noyaux complexes par une succession d'interactions à deux corps entre les particules incidentes et les nucléons de la cible a été émise par Serber [Ser47]. Une succession d'interactions à deux corps est introduite après la première interaction et une cascade intranucléaire (INC) est initiée par la voie d'entrée. Ce type de description a été développé par Goldberger [Gol48] durant plusieurs années en utilisant une technique Monte-Carlo. Plus tard, Metropolis [Met58a, Met58b] a implémenté les effets de réflexion et de réfraction des nucléons à la surface nucléaire. Bertini [Ber63] a introduit des potentiels et des densités nucléaires réalistes avec une diffusivité à la surface nucléaire. Chen [Che68] a apporté des développements essentiels en suivant en temps et en espace la cascade intranucléaire. Mathews [Mat82] a étendu les modèles concernant la particule incidente, celle-ci pouvant être plus complexe qu'un nucléon mais toujours limitée à des projectiles légers (jusqu'aux particules alpha). De plus, l'émission du noyau cible de particules composées est également rendue possible.

Chapitre 2

Sections efficaces de formation du noyau composé

2.1 Introduction

Le modèle du **noyau composé**, qui est une idée proposée en 1935 par Niels Bohr, considérant les forces nucléaires si fortes que lors d'une réaction entre un projectile et un noyau, le projectile est capturé et ne peut s'échapper avant d'avoir partagé son énergie avec les nucléons constituant le noyau. Cette conception implique que le noyau composé (projectile+cible) oublie complètement la façon dont il a été formé. Plus précisément, la formation et la désexcitation du noyau composé sont deux processus indépendants. En d'autres termes, la désexcitation du noyau composé dépend uniquement de ses caractéristiques intrinsèques (énergie, moment angulaire, parité). Cette propriété est particulièrement intéressante puisqu'elle permet de calculer les sections efficaces de formation du noyau composé indépendamment des voies de désexcitation, en considérant l'interaction du projectile avec le potentiel du noyau.

Notre travail consiste à analyser les sections efficaces des réactions du type (n,α) , induites par des neutrons rapides, d'énergies incidentes s'étalant de l'énergie seuil jusqu'à 20 MeV pour une gamme de noyaux $50 \leq A \leq 92$. Cette analyse ne pourra être réalisée qu'avec la détermination des sections efficaces de formation du noyau composé à travers le modèle optique.

2.2 Présentation du code de calcul Scat-2

Dans le cadre du travail présenté ici, il est indispensable de calculer les sections efficaces de formation du noyau composé. Nous avons utilisé un code qui nous a permis de calculer ce type de sections efficaces. Il s'agit du code « **Scat-2** » [Ber92], qui consiste à résoudre l'équation de Schrödinger (par la méthode de Cowell [Mel66]) en utilisant le potentiel optique sphérique dans la région interne ($r < R_m = r_0(A_a^{1/3} + A_A^{1/3})$) et le potentiel purement coulombien

dans la région externe (à l'aide des fonctions de Coulomb). Ce code permet, par la suite, de déterminer les coefficients de transmission, qui interviennent dans le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé, comme l'indique l'équation (1.53), ce code permet, aussi de calculer les distributions angulaires de la diffusion élastique et inélastique. Pour cela on a fait appel à des paramètres globaux du potentiel optique (tirés de la littérature) afin de reproduire au mieux les résultats expérimentaux.

Scat-2

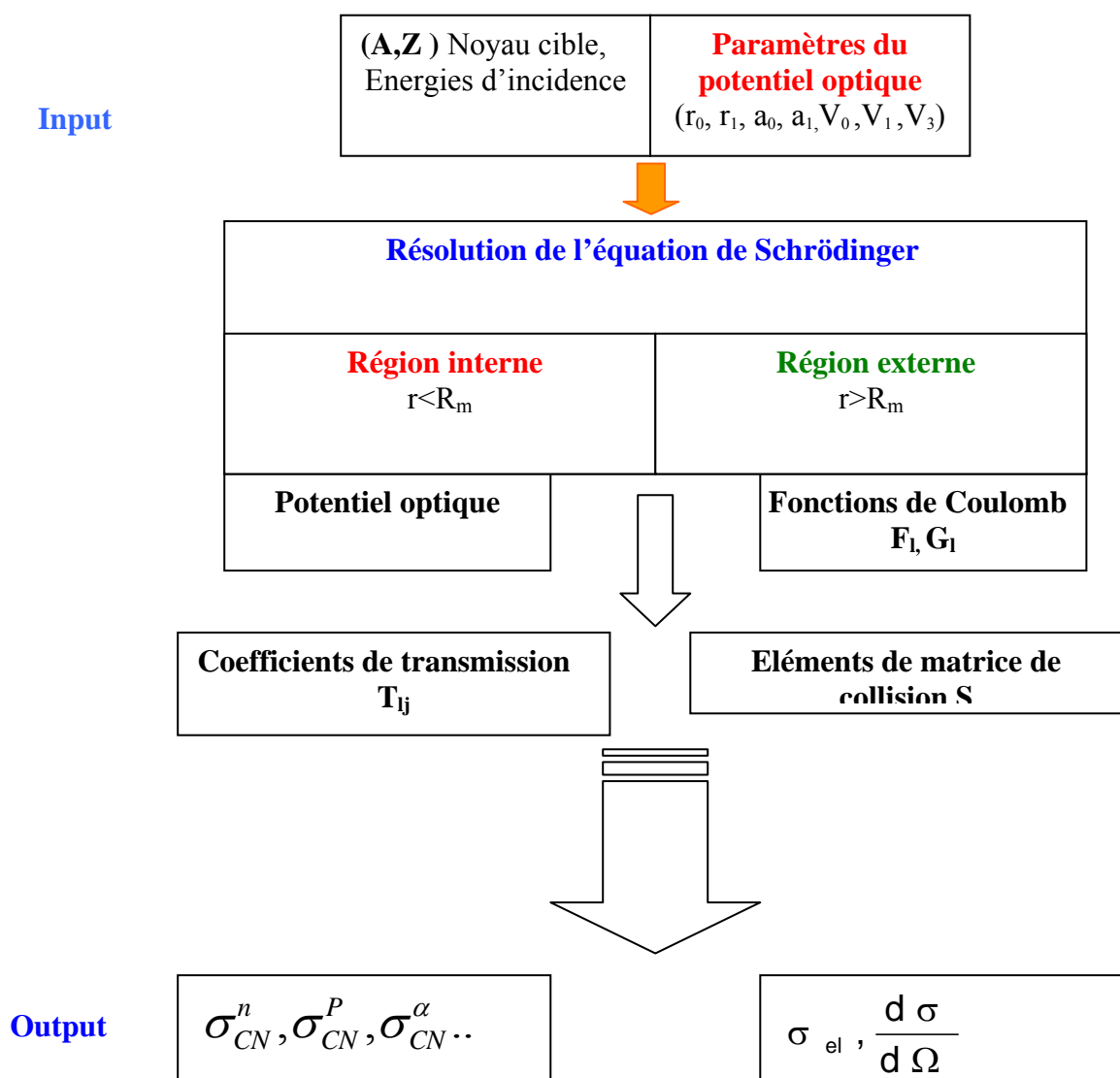


schéma du code Scat-2

2.3 Choix des paramètres du modèle optique

Pour mieux reproduire les données expérimentales de la distribution angulaire de la diffusion élastique, nous avons fait appel aux paramètres globaux du potentiel optique de Wilmore-Hodgson [Wil64] et de Becchetti et Greenlees [Bec69] pour la voie neutron.

Tableau 2-1 : Paramètres du modèle optique pour les neutrons d'énergie $0 \leq E \leq 10$ MeV [Wil64]

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	$1.32-7.610^{-4} \times A+4 \cdot 10^{-6} \times A^2-8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	47.01	-0.267	-0.001
W_v	0	0	0	0	0
W_s	$1.26-3.710^{-4} \times A+2 \cdot 10^{-6} \times A^2-4 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.48	9.52	-0.053	0
V_{so}	$1.32-7.610^{-4} \times A+4 \cdot 10^{-6} \times A^2-8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	7.0	0	0

Tableau 2-2 : Paramètres du modèle optique pour les neutrons d'énergie $10 \leq E \leq 20$ MeV [Bec69]

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	1.165	.656	$57.75-21.75 \times (N-Z)/A$	-0.46	0
W_s	1.261	0.593	$10.2-15.5 \times (N-Z)/A$	-0.1	0
W_v	1.165	0.656	-1.1	-0.035	0
V_{so}	0.6	1.017	6.5	0	0

Afin de vérifier la validité du choix des paramètres, nous avons utilisé comme critère la reproduction des données expérimentales (EXFOR) de la distribution angulaire de la diffusion élastique des neutrons, par le calcul issu du modèle optique.

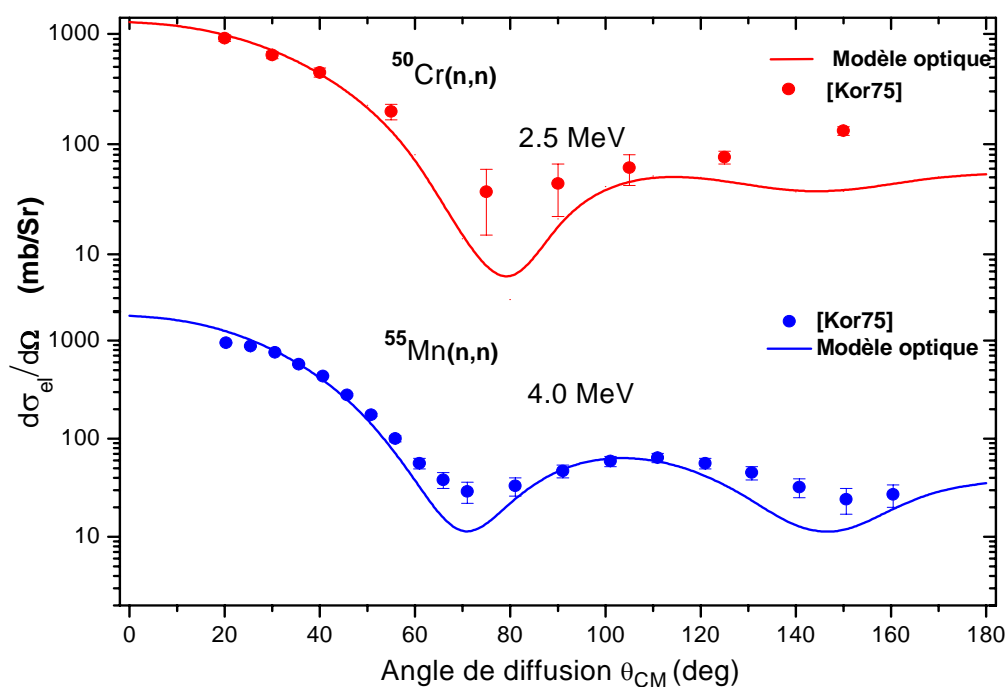


Figure 2.1 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur des cibles du ^{50}Cr et de ^{55}Mn pour des neutrons d'énergies incidentes de 2.5 MeV et de 4.0 MeV, respectivement.

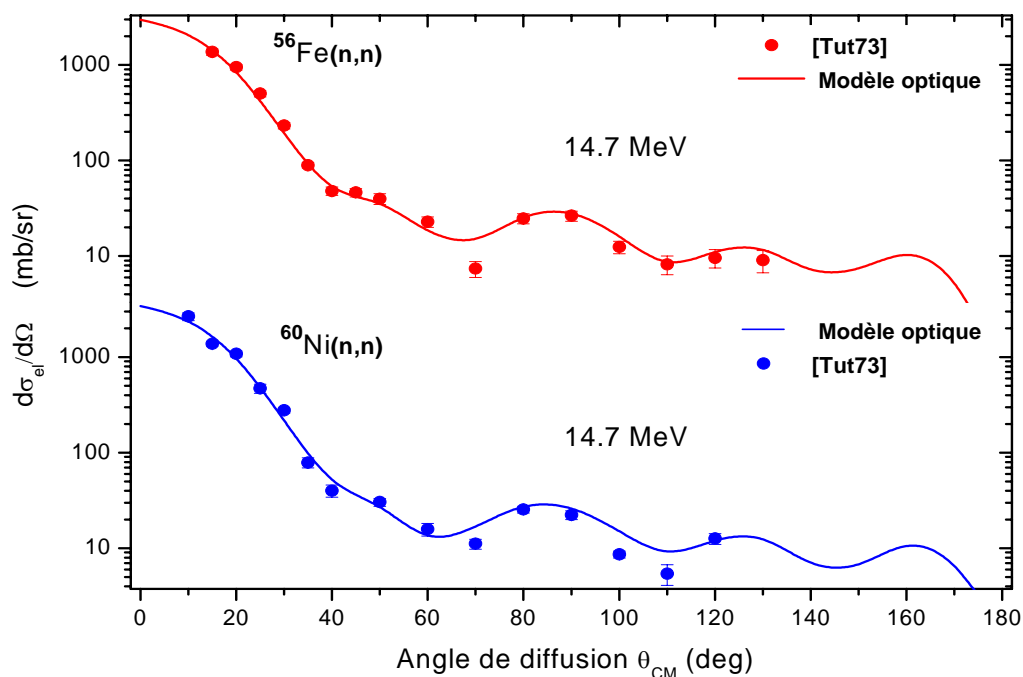


Figure 2.2 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur des cibles de ^{56}Fe et de ^{60}Ni pour des neutrons d'énergies incidentes de 14.7 MeV

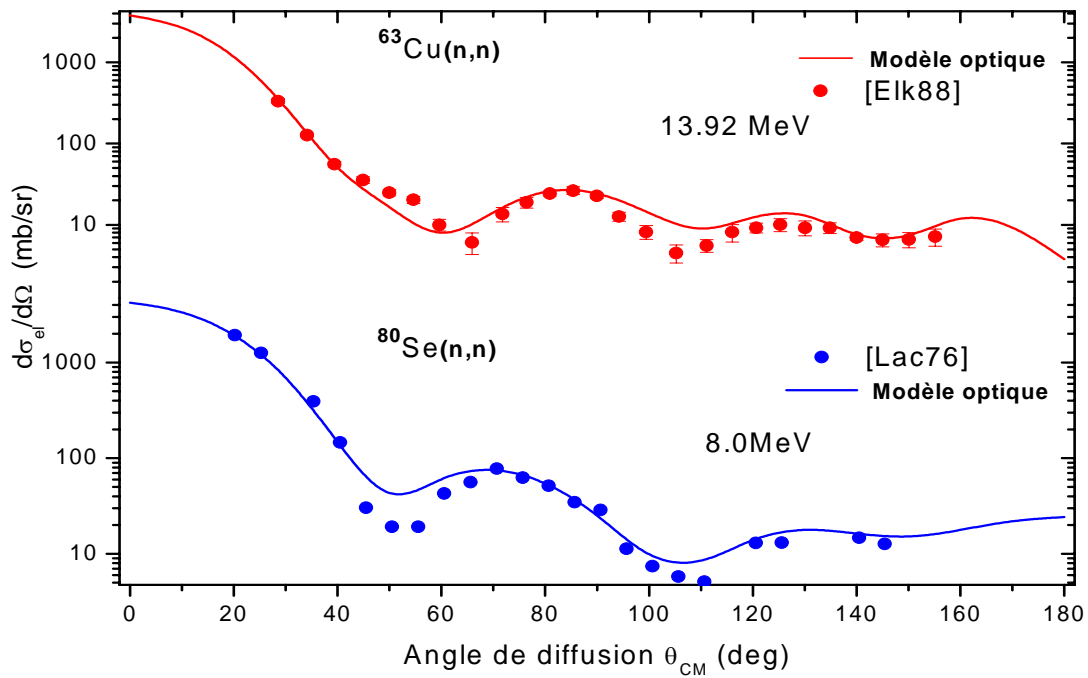


Figure 2.3 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur des cibles de ^{63}Cu et de ^{80}Se pour des neutrons d'énergies incidentes de 13.92 MeV et de 8.0 MeV respectivement

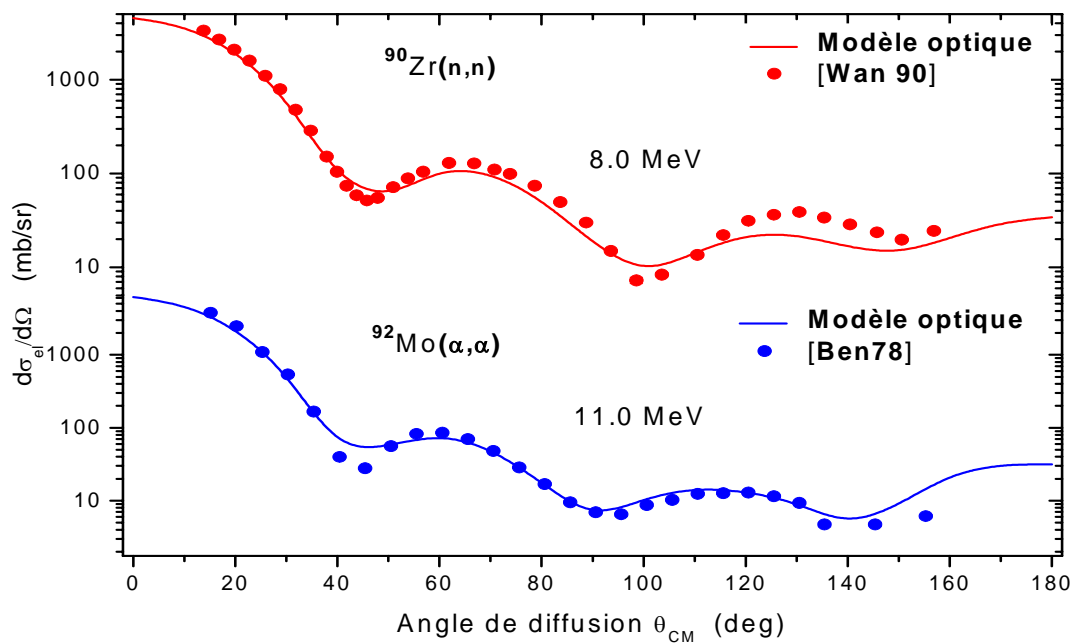


Figure 2.4 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur des cibles de ^{90}Zr et de ^{92}Mo pour des neutrons d'énergies incidentes de 8.0 MeV et de 11.0 MeV respectivement.

Nous avons aussi choisi les paramètres globaux de Mac-Fadden et Satchler [Mac66], (Voir le tableau 2-3) pour la voie alpha parmi d'autres paramètres globaux qui existent aussi, dans la littérature, notons à titre d'exemple celles de ARTHUR-YOUNG [Art80] et celles de NOLTE [Nol87] afin de reproduire au mieux les données expérimentales.

Tableau 2-3 : Paramètres du modèle optique pour les particules alpha d'énergie $0 \leq E \leq 20 \text{ MeV}$ [Mac66]

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	1.40	0.52	185	0	0
W_s	0	0	0	0	0
W_v	1.4	0.52	25	0	0
V_{so}	0	0	0	0	0

Nous avons, aussi testé leur validité par la comparaison du rapport de la section efficace différentielle élastique par la section efficace différentielle de réaction des alpha sur quelques noyaux. ^{50}Cr , ^{58}Ni , ^{64}Zn , ^{70}Ge , ^{90}Zr et le ^{92}Mo aux données expérimentales.

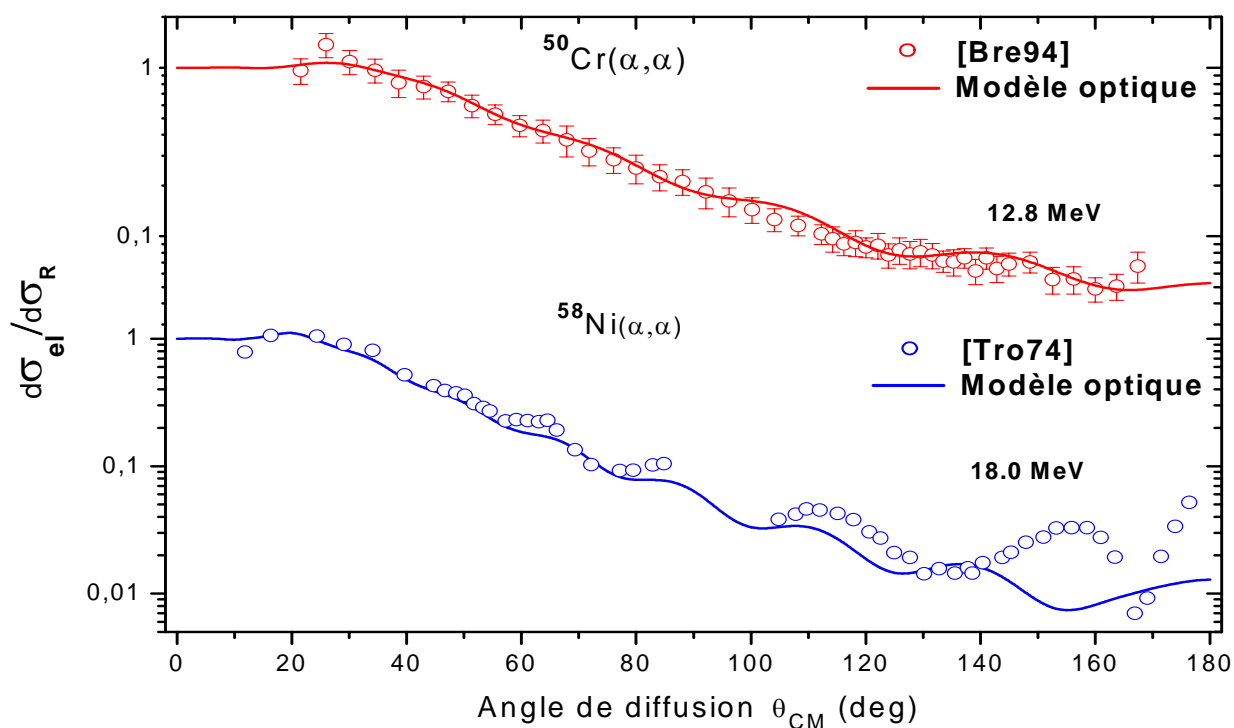


Figure 2.5 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur des cibles de ^{50}Cr et de ^{58}Ni pour des alpha d'énergies incidentes de 12.8 MeV et de 18.0 MeV respectivement

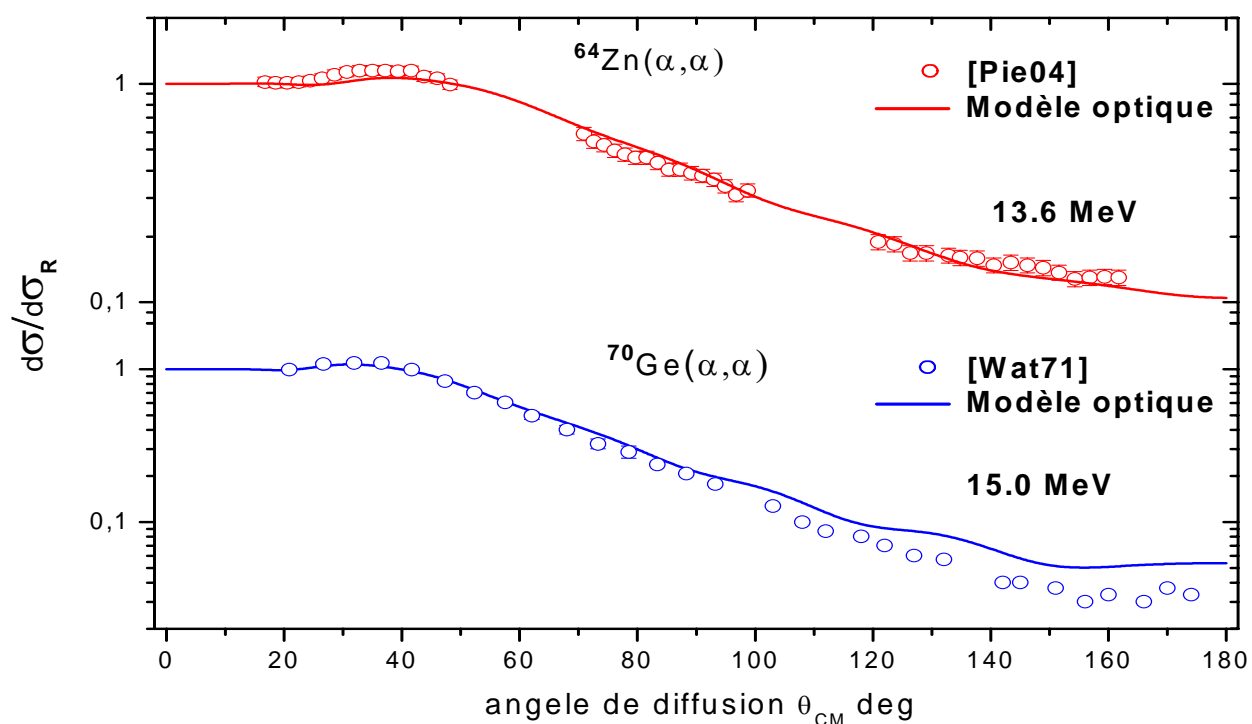


Figure 2.6 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur des cibles de ^{64}Zn et de ^{70}Ge pour des alpha d'énergies incidentes de 13.6 MeV et de 15.0 MeV respectivement.

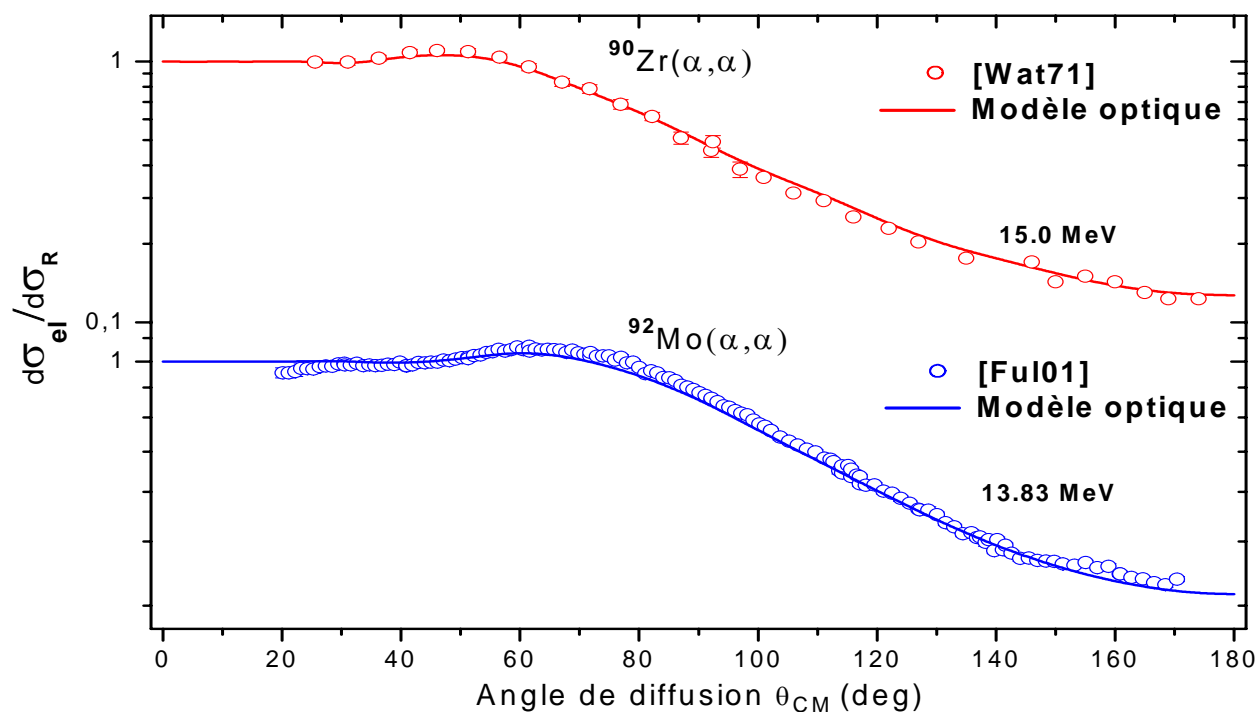


Figure 2.7 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur des cibles de ^{90}Zr et de ^{92}Mo pour des alpha d'énergies incidentes de 15.0 MeV et de 13.83 MeV respectivement

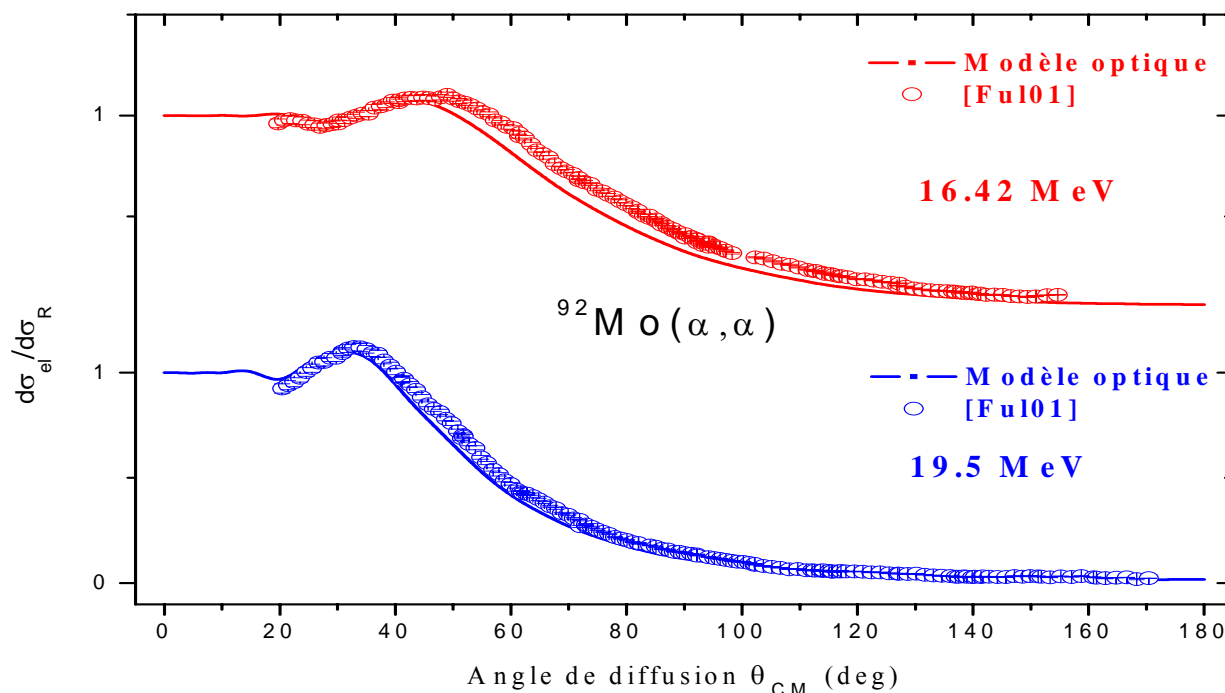


Figure 2.8 Sections efficaces différentielles de diffusion élastique sur une cible de ^{92}Mo pour des alpha d'énergies incidentes de 16.42 MeV et de 19.5 MeV.

2.4 Formules empiriques de la section efficace de formation du noyau composé

En effectuant un ajustement par la méthode des moindres carrés des sections efficaces de formation du noyau composé par voie neutron (pour les noyaux $50 \leq A \leq 92$) calculées par le modèle optique, on a abouti à des expressions analytiques donnant la section efficace de formation du noyau composé en fonction de l'énergie.

2.4.1 Voie neutron

On note, ici que l'ajustement a été effectué en fixant les paramètres P_0 et P_1 pour chaque valeur donnée de A .

La formule analytique décrivant l'évolution de la section efficace de formation du noyau composé par voie neutron en fonction de l'énergie (donnée en MeV) est donnée par :

$$\sigma_{CN}^n = P_0 - P_1 \ln(En) + P_2 En^{-2} \quad (\text{mbarn}) \quad (2.1)$$

Les paramètres d'ajustement P_0, P_1 et P_2 sont exprimés en fonction du nombre de masse A du noyau cible comme suit :

$$\begin{aligned}
 P_0 &= 6715.8 - 2692.1A^{\frac{1}{3}} + 394.2A^{\frac{2}{3}} && \text{(mbarn)} \\
 P_1 &= 2594.23931 + 1149.33055A^{\frac{1}{3}} + 143.43773A^{\frac{2}{3}} && \text{(mbarn)} \\
 P_2 &= -16.93533 \sin\left(\frac{\pi}{27.71335}(A - 60)\right) + 12.52596 && \text{(mbarn.MeV}^2\text{)}
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

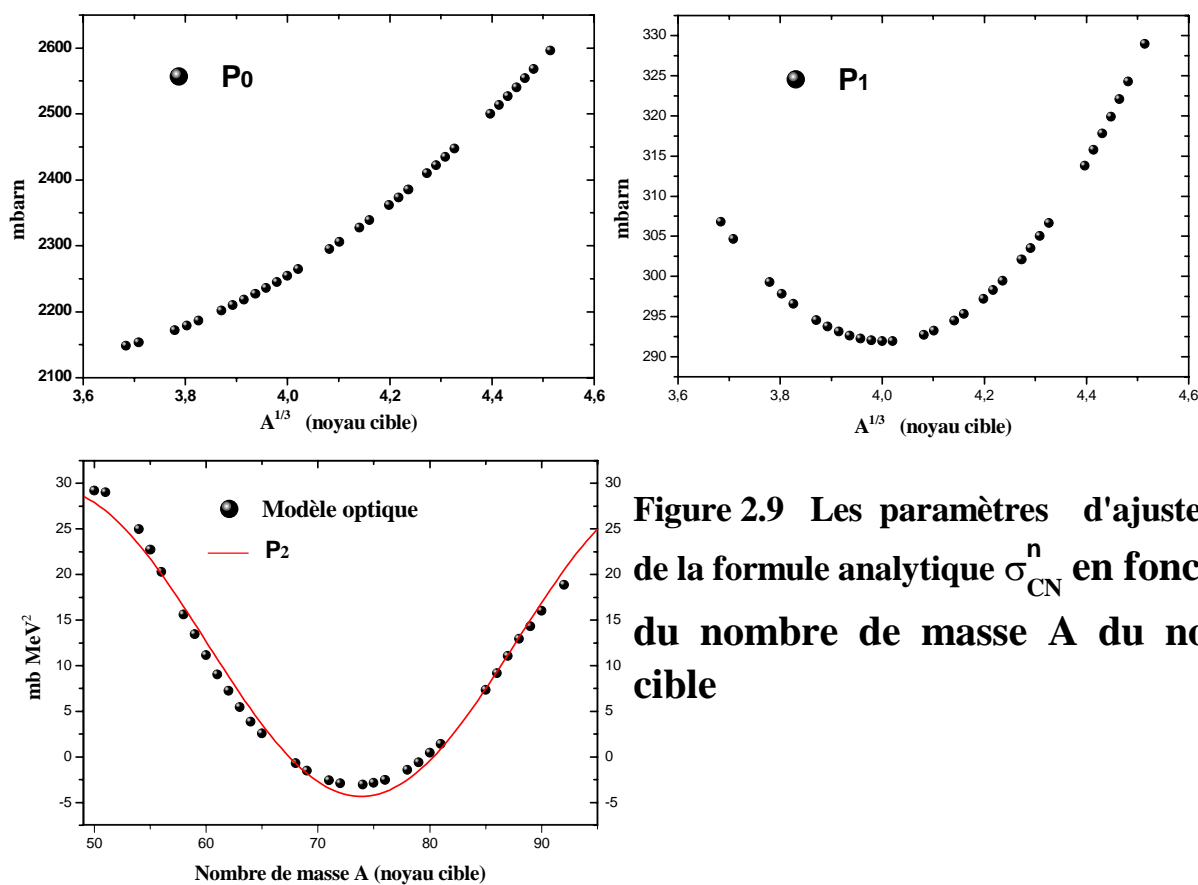


Figure 2.9 Les paramètres d'ajustement de la formule analytique σ_{CN}^n en fonction du nombre de masse A du noyau cible

Les figures (2.10 à 2.42) montrent la variation de la section efficace de formation du noyau composé en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour les noyaux : ^{50}Ti , ^{50}V , ^{50}Cr , ^{51}V , ^{54}Cr , ^{54}Fe , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{58}Ni , ^{59}Co , ^{62}Ni , ^{63}Cu , ^{64}Zn , ^{65}Cu , ^{68}Zn , ^{69}Ga , ^{71}Ga , ^{72}Ge , ^{74}Ge , ^{75}As , ^{76}Ge , ^{78}Se , ^{79}Br , ^{80}Se , ^{81}Br , ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{88}Sr , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{92}Zr et ^{92}Mo .

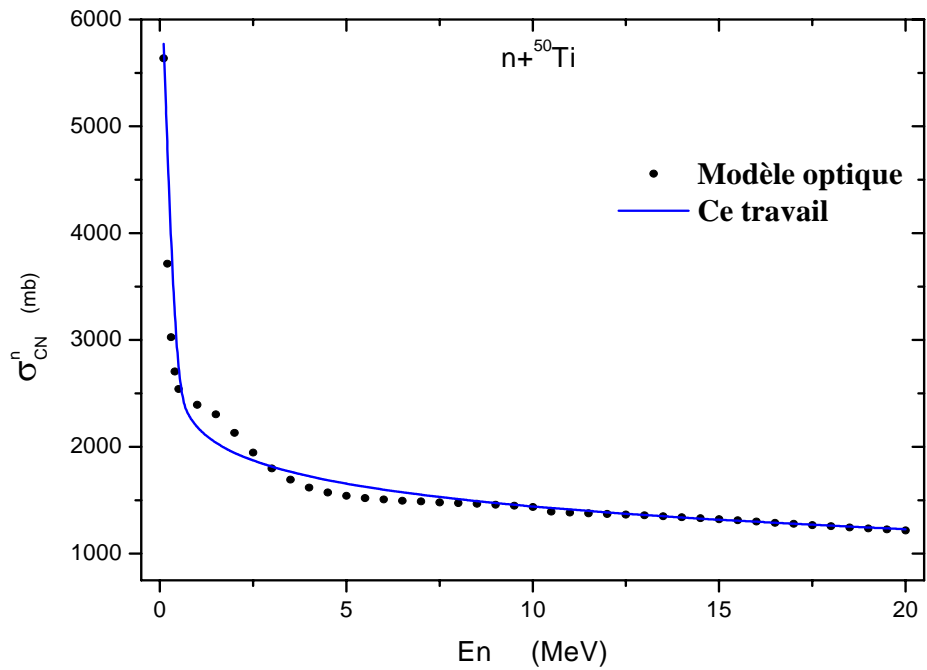


Figure 2.10 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{51}\text{Ti}$ par voie neutron

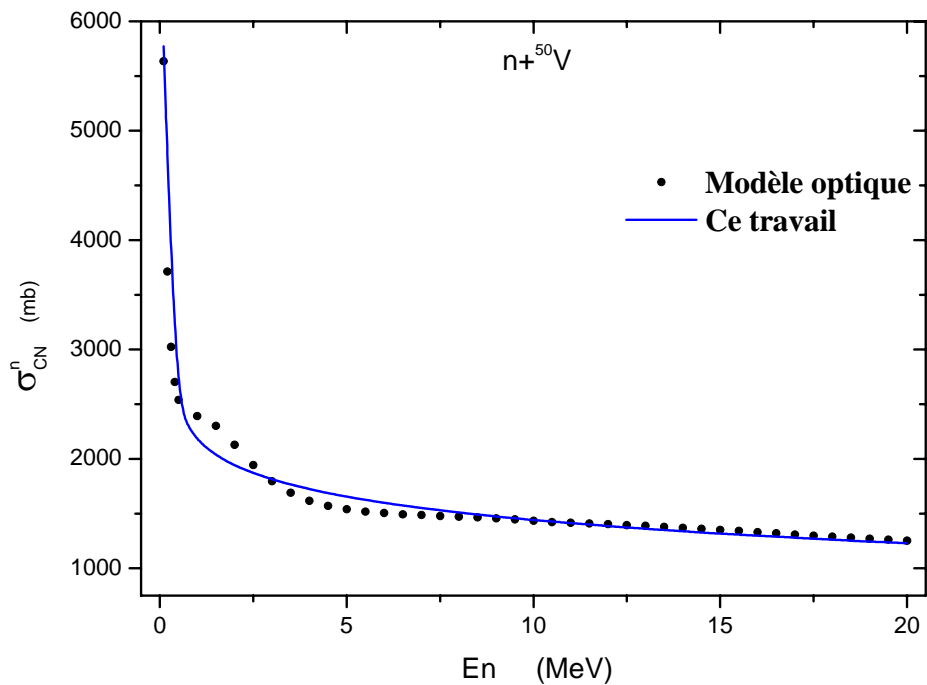


Figure 2.11 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{51}\text{V}$ par voie neutron

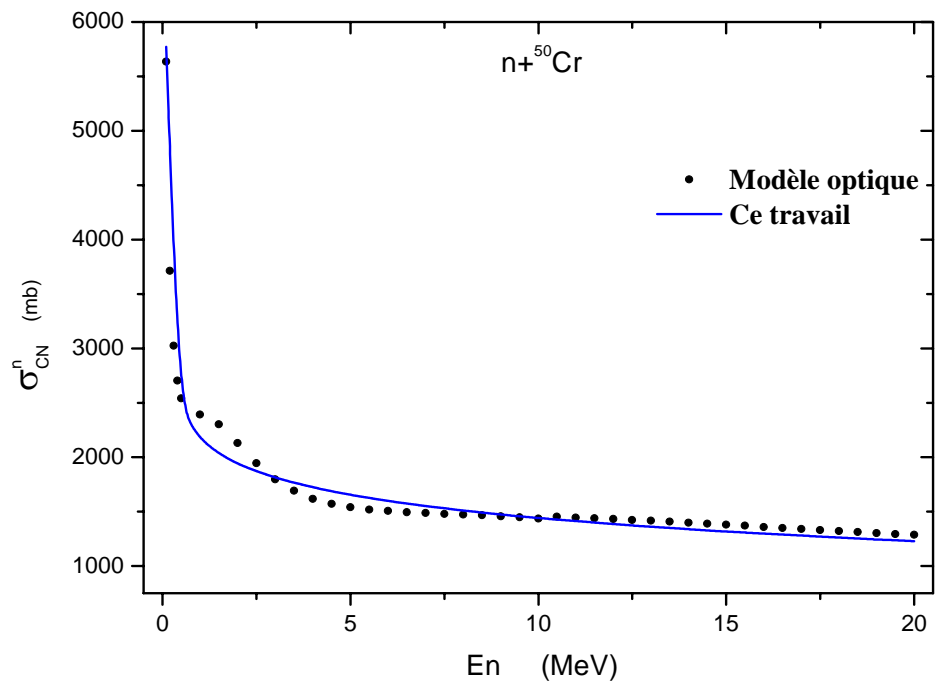


Figure 2.12 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{51}\text{Cr}$ par voie neutron

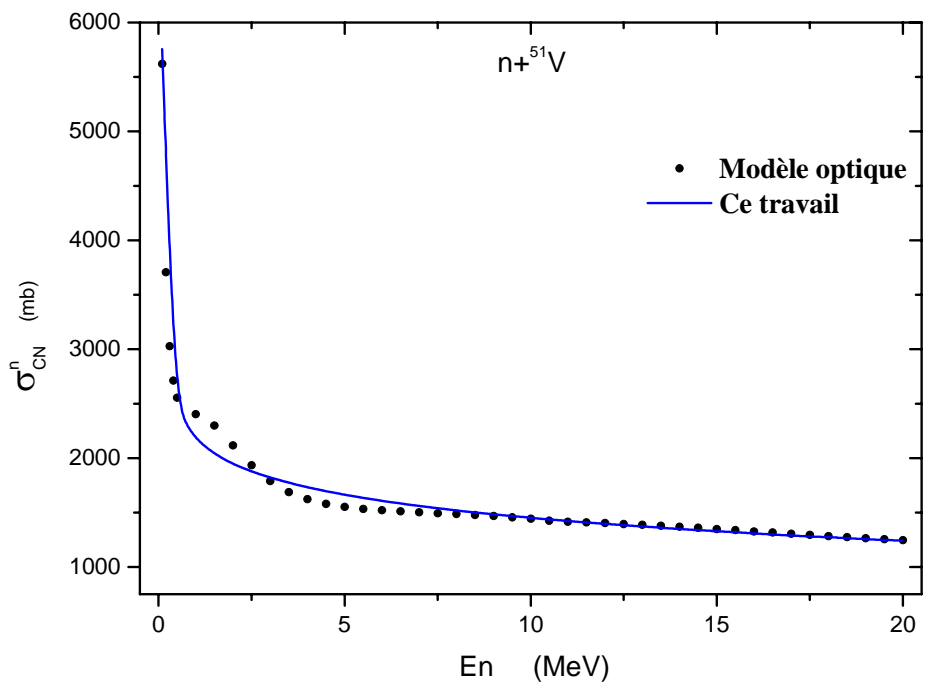


Figure 2.13 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{52}\text{V}$ par voie neutron

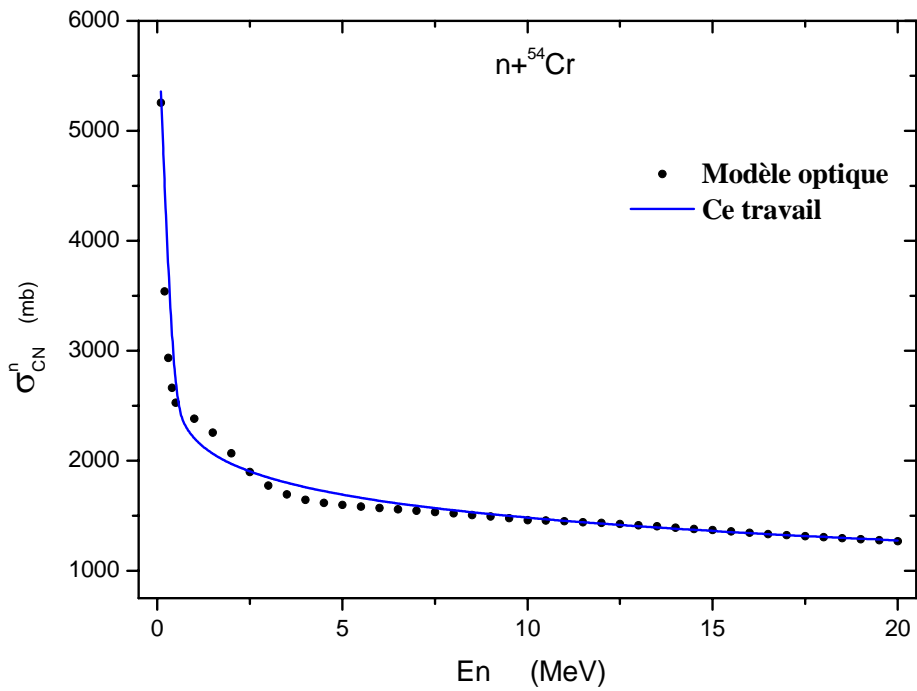


Figure 2.14 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{55}\text{Cr}$ par voie neutron

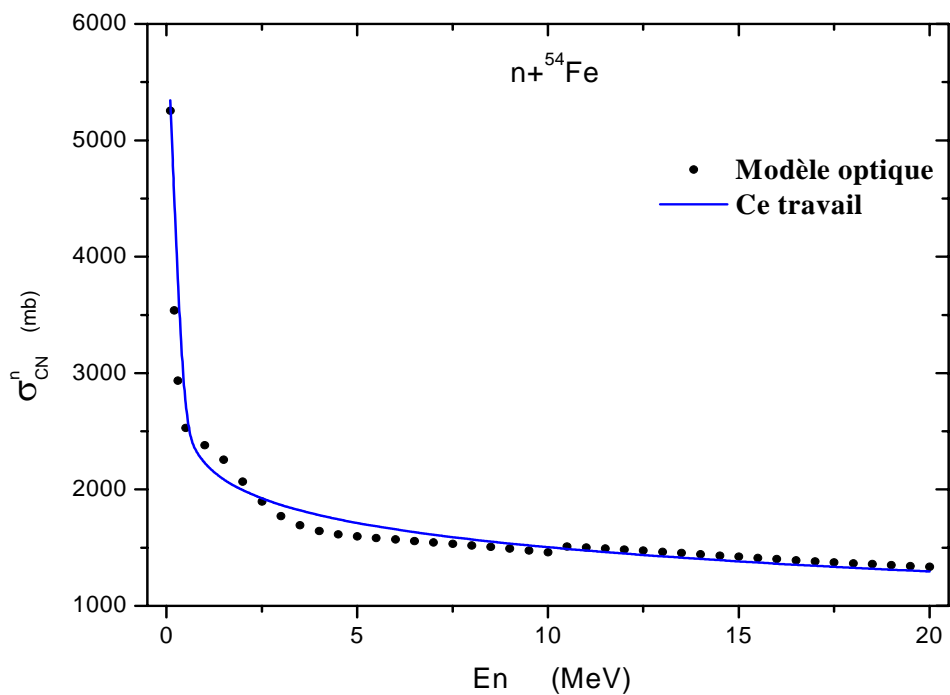


Figure 2.15 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{55}\text{Fe}$ par voie neutron

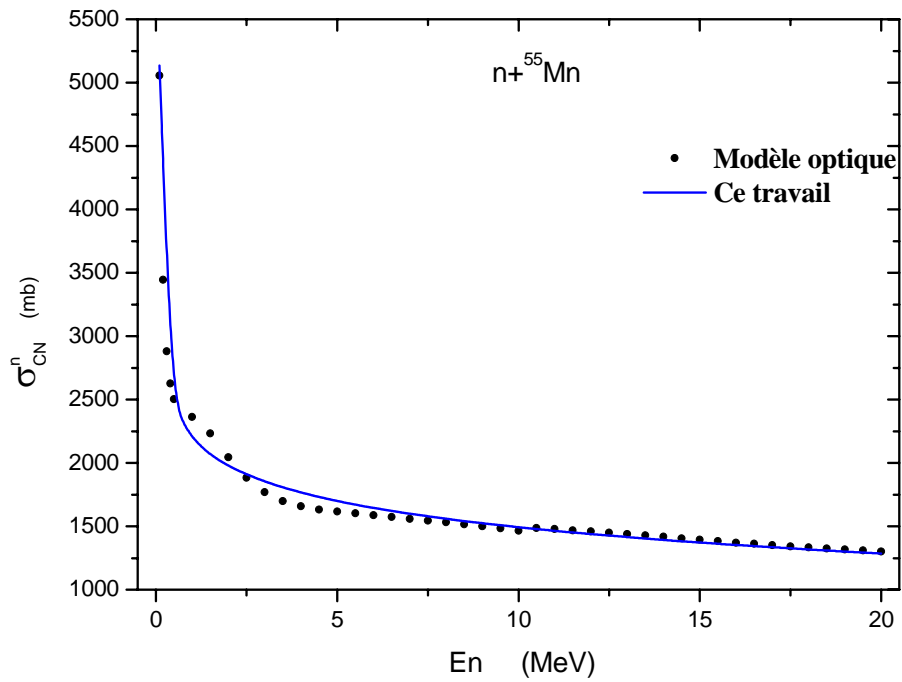


Figure 2.16 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{56}\text{Mn}$ par voie neutron

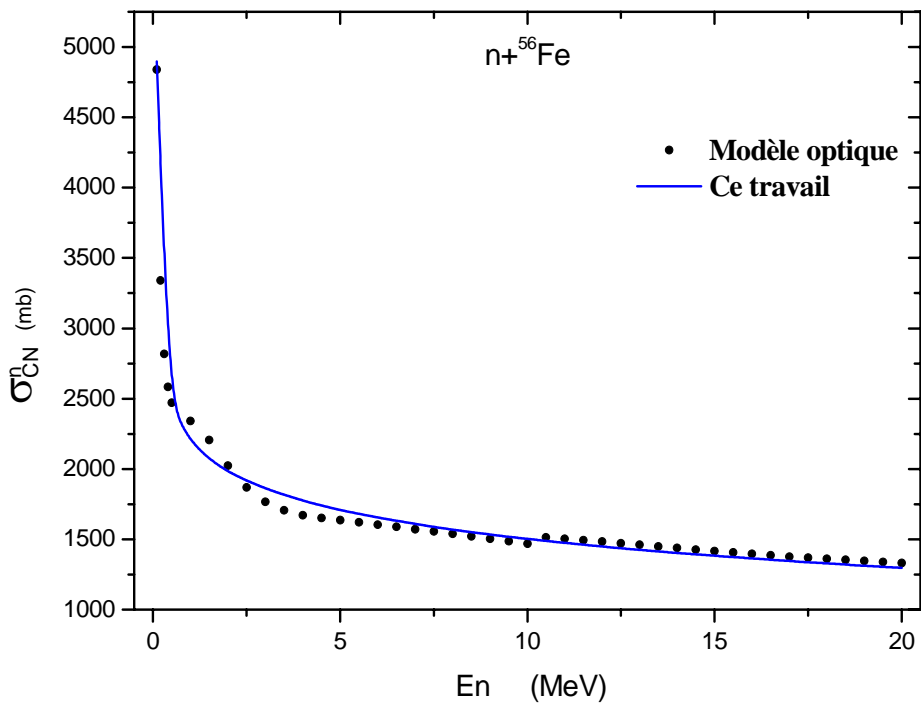


Figure 2.17 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{57}\text{Fe}$ par voie neutron

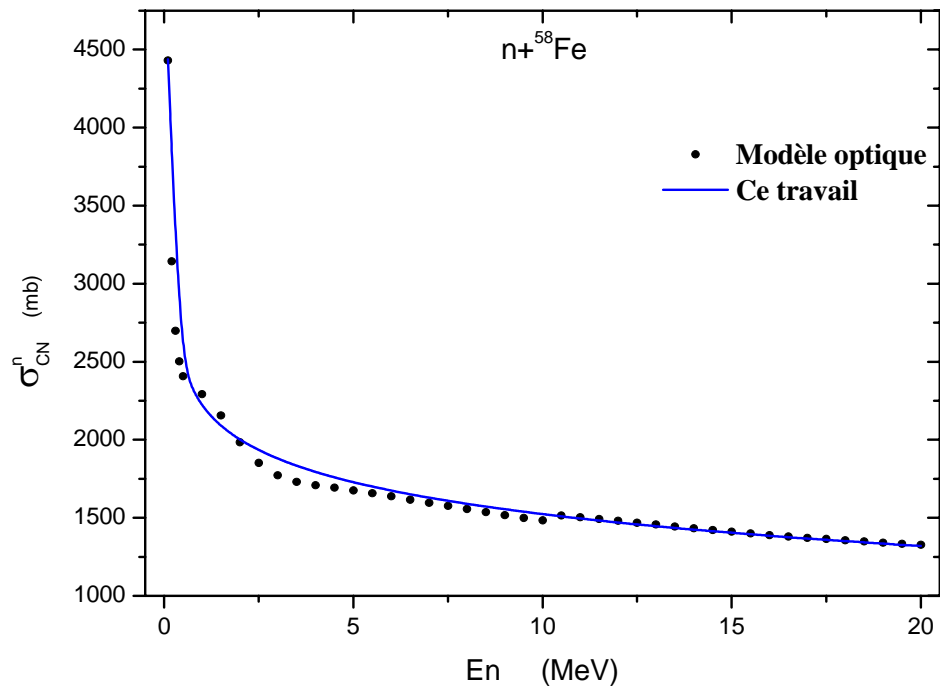


Figure 2.18 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{59}\text{Fe}$ par voie neutron

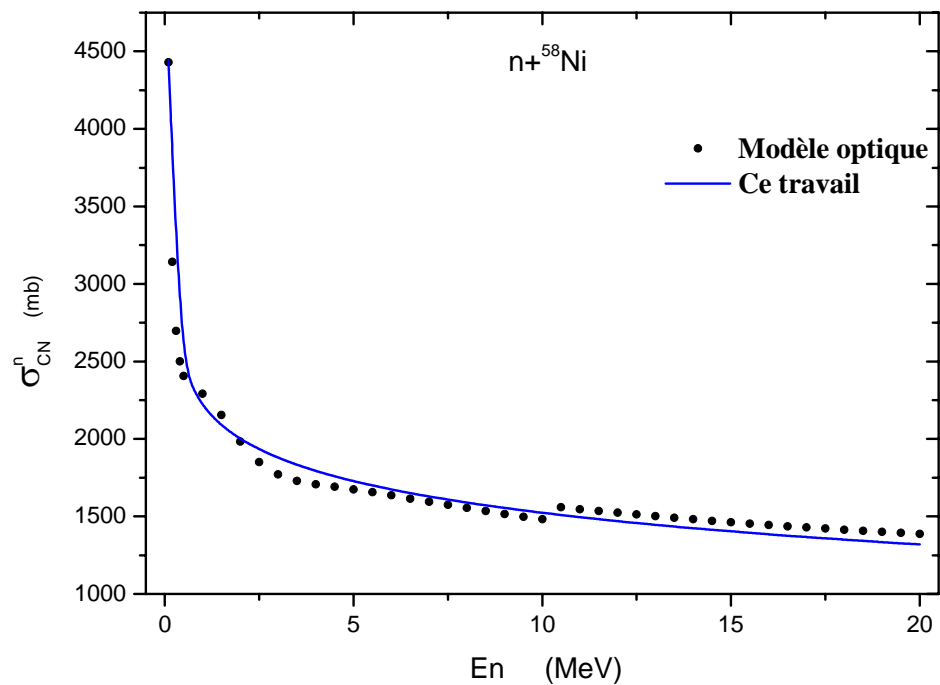


Figure 2.19 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{59}\text{Ni}$ par voie neutron

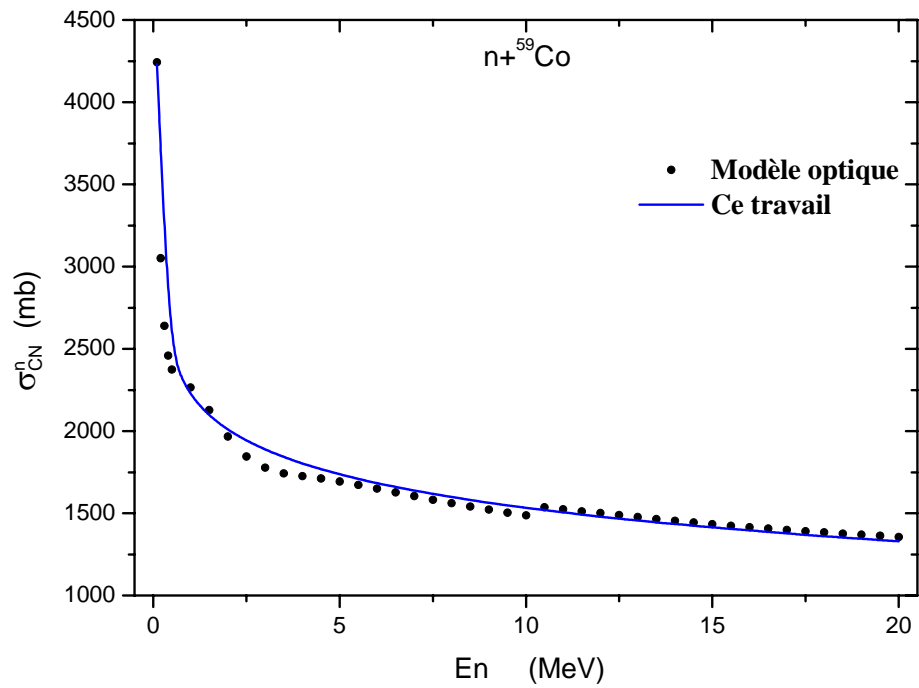


Figure 2.20 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{60}\text{Co}$ par voie neutron

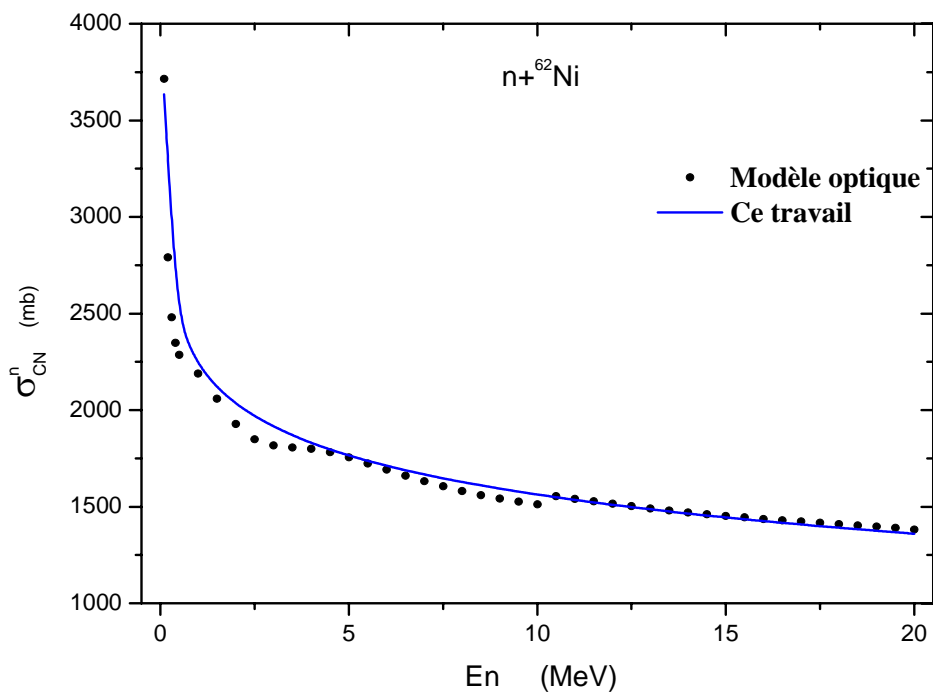


Figure 2.21 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{63}\text{Ni}$ par voie neutron

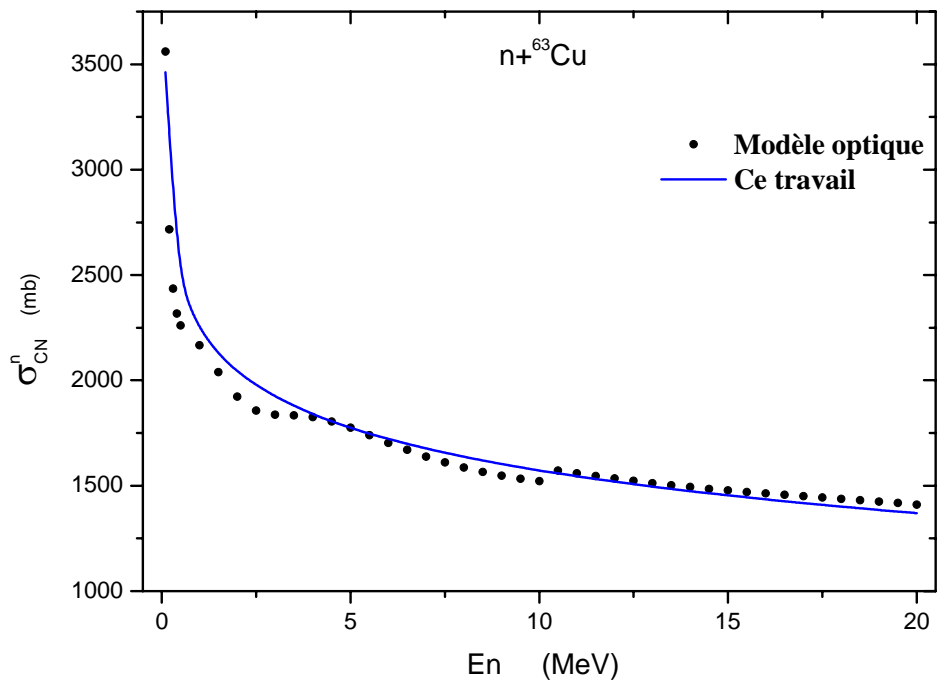


Figure 2.22 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{64}\text{Cu}$ par voie neutron

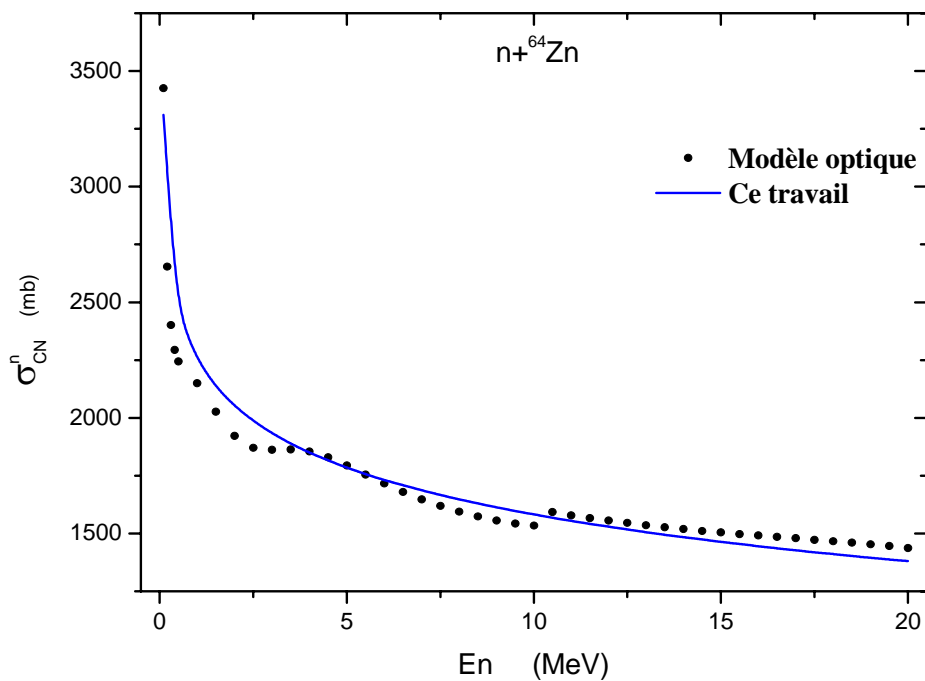


Figure 2.23 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{65}\text{Zn}$ par voie neutron

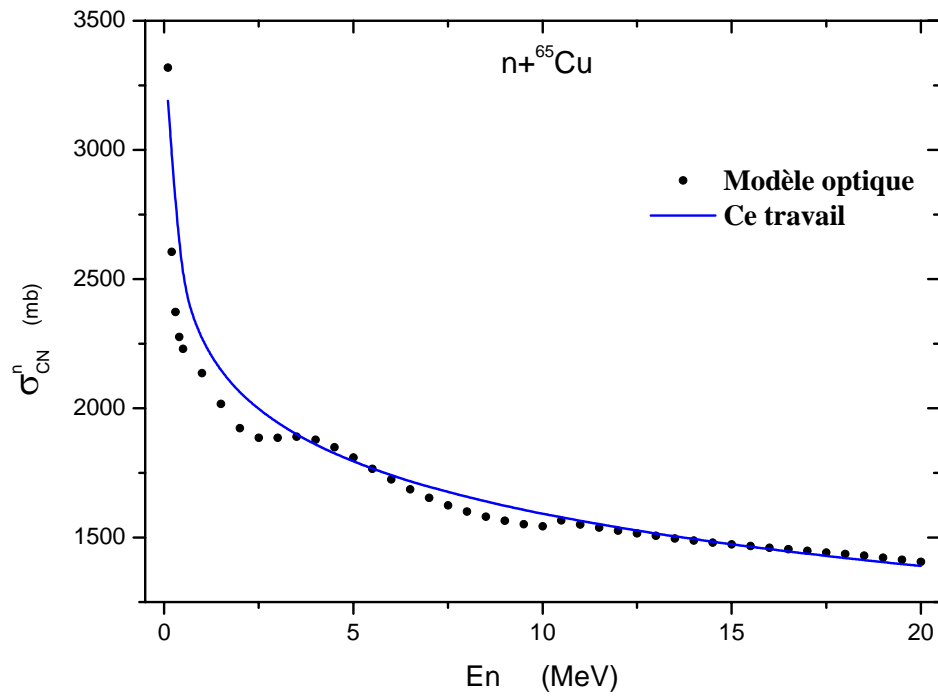


Figure 2.24 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{66}\text{Cu}$ par voie neutron

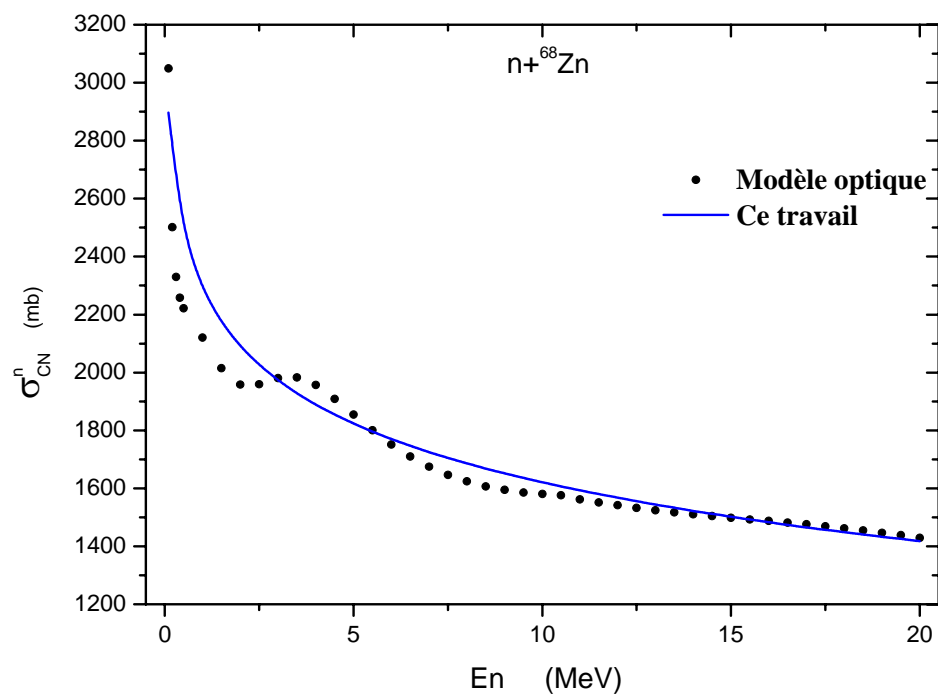


Figure 2.25 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{69}\text{Zn}$ par voie neutron

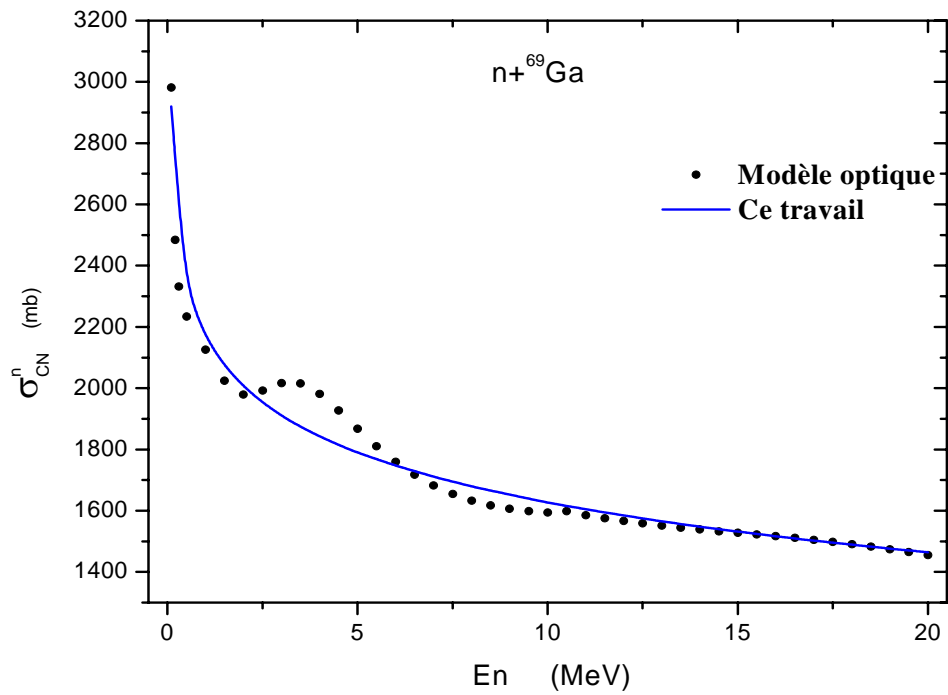


Figure 2.26 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{70}\text{Ga}$ par voie neutron

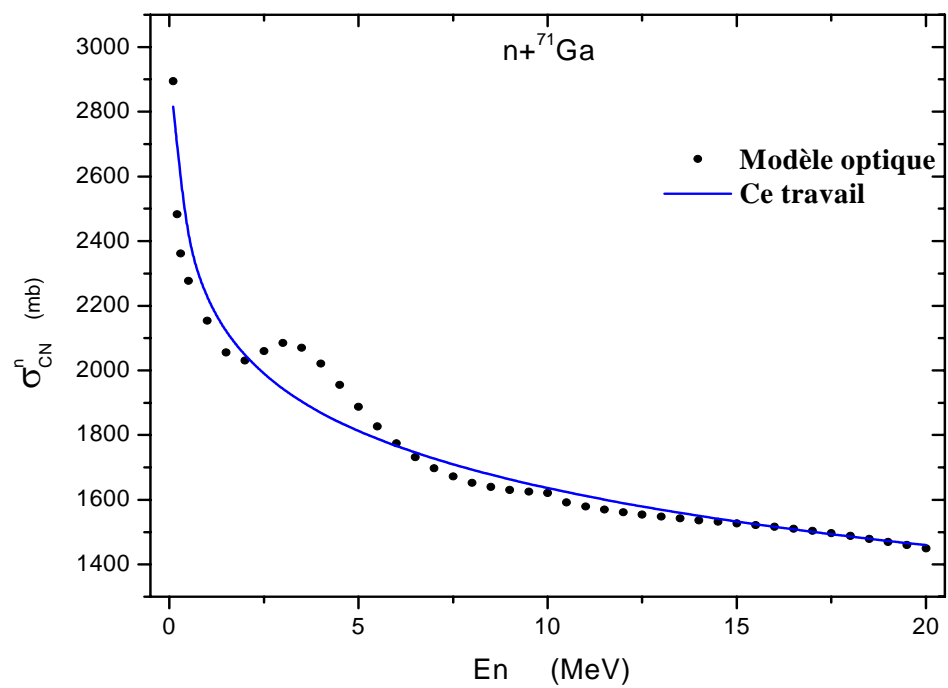


Figure 2.27 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{72}\text{Ga}$ par voie neutron

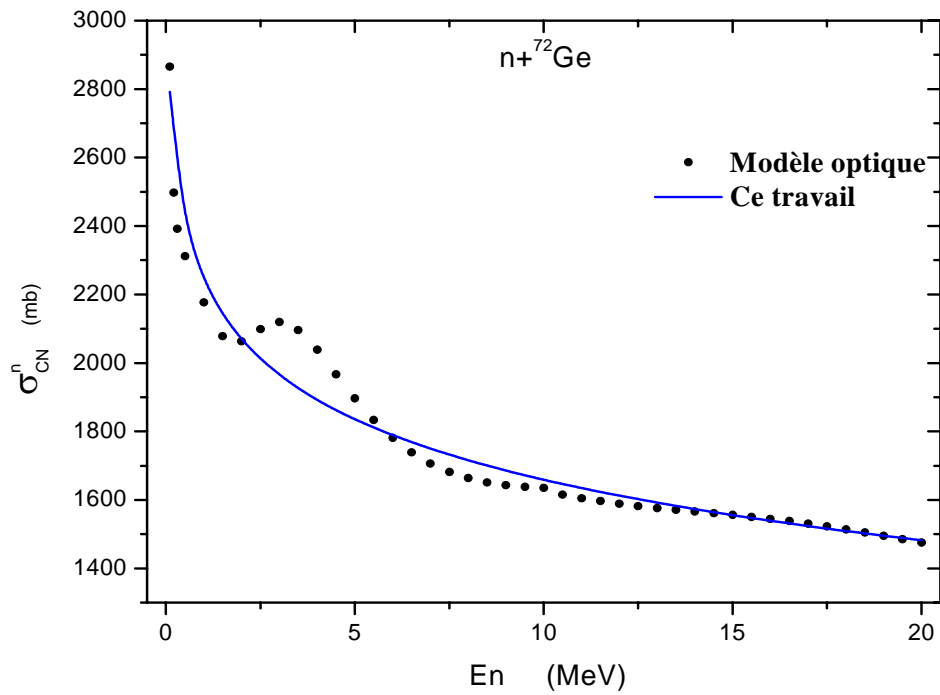


Figure 2.28 Section efficace de formation du noyau composé ^{73}Ge par voie neutron

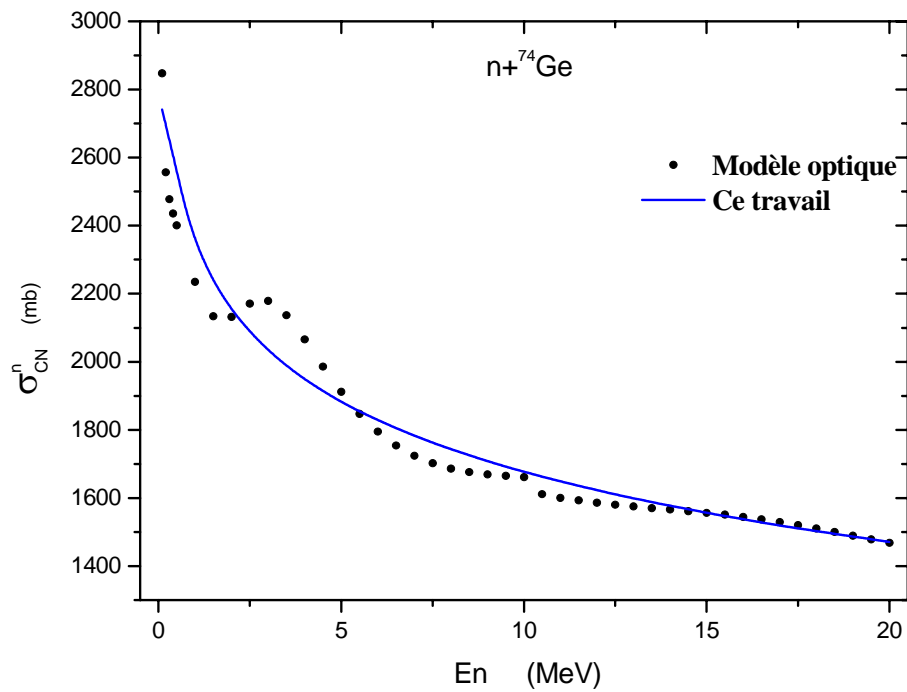


Figure 2.29 Section efficace de formation du noyau composé ^{75}Ge par voie neutron

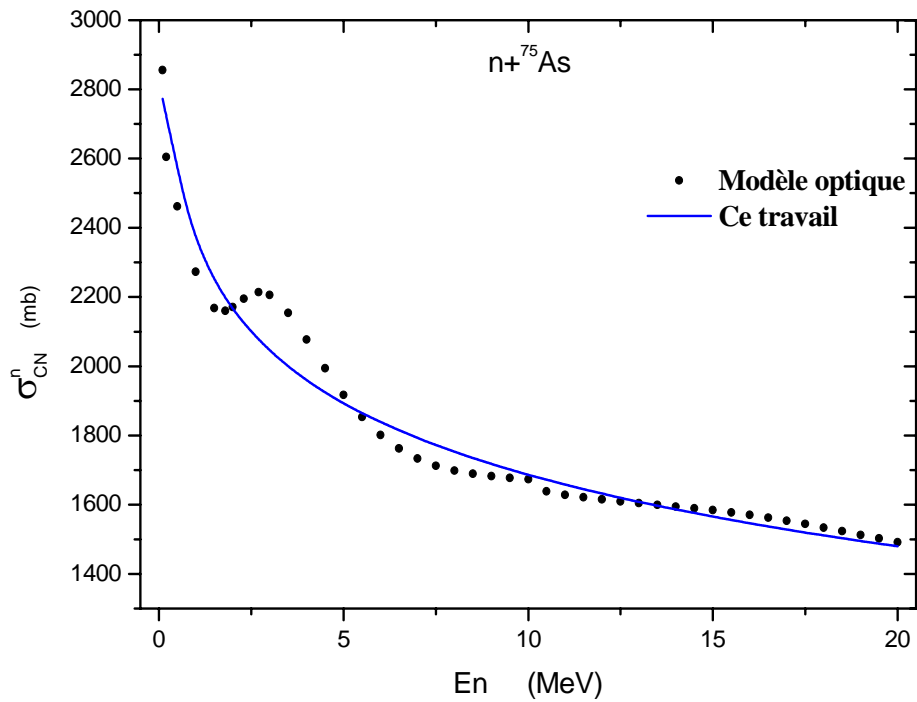


Figure 2.30 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{76}\text{As}$ par voie neutron

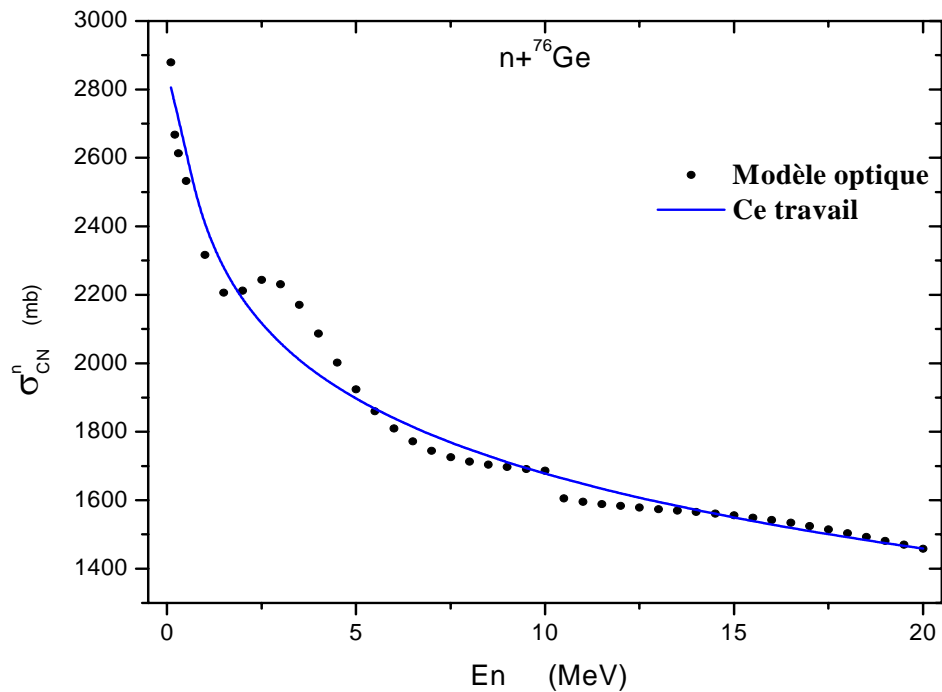


Figure 2.31 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{77}\text{Ge}$ par voie neutron

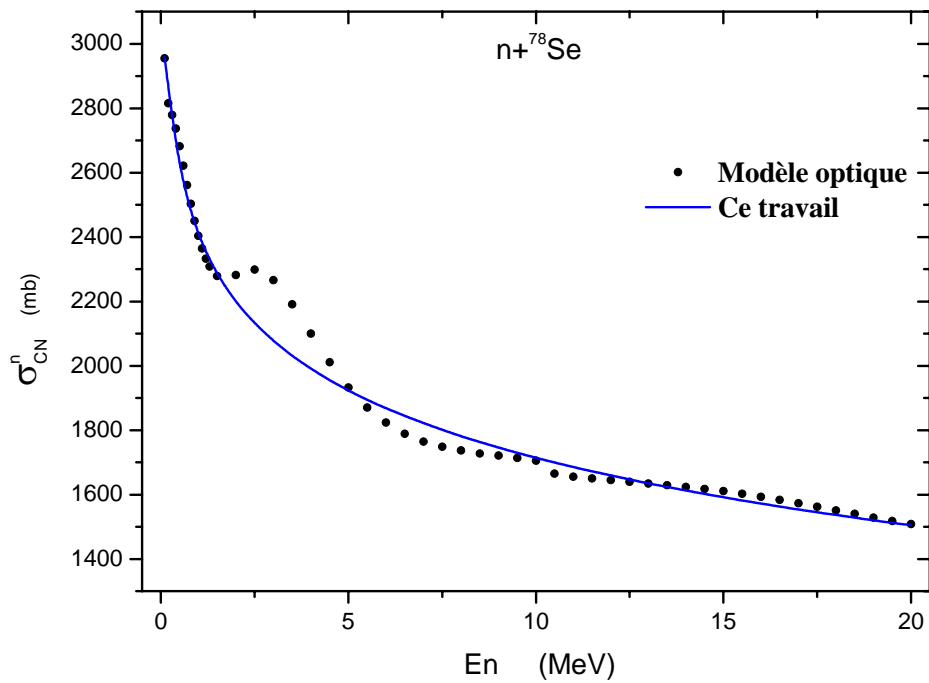


Figure 2.32 Section efficace de formation du noyau composé ^{79}Se par voie neutron

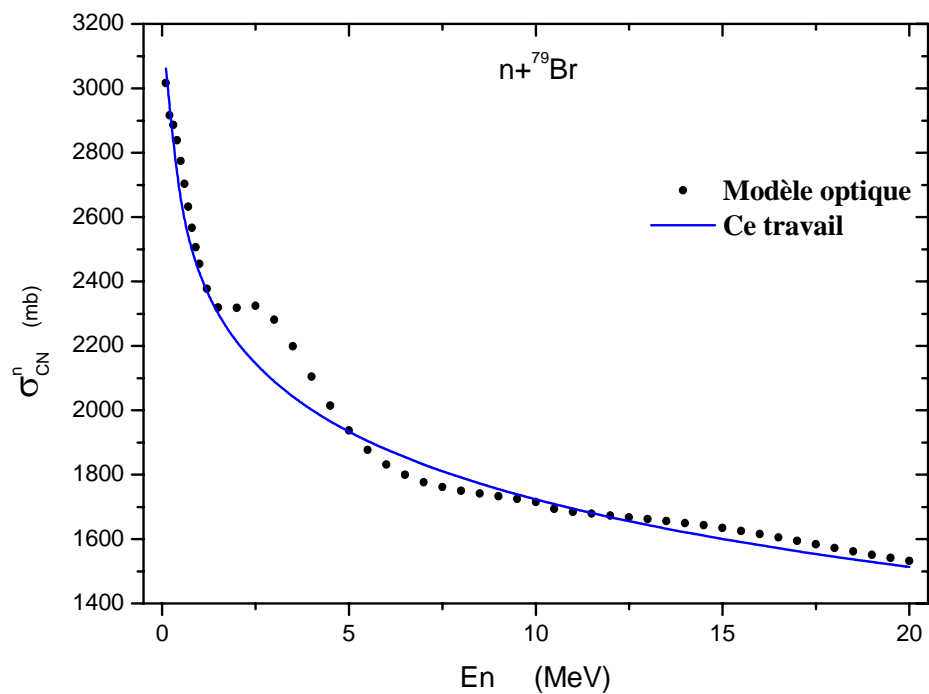


Figure 2.33 Section efficace de formation du noyau composé ^{80}Br par voie neutron

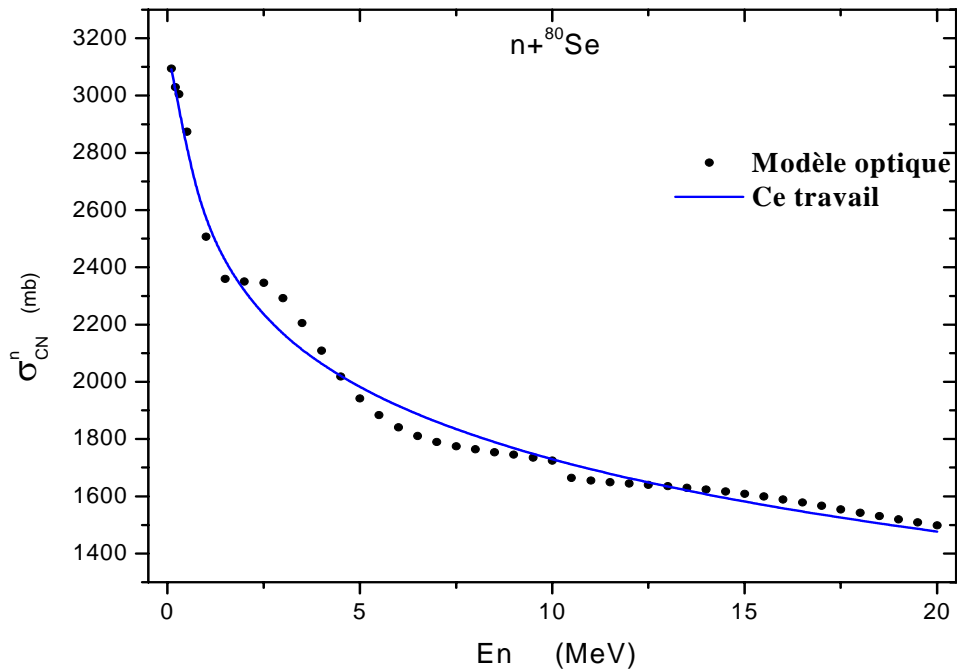


Figure 2.34 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{81}\text{Se}$ par voie neutron

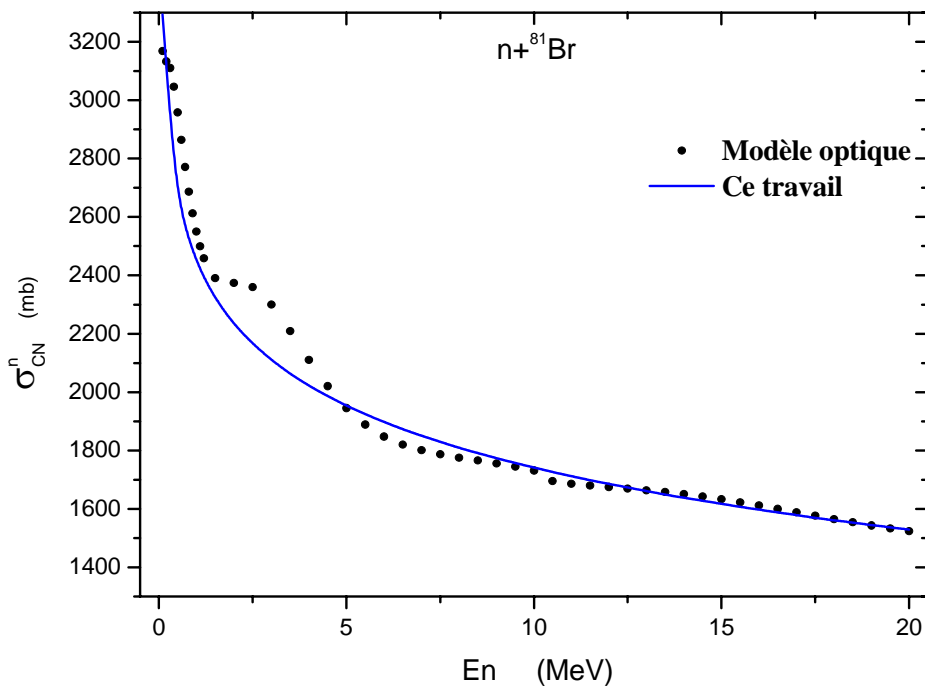


Figure 2.35 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{82}\text{Br}$ par voie neutron

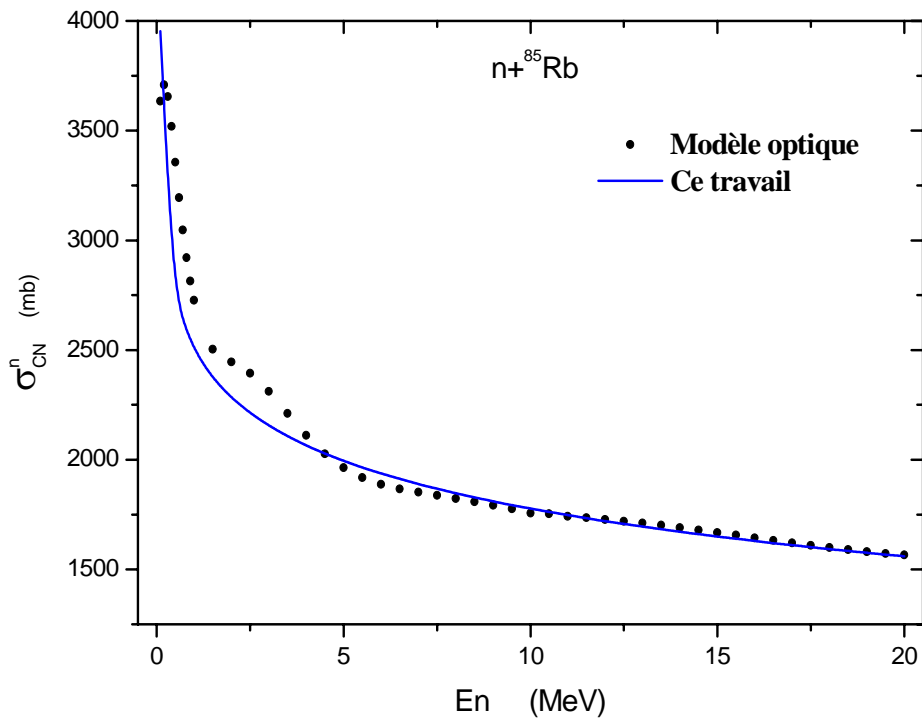


Figure 2.36 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{86}\text{Rb}$ par voie neutron

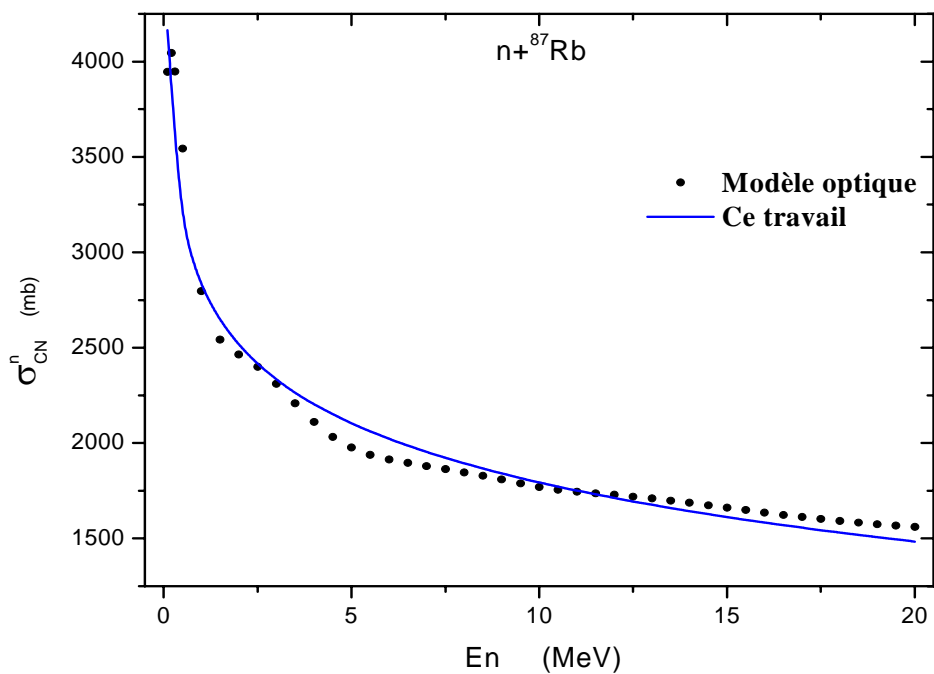


Figure 2.37 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{88}\text{Rb}$ par voie neutron

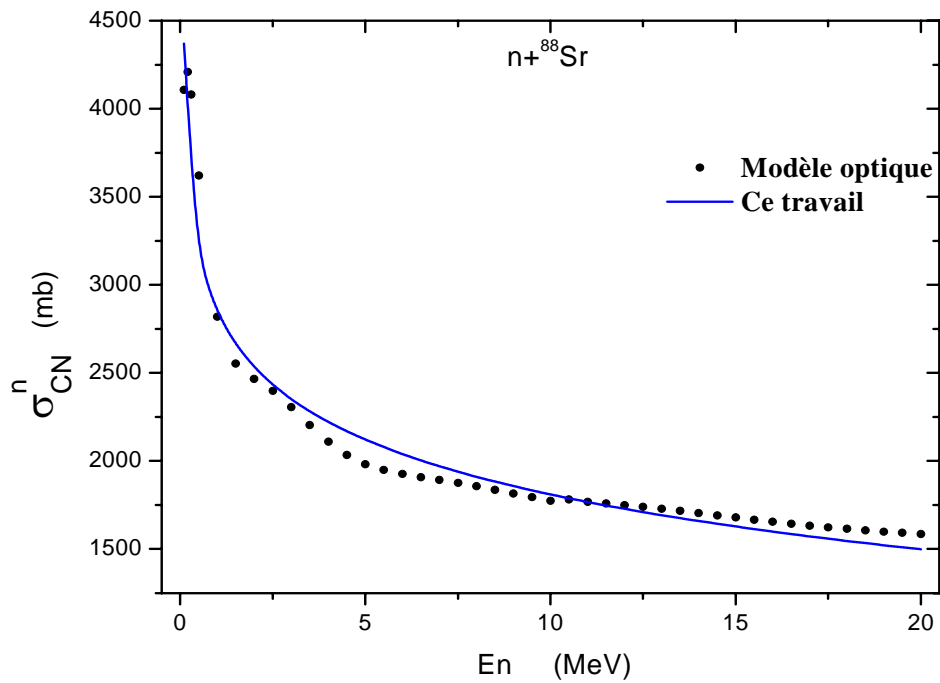


Figure 2.38 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{89}\text{Sr}$ par voie neutron

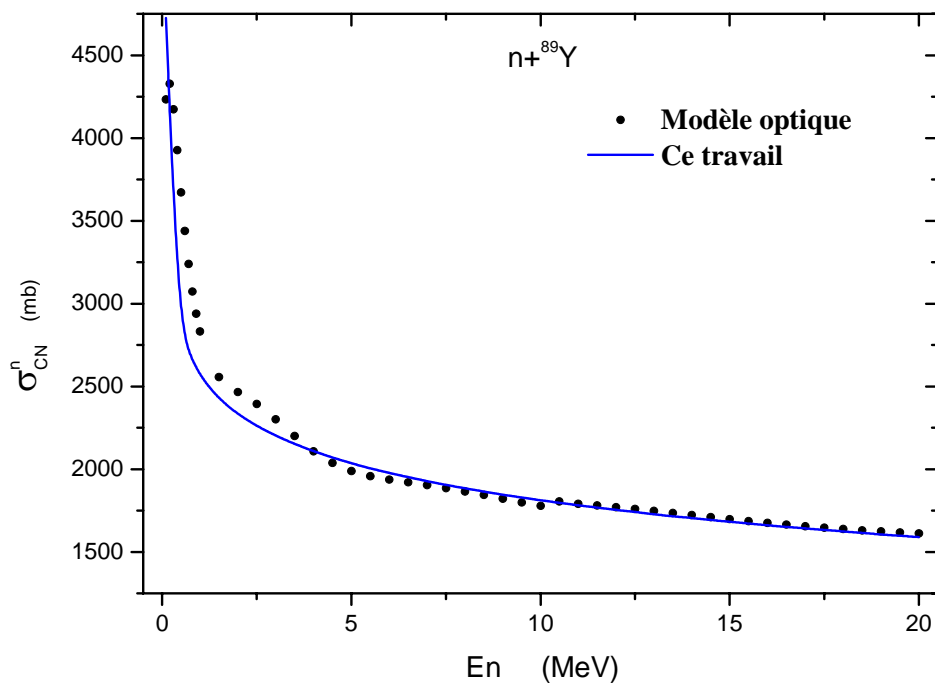


Figure 2.39 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{90}\text{Y}$ par voie neutron

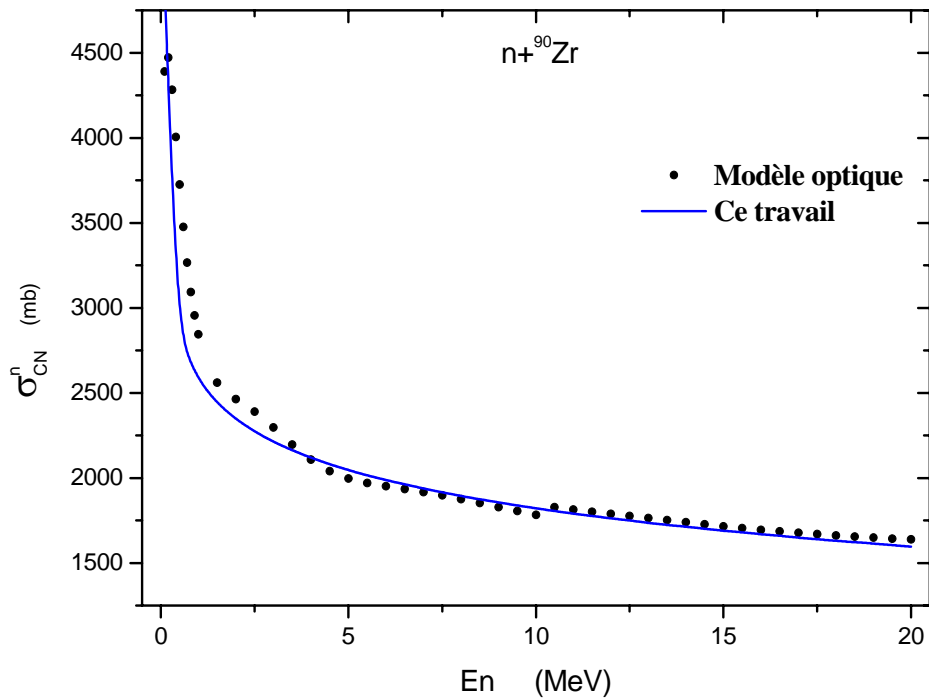


Figure 2.40 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{91}\text{Zr}$ par voie neutron

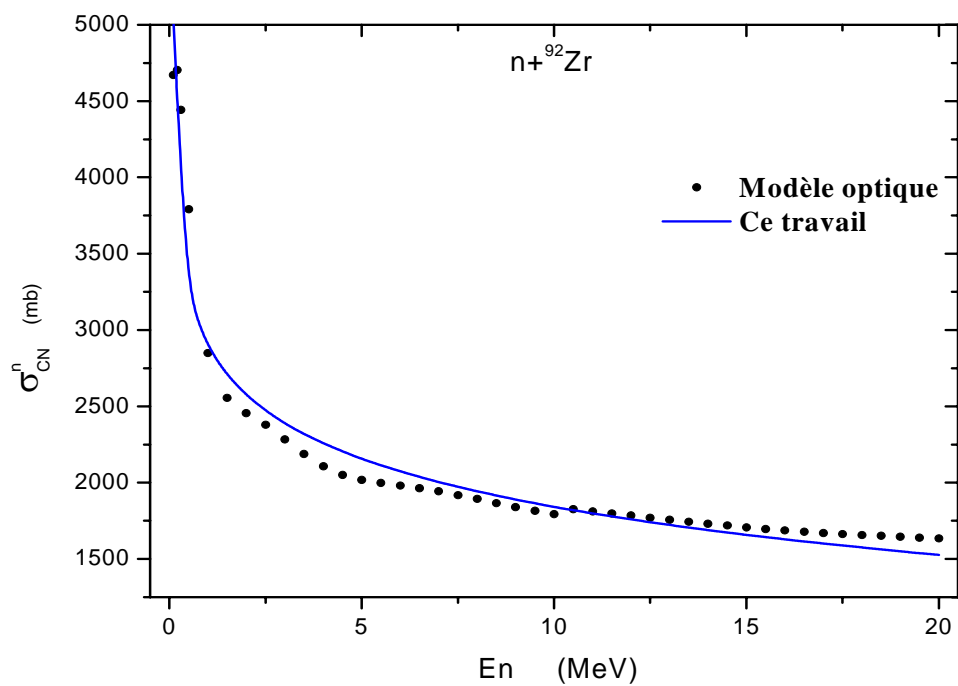


Figure 2.41 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{93}\text{Zr}$ par voie neutron

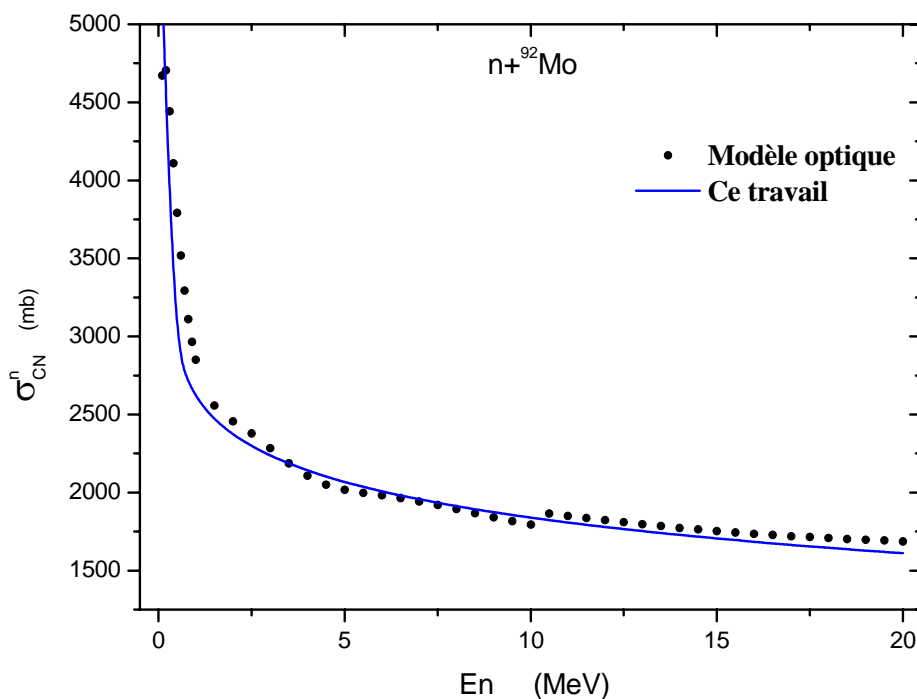


Figure 2.42 Section efficace de formation du noyau composé ^{93}Mo par voie neutron

2.4.1 Voie alpha

En effectuant un ajustement par la méthode des moindres carrés de la section efficace de formation du noyau composé par voie alpha calculée par le modèle optique, on a abouti à des expressions analytiques semi empiriques donnant la section efficace de formation du noyau composé en fonction de l'énergie (en MeV):

$$\sigma_{\text{CN}}^{\alpha} = P_0 E_{\alpha}^{P_1} \text{Exp}\left(\frac{P_2}{E_{\alpha}^3}\right) \quad (\text{mbarn}) \quad (2.3)$$

Les paramètres P_0 , P_1 et P_2 ont été déterminés en effectuant un ajustement par la méthode des moindres carrés, et sont représentés en fonction du nombre de masse A et du nombre de charge Z du noyau cible comme suit :

$$\ln(P_0) = 7.00549 - 7.69797 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 4.44401 \cdot 10^{-5} \frac{Z^4}{A^{2/3}} \quad [\text{Sans Dim}]$$

$$P_1 = 0.0209607 + 2.67423 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 1.39507 \cdot 10^{-5} \frac{Z^4}{A^{2/3}} \quad [\text{Sans Dim}] \quad (2.4)$$

$$P_2 = -541.431 + 5.34624 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0.0459261 \frac{Z^4}{A^{2/3}} \quad [\text{MeV}^3]$$

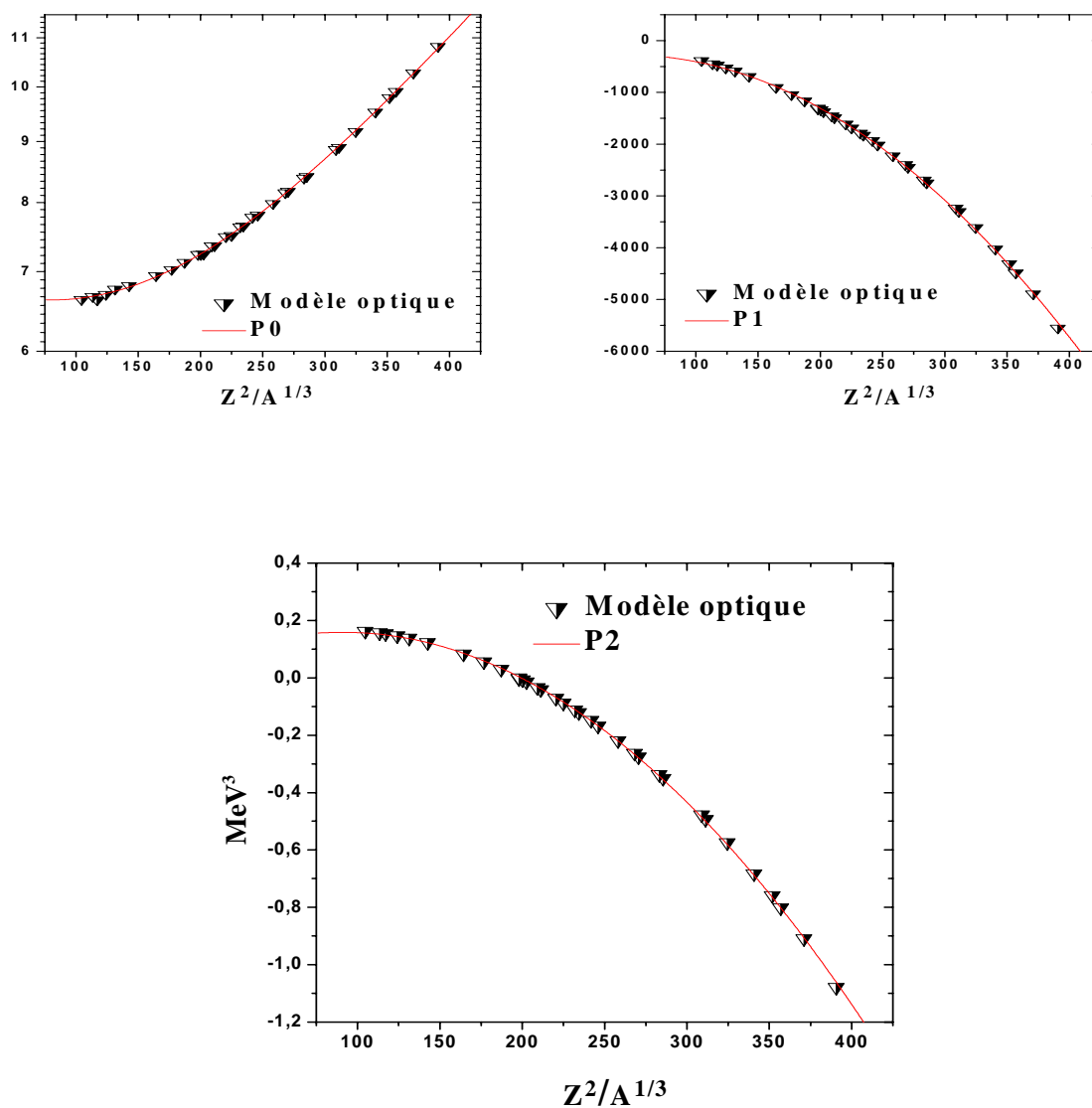


Figure 2.43 Représentation graphique des paramètres d'ajustement

Dans ce qui suit, nous allons montrer le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé par voie alpha comparé à notre étude paramétrique pour les 33 noyaux cibles dont le nombre de masse est compris entre 50 et 92 dans la gamme d'énergie d'incidence s'étalant de l'énergie de seuil jusqu'à 20 MeV.

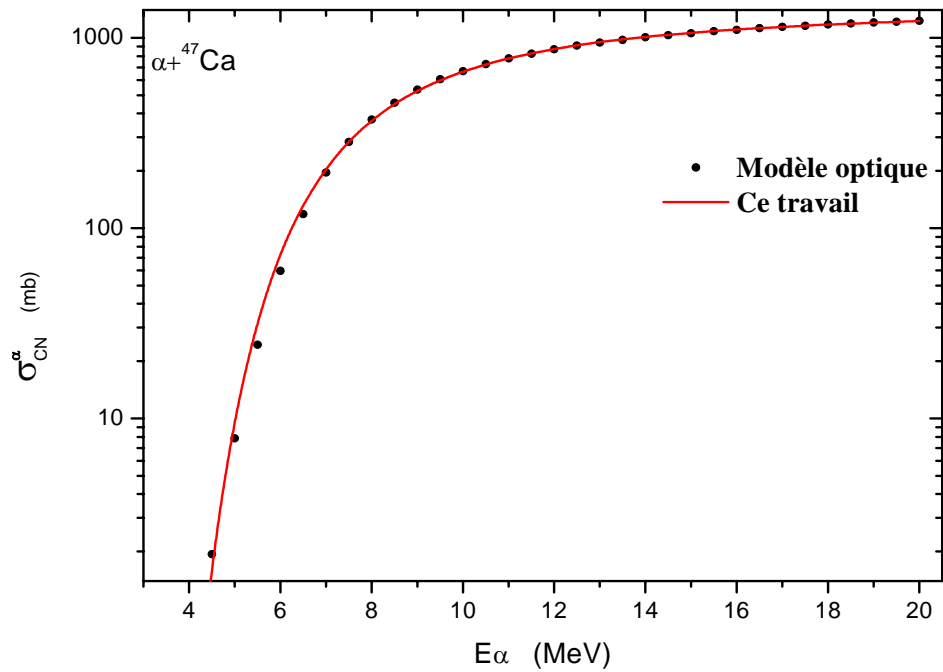


Figure 2.44 Section efficace de formation du noyau composé ^{51}Ti par voie alpha

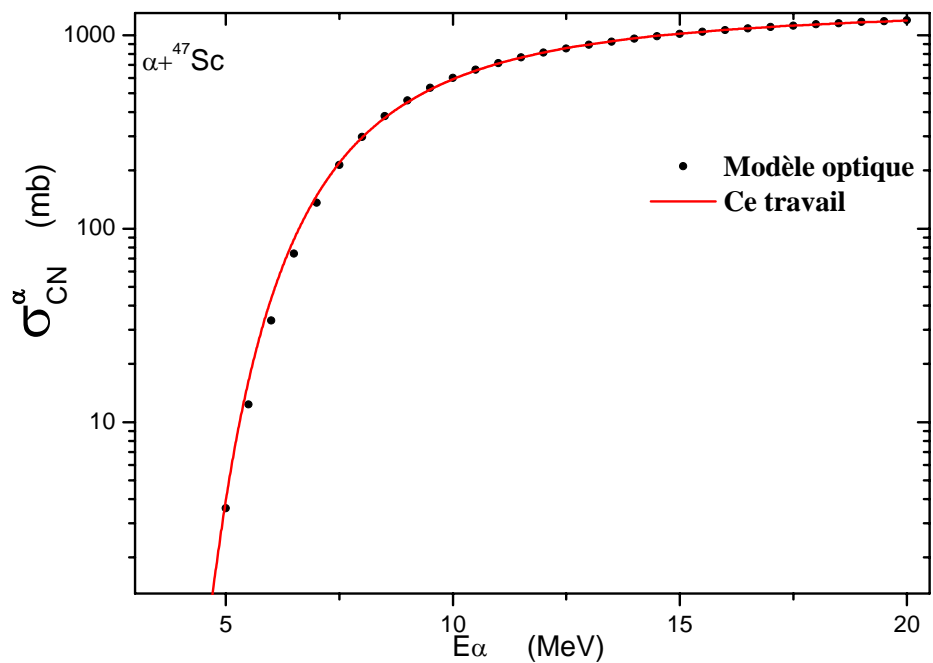


Figure 2.45 Section efficace de formation du noyau composé ^{51}V par voie alpha

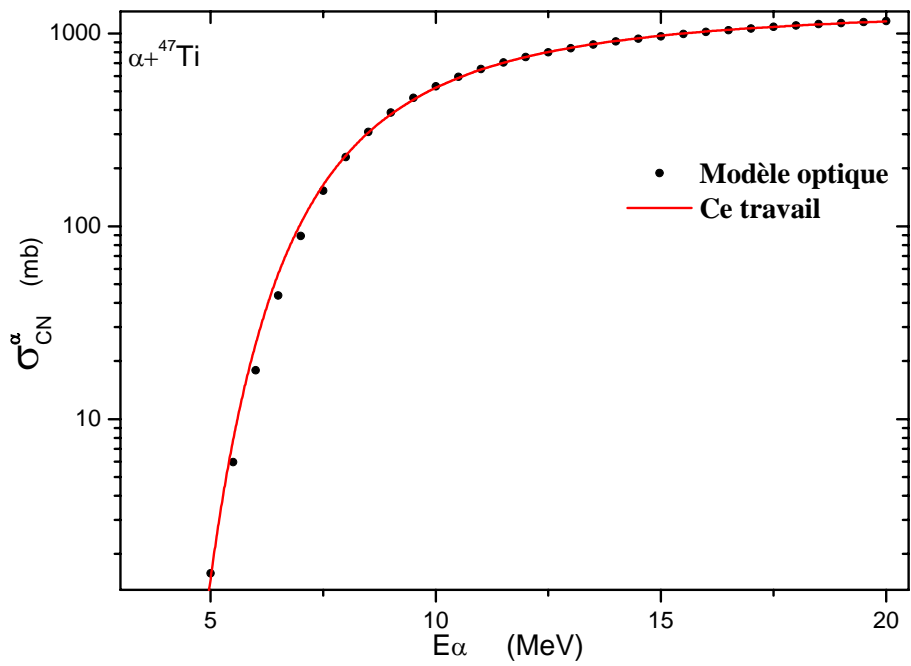


Figure 2.46 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{51}\text{Cr}$ par voie alpha

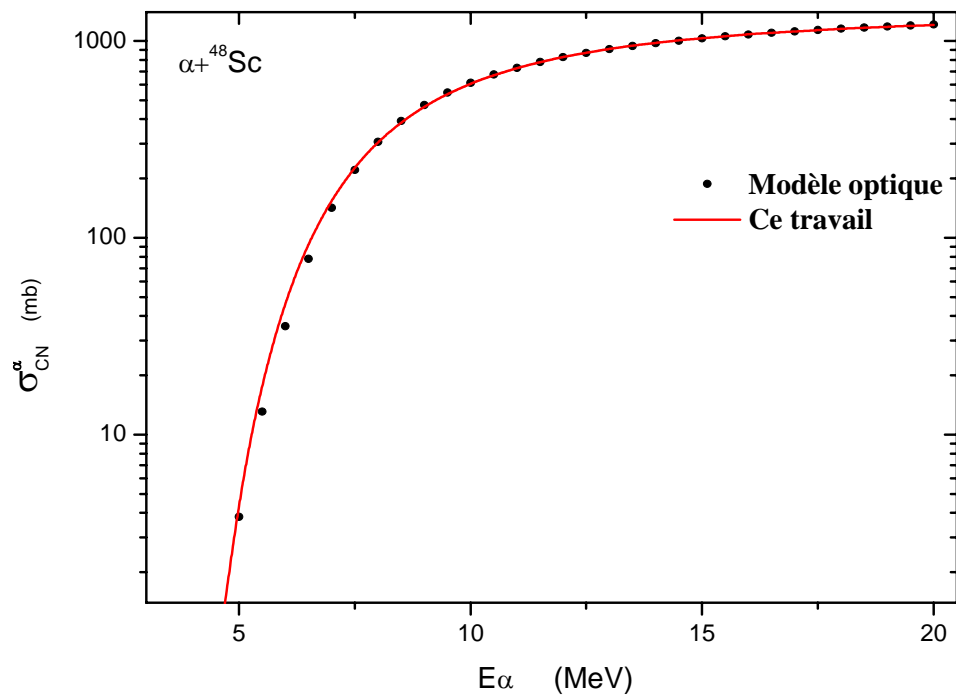


Figure 2.47 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{52}\text{V}$ par voie alpha

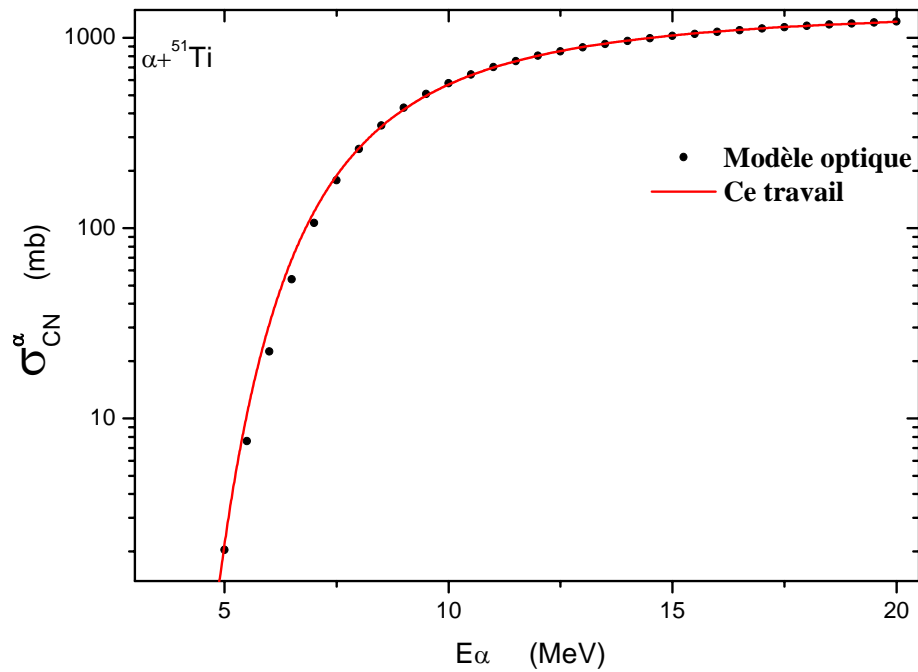


Figure 2.48 Section efficace de formation du noyau composé ^{54}Cr par voie alpha

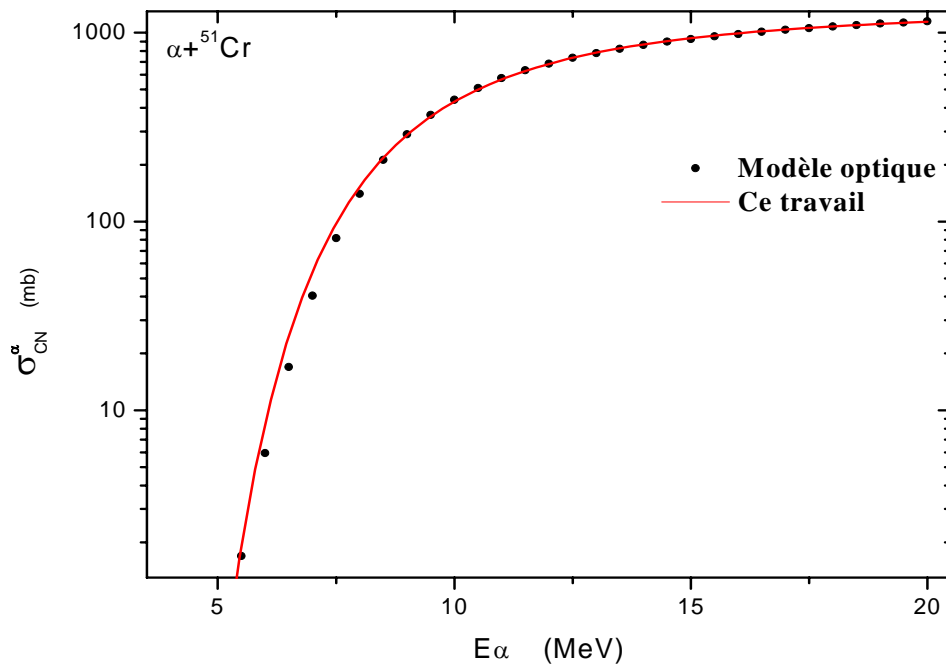


Figure 2.49 Section efficace de formation du noyau composé ^{55}Fe par voie alpha

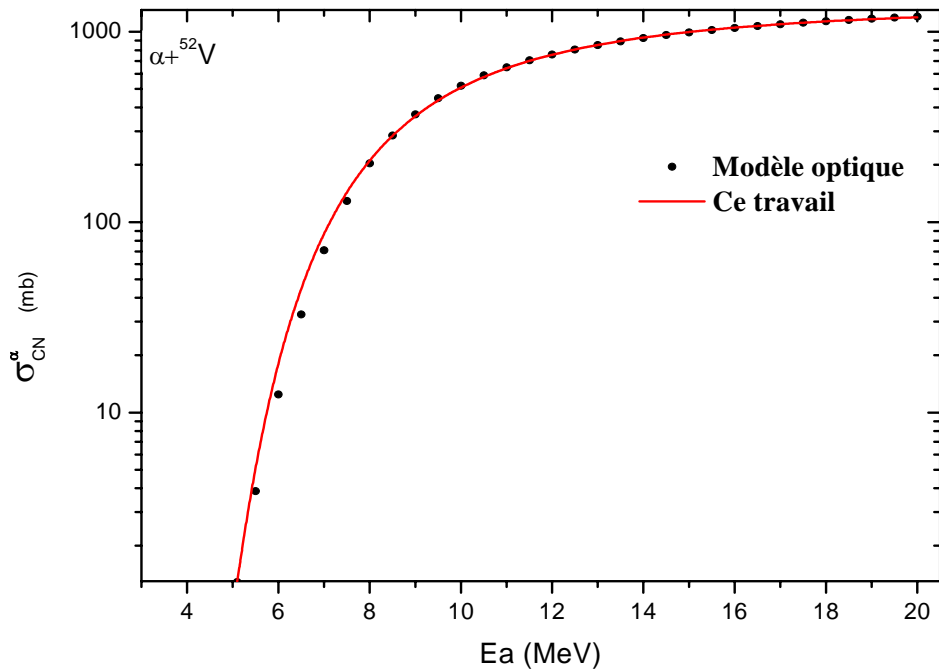


Figure 2.50 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{56}\text{Mn}$ par voie alpha

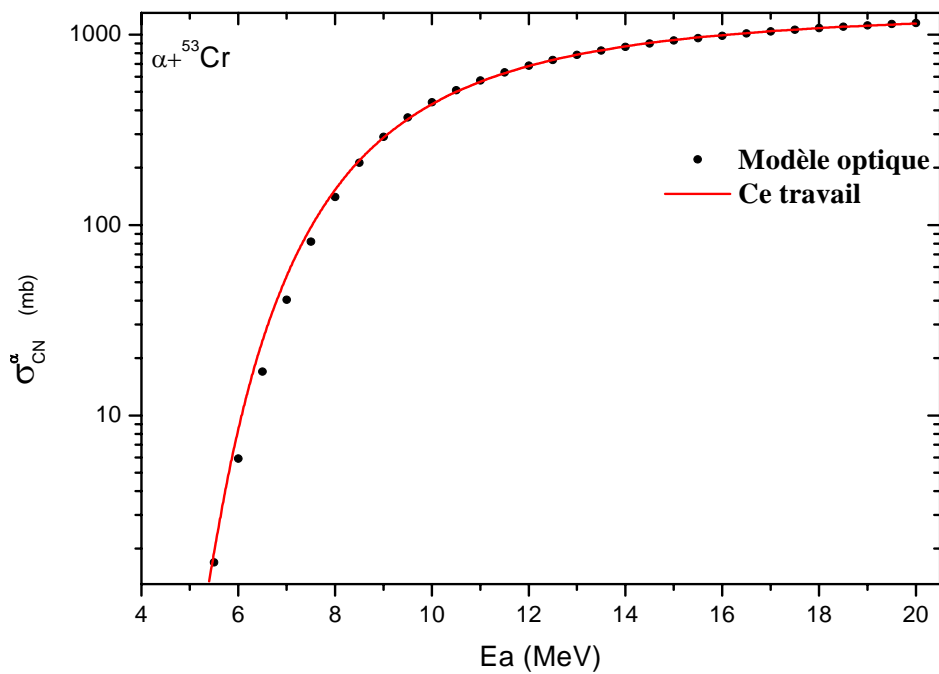


Figure 2.51 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{57}\text{Fe}$ par voie alpha

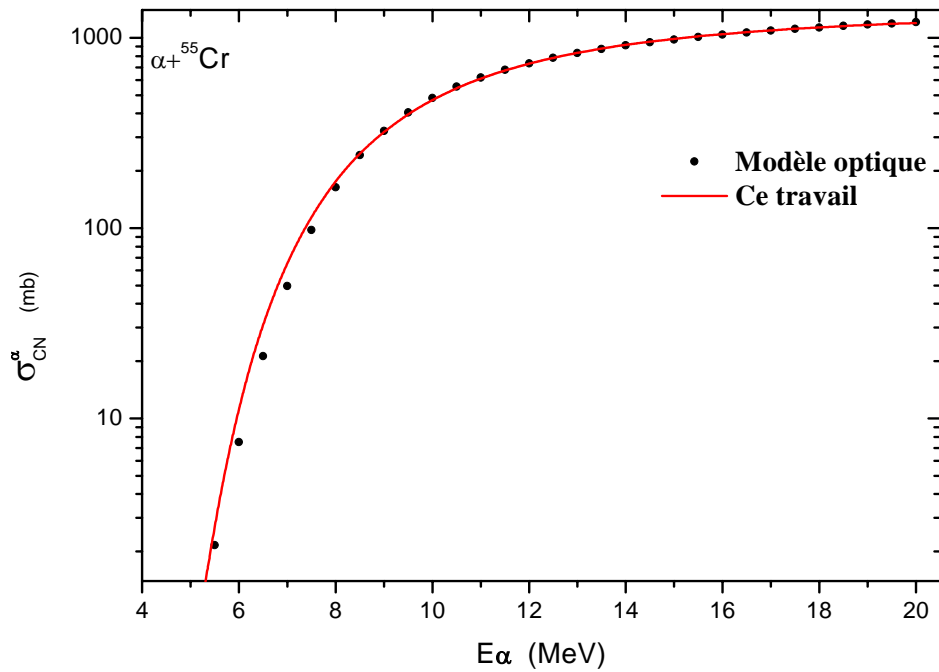


Figure 2.52 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{59}\text{Fe}$ par voie alpha

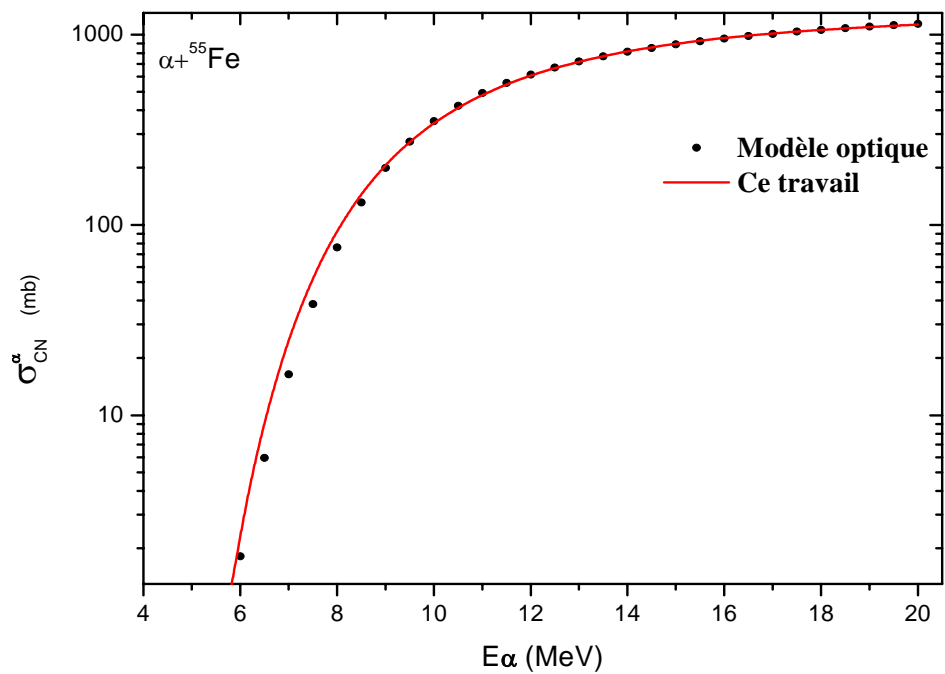


Figure 2.53 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{59}\text{Ni}$ par voie alpha

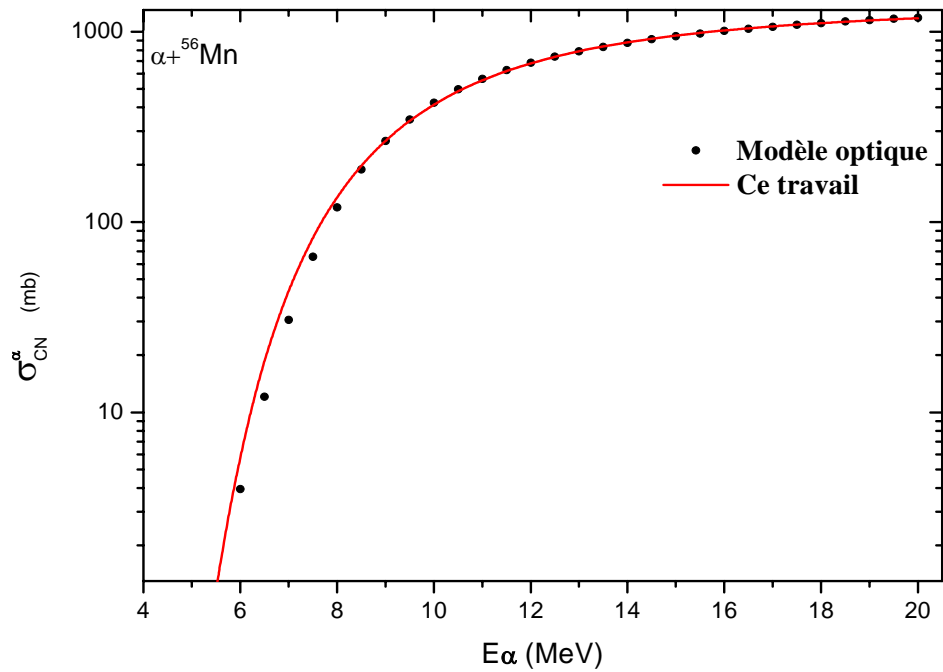


Figure 2.54 Section efficace de formation du noyau composé ^{60}Co par voie alpha

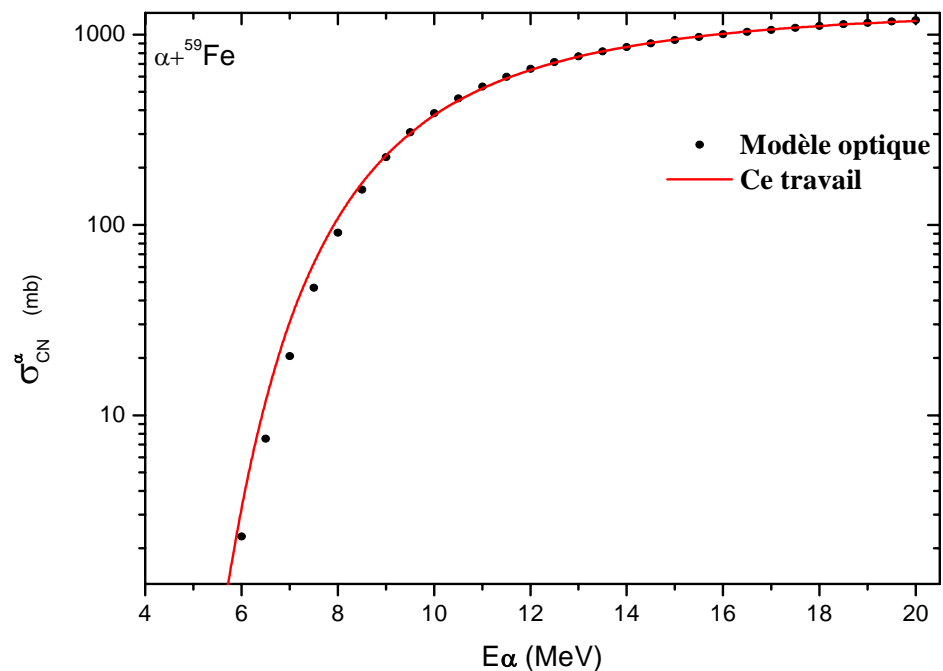


Figure 2.55 Section efficace de formation du noyau composé ^{63}Ni par voie alpha

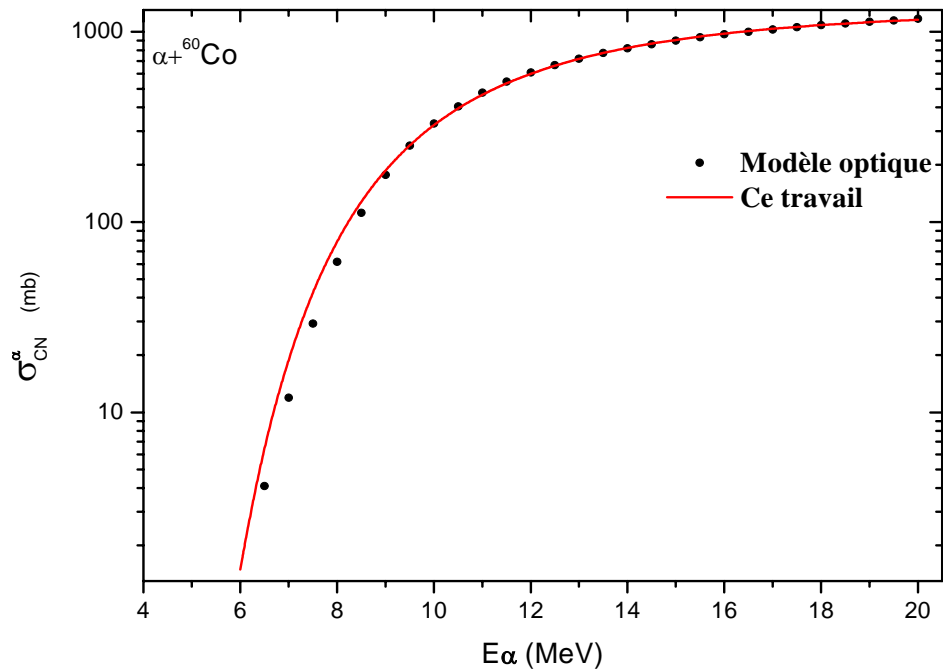


Figure 2.56 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{64}\text{Cu}$ par voie alpha

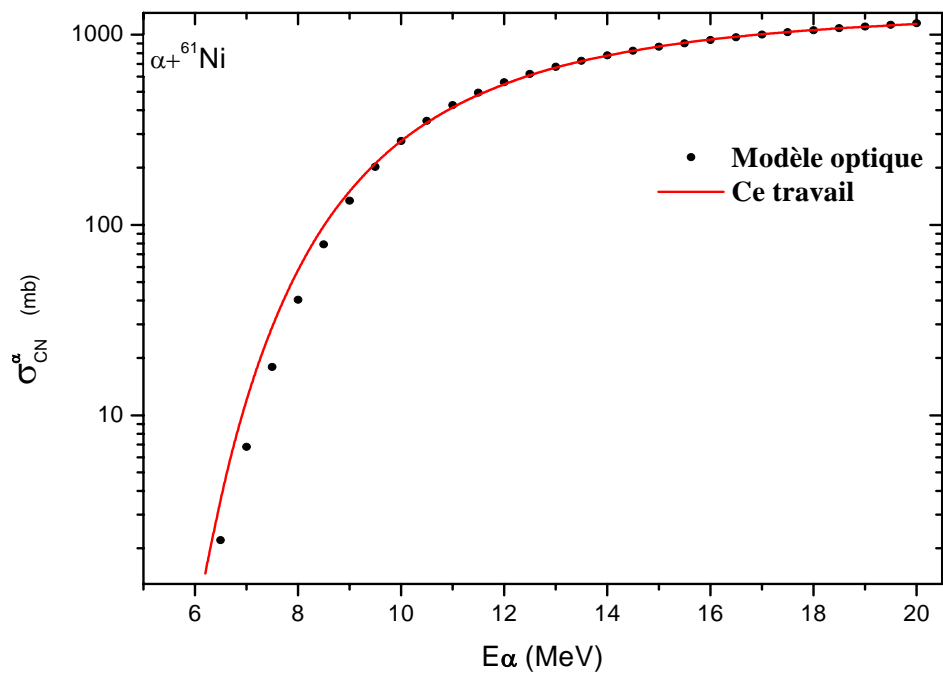


Figure 2.57 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{65}\text{Zn}$ par voie alpha

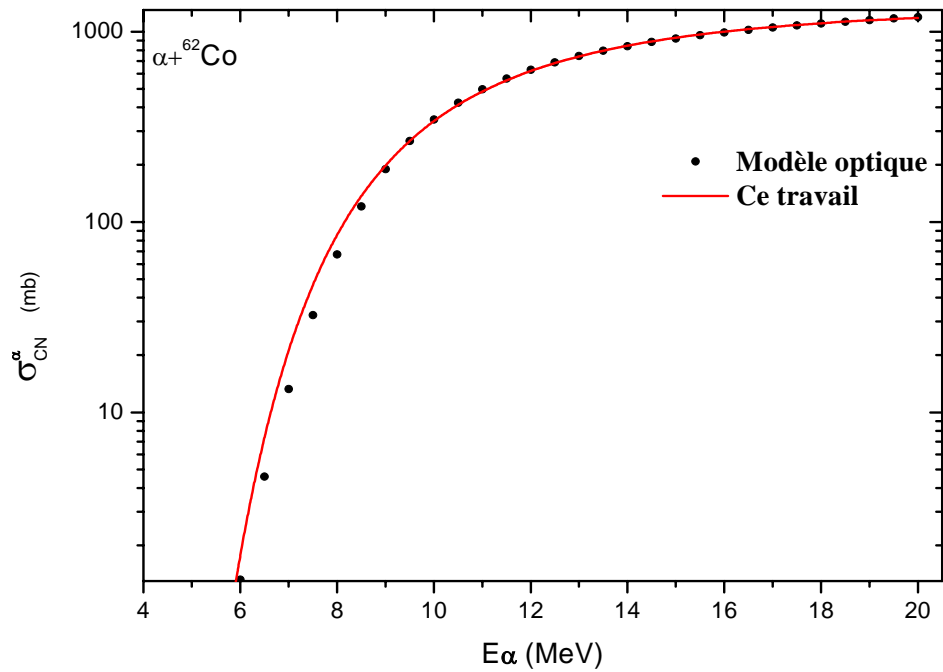


Figure 2.58 Section efficace de formation du noyau composé ^{66}Cu par voie alpha

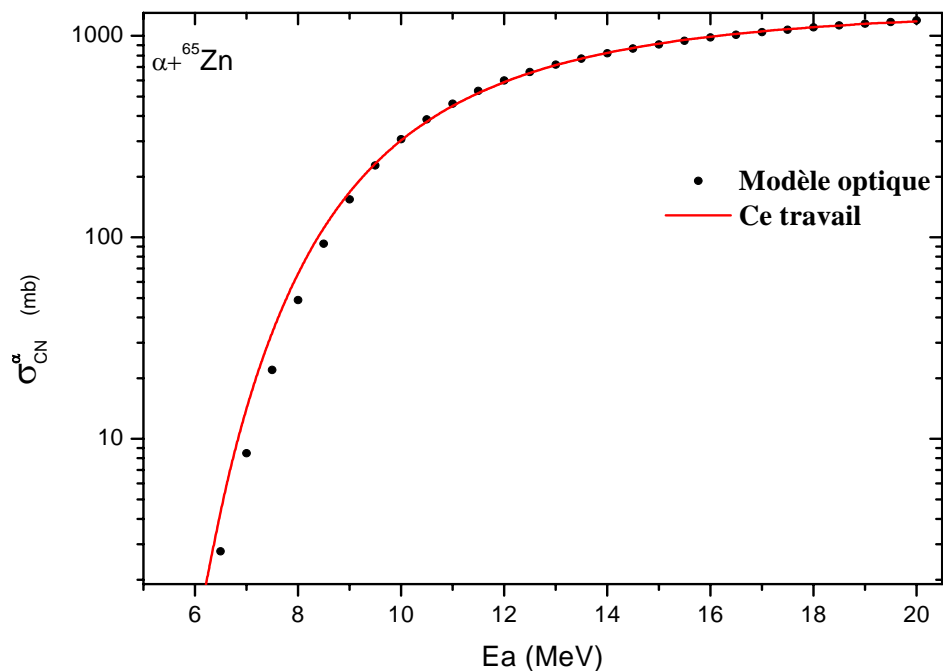


Figure 2.59 Section efficace de formation du noyau composé ^{69}Zn par voie alpha

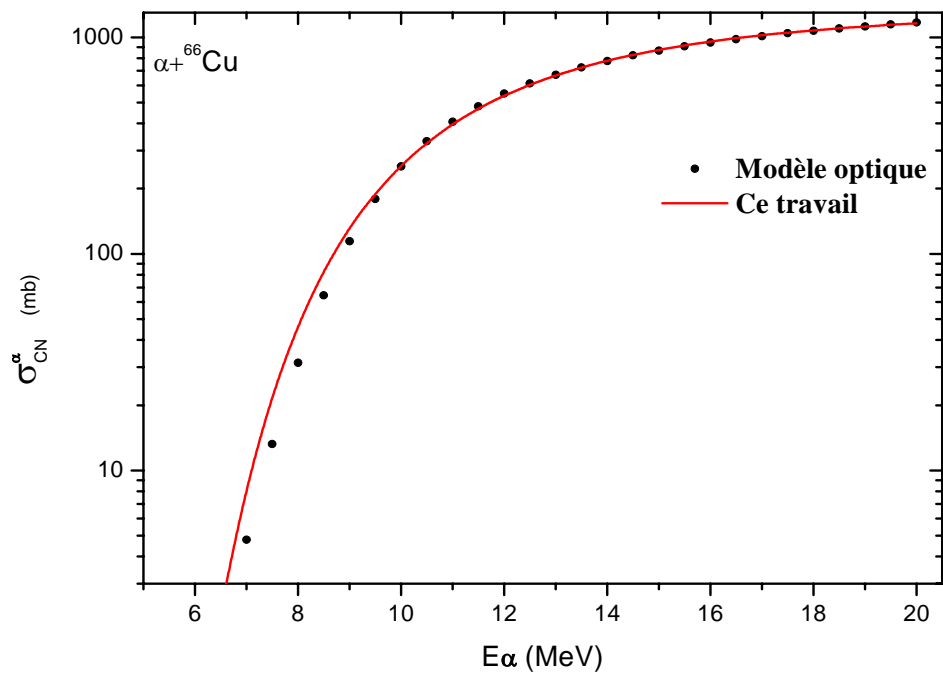


Figure 2.60 Section efficace de formation du noyau composé ^{70}Ga par voie alpha

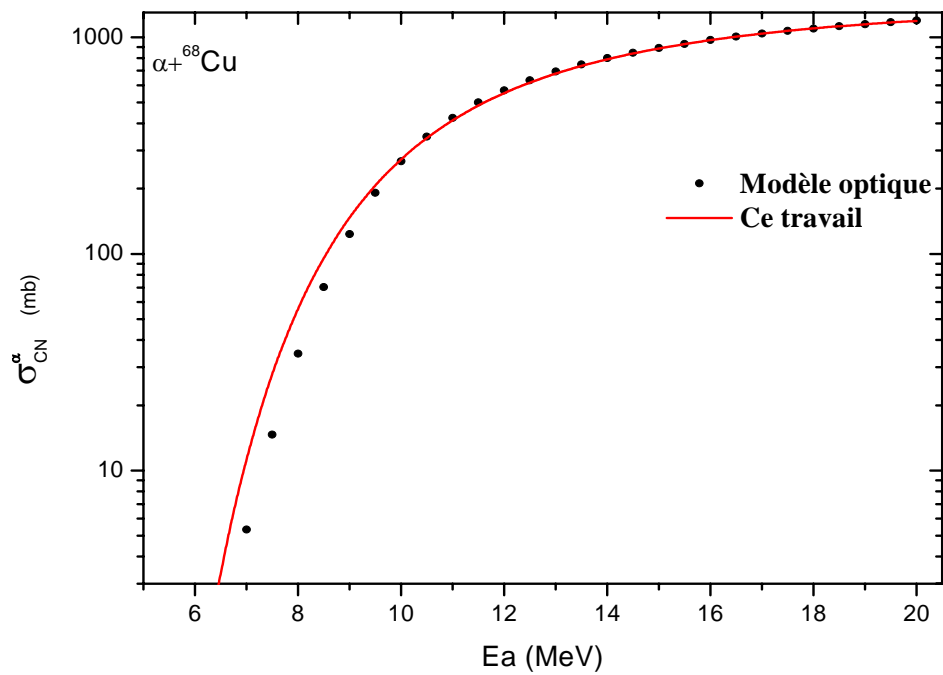


Figure 2.61 Section efficace de formation du noyau composé ^{72}Ga par voie alpha

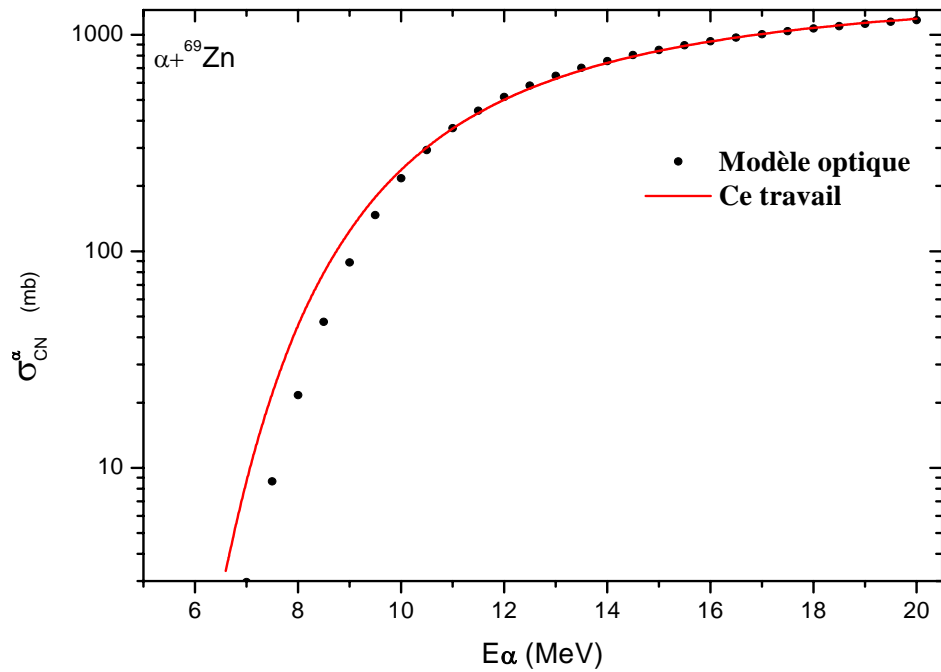


Figure 2.62 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{73}\text{Ge}$ par voie alpha

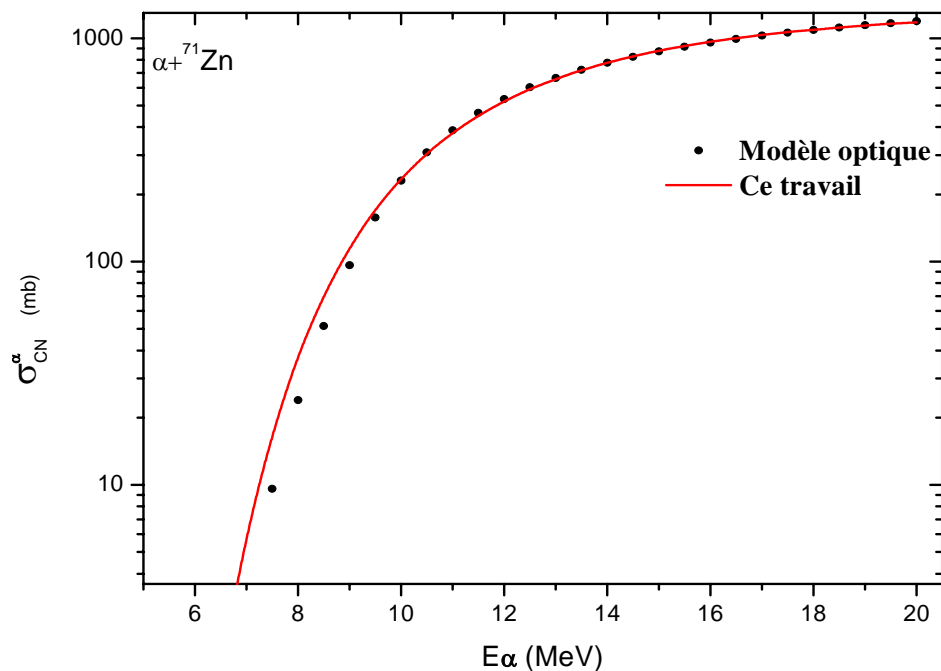


Figure 2.63 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{75}\text{Ge}$ par voie alpha

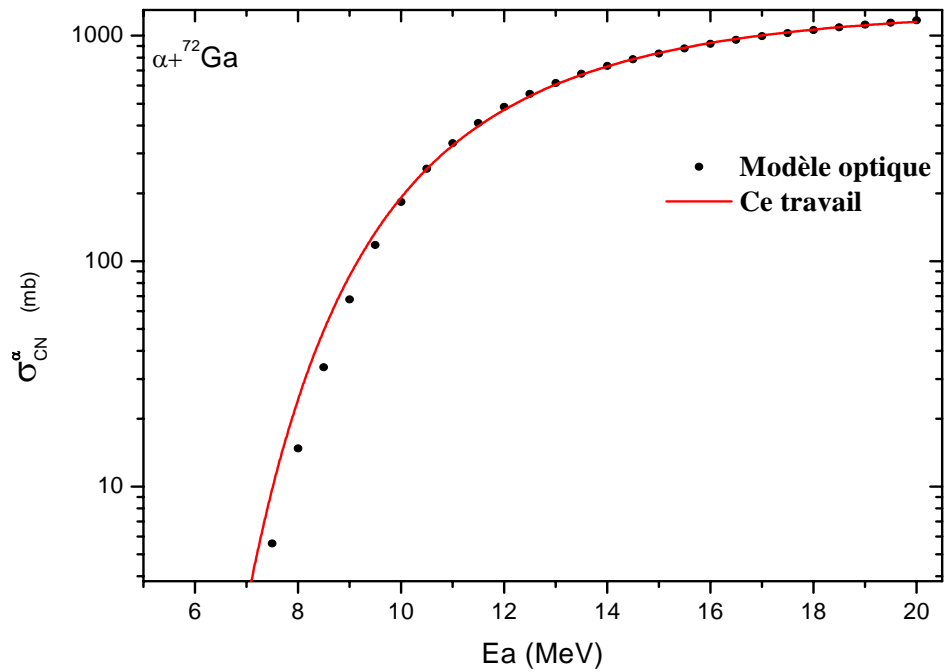


Figure 2.64 Section efficace de formation du noyau composé ^{76}As par voie alpha

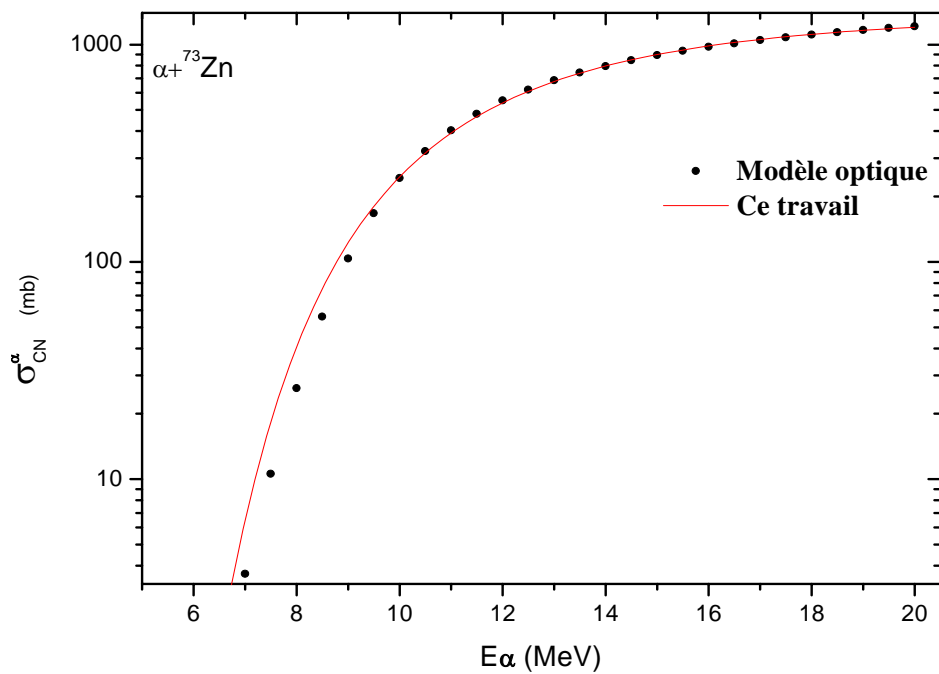


Figure 2.65 Section efficace de formation du noyau composé ^{77}Ge par voie alpha

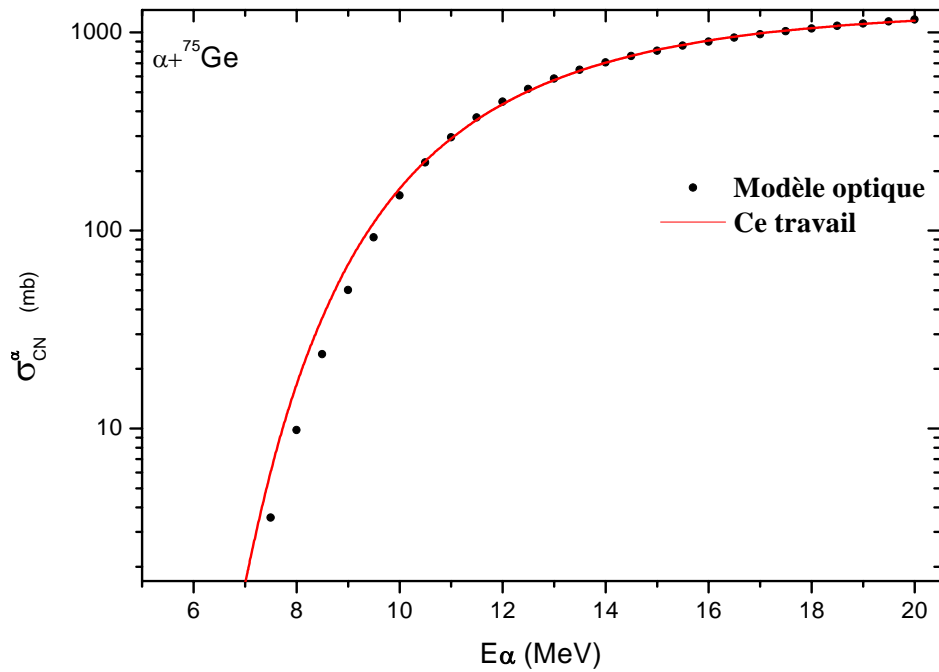


Figure 2.66 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{79}\text{Se}$ par voie alpha

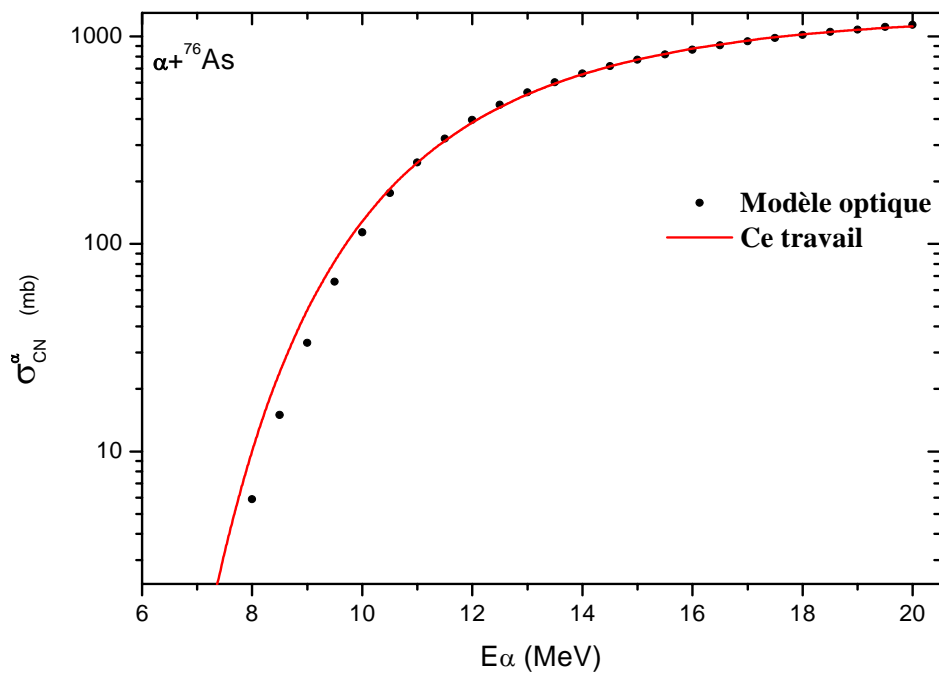


Figure 2.67 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{80}\text{Br}$ par voie alpha

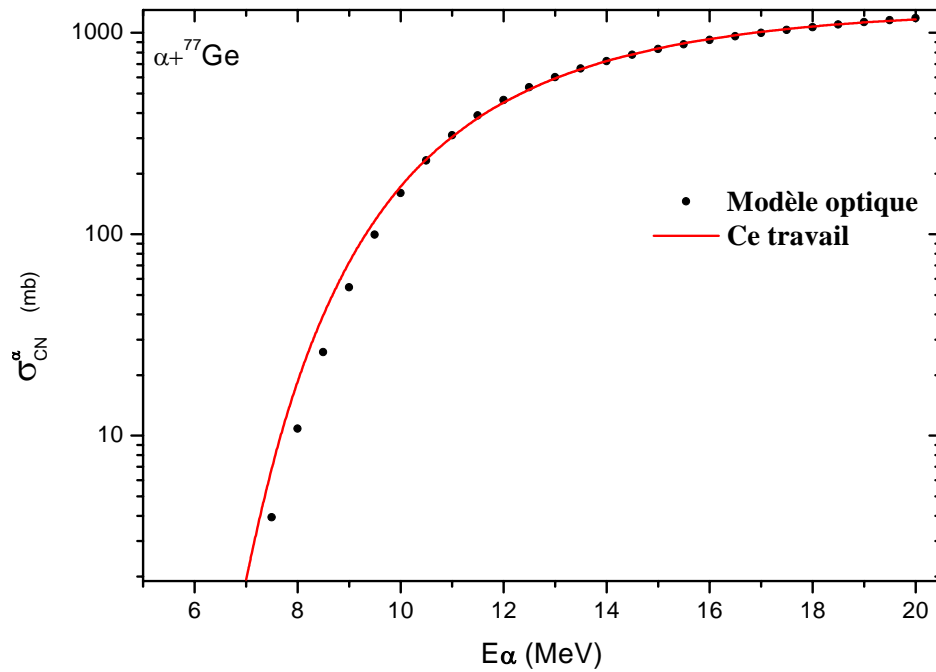


Figure 2.68 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{81}\text{Se}$ par voie alpha

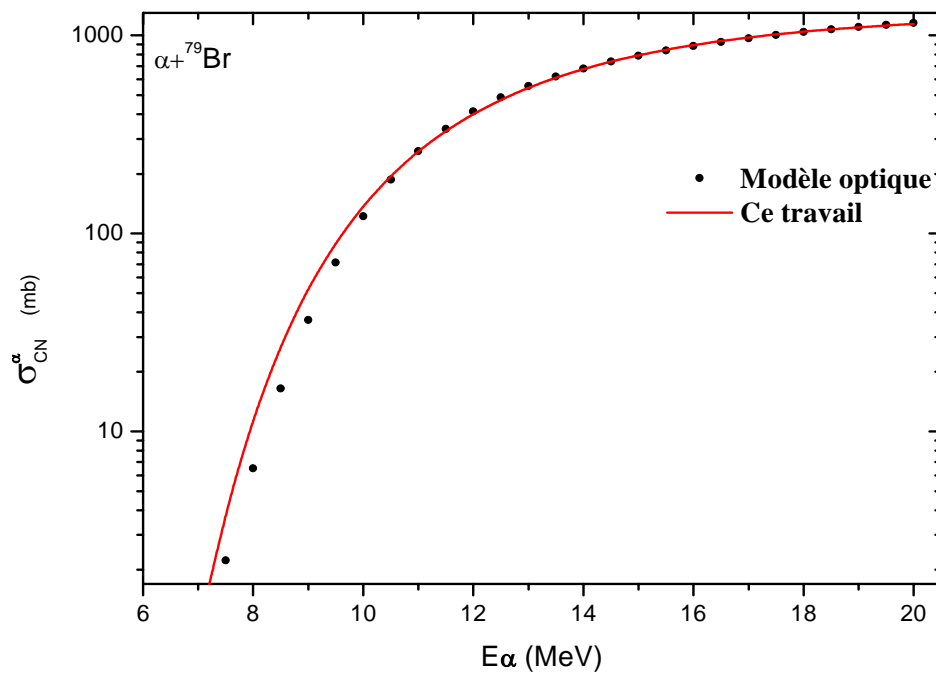


Figure 2.69 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{82}\text{Br}$ par voie alpha

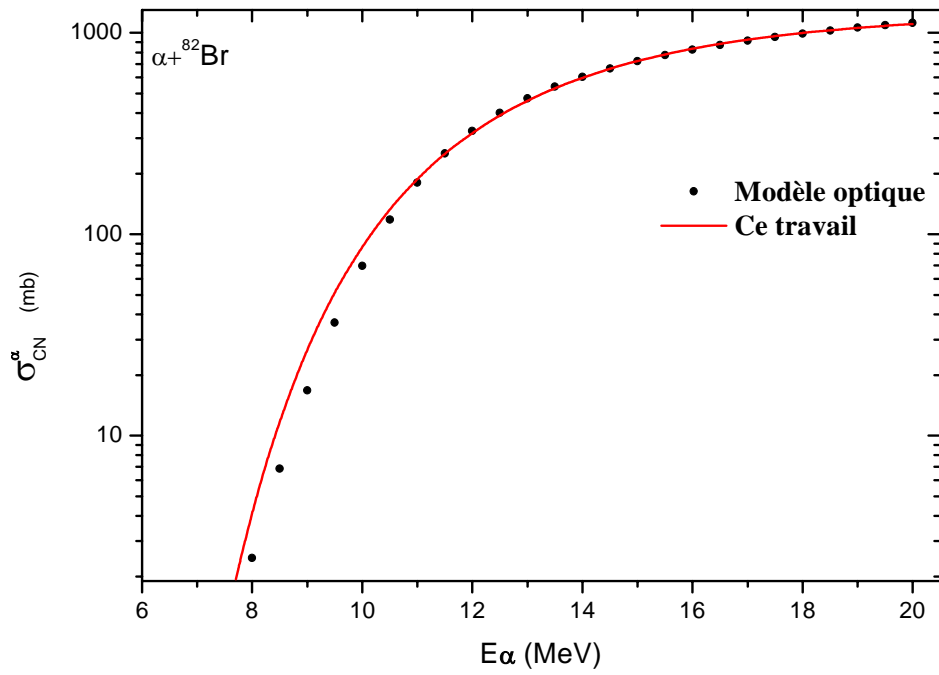


Figure 2.70 Section efficace de formation du noyau composé ^{86}Rb par voie alpha

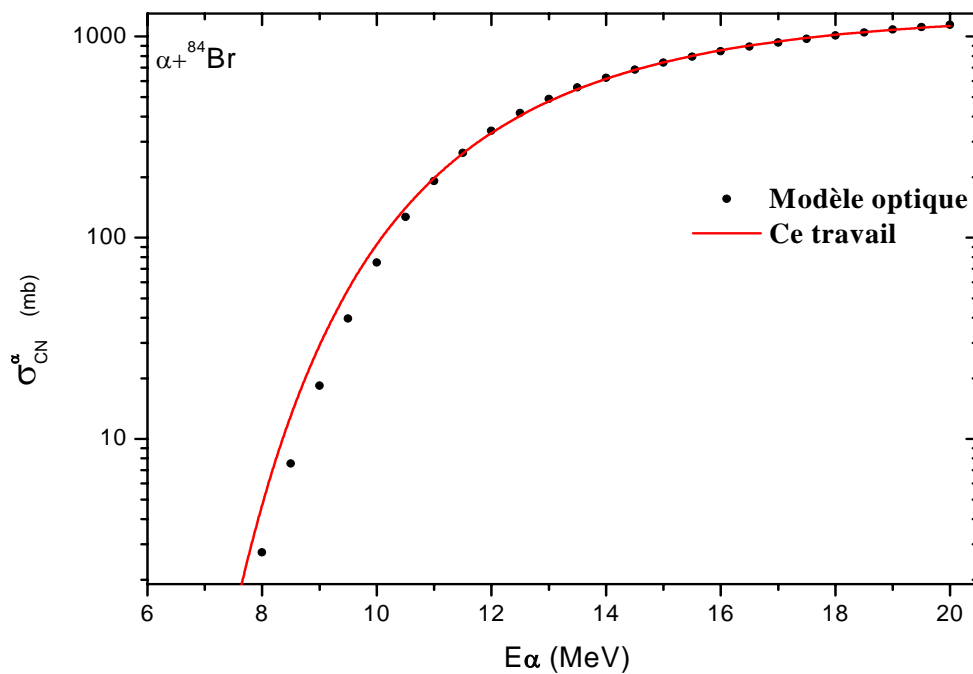


Figure 2.71 Section efficace de formation du noyau composé ^{88}Rb par voie alpha

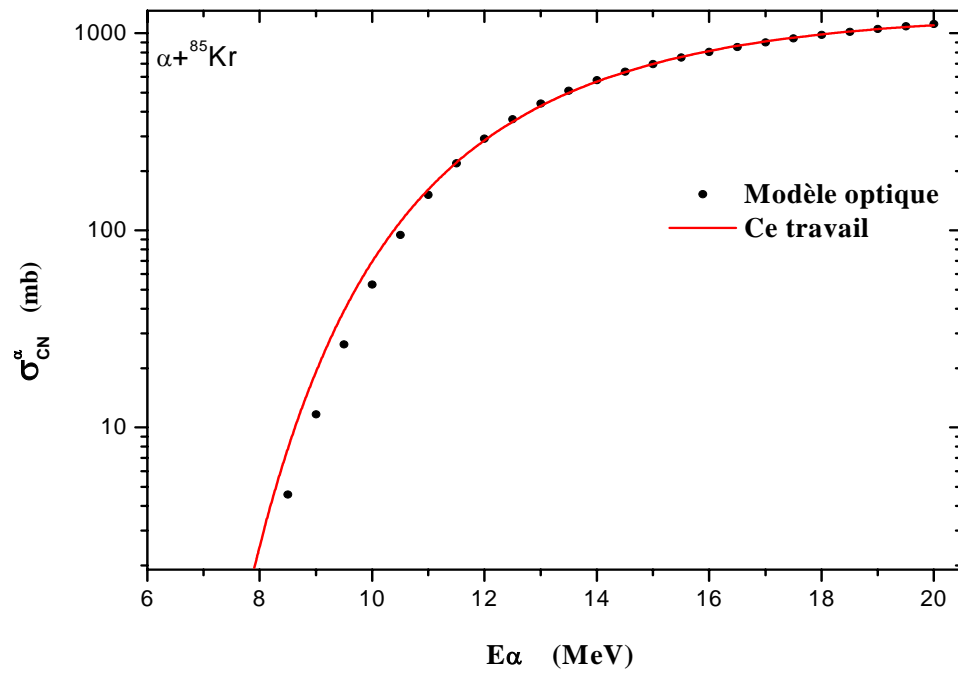


Figure 2.72 Section efficace de formation du noyau composé ^{89}Sr par voie alpha

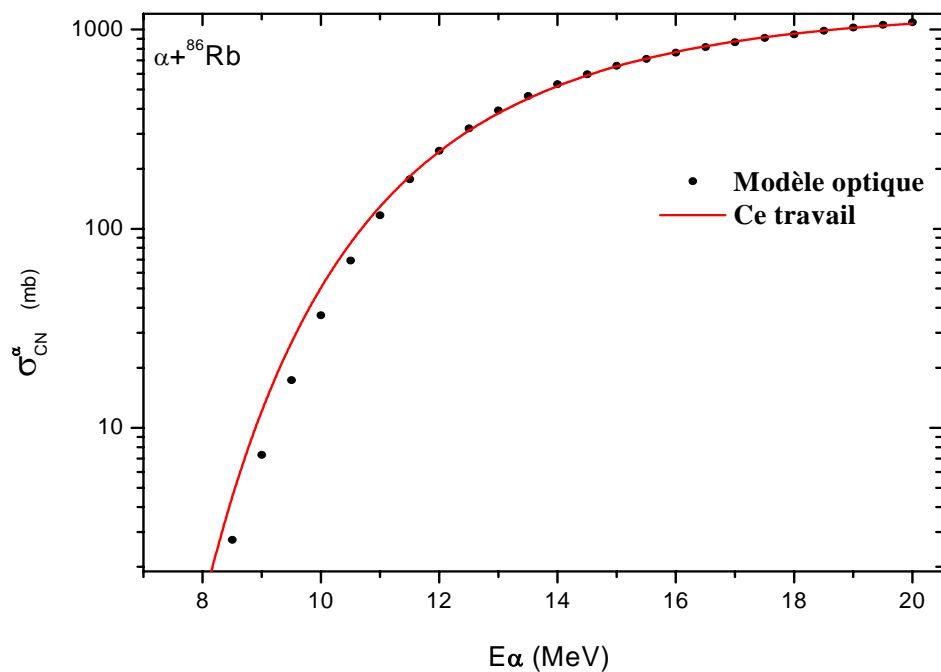


Figure 2.73 Section efficace de formation du noyau composé ^{90}Y par voie alpha

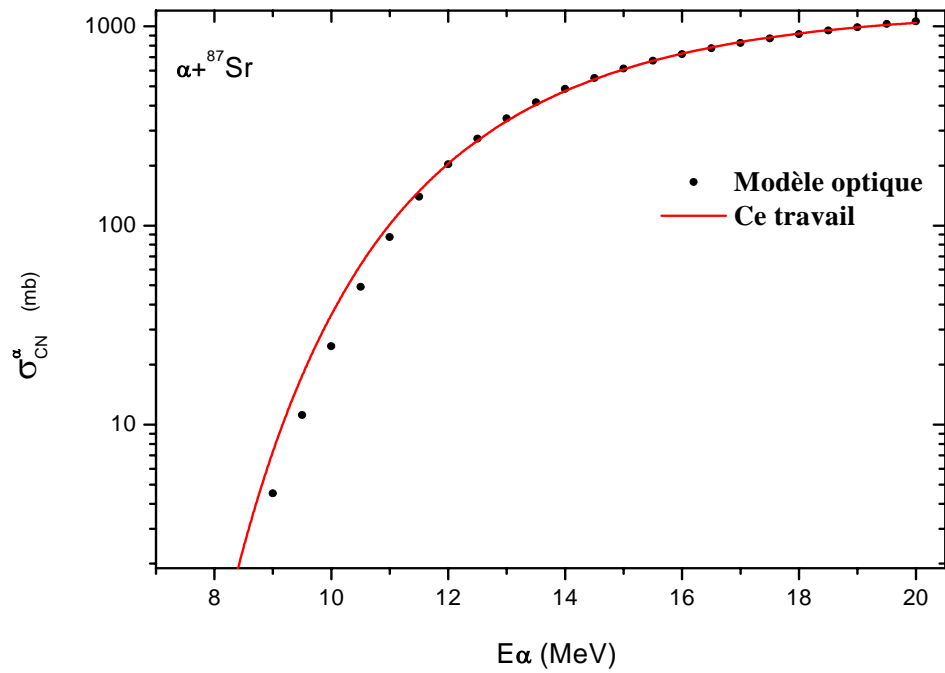


Figure 2.74 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{91}\text{Zr}$ par voie alpha

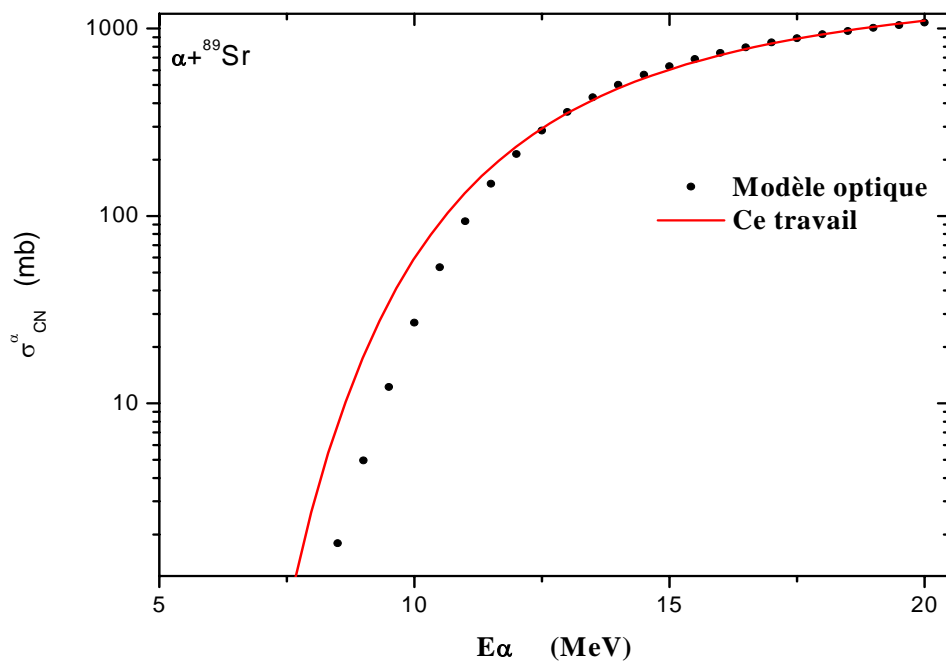


Figure 2.75 Section efficace de formation du noyau composé ${}^{93}\text{Zr}$ par voie alpha

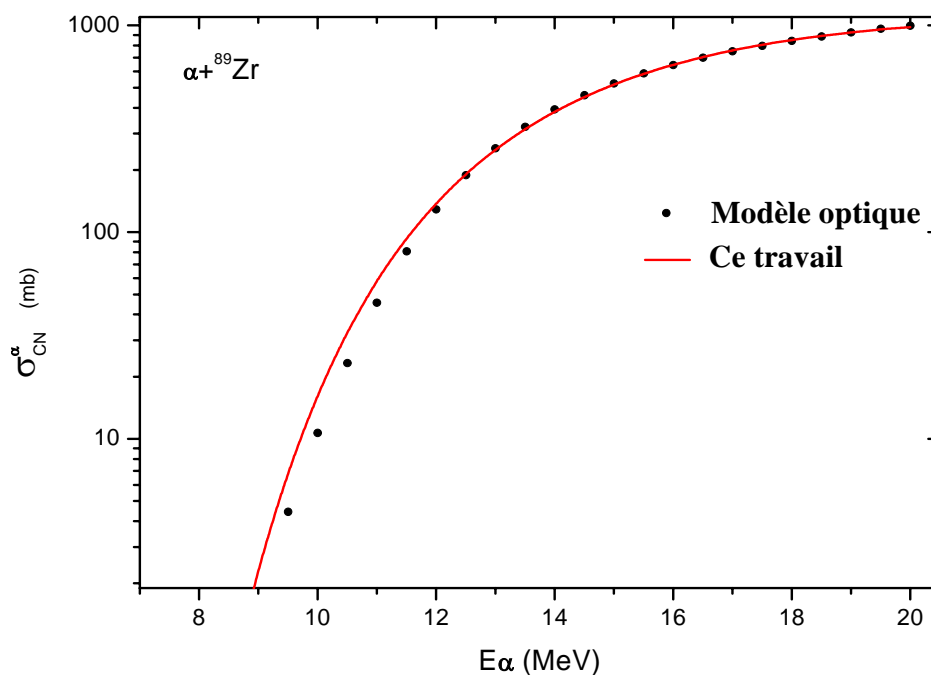


Figure 2.76 Section efficace de formation du noyau composé ^{93}Mo par voie alpha

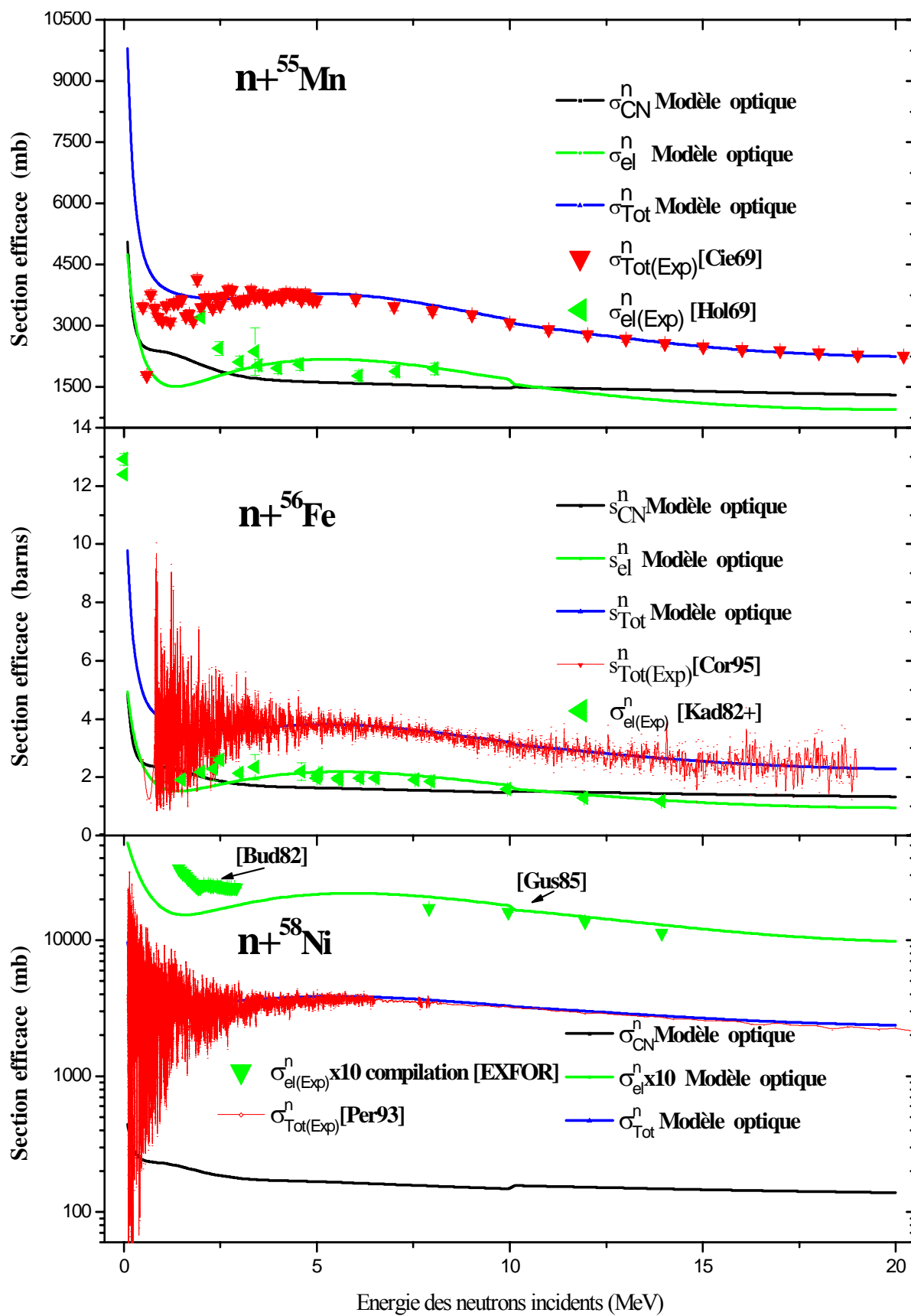
2.5 Discussion des résultats

Nous avons déterminé les sections efficaces de formation du noyau composé par voie neutron et voie alpha, en calculant les coefficients de transmission dans le cadre du modèle optique. Le choix des paramètres est basé essentiellement sur la reproduction des données expérimentales de la section efficace différentielle de la diffusion élastique pour $0 \leq \theta \leq 180$.

Cette paramétrisation a été aussi vérifiée par la reproduction des données expérimentales de la section efficace totale et élastique par le modèle optique (Fig. 2.77 et 2.78).

Vu le manque de données expérimentales des sections efficaces de formation du noyau composé, σ_{CN}^n et σ_{CN}^α , nous avons procédé à une comparaison ‘indirecte’, comme suit : on sait que : $\sigma_{tot} = \sigma_{CN} + \sigma_{el}$ ou encore, $\sigma_{CN} = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$.

Donc nous avons pris, selon la disponibilité des données expérimentales, quelques réactions dont il est sujet dans cette thèse (comme le montrent les figures 2.77 et 2.78).



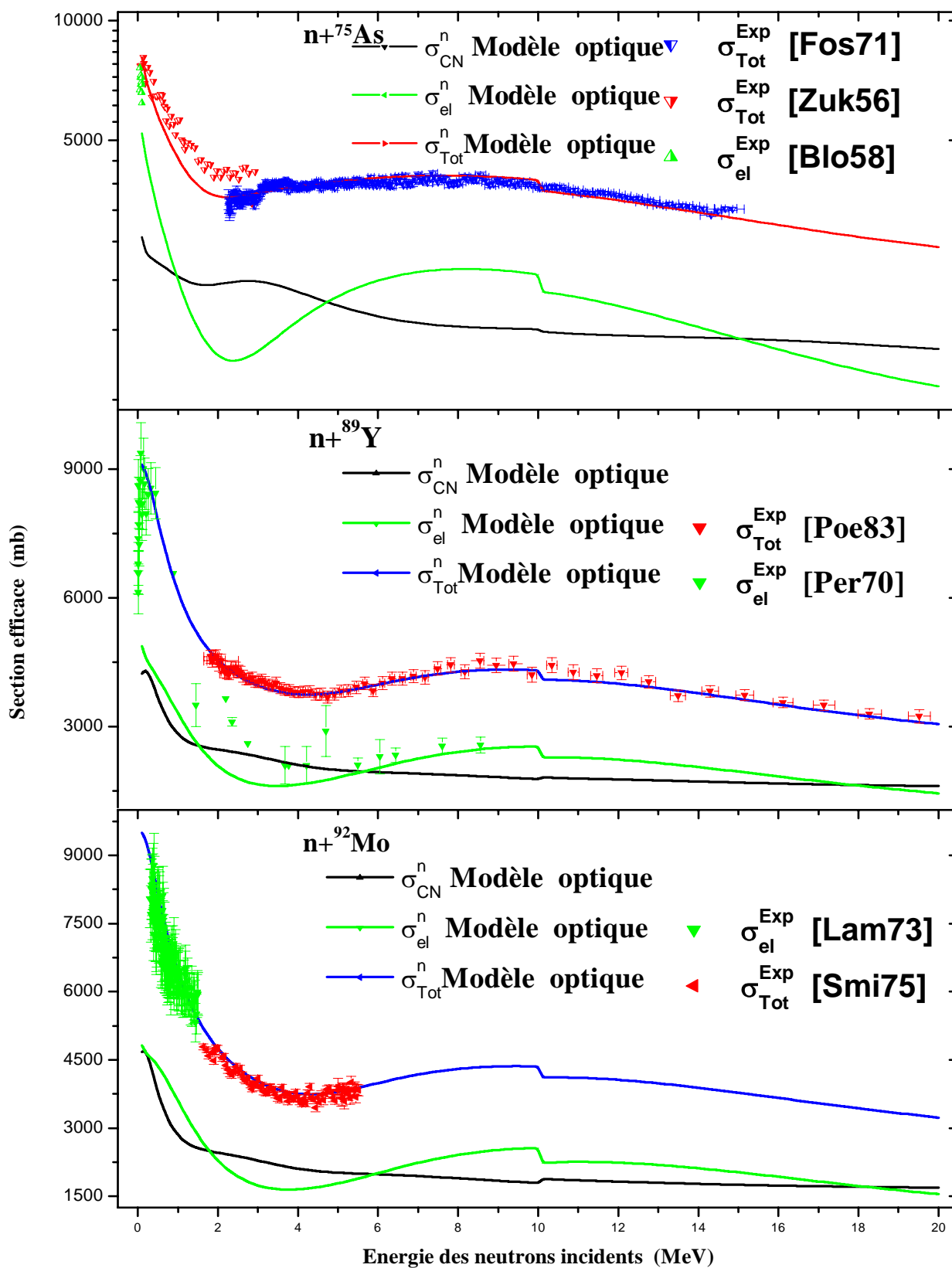


Figure.2.78. Comparaison des sections efficaces totales et élastiques calculées par le modèle optique aux données expérimentales pour les réactions par neutrons rapides sur le ^{75}As , ^{89}Y et le ^{92}Mo .

- Les figures 2.1 jusqu'à 2.4, montrent que la diffusion élastique des neutrons α , en quelques sortes, le même comportement ondulatoire que celui de la diffusion des ondes lumineuses par une sphère optique, chose qui a donné « naissance » au modèle optique.

- Dans le but d'aboutir à des formules analytiques simples de la section efficace de formation du noyau composé, le comportement systématique de celle-ci a été étudié en fonction de l'énergie et en fonction du nombre de masse A et Z pour le cas de la voie alpha. Les figures (2.10 jusqu'à 2.42 et de 2.44 jusqu'à 2.76) montrent la variation des différentes probabilités de formation du noyau composé en fonction de l'énergie par les voies neutron et alpha.

- Les paramètres d'ajustement P_0, P_1 et P_2 , des formules empiriques qui décrivent la voie neutron qui dépendent uniquement du nombre de masse du noyau cible ont été obtenus en effectuant un ajustement par la méthode des moindres carrés, de la section efficace de formation du noyau composé en fonction de l'énergie. On note ici que la courbe de la section efficace de formation du noyau composé par voie neutron prédite par le code de calcul Scat-2 passe par une 'bosse' aux alentours de $2 \sim 3$ MeV ; ceci est probablement dû à la structure du noyau cible. On remarque aussi une légère rupture à l'énergie de 10 MeV qui est due au changement de paramètres du potentiel optique.

- A cause de non présence de la barrière coulombienne, le neutron présente une probabilité importante à basse énergie pour former un noyau composé, comparé à la voie alpha.

- Nous avons remarqué une forte dépendance des paramètres d'ajustement de la formule empirique décrivant la section efficace de formation du noyau composé par voie alpha au

facteur $\frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}}$, ce qui confirme la dépendance de la section efficace de formation du NC au terme coulombien.

- Pour la voie alpha, la section efficace de formation du NC augmente rapidement à basse énergie, mais avec une variation plus faible quand l'énergie augmente vers des valeurs maximales.

Chapitre 3

Etude systématique des fonctions d'excitation des réactions (n,α)

3.1. Introduction

Le calcul des sections efficaces des réactions nucléaires dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil jusqu'à 20 MeV apporte une contribution importante pour l'étude des interactions nucléaires, de la structure nucléaire et des mécanismes des réactions.

Dans le but de déterminer ces sections efficaces qui parfois, ne peuvent pas être mesurées 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 comparées aux résultats expérimentaux quand ils sont disponibles.

La description de la section efficace par cette étude systématique dans ce travail sera comparée aux données expérimentales tirées de la base de données nucléaires EXFOR.

En se basant sur le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing [Wei40], nous allons réaliser une étude systématique des fonction d'excitations de la réaction (n,α) , afin d'aboutir à une formule analytique permettant une détermination rapide des sections efficaces des réactions du type (n,α) induite par des neutrons rapides dans la gamme d'énergie considérée. Cette formule dépend des sections efficaces de formation du noyau composé par la voie neutron et par la voie alpha calculées dans le chapitre précédent et de la densité de niveaux du noyau résiduel.

3.2 Formule semi-empirique de la section efficace de réaction (n,α)

3.2.1 Fonctions d'excitation

Les sections efficaces pour toutes les réactions énergétiquement possibles dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV ont été calculées en utilisant le modèle de Weisskopf-Ewing.

La section efficace d'une réaction de type (n,b) est donnée par [Bla52] :

$$\sigma_{n,b}^{WE} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{\sum_{b'} F_{b'}} \quad (3.1)$$

Dans le dénominateur de l'équation (3.1), la sommation $\sum F_{b'}$ peut être approximée à F_n .

Cela est dû au fait que $F_n \gg F_b$ (l'émission d'une particule neutre est plus probable que l'émission d'une particule chargée ; en raison de la barrière coulombienne).

Selon l'équation (1. 63) du Chapitre 1 F_b est donnée par :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \omega_0(W_b - E_b) dE_b \quad (3.2)$$

où $\omega_0(W_b - E_b)$ désigne la densité de niveaux.

3.2.2 Densité de niveaux

Le développement limité du logarithme de la densité de niveaux au voisinage de E_{CN} s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} \text{Log}(\omega_0(W_b - E_b)) &= \text{Log}(\omega_0(E_{CN} - S_b - E_b)) \\ &\simeq \text{Log}(\omega_0(E_{CN})) - (S_b + E_b) \left. \frac{d\text{Log}\omega_0(E)}{dE} \right|_{E=E_{CN} - S_b - E_b} \end{aligned} \quad (3.3)$$

En utilisant la relation élémentaire de la thermodynamique qui relie la température nucléaire du noyau résiduel à l'énergie d'excitation $U = E_{CN} - E_b - S_b$ (3.4)

soit :

$$T = \left[\frac{d\text{Log}(\omega_0(U))}{dU} \right]^{-1} \quad (3.5)$$

En tenant compte de la relation :

$$W_b = E_{CN} - S_b \quad (3.6)$$

on obtient :

$$\text{Log}(\omega_0(W_b - E_b)) = \text{Log}\left(\omega_0(E_{CN}) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right)\right) \quad (3.7)$$

d'où, la densité de niveaux s'écrit :

$$\omega_0(W_b - E_b) = \omega_0(E_{CN}) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) \quad (3.8)$$

où T est la température nucléaire du noyau résiduel après émission de la particule b.

En substituant l'équation (3.8) dans l'équation (3.2) F_b devient :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_0(E_{CN}) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) dE_b \quad (3.9)$$

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

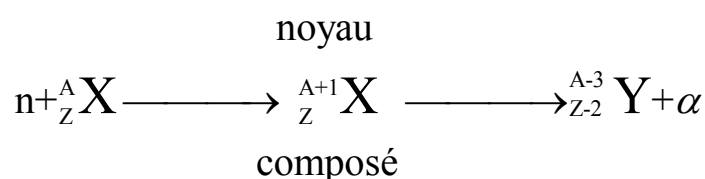
$$\sigma_{n,\alpha}^{WE}(E_n) = \frac{m_\alpha (2I_\alpha + 1)}{m_n (2I_n + 1)} \sigma_{CN}^n(E_n) \frac{\int_0^{W_\alpha} E_\alpha \sigma_{CN}^\alpha(E_\alpha) \exp\left(-\frac{E_\alpha + S_\alpha}{T}\right) dE_\alpha}{\int_0^{W_n} E_n \sigma_{CN}^n(E_n) \exp\left(-\frac{E_n + S_n}{T}\right) dE_n} \quad (3.10)$$

La température nucléaire peut être exprimée comme suit :

$$T = \frac{13}{\sqrt{A}} \quad (\text{en MeV}) \quad (3.11)$$

A : le nombre de masse du noyau cible.

Considérons la réaction ${}^A_Z X(n,\alpha) {}^{A-3}_{Z-2} Y$:



Les énergies de séparation sont calculées comme suit :

Pour les neutrons :

$$S_n = {}^1_0\Delta + \Delta(A, Z) - \Delta(A+1, Z), \text{ soit : } S_n \cong 8.071 + \Delta(A, Z) - \Delta(A+1, Z) \text{ (MeV)} \quad (3.12)$$

Pour les particules alpha :

$$S_\alpha = {}^4_2\Delta + \Delta(A-3, Z-2) - \Delta(A+1, Z), \text{ soit : } S_\alpha \cong 2.425 + \Delta(A-3, Z-2) - \Delta(A+1, Z) \text{ (MeV)} \quad (3.13)$$

On sait que l'énergie d'excitation du noyau composé est de la forme :

$$E_{CN} = E_n + S_n \quad (3.14)$$

En remplaçant par les formules empiriques (2.1) et (2.3) des sections efficaces de formation du noyau composé par les deux voies calculées dans le chapitre précédent, nous avons pu calculer les fonctions d'excitation pour les 32 noyaux ($50 \leq A \leq 92$) dans la gamme d'énergie : ($E_{\text{seuil}} \leq E_n \leq 20 \text{ MeV}$).

3.3 Comparaison et discussion

Dans ce qui suit, nous représenterons les fonctions d'excitation comparées aux données expérimentales pour les réactions suivantes:

$$\begin{aligned} & {}^{50}\text{Ti}(n, \alpha), \quad {}^{50}\text{Cr}(n, \alpha), \quad {}^{51}\text{V}(n, \alpha), \quad {}^{54}\text{Cr}(n, \alpha), \quad {}^{54}\text{Fe}(n, \alpha), \quad {}^{55}\text{Mn}(n, \alpha), \quad {}^{56}\text{Fe}(n, \alpha), \\ & {}^{58}\text{Fe}(n, \alpha), \quad {}^{58}\text{Ni}(n, \alpha), \quad {}^{59}\text{Co}(n, \alpha), \quad {}^{62}\text{Ni}(n, \alpha), \quad {}^{63}\text{Cu}(n, \alpha), \quad {}^{64}\text{Zn}(n, \alpha), \quad {}^{65}\text{Cu}(n, \alpha), \\ & {}^{68}\text{Zn}(n, \alpha), \quad {}^{69}\text{Ga}(n, \alpha), \quad {}^{71}\text{Ga}(n, \alpha), \quad {}^{72}\text{Ge}(n, \alpha), \quad {}^{74}\text{Ge}(n, \alpha), \quad {}^{75}\text{As}(n, \alpha), \quad {}^{76}\text{Ge}(n, \alpha), \\ & {}^{78}\text{Se}(n, \alpha), \quad {}^{79}\text{Br}(n, \alpha), \quad {}^{80}\text{Se}(n, \alpha), \quad {}^{81}\text{Br}(n, \alpha), \quad {}^{85}\text{Rb}(n, \alpha), \quad {}^{87}\text{Rb}(n, \alpha), \quad {}^{88}\text{Sr}(n, \alpha), \\ & {}^{89}\text{Y}(n, \alpha), \quad {}^{90}\text{Zr}(n, \alpha), \quad {}^{92}\text{Zr}(n, \alpha), \quad {}^{92}\text{Mo}(n, \alpha). \end{aligned}$$

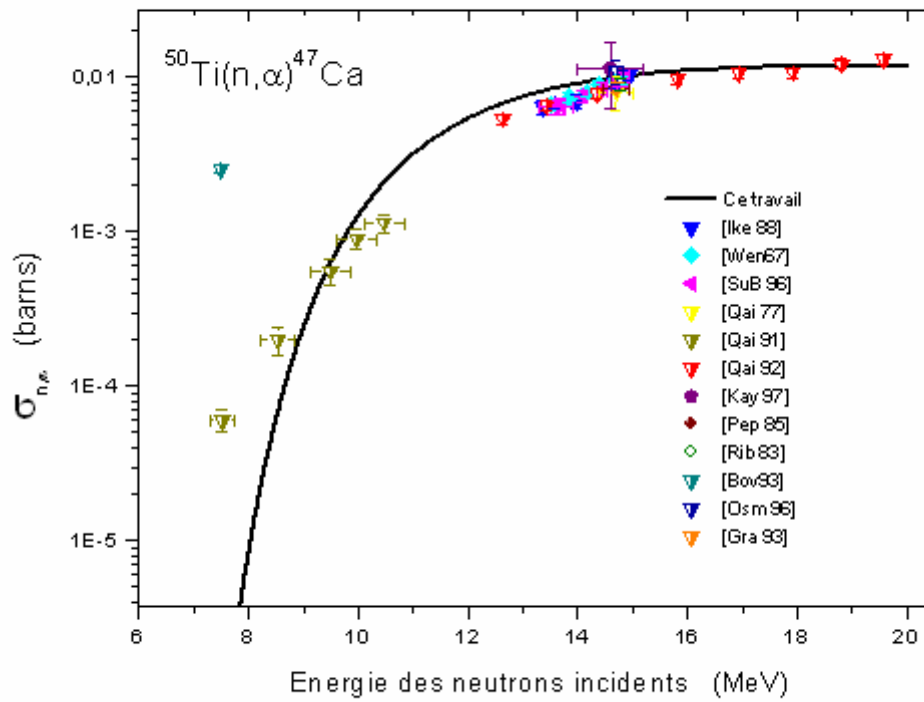


Figure 3.1 Fonction d'excitation de la réaction $^{50}\text{Ti}(n,\alpha)$

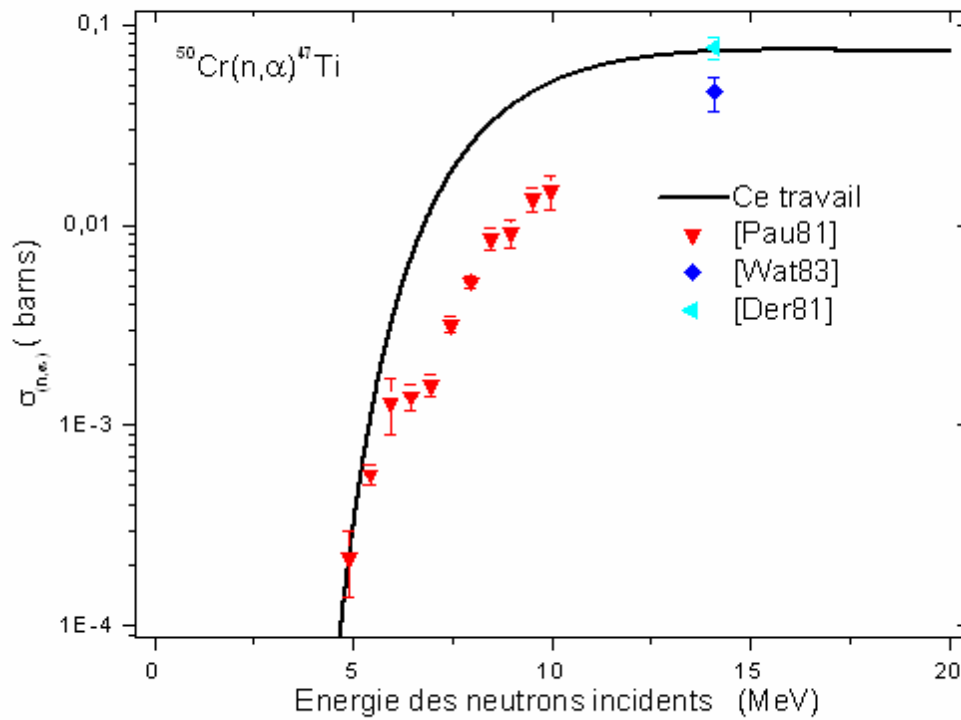


Figure 3.2 Fonction d'excitation de la réaction $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)$

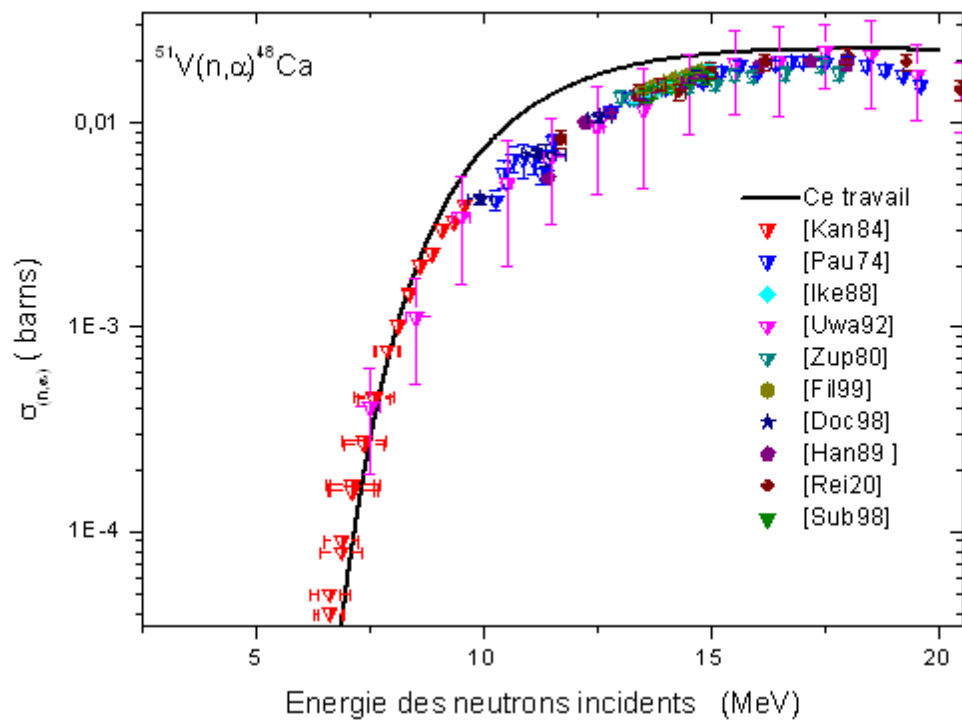


Figure 3.3 Fonction d'excitation de la réaction $^{51}\text{V}(n,\alpha)$

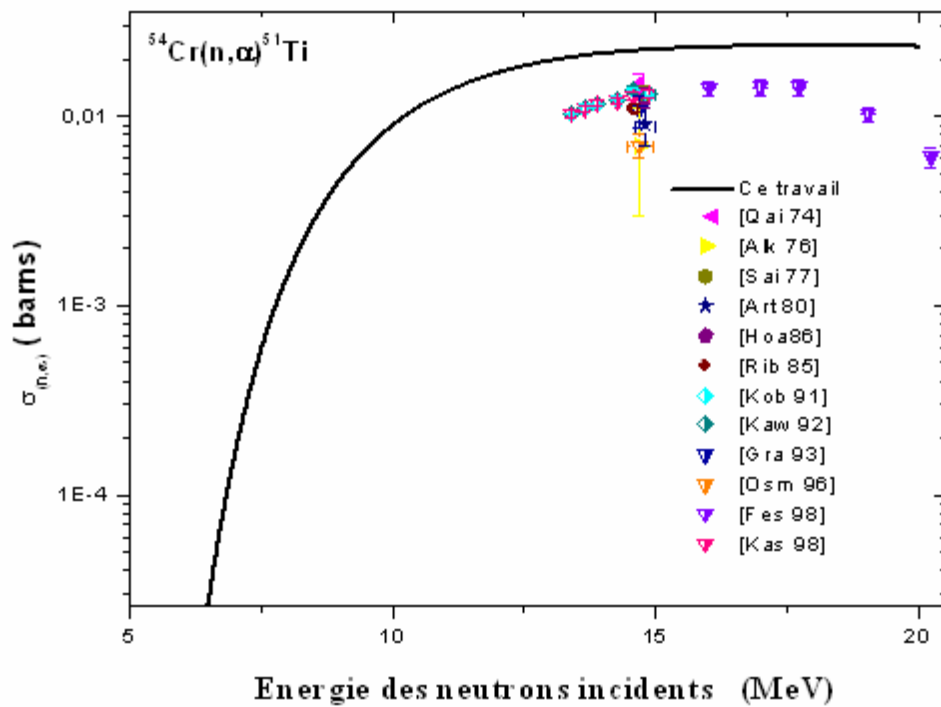
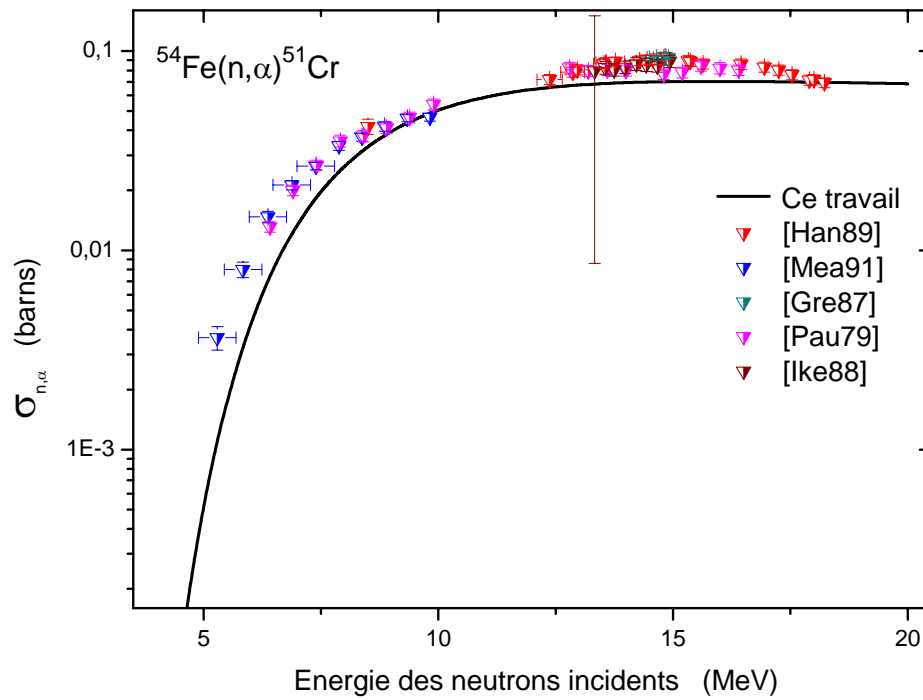
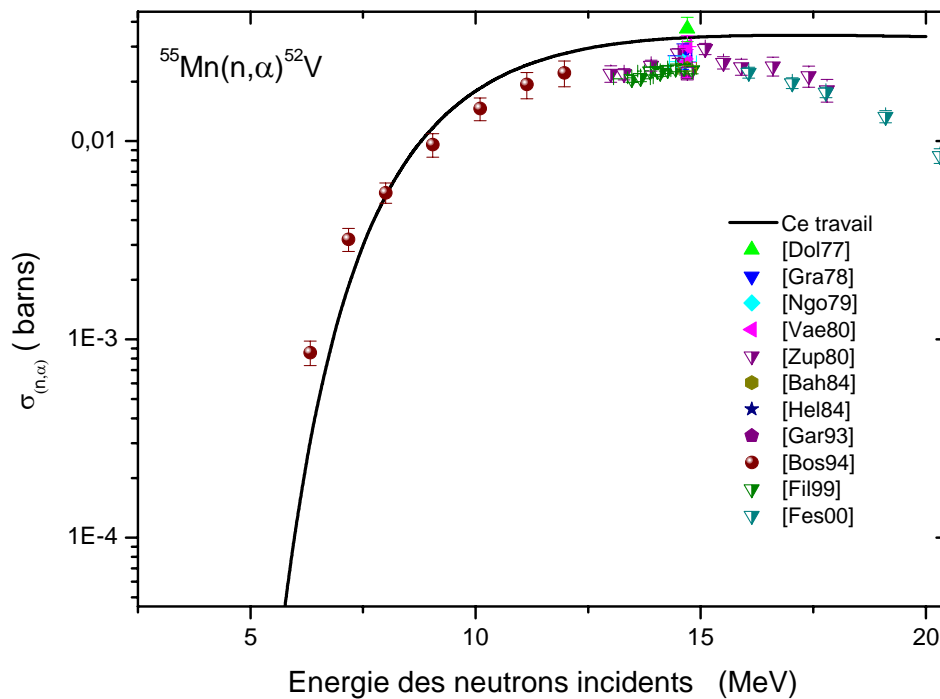
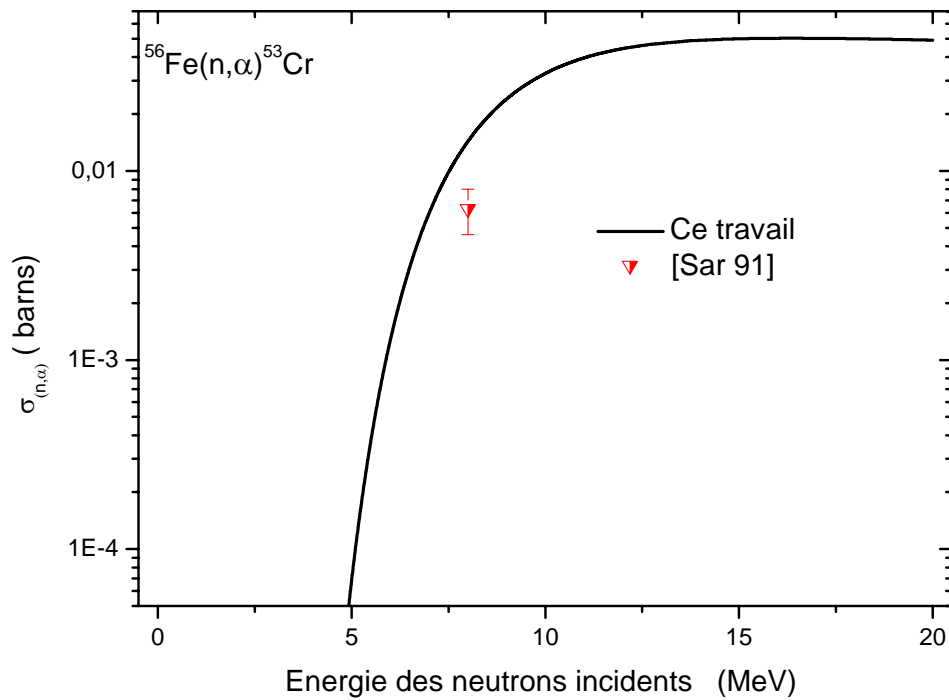
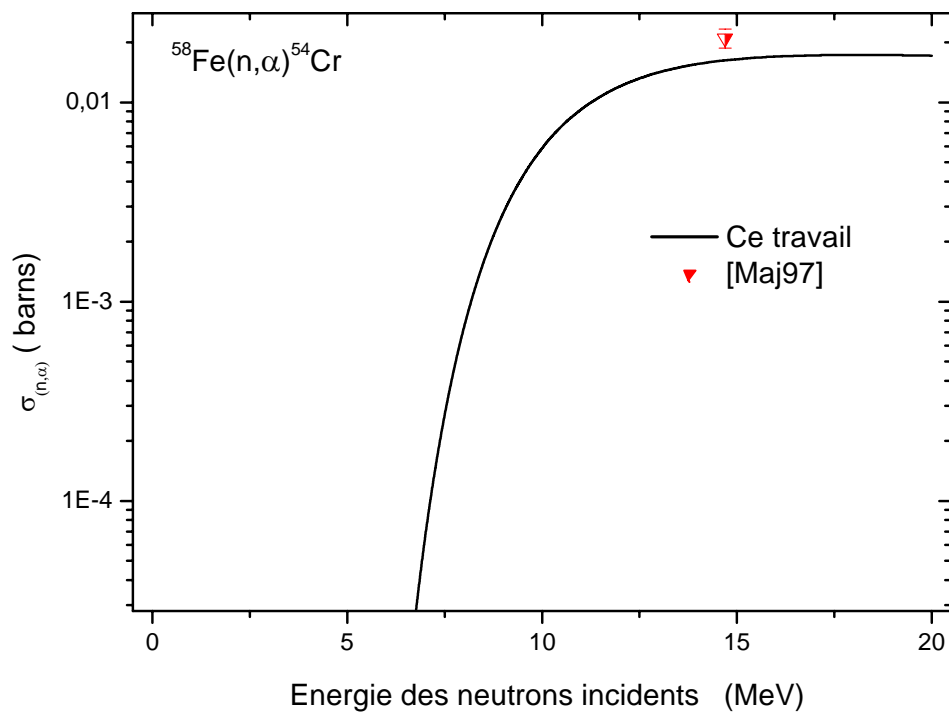


Figure 3.4 Fonction d'excitation de la réaction $^{54}\text{Cr}(n,\alpha)$

Figure 3.5 Fonction d'excitation de la réaction $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)$ Figure 3.6 Fonction d'excitation de la réaction $^{55}\text{Mn}(n,\alpha)$

Figure 3.7 Fonction d'excitation de la réaction $^{56}\text{Fe}(n,\alpha)$ Figure 3.8 Fonction d'excitation de la réaction $^{58}\text{Fe}(n,\alpha)$

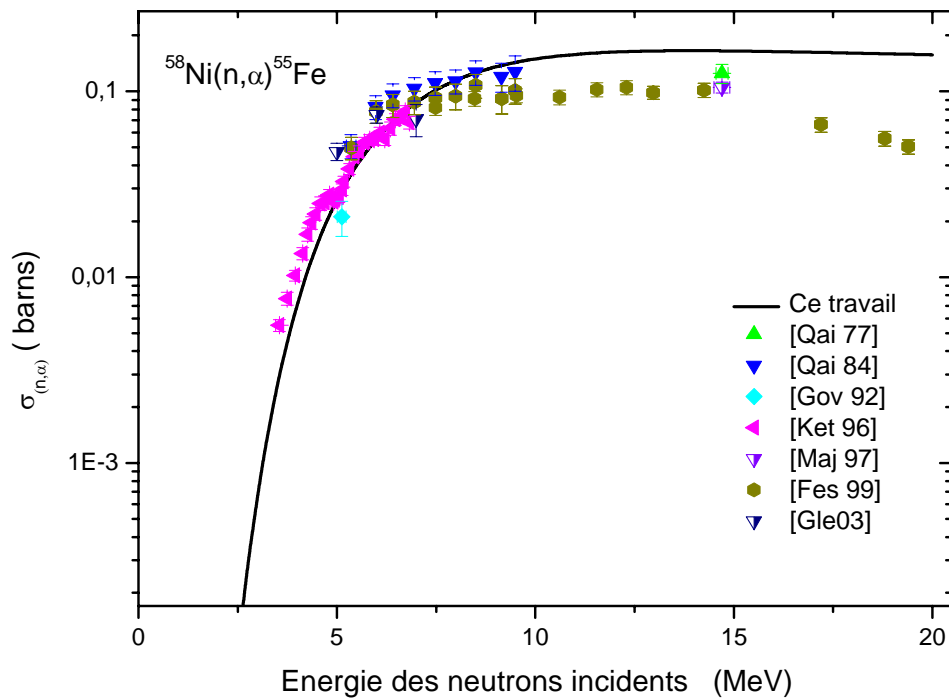


Figure 3.9 Fonction d'excitation de la réaction $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$

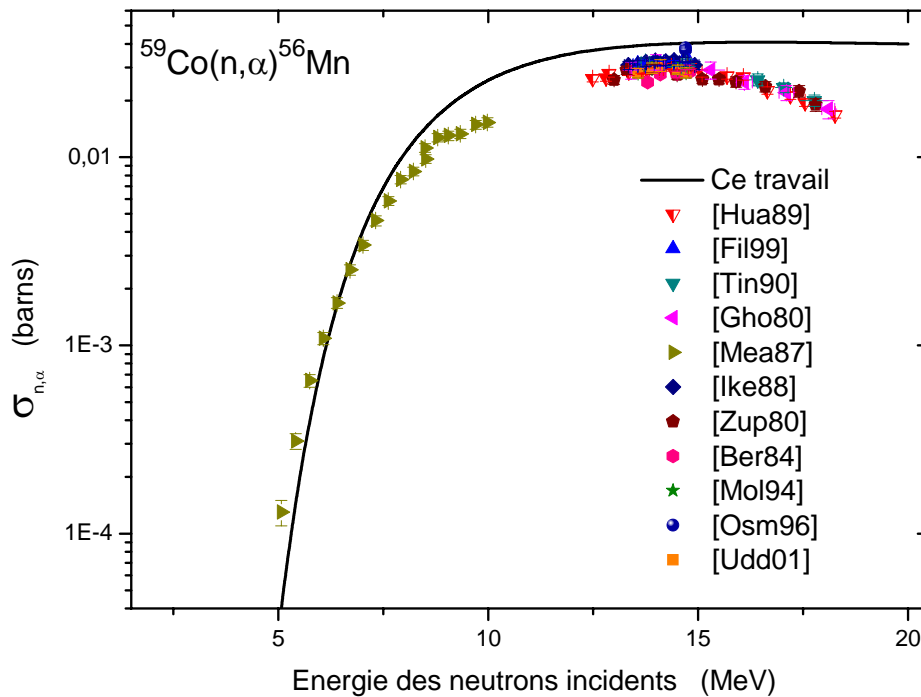
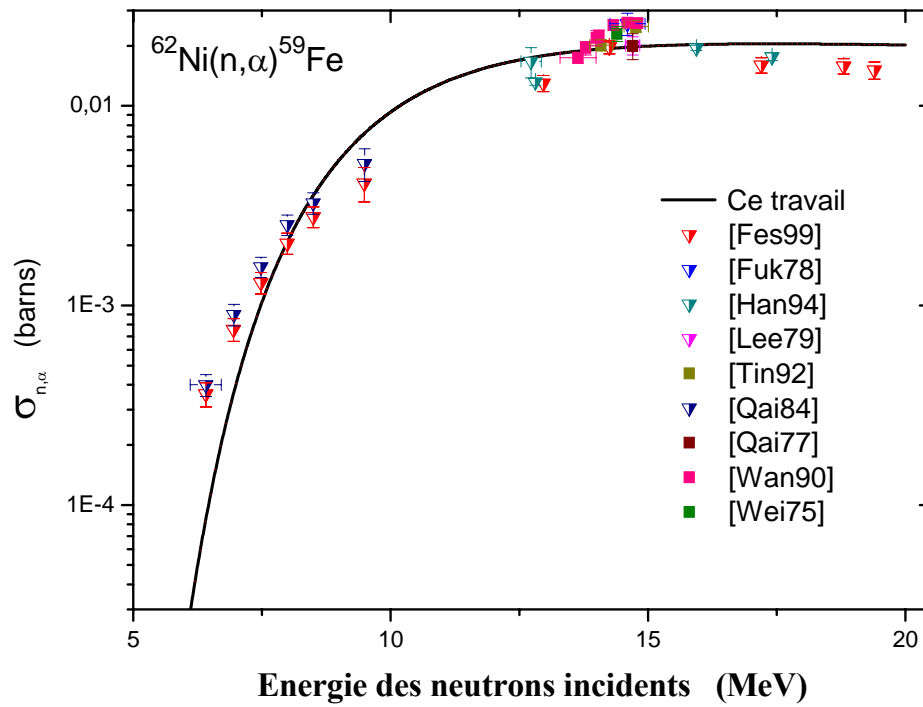
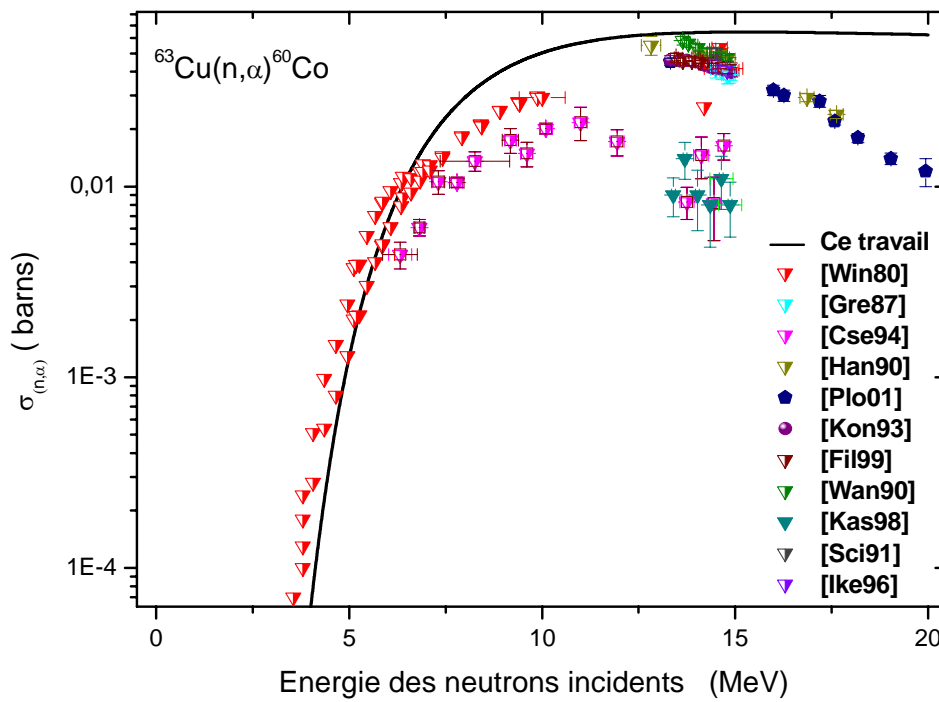


Figure 3.10 Fonction d'excitation de la réaction $^{59}\text{Co}(n,\alpha)$

Figure 3.11 Fonction d'excitation de la réaction $^{62}\text{Ni}(n,\alpha)$ Figure 3.12 Fonction d'excitation de la réaction $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$

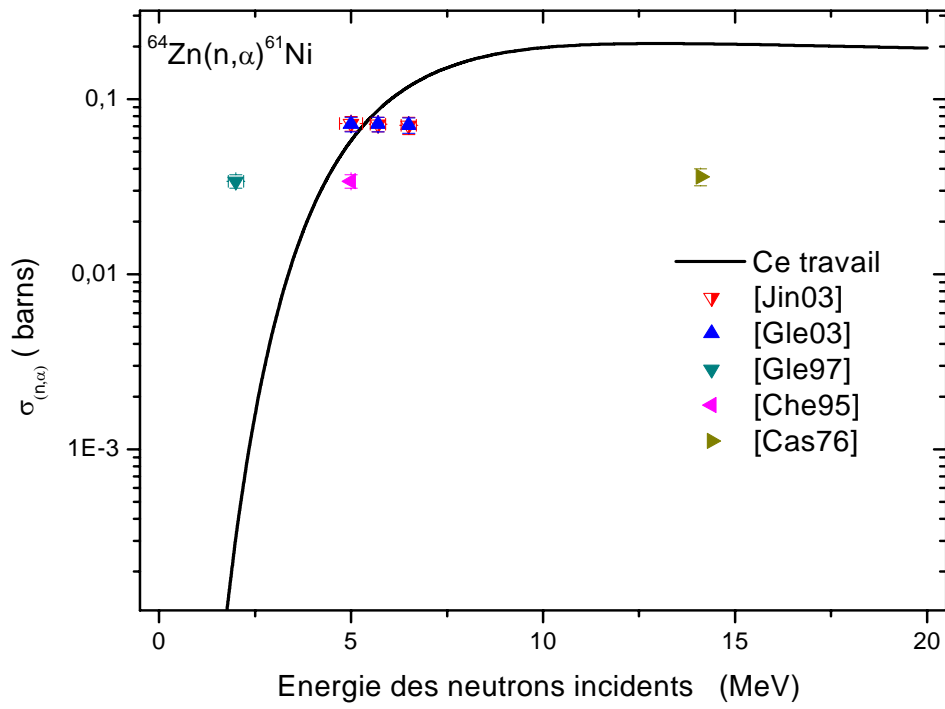


Figure 3.13 Fonction d'excitation de la réaction $^{64}\text{Zn}(n,\alpha)$

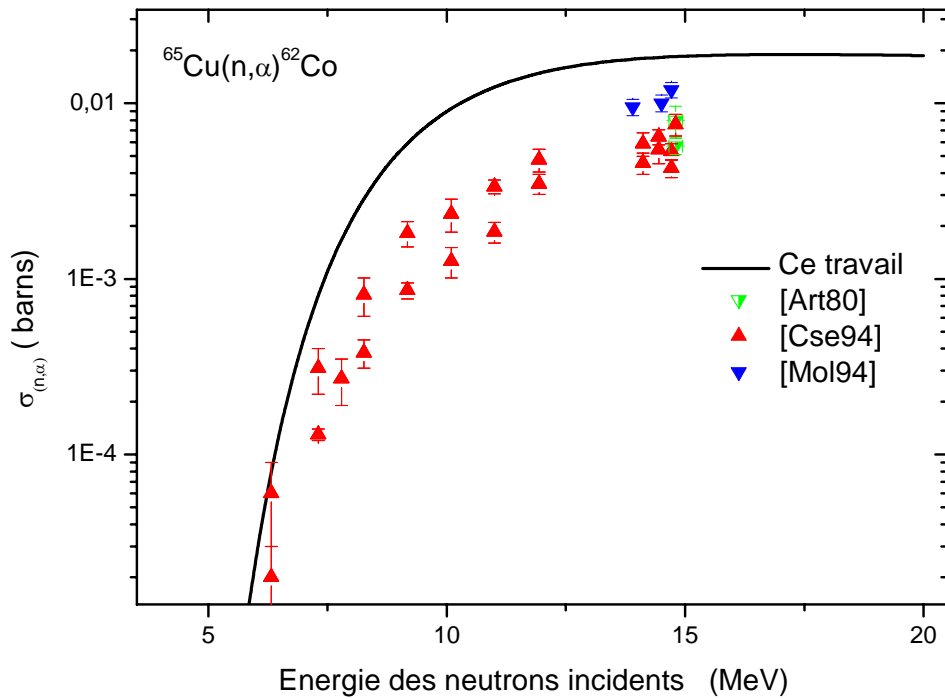


Figure 3.14 Fonction d'excitation de la réaction $^{65}\text{Cu}(n,\alpha)$

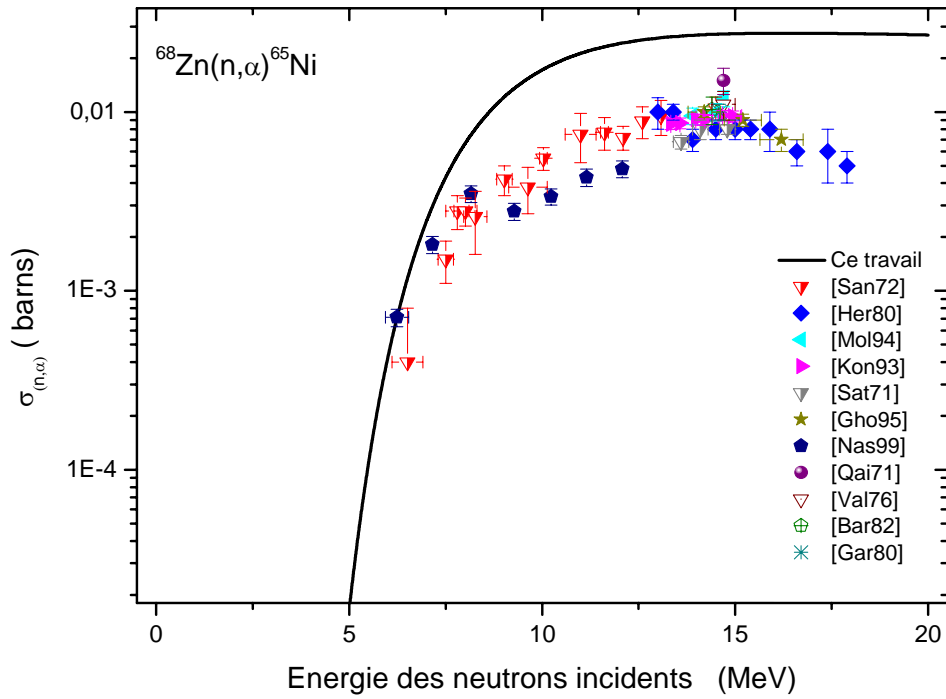


Figure 3.15 Fonction d'excitation de la réaction $^{68}\text{Zn}(n,\alpha)$

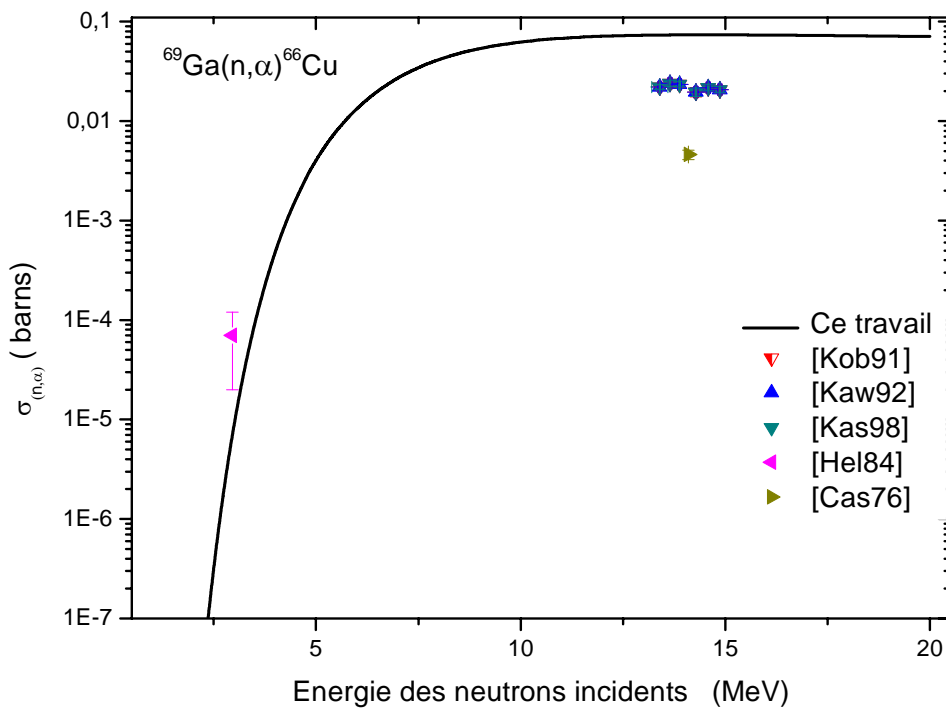


Figure 3.16 Fonction d'excitation de la réaction $^{69}\text{Ga}(n,\alpha)$

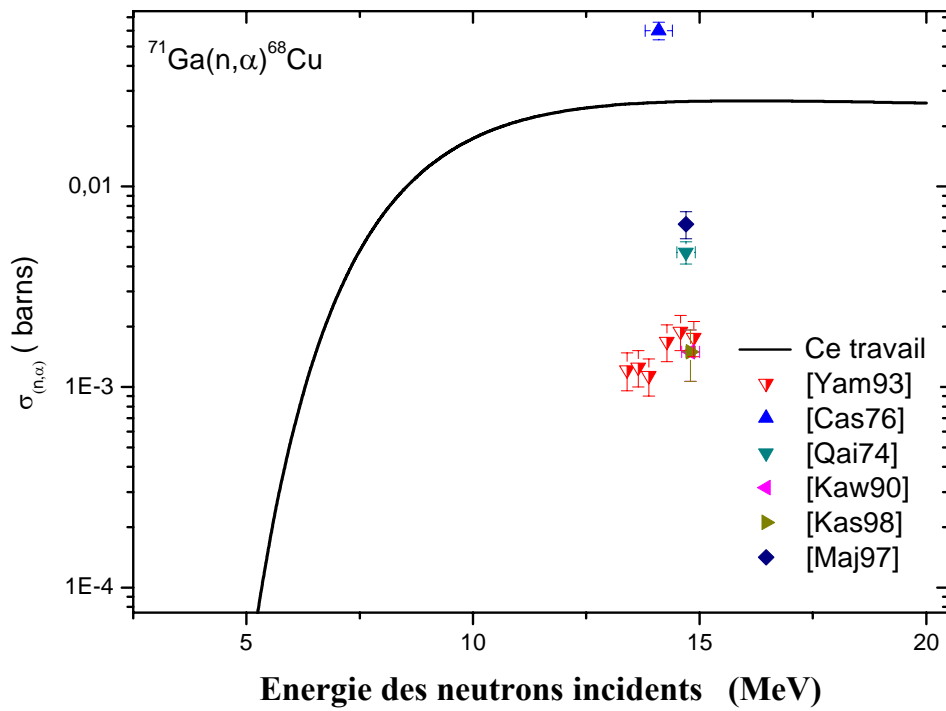


Figure 3.17 Fonction d'excitation de la réaction $^{71}\text{Ga}(n,\alpha)$

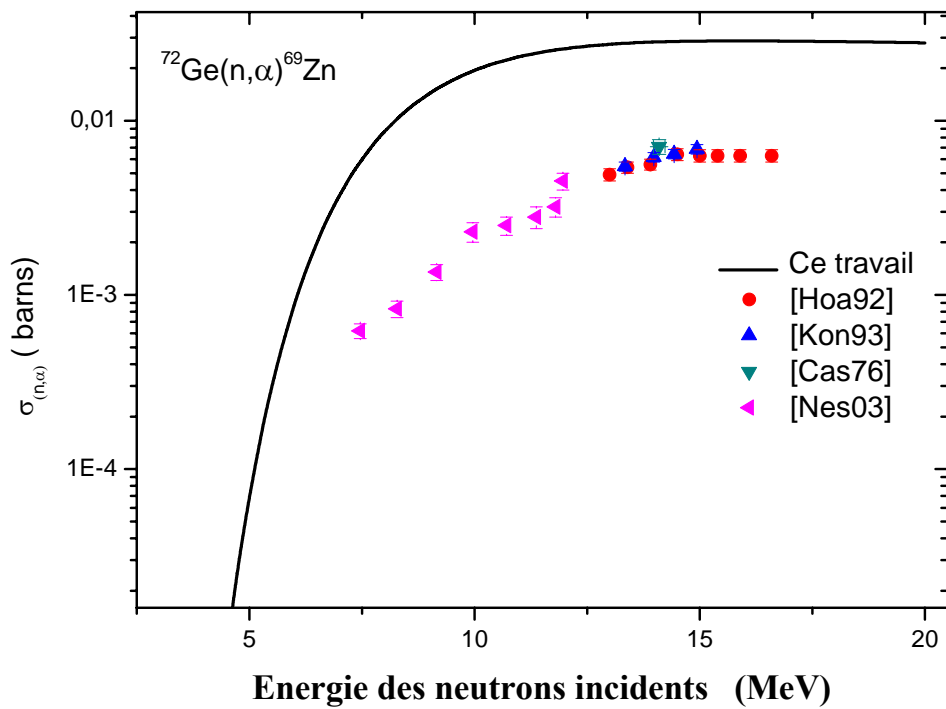
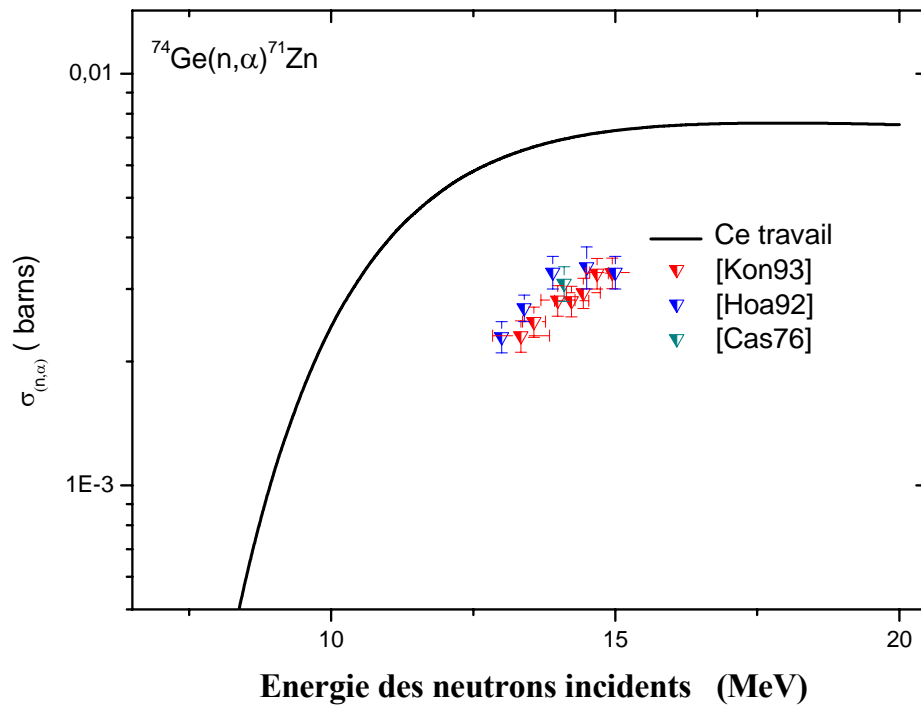
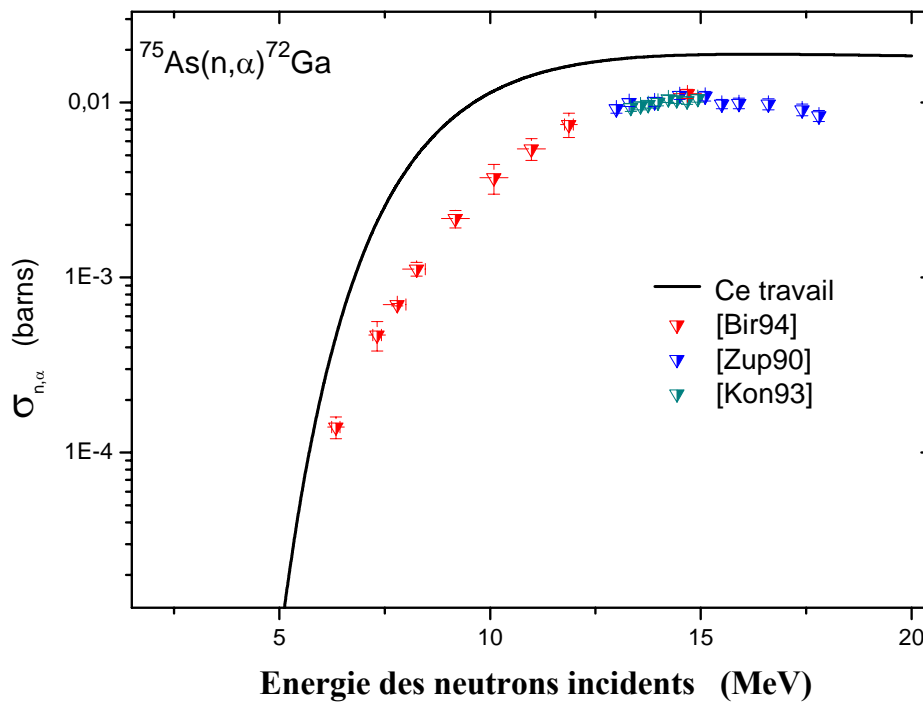


Figure 3.18 Fonction d'excitation de la réaction $^{72}\text{Ge}(n,\alpha)$

Figure 3.19 Fonction d'excitation de la réaction $^{74}\text{Ge}(n,\alpha)$ Figure 3.20 Fonction d'excitation de la réaction $^{75}\text{As}(n,\alpha)$

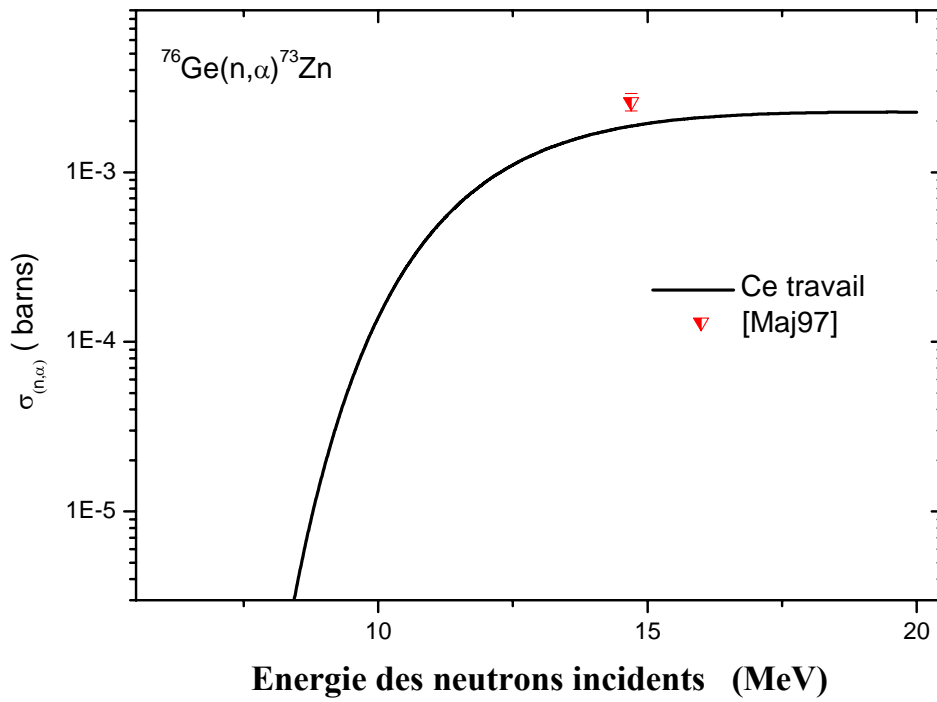


Figure 3.21 Fonction d'excitation de la réaction $^{76}\text{Ge}(n,\alpha)$

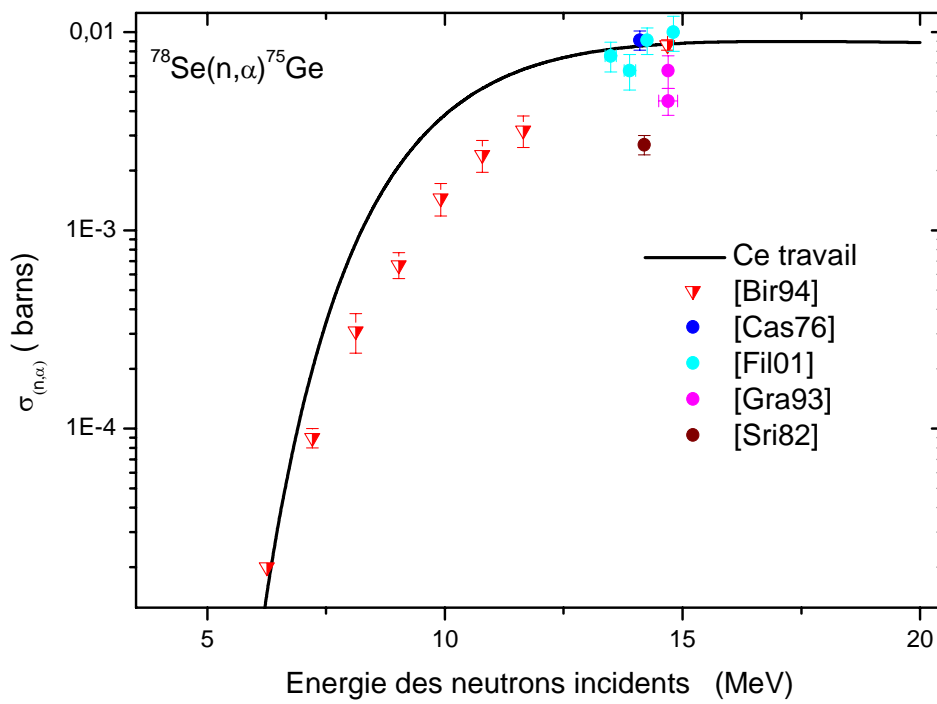


Figure 3.22 Fonction d'excitation de la réaction $^{78}\text{Se}(n,\alpha)$

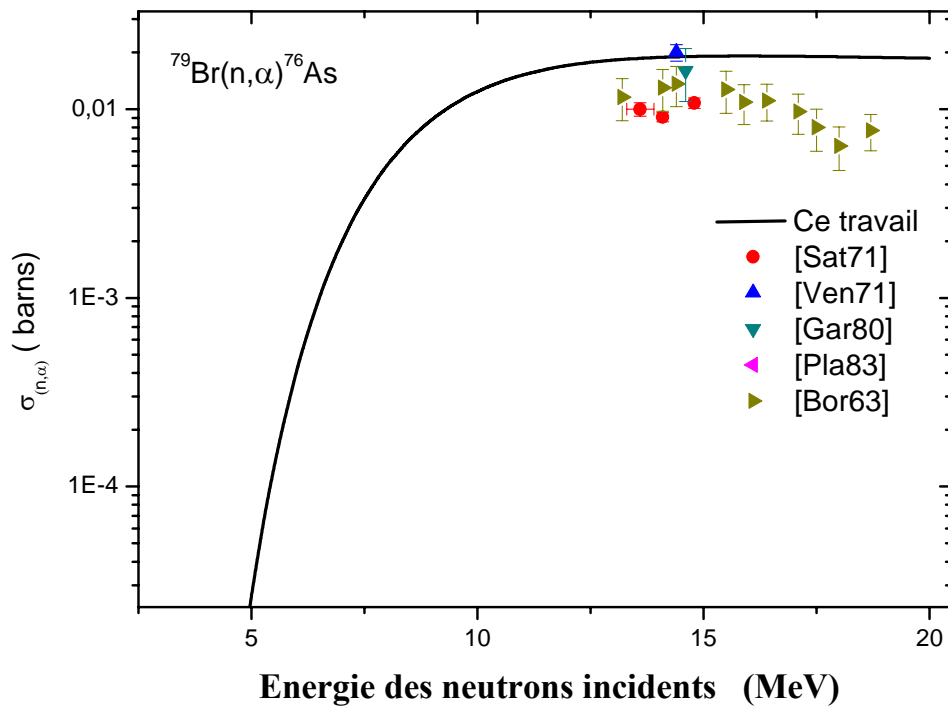


Figure 3.23 Fonction d'excitation de la réaction $^{79}\text{Br}(n,\alpha)$

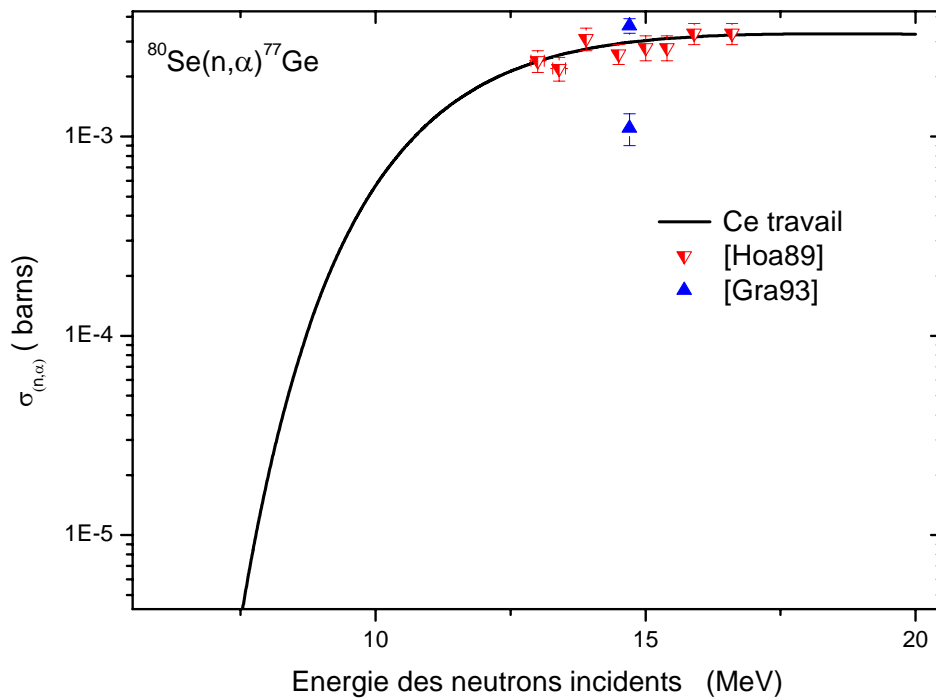


Figure 3.24 Fonction d'excitation de la réaction $^{80}\text{Se}(n,\alpha)$

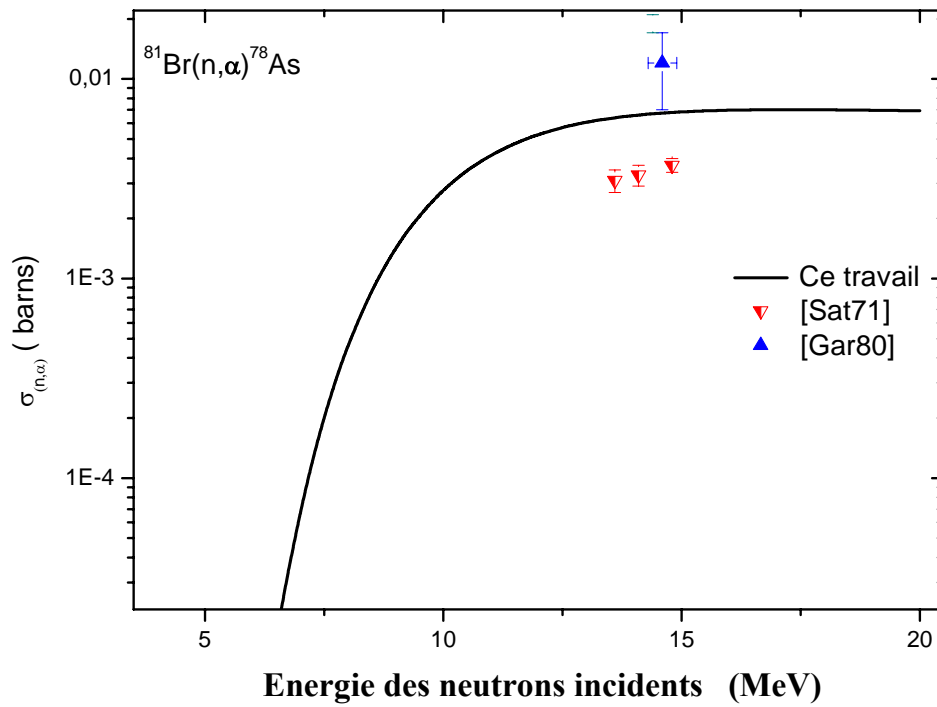


Figure 3.25 Fonction d'excitation de la réaction $^{81}\text{Rb}(n,\alpha)$

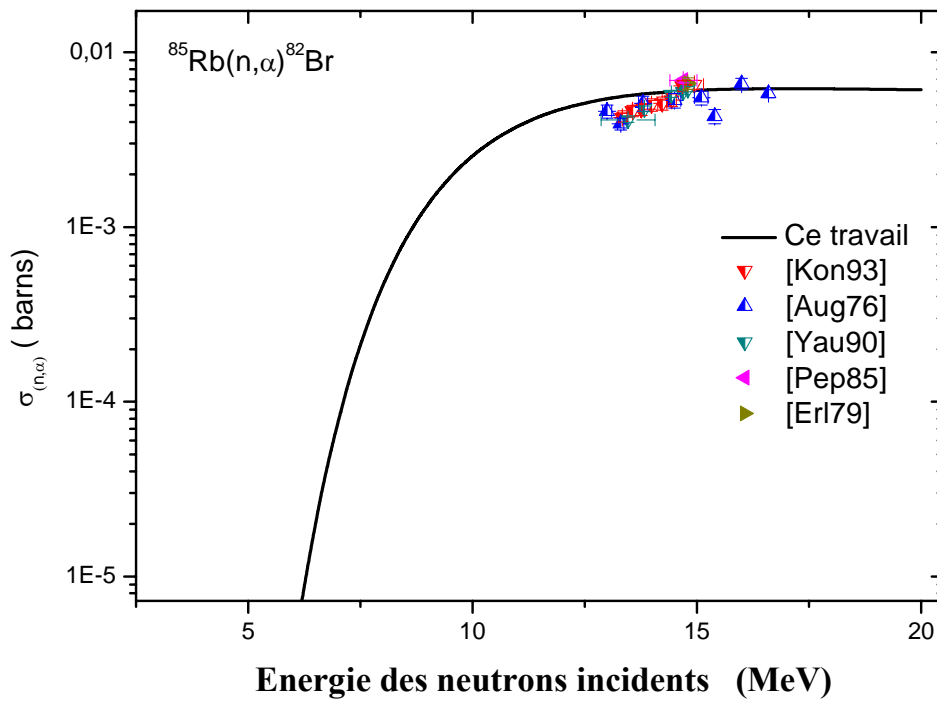
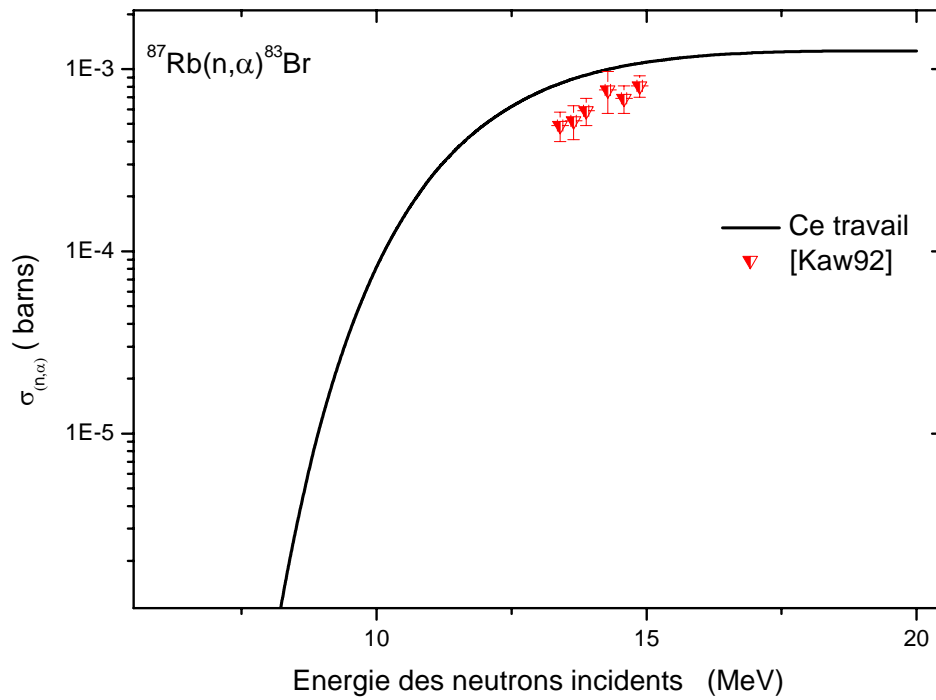
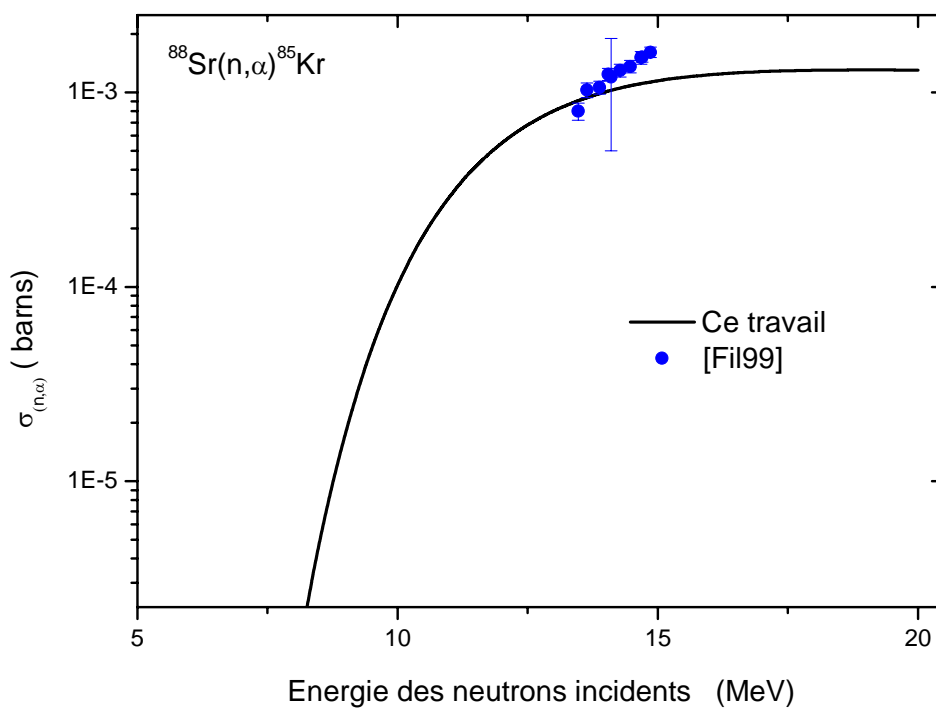


Figure 3.26 Fonction d'excitation de la réaction $^{85}\text{Rb}(n,\alpha)$

Figure 3.27 Fonction d'excitation de la réaction $^{87}\text{Rb}(n,\alpha)$ Figure 3.28 Fonction d'excitation de la réaction $^{88}\text{Sr}(n,\alpha)$

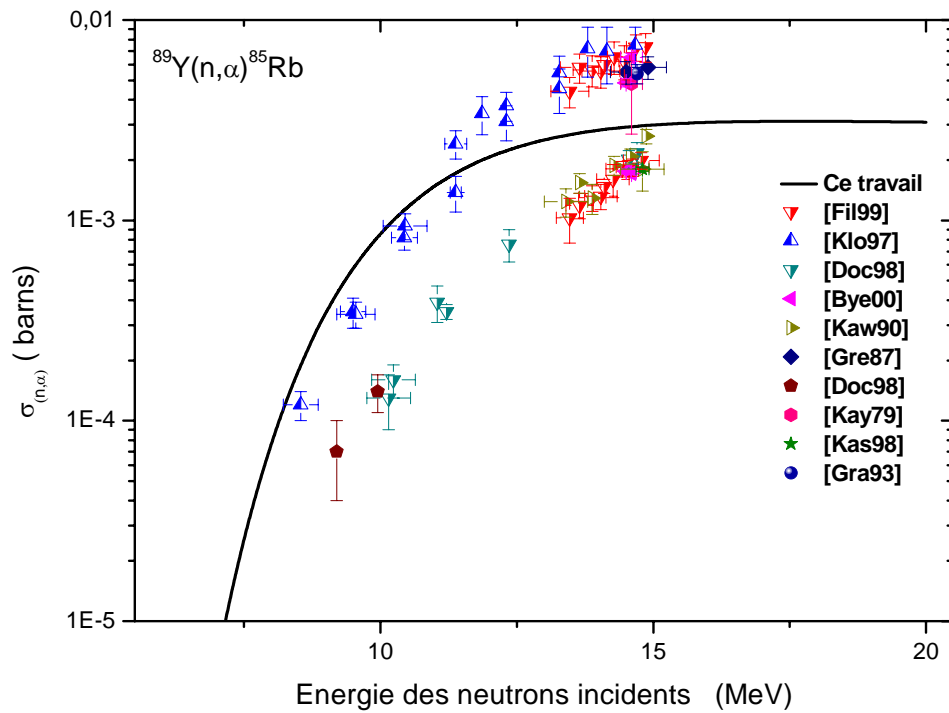


Figure 3.29 Fonction d'excitation de la réaction $^{89}\text{Y}(n,\alpha)$

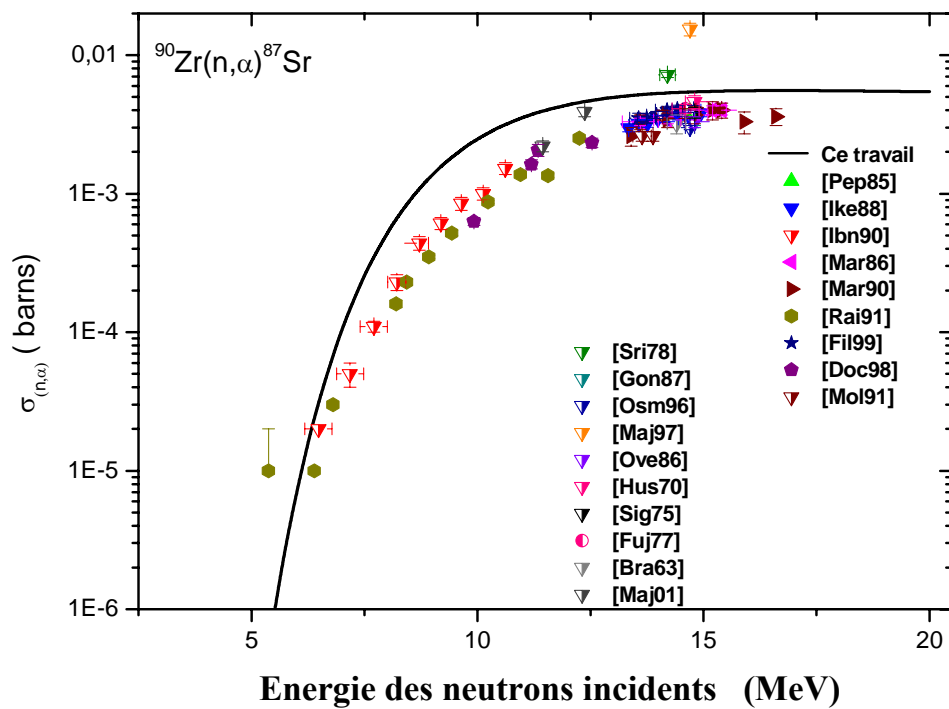


Figure 3.30 Fonction d'excitation de la réaction $^{90}\text{Zr}(n,\alpha)$

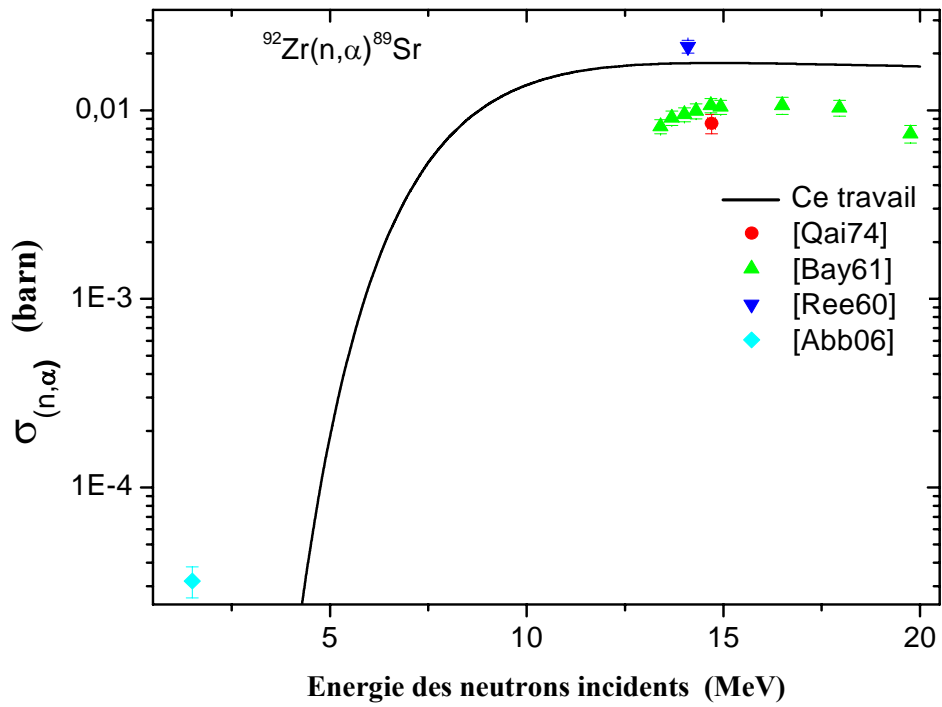


Figure 3.31 Fonction d'excitation de la réaction $^{92}\text{Zr}(n,\alpha)$

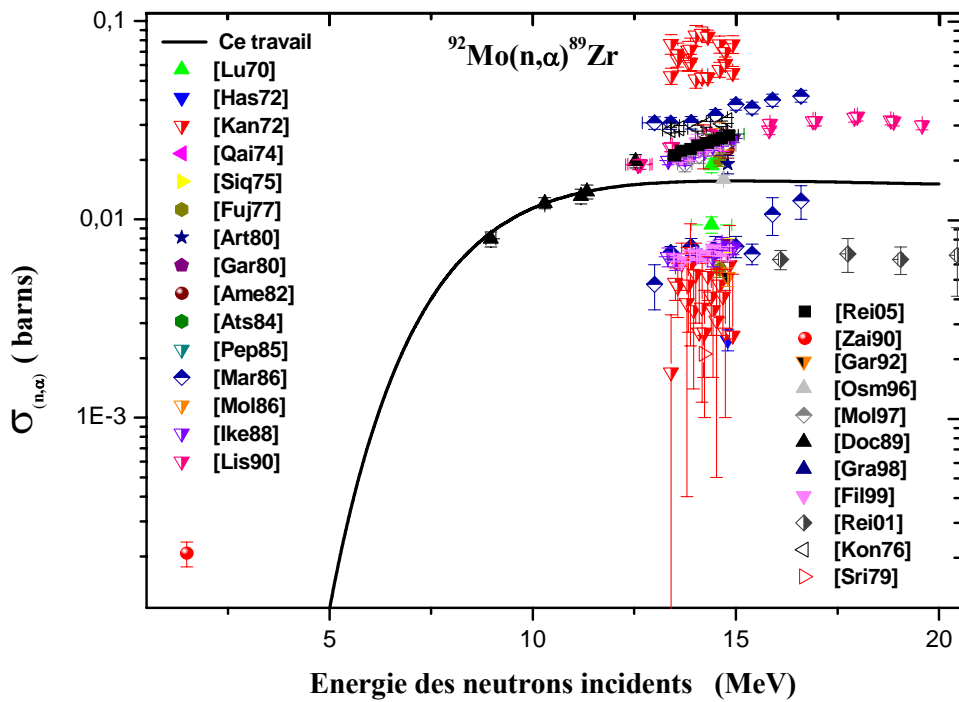


Figure 3.32 Fonction d'excitation de la réaction $^{92}\text{Mo}(n,\alpha)$

3.3.1 Discussion des résultats

L'émission alpha, est un processus qui a été découvert depuis le début du 20^e siècle et vu ses multiples applications, notamment dans le domaine industriel, de larges études ont été entreprises pour évaluer et reproduire le plus finement possible les données expérimentales, le modèle optique en est un. Dans ce travail nous avons remarqué qu'aux énergies intermédiaires, où les niveaux des noyaux composés sont dans le continuum le modèle est valable et reproduit fidèlement les données expérimentales.

Dans ce travail, nous avons calculé, dans le cadre du modèle de Weisskopf-Ewing [Wei40] les fonctions d'excitation de la réaction (n, α) dont la gamme d'énergie varie du seuil jusqu'à 20 MeV pour des noyaux dont le nombre de masse est compris entre 50 et 92. Ces fonctions d'excitation des 33 réactions étudiées sont montrées sur les figures (3.1 à 3.32) et sont comparées aux données expérimentales tirées à partir de la base de données (EXFOR).

Nous avons introduit de simples formules pour décrire les sections efficaces de formation du noyau composé pour les deux voies (neutron et alpha). Une formule analytique de la densité de niveaux a été aussi, introduite afin de simplifier le calcul des fonctions d'excitation. Elle dépend de l'énergie des neutrons incidents et de celle des particules alpha et des énergies de séparation de ces deux particules ; elle dépend aussi, de la température nucléaire.

Pour le calcul de la section efficace de formation du noyau composé, nous avons utilisé le modèle du potentiel optique sphérique.

Dans cette gamme d'énergie, nous avons considéré uniquement, le processus d'évaporation. Les sections efficaces de formation du noyau composé ont été déterminées à l'aide du code de calcul Scat-2 [Ber92].

On distingue un accord plus ou moins bon de nos résultats avec les données expérimentales, tirées à partir de la base de données EXFOR de l'AIEA. Néanmoins, pour certaines réactions, on observe un léger désaccord (exemple : $^{68}\text{Zn}(n,\alpha)$, $^{69}\text{Ga}(n,\alpha)$, $^{71}\text{Ga}(n,\alpha)$, $^{80}\text{Se}(n,\alpha)$, $^{88}\text{Sn}(n,\alpha)$). Ceci est dû probablement, à la non considération des effets de déformation des noyaux, car le potentiel optique utilisé dans ce travail est typiquement sphérique.

Pour le spectre d'émission de la réaction $^{92}\text{Mo}(n,\alpha)$ (Figure 3.33), on remarque qu'il y a un décalage $\Delta\sigma_{n,\alpha} \sim 100 \text{ mb}$ au tour de 14 MeV pour les données expérimentales de [Kan72] et

d'à peu près 40 mb pour les données expérimentales de [Mar86], autour de la même valeur d'énergie.

Dans ce travail nous avons considéré uniquement le processus d'évaporation à travers le modèle de Weisskopf-Ewing [Wei40]. La figure (1.9) montre la contribution de la composante du pré-équilibre ; il est donc, clair qu'il y a un léger désaccord entre nos résultats et les données expérimentales.

On note aussi, qu'il y a une incertitude qui est due à l'ajustement des paramètres dans les formules des sections efficaces de formation du (NC) ajoutée à celle qui est due à l'expression simple de la densité de niveaux, car elle est basée sur l'hypothèse que la température nucléaire est constante. Or, la densité de niveaux joue un rôle important dans la détermination des sections efficaces ; dans ce travail, nous avons supposé les états du noyau composé et ceux du noyau résiduel dans le domaine du continuum, alors qu'à basse énergie d'incidence les états excités du (NC) et du noyau résiduel sont des états discrets qui contribuent au calcul des sections efficaces.

Il est à noter enfin, que dans ce type de réactions, où la particule (alpha) émise est une particule complexe et liée : i.e., constituée de nucléons (4 nucléons) en interaction mutuelle et qui a une distribution en masse de même qu'elle a une distribution en charge. Dans ce travail, nous avons considéré le potentiel optique sphérique avec lequel interagit la particule incidente. Le code Scat-2 utilisé dans ce travail qui est basé sur le modèle optique sphérique considère la particule incidente comme une masse ponctuelle, donc il ne tient pas compte de la distribution en charge et en masse.

Jusqu'à présent, on a simplement considéré l'émission de nucléons. L'expérience montre que même avec une faible probabilité, il y a un grand nombre de particules complexes (d, t, 3He, α) qui sont émises avec une énergie suffisamment grande pour vaincre la barrière coulombienne.

3.3.2 Comparaison aux études systématiques antérieures à l'énergie 14.5 MeV

Dans cette partie du chapitre, nous nous intéresserons à l'étude des réactions (n, α) à l'énergie incidente des neutrons de 14.5 MeV. Nous avons pris comme exemple la formule systématique de Levkovskii [Lev76] :

$$\sigma_{n\alpha} = 17.96(A^{1/3} + 1)^2 \exp(-33.0s) \text{ (mbarn)} \quad (3.16)$$

où A est le nombre de masse, Z est le nombre de charge, N le nombre de neutrons du noyau cible et s est le paramètre d'asymétrie qui est défini comme suit : $s = \frac{N-Z}{A}$.

*Bayhurst et Prestwood [Bay61] ont donné les mêmes types de formules à 14 MeV. Ces formules distinguent entre les noyaux pair-pair et les noyaux impair-impair par le changement de la constante du pré exponentiel.

*Gardner et Yu [Gar67] ont proposé une formule basée sur la théorie statistique et qui dépend de Z , A et du bilan de la réaction Q . Mais il s'est avéré en fait, que cette formule ne reproduit pas bien les données expérimentales des réactions (n, α), avec les noyaux cible dont le nombre de charge $Z > 30$.

*Kumabe et Fukuda [Kum87] ont fait appel à l'ajustement avec une fonction exponentielle en s de trois parties avec 2 paramètres, mais avec différentes constantes et des fonctions pré exponentielles de A dans les trois régions. Cette formule est probablement la plus adéquate et qui est utilisée dans le code THRESH pour la normalisation des sections efficaces. La formule systématique est donnée par :

$$\sigma_{n\alpha} = \begin{cases} 51.0A^{1/2} \exp(-30.0s) & , \quad A \leq 60 \quad (\text{mbarn}) \\ 55.0A^{1/2} \exp(-33.0s) & , \quad 61 \leq A \leq 105 \quad (\text{mbarn}) \\ 0.00076A^3 \exp(-40.0s) & , \quad A \geq 106 \quad (\text{mbarn}) \end{cases} \quad (3.17)$$

*Konobeyev [Kon96] a aussi utilisé une formule semi empirique qui tient compte des trois composantes : (composante direct, composante pré-équilibre et la composante d'évaporation ou équilibre.)

$$\sigma_{n,\alpha} = \sigma_{n,\alpha}^{dir} + \sigma_{n,\alpha}^{pre} + \sigma_{n,\alpha}^{eq} \quad (3.18)$$

La section efficace pour $\sigma_{n,\alpha}$ $Z \leq 50$ est donnée sous la forme :

$$\sigma_{n,\alpha} = \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \exp(\alpha_1 S^2 + \alpha_2 P + \alpha_3 Z / A^{1/3} + \alpha_4) \quad (\text{mbarn}) \quad (3.19)$$

avec : $S = (N - Z + 1) / A$, $P = (N - Z + 0.5) / A$, $r_0 = 1.3 \text{ fm}$ et α_i sont des paramètres libres.

*Belgaïd [Bel99] a proposé une autre formule avec moins de paramètres. Elle est sous la forme suivante :

Pour $Z \leq 50$:

$$\sigma_{n,\alpha} = 9.3(A^{1/3} + 1)^2 \exp(-170.2S^2 - 4.5 \cdot 10^{-3}B) \quad (\text{mbarn}) \quad (3.20)$$

avec : $S = (N - Z + 0.5) / A$ et $B = (Z - 1)A^{1/3}$. Avec toutes ces études systématiques, nous avons pu comparer notre étude. Les résultats sont illustrés dans le tableau suivant

Tableau 3.1 Sections efficaces des réactions (n, α) à 14.5 MeV.

A	Z	σ^{calc} (mb)	σ_{Bel} (mb)	σ_{Kon} (mb)	σ_{Lev} (mb)	$\sigma_{K\&F}$ (mb)	$\sigma_{Exp} \pm \Delta\sigma$ (mb)	Ref
50	22	9.7204	8.116	7.04	7.5117	9.6604	8.20 \pm 0.80	[Pep85]
50	23	108.734	12.69		28.1196	32.0736	40.00 \pm 1.60	[FiL01]
50	24	73.9548	91.06	91.33	105.263	106.488	81.00 \pm 15.0	[Der81]
51	23	20,1012	19.73	18.80	15.6671	18.8546	15.19 \pm 6.50	[Mea87]
54	24	22,0318	12.20	11.27	10.4883	13.1075	12.00 \pm 2.00	[Erc91]
54	26	69,3948	96.43	95.66	120.869	120.953	91.00 \pm 6.00	[Gre85]
55	25	33,1062	25.94	25.56	20.6272	24.2500	25.00 \pm 4.00	[Van80]
56	26	49,5556	46.92	47.60	39.6061	43.8968	46.00 \pm 5.00	[Gri79]
58	26	16,0868	16.84	16.22	14.0258	17.0952	20.00 \pm 2.00	[For86]
58	28	165,1734	100.49	98.41	136.560	135.336	120.00 \pm 15.0	[For86]
59	27	40,1548	32.17	32.36	26.2364	30.2174	31.50 \pm 1.50	[Mea87]
62	28	19,6044	21.77	21.59	18.1117	17.7672	22.90 \pm 2.70	[Wan90]
63	29	64,495	38.17	38.85	32.4461	31.8123	44.00 \pm 3.00	[Gre85]
64	30	206,6356	59.47	60.57	57.0839	55.9397	36.00 \pm 8.00	[Cas76]
65	29	18,2396	14.65	14.27	12.9546	12.6883	11.30 \pm 4.00	[Cse94]
68	30	27,1624	9.87	9.41	9.5550	9.3440	9.30 \pm 2.30	[Erc91]
69	31	73,7664	18.63	18.60	16.435	16.0637	21.20 \pm 3.00	[Kob91]
71	31	26,4812	6.68	6.22	7.23893	7.0680	4.70 \pm 0.60	[Gar77]
72	32	28,5054	12.93	12.72	12.2242	11.9293	12.70 \pm 2.00	[Hoa92]
74	32	7,1172	4.55	4.14	5.61457	5.47343	3.40 \pm 0.40	[Hoa92]
75	33	18,6232	8.99	8.69	9.31899	9.08003	10.30 \pm 1.00	[Ram86]
76	32	1,8206	1.48		2.68765	2.61738		
78	34	8,6406	6.27	5.95	7.26049	7.0633	4.00 \pm 2.00	[Cas76]
79	35	18,9798	11.52	11.46	11.7119	11.3880	12.50 \pm 1.50	[For86]
80	34	2,924	2.17	1.88	3.58552	3.4846	2.60 \pm 0.30	[Hoa89]
81	35	6,7186	4.41	4.10	5.7670	5.6017	5.00 \pm 2.00	[For86]
85	37	5,9694	5.89	5.69	7.30955	7.0856	6.25 \pm 0.35	[Yua90]
87	37	1,0282	1.86	1.99	3.8243	3.7034	0.73 \pm 0.25	[Kob91]
88	38	1,0858	2.78		5.9217	5.7316		
89	39	2,9194	7.55	7.52	9.0805	8.7846	5.60 \pm 1.50	[Gre85]
90	40	5,3916	12.55	12.92	13.7936	13.3374	10.00 \pm 3.00	[For86]
92	40	18,2556	5.53	5.44	7.3781	7.1269	8.50 \pm 1.00	[For86]
92	42	15,6164	28.76	30.41	30.9785	29.9240	7.30 \pm 0.90	[Mar86]

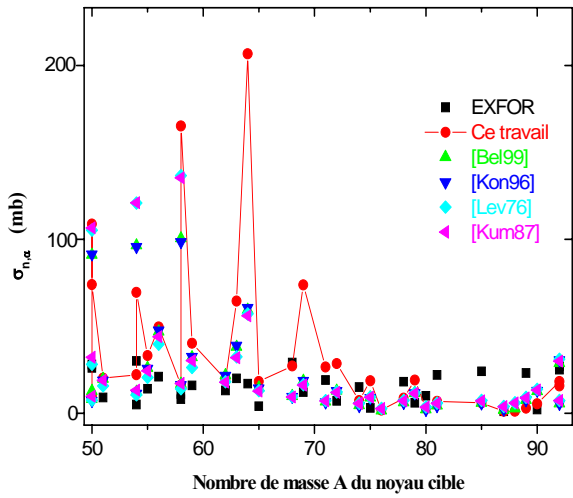


Figure 3.33 Comparaison des sections efficaces de réaction à 14.5 MeV

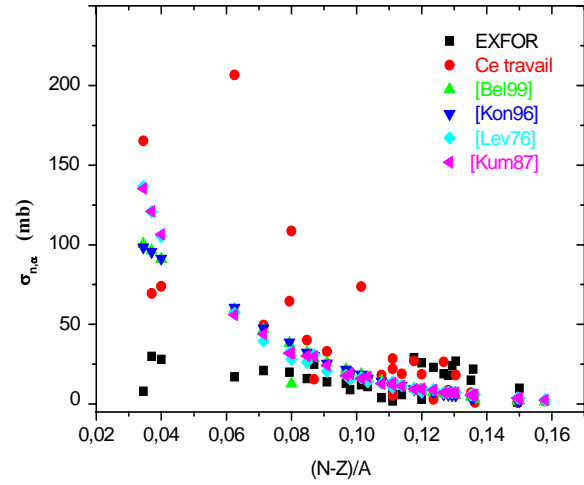


Figure 3.34 Effet d'asymétrie des noyaux à 14.5 MeV

On remarque ici (figure 3.34), que nos résultats concordent mieux avec les données expérimentales et aux études systématiques de [Bel89, Kon96, ...etc.] pour les noyaux dont le

facteur d'asymétrie $s = \frac{N - Z}{A} \geq 0.08$.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons déterminé les sections efficaces de formation du noyau composé ainsi que les distributions angulaires des deux voies élastiques : voie neutron et voie alpha sur des noyaux cibles dont le nombre de masse est compris entre 50 et 92 et dans une gamme d'énergie d'incidence s'étalant de l'énergie seuil jusqu'à 20 MeV à l'aide du code de calcul (Scat-2).

Une paramétrisation du modèle optique basée sur la reproduction des distributions angulaires expérimentales des diffusions élastiques a été réalisée. Cette paramétrisation nous a permis de calculer les sections efficaces de formation du noyau composé avec une meilleure précision afin de réaliser une étude systématique qui a abouti à l'élaboration de formules analytiques permettant un calcul rapide de ces sections efficaces.

Dans le cadre du modèle d'évaporation, nous avons réalisé une étude systématique des fonctions d'excitation basée sur l'utilisation des données expérimentales tirées de la base de données EXFOR et sur l'utilisation des formules empiriques de la section efficace de formation du noyau composé.

Cette étude systématique nous a permis de calculer les fonctions d'excitation de 33 réactions induites sur des noyaux dans le nombre de masse est compris entre 50 et 92, pour des énergies incidentes comprises entre l'énergie seuil et 20 MeV.

Ce travail a porté sur l'étude des phénomènes de formation et d'évaporation du noyau composé. En utilisant le modèle optique et le modèle statistique de Weisskopf-Ewing, nous avons vu à travers la comparaison aux données expérimentales quelles sont les limites de cette approche théorique.

Nous avons aussi pu constater que pour les noyaux cibles dont le nombre de masse est supérieur à 50 le processus d'évaporation doit être complété par celui du pré équilibre surtout à haute énergie. Cela a été traduit par les décalages observés aux alentours de 14 à 20 MeV.

CONCLUSION

En perspective de ce travail, il semble tout a fait justifié de poursuivre ce type d'études, à court et moyen termes par l'utilisation d'autres codes de calcul, qui impliquent d'autres processus de réactions tel que le pré équilibre et les réactions directes et qui tiennent compte des effets de déformation des noyaux, tel que le GNASH, EMPIRE, ALICE,...etc.

BIBLIOGRAPHIE

- [Ame82] S.Amemiya, K.Ishibashi, T.Katoh *J. of Nuclear Science and Technology*, Tokyo (1982).
- [Art80] O.I.Artem`ev, I.V.Kazachevskiy, V.N.Levkovskiy, V.L.Poznyak, V.F.Reutov *Atomnaya Energiya* Vol.49, Issue.3, (1980).
- [Ats84] H.Atsumi, H.Miyade, M.Yoshida, T.Ishii, H.Yamamoto, K.Kawade, T.Katoh, A.Takahashi, T.Iida Japanese report to NEANDC No.106/U (1984).
- [Aug76] W.Augustyniak, M.Herman, A.Marcinkowski *Acta Physica Polonica*, Part B (1976).
- [Bah84] B.M.Bahal, R.Pepelnik *Ges.Kernen.-Verwertung, Schiffbau and Schiffahrt* No.84,E (1984).
- [Bar71] A.Bari Thesis or dissertation Name.Bari (1971)
- [Bar82] J.L.Barreira Filho, H.-U.Fanger *Ges.Kernen.-Verwertung, Schiffbau and Schiffahrt* (1982).
- [Bay61] Bayhurst BP,Prestwood RJ.(n,p) and (n, α)Excitation Functions of Several Nuclei From 7.0to 19.8 MeV[J].*J Inorg Nucl Chem*,(1961).
- [Bec69] F.D. Bechchetti, Jr., and G. W. Greenlees, "Nucleon-nucleon Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV", *Phys. Rev.* 182, 1190 (1969).
- [Bel98] M. Belgaid and M. Asghar *Appl. Radiat. Isot.* 49 1497 (1998).
- [Bel99] M. Belgaid and M. Asghar *Nucl. Instr. and Meth. B* 149 (1999)
- [Ben78] D.E.Bainum, R.W.Finlay, J.Rapaport, M.H.Hadizadeh, J.D.Carlson *Nuclear Physics, Section A* (1978).
- [Ber84] M.Berrada Private communication Name.Berrada (1984).
- [Ber63] Bertini H. W. Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation *Phys. Rev.* **131** 1801-21 (1963).
- [Ber92] Bersillon. O, Optical Model and use of the computer code Scat-2, IAEA, Trieste (1992).
- [Bet37-a] H. A. Bethe, *Review of Modern Physics*, 9 (1937).
- [Bet37-b] H. A. Bethe and G. Plavzek, *Physical Review*, 51 (1937).
- [Bir94] I.Birn, S.M.Qaim, B.Strohmaier, H.Freiesleben *Nuclear Science and Engineering* (1994).
- [Bla52] J.M. Blatt and L.C. Biedenharn, *Rev. Mod. Phys.* (1952).

BIBLIOGRAPHIE

- [Bla75] Blann M Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 123 (1975).
- [Bla77] J.P. Blaizot and D. Gogny, Nuclear Physics A **284**, 429 (1977).
- [Blo58] R.C.Block, W.Haeberli, H.W.Newson Physical Review (1958).
- [Boh36] N. Bohr, Neutron capture and nuclear constitution, Nature, 137 (1936) 344.
- [Bor63] M.Bormann, S.Cierjacks, E.Fretwurst, K.-J.Giesicke, H.Neuert, H.Pollehn Zeitschrift fuer Physik (1963).
- [Bos71] P.Boschung, J.T.Lindow, E.F.Shrader Nuclear Physics, Section (1971).
- [Bos94] M.Bostan, S.M.Qaim Physical Review, Part C, Nuclear Physics (1994).
- [Bov93] M.Bovisio De Ricabarra, D.Waisman, G.H.Ricabarra Argentine report to the I.N.D.C. No.012 (1993).
- [Bre36] G. Breit et E. P. Wigner, Physical Review, 49 (1936) 519.
- [Bre94] A.Bredbacka, M.Brenner, K.M.Kallman, P.Manngard, Z.Mate, S.Szilagyi, L.Zolnai Nuclear Physics, Section A (1994).
- [Bud82] C.Budtz-Jorgensen, P.T.Guenther, A.B.Smith, J.F.Whalen Zeitschrift fuer Physik, Section A 1982
- [Bye00] S.V.Byegun, I.M.Kadenko, V.K.Maidanyuk, V.M.Neplyuev, G.I.Primenko, V.K.Tarakanov Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz. (2000).
- [Cas76] J.L. Casanova and M.L. Sanchez, Anales de Fisica y Quimica 72 (1976) 186.
- [Cha32] J. Chadwick, "The Existence of a Neutron", Proc. Roy. Soc. A 136, 692-708 (1932).
- [Cha03] M. B. Chadwick et M.-L. Giacri: Photonuclear reactions for detection of nuclear materials and interrogation ion. In Proc. Of the Intl. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy, (2003). LA-UR-03-(4005).
- [Che68] Chen K., Fraenkel Z., Friedlander G., Grover J. R., Miller J. M., Shimamoto Y. Vegas : A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades *Phys. Rev.* 166 949-67 (1968).
- [Che95] Chen Jin-Xiang, Chen Ze-Min, Qi Hui-Quan, Li Ming-Tao, Tang Guo-You, Zhang Guo-Hua, Fan Ji-Hong, Y.M.Gledenov, G.Khuuhenuu Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). (1995).
- [Chi61] D.M.ChittendenIi, D.G.Gardner, R.W.Fink Physical Review (1961).
- [Cie69] S.Cierjacks, P.Forti, D.Kopsch, L.Kropp, J.Nebe, H.Unseld Kernforschungszentrum Karlsruhe 1969
- [Cli71] C.K. Cline, M. Blann: Nucl. Phys. A172 (1971).

BIBLIOGRAPHIE

- [Con92] Nuclear data standards for nuclear measurements, NEANDC-311 "U", edited by H. Condé, NEA Nuclear Data Committee, Paris, (1992).
- [Cse94] F.Cserpak, S.Sudar, J.Csikai, S.M.Qaim Physical Review, Part C, Nuclear Physics (1994).
- [Der81] C.Derndorfer, R.Fischer, P.Hille, H.Vonach, P.Maier-Komor Zeitschrift fuer Physik, Section A (1981).
- [Doc98] R.Doczi, V.Semkova, A.Fenyvesi, N.Yamamuro, Cs.M.Buczko, J.Csikai Nuclear Science and Engineering (1998).
- [Dol77] G.P.Dolya, V.P.Bozhko, V.Ya.Golobnya, A.S.Kachan, A.I.Tutubalin Voprosy Atomnoy Nauki I Tekhniki, Seriya Fiziki (1977).
- [Elk88] S.M.El-Kadi, C.E.Nelson, F.O.Purser, R.L.Walter, A.Beyerle, C.R.Gould, L.W.Seagondollar Nuclear Physics, (1982).
- [Erc91] A. Ercan, M.N. Erduran, M. Subasi, E. Gultikin, G. Tarcan, A. Baykal and M. Boston, Nuclear Data for Science and Technologie, Julich, (1991), ed S.M. Qaim, P. 376.
- [Er179] B.Erlandsson, A.Marcinkowski, K.Nilson Physica Scripta (1979).
- [Fes98] A.Fessler, E.Wattecamps, D.L.Smith, S.M.Qaim Physical Review, Part C, Nuclear Physics (1998).
- [Fes99] A.Fessler, S.M.Qaim Radiochimica Acta (1999).
- [Fes00] A.Fessler, Y.Ikeda, J.W.Meadows, A.J.M.Plompen, D.L.Smith Nuclear Science and Engineering (2000).
- [Fil99] A.A.Filatenkov, S.V.Chuvaev, V.N.Aksenov, V.A.Yakovlev, A.V.Malyshenkov, S.K.Vasil`ev, M.Avrigeanu, V.Avrigeanu, D.L.Smith, Y.Ikeda, A.Wallner, W.Kutschera, A.Priller, P.Steier, H.Vonach, G.Mertens, W.Rochow Khlopin Radiev. Inst., Leningrad Reports No.252 (1999).
- [Fil01] A.A.Filatenkov, S.V.Chuvaev Khlopin Radiev. Inst., Leningrad Reports No.258 (2001).
- [Fos71] D.G.Foster Jr, D.W.Glasgow Physical Review, Part C, Nuclear Physics (1971).
- [Fuj77] Y.Fujino, M.Hyakutake, I.Kumabe Japanese report to NEANDC No.51 (1977).
- [Ful01] Zs.Fulop, Gy.Gyurky, Z.Mate, E.Somorjai, L.Zolnai, D.Galaviz, M.Babilon, P.Mohr A.Zilges, T.Rauscher, H.Oberhummer, G.Staudt Physical Review, Part C, Nuclear Physics (2001).
- [Fuk78] K.Fukuda, K.Matsuo, S.Shirahama, I.Kumabe Japanese report to NEANDC

BIBLIOGRAPHIE

- No.56/U (1978).
- [Gar67] Gardner D G and Rosenblum S (1967). *Nucl. Phys. A* 96 121
- [Gar77] U. Garuska, J. Dresler and H. Malecki, Report ZFK-376, 51, 77, (1977).
- [Gar78] U.Garuska, J.Dresler, H.Malecki Inst.Badan Jad. (Nucl.Res.), Swierk+Warsaw, Repts No.1773/I/PL/A, (1978).
- [Gar80] U.Garuska, J.Dresler, H.Malecki Inst.Badan Jad. (Nucl.Res.), Swierk+ Warsaw, Repts No.1871/I/PL/A, p.15 (1980).
- [Gar92] I.Garlea, Chr.Miron-Garlea, H.N.Rosu, G.Fodor, V.Raducu *Revue Roumaine de Physique* (1992).
- [Gho80] S.K.Ghorai, J.E.Gaiser, W.L.Alford *Annals of Nuclear* (1980).
- [Gho95] S.K.Ghorai, P.M.Sylva, J.R.Williams, W.L.Alford *Annals of Nuclear Energy* (1995).
- [Gle97] Yu.M Gledenov, M.V.Sedysheva, G.Khuukhenkhuu, Bao Shanglian, Tang Guoyou, Chen Zemin, Chen Yingtan *Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste* (1997).
- [Gle03] Yu.M.Gledenov, M.V.Sedysheva, P.V.Sedyshev, A.Oprya, G.Khuukhenkhuu, Chen Zemin, Chen In'tan, Yuan` Zchin, Tan Guoyu, Jan Guoshi, Yu.Andzschevski, P.I.Shalan`ski *Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz.* (2003).
- [Gol48] Goldberger M. L. *The Interaction of High Energy Neutrons and Heavy Nuclei Phus. Rev.* 74 1269-77 (1948).
- [Gon87] I.F.Goncalves, Zs.Schram, Z.Papp, S.Daroczy *Applied Radiation and Isotopes* (1987).
- [Gov92] A.A.Goverdovskiy, O, T, Grudzevich, A.V.Zelenetskiy, V.F.Mitrofanov, N.N.Semenov, V.A.Khryachkov M.Florek *Fiz.-Energ Institut, Obninsk Reports* No.2242 (1992).
- [Gra93] A.Grallert, J.Csikai, .Cs.M.Buczko, I.Shaddad *IAEA Nucl.Data Section report to the I.N.D.C. No.286*, (1993).
- [Gre87] L.R.Greenwood *American Soc. of Testing and Materials Reports* No.956, (1987).
- [Gus85] P.P.Guss, R.C.Byrd, C.E.Floyd, C.R.Howell, K.Murphy, G.Tungate, R.S.Pedroni, R.L.Walter, J.P.Delaroche, T.B.Clegg *Nuclear Physics, Section A* (1985).

BIBLIOGRAPHIE

- [Han89] Lu Han-Lin, Wang Da-Hai, Xia Yi-Jun, Cui Yun-Feng, Chen Pao-Lin Chinese report to the I.N.D.C. No.16 (1989).
- [Han90] Lu Hanlin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang, Yuan Xialin Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). (1990).
- [Han94] Lu Hanlin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). (1994).
- [Has72] S.S.Hasan, R.Prasad, M.L.Seghal Nuclear Physics, Section A (1972).
- [Hau52] W. Hauser et H. Feschbach: The inelastic scattering of neutrons. Physical Review, 87:p366, (1952).
- [Hel84] G.Helfer, U.Jahn, M.Florek, J.Oravec, I.Sarka Czech.J.of Physics, (1984).
- [Her80] M.Herman, A.Marcinkowski, J. Dresler, U.Garuska Inst.Badan Jad. (Nucl.Res.), Swierk+Warsaw,Repts (1980).
- [Hoa86] Hoang Dac Luc, Phan Nhu Ngoc, Nguyen Van Do, Ly Ba Bach Vietnam report to the I.N.D.C. No.5 (1986).
- [Hoa89] H.M.Hoang, U.Garuska, A.Marcinkowski, B.Zwieglinski Zeitschrift fuer Physik, Section A (1989).
- [Hoa92] H.M.Hoang, U.Garuska, D.Kielan, A.Marcinkowski,B.Zwieglinski Zeitschrift fuer Physik, (1992).
- [Hod71] Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford (1971).
- [Hol69] B.Holmqvist, T.Wiedling, S.G.Johansson, G.Lodin A.Kiss, B.Gustavsson, B.Antolkovic Aktiebolaget Atomenergi,Stockholm/Studsvik (1969).
- [Hua89] Huang Jian-Zhou, Lu Han-Lin, Li Ji-Zhou, Fan Pei-Guo Chinese report to the I.N.D.C. No.16 (1989).
- [Hus70] L.Husain, A.Bari, P.K.Kuroda Physical Review, Part C, Nuclear Physics (1970).
- [IAE00] IAEA: Handbook on photonuclear data for applications. Cross sections and spectra. IAEA TECHDOC, 1178, (2000).
- [Ibn90] M.Ibn Majah, S.M.Qaim Nuclear Science and Engineering (1990).
- [Ike88] Y.Ikeda, C.Konno, K.Oishi, T.Nakamura, H.Miyade, K.Kawade, H.Yamamoto, T.Katoh JAERI Reports No.1312 (1988).
- [Ike96] Y.Ikeda, C.Konno, A.Kumar, Y.Kasugai IAEA Nucl.Data Section report to the I.N.D.C. No.342 1996).
- [Jin03] Jing Yuan, Zemin Chen, Guoyou Tang, Guohui Zhang, Jinxiang Chen, Zhaomin Shi, Yu.M.Gledenov, M.Sedysheva, G.Khuukhenkhuu Nuclear Science and

BIBLIOGRAPHIE

- Engineering (2003).
- [Kad82] S.M.El-Kadi, C.E.Nelson, F.O.Purser, R.L.Walter, A.Beyerle, C.R.Gould, L.W.Seagondollar Nuclear Physics, Section A (1982).
- [Kal77] C. Kalbach, Z. Complex-particle emission in the pre-equilibrium exciton model Phys. A283 (1977).
- [Kan72] Y.Kanda Nuclear Physics, Section A (1972).
- [Kan84] I.Kanno, J.W.Meadows, D.L.Smith Annals of Nuclear Energy (1984).
- [Kas98] Y.Kasugai, H.Yamamoto, K.Kawade, T.Iida Annals of Nuclear Energy (1998).
- [Kaw90] K.Kawade, H.Yamamoto, T.Yamada, T.Katoh, T.Iida, A.Takahashi JAERI-M Reports No.90, (1990).
- [Kaw92] K.Kawade, H.Yamamoto, T.Kobayashi, T.Katoh, T.Iida, A.Takahashi JAERI-M Reports No.92, (1992).
- [Kay79] K.Kayashima, A.Nagao, I.Kumabe Japanese report to NEANDC No.61U, (1979).
- [Ket96] V.V.Ketlerov, A.A.Goverdovskiy, V.F.Mitrofanov, Yu.B.Ostapenko V.Ya.Khryachkov Vop. At.Nauki i Tekhn., Ser.Yadernye Konstanty (1996).
- [Klo97] R.M.Klopries, R.Doczi, S.Sudar, J.Csikai, S.M.Qaim Radiochimica Acta (1997).
- [Kob76] K.Kobayashi, I.Kimura, M.Nakazawa, M.Akiyama J. of Nuclear Science and Technology, Tokyo (1976).
- [Kob91] T.Kobayashi, A.Taniguchi, T.Ikuta, K.Kawade, H.Yamamoto, T.Katoh, T.Iida, A.Takahashi JAERI-M Reports No.91, 032 (1991).
- [Kon93] C.Konno, Y.Ikeda, K.Oishi, K.Kawade, H.Yamamoto, H.Maekawa JAERI Reports No.1329 (1993).
- [Kon96] Konobeyev Ayu,Lunev VP,Shubin YUN. Semi-empirical Systematics for (n,α) Reaction Cross Sections at the Energy of 14.5 MeV[J].Nucl Instrum Methods Phys Res, (1996).
- [Kor75] I.A.Korzh, V.A.Mischenko, E.N.Mozhzhukhin, A.A.Golubova, N.M.Pravdivyj, I.E.Sanzhur, M.V.Pasechnik (1975).
- [Kum87] Kumabe I and Fukuda K J Nucl. Sci. Tech. 24 83 (1987).
- [Lac76] J.Lachkar, G.Haout, M.T.Mc Ellistrem, Y.Patin, J.Sigaud Physical Review, Part C, Nuclear Physics (1976).
- [Lam73] P.Lambropoulos, P.Guenther, A.Smith, J.Whalen Nuclear Physics, Section A (1973).

BIBLIOGRAPHIE

- [Lee79] E.W.Lees, B.H.Patrick, S.Lindley A.E.R.E. Harwell Reports No.9390 (1979).
- [Lev79] V. N. Levkovskii: Systematics of (n, p) and (n, α) cross sections. (1979).
- [Li04] X. Li, R. Henkelmann et F. Baumgärtner: Rapid determination of uranium and plutonium content in mixtures through measurement of the intensity time curve of delayed neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 215 (2004).
- [Lis90] H.Liskien, R.Woelfle, R.Widera, S.M.Qaim *Applied Radiation and Isotopes* (1990).
- [Lu70] W.D.Lu, N.Ranakumar, R.W.Fink *Physical Review, Part C, Nuclear Physic* (1970).
- [Lyo00] A. Lyoussi, J. Romeyer-Dherbey, F. Jallu, E. Payan, A. Buisson, G. Nurdin et J. Allano: Transuranic waste detection by photon interrogation and on-line delayed neutron counting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 160 (2000).
- [Mac66] Mac Fadden and Satchler, *Nuc. Phys.* 84,177 (1966).
- [Maj90] M.Ibn Majah, S.M.Qaim *Nuclear Science and Engineering* (1990).
- [Maj97] A.D.Majeddin, V.Semkova, R.Doczi.Cs.M.Buczko, J.Csikai Private communication Name. Csikai (1997)
- [Mar86] A.Marcinkowski, K.Stankiewicz, U.Garuska, M.Herman *Zeitschrift fuer Physik, Section A* (1986).
- [Mar90] A.Marcinkowski, U.Garuska, H.M.Hoang, D.Kielan, B.Zwieglinski *Nuclear Physics, Section A* (1990).
- [Mat82] Mathews G. J., Glagola B. G., Moyle R. A., Viola Jr. V. E. Inclusion of Deuteron and Alpha-Particle Collisions in Intranuclear Cascade Calculations *Phys. Rev. C* 25 2181-95 (1982).
- [Mat88] T. Matsumoto: Calculations of gamma ray incineration of ^{90}Sr and ^{137}Cs . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (1988).
- [Mea87] J.W.Meadows, D.L.Smith, R.D.Lawson *Annals of Nuclear* (1987).
- [Mea91] J.W.Meadows, D.L.Smith, L.R.Greenwood, L.P.Geraldo, W.Mannhart, G.Boerker, G.Mueller *Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich* (1991).
- [Mel66] M.Melkanoff, T.Sawada and J.Raynal 'Nuclear Optical Model Calculations', in *Methods in Computational Physics*, pp.1-80, Academic Press, (1966).
- [Met58a] Metropolis N., Bivins R., Storm M., Turkevich A., Miller J. M., Friedlander G.

BIBLIOGRAPHIE

- Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I. Low-Energy Studies *Phys. Rev.* **110** (1958).
- [Met58b] Metropolis N., Bivins R., Storm M., Miller J. M., Friedlander G., Turkevich A. Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. II. High-Energy Studies and Pion Processes *Phys. Rev.* **110** 204-19 (1958).
- [Mol86] N.I.Molla, M.M.Rahman, S.Khatun, A.K.M.Fazlul Hoque, Rahezuddin Miah, Ayesha Akhter Khan Bangladesh report to the I.N.D.C. No.003 (1986).
- [Mol91] N.I.Molla, R.U.Miah, M.Rahman, Aysha Akhter Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol. Juelich (1991).
- [Mol94] N.I.Molla, R.U.Miah, S.Basunia, S.M.Hossain, M.Rahman Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn.,Gatlinburg (1994).
- [Mol97] N.I.Molla, R.U.Miah, S.Basunia, S.M.Hossain, M.Rahman Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste (1997).
- [Nas99] C.Nasaraja, K.-H.Linse, S.Spellerberg, S.Sudar, A.Suhaimi, J.Csikai, A.Fessler, S.M.Qaim *Radiochimica Acta* (1999).
- [Nes03] C.D.Nesaraja, S.Sudar, S.M.Qaim *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* 2003).
- [Ngo80] P.N.Ngoc, S.Gueth, F.Deak, A.Kiss Thesis or dissertation Name.Ngoc, 1980).
- [Nol87] M. Nolte, H. Machner, J. Bojowals, *Phys.Rev. C* 36 (1987).
- [Osm96] K.T.Osman, F.I.Habbani Sudanese report to the I.N.D.C. No.001 (1996).
- [Ove86] V.V.Ovechkin, A.E.Khokhlov *Atomnaya Energiya* (1986).
- [Pai79] H.L. Pai and D.G. Andrews *Can. J. Empirical formulas for 14 MeV neutron induced (n, α) cross sections. Phys.Rev. can. Phys.* 57(5): 703-705 (1979).
- [Pau74] A.Paulsen, R.Widera, H.Liskien *Atomkernenergie* (1974).
- [Pau79] A.Paulsen, R.Widera, F.Arnotte, H.Liskien *Nuclear Science and Engineering* (1979).
- [Pep85] R.Pepelnik, B.Anders, B.M.Bahal, M.Farooq Report from CEC-Countries and CEC to NEANDC No.262U, (5) (1985).
- [Per70] F.G.Perey, W.E.Kinney Oak Ridge National Lab. (1970).
- [Per93] C.M.Perey, F.G.Perey, J.A.Harvey, N.W.Hill, N.M.Larson, R.L.Macklin, D.C.Larson *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* (1993).
- [Pie04] A.Di Pietro, P.Figuera, F.Amorini, C.Angulo, G.Cardella, S.Cherubini, T.Davinson, D.Leanza J.Lu, H.Mahmud, M.Milin, A.Musumarra, A.Ninane,

BIBLIOGRAPHIE

- M.Papa, M.G.Pellegriti, R.Raabe, F.Rizzo, C.Ruiz, A.C.Shotter, N.Soic, S.Tudisco, L.Weissman *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* (2004).
- [Pla83] R.R.Pla, I.M.Cohen *Radiochem. And Radioanal. Letters* 1983).
- [Plo01] A.J.M.Plompen, D.Smith, P.Reimer, S.M.Qaim, V.Semkova, F.Cserpak, V.Avrigeanu, S.Sudar, C.Borcea, L.Olah Private communication Name.Plompen (2001).
- [Poe83] W.P.Poenitz, J.F.Whalen Argonne National Laboratory (1983).
- [Qai71] S.M.Qaim, R.Woelfle, G.Stoecklin *Chemical Nucl. Data Conf., Canterbury* (1971).
- [Qai74] S.M.Qaim, G.Stoecklin *Euratom Reports No.5182E* (1974).
- [Qai77] S.M.Qaim, N.I.Molla *Nuclear Physics, Section A* (1977).
- [Qai84] S.M.Qaim, R.Woelfle, M.M.Rahman, H.Ollig *Nuclear Science and Engineering* (1984).
- [Qai91] S.M.Qaim, N.I.Molla, R.Woelffe, G.Stoecklin *Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol., Juelich* (1991).
- [Qai92] S.M.Qaim, M.Uhl, N.I.Molla, H.Liskien *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* (1992).
- [Rai91] P.Raics, S.Nagy, S.Szegedi, N.V.Kornilov, A.B.Kagalenko *Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol., Juelich* (1991).
- [Rei01] P.Reimer, M.Hult, A.J.M.Plompen, P.N.Johnston, V.Avrigeanu, S.M.Qaim Thesis or dissertation Name.Reimer (2001).
- [Rei02] P.Reimer, V.Avrigeanu, A.J.M.Plompen, S.M.Qaim *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* (2002).
- [Rei05] P.Reimer, V.Avrigeanu, S.V.Chuvaev, A.A.Filatenkov, T.Glodariu, A, A.J.M.Plompen, S.M.Qaim, D.L.Smith, H.Weigmann *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* (2005).
- [Rib83] I.Ribansky, S.Gmuca *Jour. Of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.)* (1983).
- [Rib85] I.Ribansky, Ts.Panteleev, L.Stoeva *Annals of Nuclear Energy* (1985).
- [Sai77] K.Sailer, S.Daroczy, P.Raics, S.Nagy *4.All Union Conf.on Neutron Phys.,Kiev*, (1977).
- [San72] D.C.Santry, J.P.Butler *Canadian Journal of Physics* (1972).
- [Sar91] S.K.Saraf, C.E.Brent, P.M.Egun, S.M.Grimes, V.Mishra, R.S.Pedroni *Nuclear Science and Engineering* (1991).

BIBLIOGRAPHIE

- [Sat70] Introduction to Nuclear Reactions, G.R. Satchler, Oxford Press. (1970).
- [Sat71] J.Sato, N.Saito, Y.Yokoyama *Radiochimica Acta*. (1971).
- [Sat83] Direct Nuclear Reactions, G.R. Satchler, Clarendon, Oxford, (1983).
- [Sci91] J.Csikai, Cs.M.Buczko, R.Pepelnik, H.M.Agrawal *Annals of Nuclear Energy* (1991).
- [Ser47] Serber R. Nuclear Reactions at High Energies *Phys. Rev.* 72 1114-5 (1947).
- [Sig75] R.A.Sigg, P.K.Kuroda *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*. (1975).
- [Smi75] A.B.Smith, P.Guenther, J.Whalen *Nuclear Physics, Section* (1975).
- [Sri79] C.V.Srinivasa Rao, J.Rama Rao *Conf.on Nucl.Cross Sections F.Techn*, Knoxville. (1979).
- [Sri82] C.V.Srinivasa Rao, N.Lakshmana Das, B.V.Thirumala Rao, J.Rama Rao *Current Science* (1982).
- [Sub96] M.Subasi, M.Bostan, M.N.Erduran, A.Durusoy, E.Gueltekin, G.Tarcan, Y.Ozbir *Nuclear Science and Engineering* (1996).
- [Sub98] M.Subasi, M.Bostan, M.N.Erduran, I.A.Reyhancan, A.Durusoy, E.Gueltekin, G.Tarcan, Y.Ozbir *Nuclear Science and Engineering* (1998).
- [Tin90] Li Tingyan, Shi Zhaomin, Lu Hanlin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang, Yuan Xialin *High Energy Physics and Nucl.Physics,Chinese ed.* (1990).
- [Tin92] Li Tingyan, Shi Zhaomin, Lu Hanlin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang, Yuan Xialin *High Energy Physics and Nucl.Physics,Chinese ed.* (1992).
- [Tra03] Tran Due Thiep, Nguyen Van Do, Truong Thi An, Nguyen Ngoc Sona *Nuclear Physics, Section A* (2003).
- [Tro74] W.Trombik, K.A.Eberhard, O.Hinderer, H.H.Rossner, A.Weidinger, J.S.Eck *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* (1974).
- [Tut73] A.I.Tutbalin, A.P.Kljucharev, V.P.Bozhko, (C,73KIEV,3,62,7305) (1973).
- [Udd01] M.S.Uddin, R.U.Miah, S.K.A.Latif, M.N.Islam, M.R.Zaman, M.A.Zaman, N.I.Molla *Indian Journal of Pure and Applied Physics* (2001).
- [Uwa92] Y.Uwamino, H.Sugita, Y.Kondo, T.Nakamura *Nuclear Science and Engineering* (1992).
- [Vae80] R.Vaenskae, R.Rieppo *Nuclear Instrum.and Methods in Physics Res.* (1980).
- [Val76] M.Valkonen *Univ. of Jyvaeskylae, Dept.of Physics Reports No.1/1976* (1976).
- [Wan90] Wang Yongchang, Yuan Junqian, Ren Zhongliang, Wang Huamin, Yang Jingkang, Shui Yongqing, Xiang Sicang *High Energy Physics and Nucl.Physics*,

BIBLIOGRAPHIE

- Chinese ed. (1990).
- [Wat71] B.D.Watson, D.Robson, D.D.Tolbert, R.H.Davis Physical Review, Part C, Nuclear Physics (1971).
- [Wat02] L. M. Waters: MCNPXTM User's Manual Version 2.4.0. Los Alamos National Laboratory, report LA-CP-02-408, (2002).
- [Wei40] V. F. Weisskopf et D. H. Ewing: On the yield of nuclear reactions with heavy elements. Physical Review, 57:p472, (1940).
- [Wei75] H.Weigel, R.Michel, W.Herr Radiochimica Acta (1975).
- [Wen67] Yu-Wen Yu, D.G.Gardner Nuclear Physics, Section A (1967).
- [Wig47] E. P. Wigner and L. Eisenbud, "Higher Angular Momenta and Long Range Interaction in Resonance Reactions", Physical Review 72, 29 (1947).
- [Wil64] D. Wilmore and P. E. Hodgson, "The Calculation of Neutron Cross Sections from Optical Potentials," Nucl. Phys. 55, 673 (1964).
- [Win80] G.Winkler, D.L.Smith, J.W.Meadows Nuclear Science and Engineering (1980).
- [Yam93] K.Yamauchi, Y.Kasugai, H.Yamamoto, T.Iida,A.Takahashi, K.Kawade JAERI-M Reports (1993).
- [Yau90] Yuan Xialin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang, Lu Hanlin Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). (1990).
- [Zai90] J.H.Zaidi, H.M.A.Karim, M.Arif, I.H.Qureshi, S.M.Qaim, G.Stoecklin Radiochimica Acta (1990).
- [Zuk56] M.S.Zucker Physical Review (1956).
- [Zup80] E.Zupranska, K.Rusek, J.Turkiewicz, P.Zupranski Acta Physica Polonica, Part B (1980).