

N° d'ordre :09/2020-D/PH

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI
BOUMEDIENE

FACULTE DE PHYSIQUE



THÈSE DE DOCTORAT EN SCIENCES
présentée pour l'obtention du grade Docteur

En : **PHYSIQUE**

Spécialité: **Sciences Nucleaires**

Présenté par :

Bitam Tariq

Calcul des sections efficaces des réactions nucléaires induites par neutrons rapides dans le cadre des modèles de pré-équilibre».

Soutenu le 07/12/2020 , devant le jury composé de

:

Mme.Akila FRAHI-AMROUN Professeur à l'USTHB

M.Mohamed BELGAID Professeur à l'USTHB

M.Ahmed BOUCENNA Professeur à l'Univ. Ferhat Abbas Sétif

M.Mahmoud IZERROUKEN Directeur de recherche au CRND

Mme.Fatima BENRACHI Professeur à l'Univ. Mentouri Constantine

Présidente

Directeur de thèse

Examineur

Examineur

Examinatrice

Remerciement

*Tout d'abord, Je remercie **ALLAH** pour toutes ses bénédictions, et par sa grâce il m'a donné les raisons de mettre fin à cette thèse.*

*Je tiens à exprimer, d'une façon particulière, ma profonde gratitude à mon estimé professeur Monsieur **Mohamed BELGAID**, qui a accepté de m'encadrer et de me proposer ce sujet, et qui m'a aidé à l'accomplir à chaque étape du travail, petit ou grand, avec respect et humilité, ce qui m'en a fait profiter scientifiquement et méthodiquement. Et **ALLAH** seul le récompensera pour son bon suivi de toutes les étapes du travail.*

*Je remercie également la respectée professeur Madame **Akila FRAHI-AMROUN** de l'avoir accepté de présider le jury de cette thèse, et je lui offre également mon appréciation et mon respect, car elle a beaucoup contribué à la réussite de notre formation de magister, que ce soit en termes d'administration ou d'enseignement.*

*J'adresse mes sincères remerciements à chacun des éminents professeurs : Monsieur **Ahmed BOUCENNA** (Univ. Ferhat Abbas Sétif), Monsieur **Mahmoud IZERROUKEN** (Directeur de recherche à CRND) et la respecté professeur Madame **Fatima BENRACHI** (Univ. Mentouri Constantine) pour avoir accepté l'examination de ce travail et de le suivre, avec des commentaires précieux et des critiques constructives.*

Je remercie également tous les membres du laboratoire SNIRM, professeurs ou doctorants, qui ont contribué à mes encouragements et mon assistance, notamment le groupe d'interaction neutron avec la matière.

Je remercie mes amies et collègues pour leur soutien constant tout au long de ce travail.

J'exprime ma profonde gratitude à mon père et ma mère, qui m'ont encouragé sans relâche dans la préparation de cette thèse.

*Je remercie mes frères **Hichem**, **Hossem** et ma sœur **Rayane** et **Afaf** pour leur soutien moral.*

*Enfin, je voudrais remercier ma fidèle épouse pour son soutien et ses encouragements continus, ainsi que mes beaux enfants **Mahib** et **Maram**.*

Table des matières

Table des matières

Résumé	1
INTRODUCTION :	4
CHAPITRE I: REACTIONS NUCLEAIRES	7
I. 1 Introduction	7
I. 2 Définition de la section efficace	7
I. 2.1 Sections efficaces microscopiques	7
I.2.2 Sections Efficaces partielles :	8
I. 2.3 Sections efficaces macroscopiques	9
I.2.4 Le libre parcours moyen.....	10
I.2.3 Section efficace différentielle.....	10
I. 2.4 Section efficace doublement différentielle.....	11
I. 3 Processus des réactions nucléaires.....	11
I. 3.1 Réaction directe	11
I. 3.2 Pré-équilibre	12
I. 3.3 Fusion et noyau composé.....	13
I. 4 Réaction de diffusion	14
I. 4.1 Diffusion élastique.....	14
I. 4.2 La diffusion inélastique :	15
I. 5 Réaction très inélastique.....	16
Chapitre II : MODELES THEORIQUES DES REACTIONS NUCLEAIRES	18
II.1 Introduction.....	18
II.2 Modèle du noyau composé	19
II.2.1 Hypothèse de Bohr	19
II.2.2 Modèle statistique de Hauser-Feshbach.....	20
II.2.3 Modèle statistique de Weisskopf-Ewing.....	24
II.2.3.1 Spectre en énergie des particules émises.....	24
II.3 Modèle optique.....	24
II.3.1 Potentiel optique	25
II.3.2 Coefficients de transmission	28
II.4 Densité de niveaux.....	30
II.4.1 Modèle de Gilbert et Cameron	30

Table des matières

II.4.2 Modèle B.S.F.G.M. (« Back-Shifted Fermi Gas Model »).....	31
II.4 .3 Correction de couche d'Ignatyuk.....	31
II.5 Emission de pré-équilibre.....	32
II.5.1 Formalisme	33
II.5.2 Expression de la section efficace de pré-équilibre	35
II.6 Expression de la section efficace d'une réaction (n, b)	35
II.7 Modèle FKK et Les réactions MSD et MSC	36
II.7.1 Principes de base.....	36
II.8 La section efficace doublement différentielle (approximation de Kalbach) :...	41
II.9 Codes de calcul.....	42
II.9.1 Code Talys 1.6.....	42
II-9.2 le code Empire 3.2.....	43
CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	45
III .1 Etudes systématiques des réactions produisant des particules chargées.....	45
III .1.1 Introduction	45
III.1.2 Formalisme du processus d'équilibre.....	46
III.1.3 Formalisme du processus de pré-équilibre	48
III .2.Etudes systématiques des réactions (n, α).....	49
III.2.1 Ajustement des paramètres :	53
III.3 Etudes systématiques des fonctions d'excitation (n, α) pour les noyaux 30<A<128.....	57
III.3.1 Comparaison avec d'autres systématiques.....	69
III .4 Etudes systématiques des fonction d'excitation (n,p) pour les noyaux 30<A<128.....	70
III .5 Calculs théoriques des Fonctions d'excitation dans le cadre d'un programme développé :.....	97
III .5.1 Programme développé :.....	97
III .6 Sections efficaces doublement différentielle	109
III .6. 1 Etudes des réactions (n, α).....	110
CONCLUSION GENERALE	113
BIBLIOGRAPHIE.....	116

Résumé

Résumé :

Les réactions nucléaires induites par neutron rapide présente un intérêt primordial pour les réactions de fusion, l'analyse de matériaux par AAN et en structure nucléaire par la validation des modèles théoriques.

Dans ce travail, nous avons mené une étude théorique dans le cadre du modèle statistique d'évaporation de Hauser-Feshbach et le modèle exciton décrivant le processus de pré-équilibre des réactions (n, α) , (n, p) afin de mieux expliquer le mécanisme des réactions induites par neutrons rapides d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV.

Le calcul théorique nécessite beaucoup de paramètres à introduire et un calcul long. En alternatif les évaluations rapides basées sur les études systématiques sont très pratiques et permettent de déterminer les sections efficaces qui ne peuvent être mesurées. Dans cette partie, nous avons développé des études systématiques des fonctions d'excitations des réactions (n, α) , (n, p) à l'énergie des neutrons incidents $12 \leq E_n \leq 20$ MeV pour une gamme de noyaux de nombre de masse compris entre 30 et 128. Les études systématiques des fonctions d'excitations étudiées ont été calculées et comparées aux données expérimentales tirées de la bibliothèque d'EXFOR et comparées aux résultats de calcul réalisé par le Code Empire 3.2 et Talys 1.6. Un bon accord a été trouvé entre nos études et les données expérimentales ainsi que les résultats des code Empire 3.2 et Talys 1.6.

Nous avons développé aussi un programme fortran qui combine les calculs du modèle exciton avec ceux du modèle d'évaporisation du noyau composé avec l'utilisation du potentiel optique.

Mots clés :

Processus de pré-équilibre, modèle statistique d'évaporation, modèle exciton, fonctions d'excitations, section efficaces, neutrons rapides

Abstract :

The nuclear reactions induced by fast neutrons are of primary interest for fusion reactions, the analysis of materials by ANA and in nuclear structure by the validation of theoretical models.

In this work, we carried out a theoretical study within the framework of the Hauser-Feshbach statistical evaporation model and the exciton model describing the pre-equilibrium process of the reactions (n, α) , (n, p) in order to better explain the mechanism of reactions induced by fast neutrons with energy ranging from the threshold energy to 20 MeV.

The theoretical calculation requires a lot of parameters to be introduced and a long calculation.

Alternatively, rapid evaluations based on systematic studies are very practical and allow the determination of cross sections, which cannot be measured.

In this work, we have developed systematic studies of the excitation functions of reactions (n, α) , (n, p) at the energy of the incident neutrons $12 \leq E_n \leq 20$ MeV for a range of nuclei of mass number between 30 and 128. The systematic studies of the excitation functions were calculated and compared with the experimental data taken from the library of EXFOR and compared with the results of calculation carried out by Code Empire 3.2 and Talys 1.6.

A good agreement was found between our studies and the experimental data as well as the results of the Empire 3.2 and Talys 1.6 codes.

Keywords:

Fast neutrons; cross sections; Pre-equilibrium exciton model; Statistical evaporation model; excitation functions.

ملخص:

تعتبر التفاعلات النووية التي تحدثها النيوترونات السريعة ذات أهمية أساسية لتفاعلات الاندماج، وتحليل المواد بواسطة استعمال تقنية التنشيط بالنيوترونات (ANA) وفي ميدان دراسة البنية النووية من خلال التحقق من صحة النماذج النظرية.

في هذا العمل، أجرينا دراسة نظرية في إطار نموذج التبخر الإحصائي Hauser-Feshbach ونموذج التهيج (exciton) الذي يصف تفاعلات ما قبل التوازن للتفاعلات (n, p) و (n, α) من أجل تحسين شرح آلية التفاعلات التي تحدثها النيوترونات السريعة مع طاقة تصل إلى عتبة 20 ميغا فولت.

يتطلب الحساب النظري إدخال الكثير من المعلمات وحساب طويل. ولهذا فتطوير مقاربات رياضية مبسطة يعتبر عمليا للغاية ويسمح بتحديد المقاطع الفعالة التي لا يمكن قياسها. لذلك، قمنا بتطوير نماذج رياضية مبسطة لدوال الإثارة التي تصف المقاطع الفعالة للتفاعلات (n, p) و (n, α) عند طاقة النيوترونات المحصورة بين 12 و 20 ميغا فولت لمجموعة من النوى ذات العدد الكتلي المحصور بين 30 و 128. تم ومقارنة النتائج التي حصلنا عليها من خلال النماذج الرياضية المطورة في هذا العمل بالبيانات التجريبية المأخوذة من مكتبة EXFOR والحسابات التي أجريناها ب Empire 3.2 و Talys 1.6 حيث اتفقت نتائج دراساتنا مع البيانات التجريبية والحسابات المنجزة ب Empire 3.2 و Talys 1.6.

لقد طورنا أيضًا برنامج FORTRAN الذي يجمع بين حسابات نموذج التهيج وتلك الخاصة بنموذج التبخر للنواة المركبة باستخدام الكمون الضوئي.

كلمات مفتاحية:

النيوترونات السريعة، تفاعلات ما قبل التوازن، نموذج التبخر الاحصائي، المقاطع الفعالة.

INTRODUCTION :

INTRODUCTION :

Les réactions nucléaires induites, par les neutrons font depuis longtemps, l'objet de plusieurs études. La nécessité croissante en données nucléaires des réactions nucléaires utilisées dans différents domaines d'application, et dans la description des phénomènes d'interaction entre le neutron et le noyau atomique a amené les chercheurs en physique nucléaire à développer des méthodes de simulation et des modèles théoriques et phénoménologiques qui répondent à ce besoin.

La détermination des sections efficaces doubles différentielles, sections efficaces différentielles en énergie, sections efficaces différentielles en angle et sections efficaces totales présente un grand intérêt dans le domaine de la technologie des réacteurs et dans l'étude de la structure nucléaire. Le calcul avec précision de ces sections efficaces est d'importance primordiale pour la détermination du taux de transmutation dans les matériaux de structure du réacteur et les matériaux utilisés comme outils de mesure.

Les données expérimentales jouent un rôle très important dans la vérification de la validité des différents modèles théoriques. Le test de cette validité consiste à comparer les résultats théoriques avec les données expérimentales afin d'assurer une grande fiabilité pour le calcul théorique.

Dans ce contexte nous nous sommes proposés de mener une étude théorique dans le cadre du modèle statistique d'évaporation de Hauser-Feshbach et le modèle exciton décrivant le processus de pré-équilibre, afin de mieux expliquer le mécanisme des réactions induites par neutrons rapides d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV.

Le calcul théorique nécessite beaucoup de paramètres à introduire et par conséquent un calcul long si on utilise ces données en codes de simulation. En alternatif les évaluations rapides basées sur les études systématiques sont très pratiques, et permettent de déterminer les sections efficaces qui ne peuvent être mesurées. Pour cela, dans ce travail nous sommes intéressés aussi de développer des modèles semi-empiriques basés sur la combinaison entre les deux approches théorique et expérimentale pour aboutir à des évaluations phénoménologiques rapides et fiables des données nucléaires.

INTRODUCTION :

Le travail à réaliser s'articule autour des concepts liés aux propriétés des neutrons et leurs interactions avec la matière et la théorie des modèles des réactions nucléaires.

Dans cette perspective nous présentons un premier chapitre qui consiste à un rappel sur les propriétés de l'interaction des neutrons avec la matière où l'accent sera mis sur la notion de la section efficace, le spectre d'émission des réactions induites par neutrons et la section efficace doublement différentielle.

Aux énergies incidentes des neutrons s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV, les énergies d'excitations du noyau composé et du noyau résiduel sont très élevées, où la densité de niveaux est relativement grande, et peut être décrite par les modèles de densité de niveaux dérivant du modèle équidistant de Fermi. Dans cette gamme d'énergie le processus d'émission des particules peut être dû au phénomène d'évaporation et au phénomène d'émission de pré-équilibre. Dans ce contexte le chapitre 2 sera consacré à la présentation des différents modèles de réactions nucléaires décrivant le processus de l'émission à l'équilibre (évaporation) et de l'émission de pré-équilibre. Un rappel sur le modèle optique est donné dans ce chapitre pour la description de la formation du noyau composé.

La Détermination de la distribution angulaire et énergétique des particules émises dans une réaction nucléaire est très coûteuse sur le plan expérimental et nécessite beaucoup de moyens techniques. Pour traiter ce problème on peut utiliser l'approximation semi-empirique de Kalbach qui prédit la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dE d\Omega}$. Un bref rappel sur cette approximation et sur les codes Empire3.2 et Talys1.6 utilisés dans les calculs théoriques sera présenté.

Dans le troisième chapitre nous présentons des études systématiques des fonctions d'excitations des réactions (n, α), (n, p) à des énergies incidents $12 \leq E_n \leq 20$ MeV pour les noyaux de nombre de masse compris entre 30 et 128. Les études systématiques des fonctions d'excitations étudiées seront comparées aux données expérimentales tirées de la bibliothèque EXFOR et aux résultats des calculs par le Code Empire 3.2 et Talys1.6.

Dans ce chapitre on présente aussi les résultats d'un programme fortran (mini-code) du laboratoire qui combine les calculs du modèle exciton avec ceux du modèle

INTRODUCTION :

d'évaporation avec l'utilisation du potentiel optique par le code SCAT2000 [Ber94] afin d'obtenir les sections efficaces des réactions nucléaires étudiées dans ce travail. Pour valider les résultats de ce programme développé dans ce travail, on compare les résultats aux données expérimentales d'EXFOR et aux calculs du code Talys1.6.

Enfin de ce chapitre, une étude basée sur une combinaison entre l'étude systématique de kalbach et les données expérimentaux (EXFOR) pour prédire la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$ pour les réactions nucléaires (n,α) suivantes $^{149}_{62}Sm (n,\alpha)^{146}_{60}Nd$ et $^{143}_{60}Nd (n,\alpha)^{139}_{58}Ce$ sera présentée. Une conclusion générale sera présentée à la fin de cette thèse.

CHAPITRE I: REACTIONS NUCLEAIRES

I. 1 Introduction

Une réaction nucléaire est une interaction entre deux noyaux, une particule et un noyau, ou deux particules, dans laquelle les forces nucléaires entrent en jeu. Après cette interaction, un des deux partenaires ou les deux sont excités et/ou modifiés. De nouvelles particules ou noyaux peuvent aussi apparaître.

Pour réaliser des réactions nucléaires, on a besoin d'accélérateurs de particules qui communiquent au projectile suffisamment d'énergie pour pouvoir les initier. Les particules neutres en tant que projectiles, comme les neutrons ou les photons, sont produits de façon indirecte (réacteur nucléaire, rayonnement synchrotron, etc.). Les réactions nucléaires permettent de sonder le noyau et de recueillir des informations précieuses sur celui-ci. Elles permettent aussi de synthétiser de nouveaux noyaux utiles dans des applications médicales ou industrielles [Chr92].

I. 2 Définition de la section efficace

La section efficace d'interaction est une grandeur physique qui peut exprimer le taux de production d'une réaction nucléaire.

I. 2. 1 Sections efficaces microscopiques

Considérons une cible formée de noyaux cibles présentant des surfaces σ appelées sections efficaces à travers lesquelles le projectile interagit avec la cible (voir figure Fig.1.1). Si un faisceau incident d'intensité I traverse la cible d'épaisseur Δx et présentant une densité n_c de noyaux cibles (nombre de noyaux cible par unité de volume), la probabilité pour que le projectile puisse interagir avec la cible est donnée par :

$$P = \frac{N}{I} \quad (1.1)$$

N : taux d'interactions (réactions) et I : l'intensité du faisceau

D'autre part la probabilité :

$$P = \frac{\text{surface totale efficace des noyaux cibles de la région traversée par le faisceau}}{\text{section de la cible traversée par le faisceau}} = \frac{\Delta x \cdot A \cdot n_c \cdot \sigma}{A} \quad (1.2)$$

$$P = \frac{\text{volume de la région traversée par le faisceau} \cdot n_c \cdot \sigma}{\text{Section de la région traversée par le faisceau}} = \frac{\Delta x \cdot A \cdot n_c \cdot \sigma}{A} \quad (1.3)$$

CHAPITRE I: REACTIONS NUCLEAIRES

En tenant compte de l'équation (1.1), nous trouvons le taux de réactions en fonction de la section efficace :

$$N = I \cdot \sigma \cdot n_c \cdot \Delta x \quad (1.4)$$

La section efficace microscopique pour une cible mince ($\Delta x \ll \frac{1}{n_c \sigma}$) est définie alors par :

$$\sigma = \frac{N}{I \cdot \Delta x \cdot n_c} \quad (1.5)$$

Pour une cible épaisse, on divise la cible en tranche d'épaisseur dx auquel on applique la formule de la section efficace d'une cible mince.

Le taux de réactions provoquées sur une tranche d'épaisseur dx située à une profondeur x est donné par :

$$dN = I(x) \cdot \sigma \cdot n_c \cdot dx = I(x) - I(x + dx) = -dI \quad (1.6)$$

On obtient l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dI}{I(x)} = -\sigma \cdot n_c \cdot dx \quad (1.7)$$

où $I(x)$ est l'intensité du faisceau transmis par la cible à une profondeur x

Pour une cible épaisse d'épaisseur totale Δx , l'intensité du faisceau transmis est déduite de l'équation différentielle par intégration entre 0 et Δx . Soit

$$I(\Delta x) = I(0)e^{-\sigma \cdot n_c \cdot \Delta x} \quad (1.8)$$

D'où le taux de réaction :

$$N = I(0) - I(\Delta x) = I_0(1 - e^{-n_c \sigma \Delta x}) \quad (1.9)$$

I.2.2 Sections Efficaces partielles

Par analogie avec la probabilité d'interaction totale qui se répartit entre plusieurs voies de sortie de la réaction, on définit alors des sections efficaces partielles selon la « voie de sortie » σ_c : capture, σ_f : fission, σ_a : absorption, ou σ_s : diffusion (scattering) ; d'où les expressions suivantes :

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f \text{ (Absorption = capture + fission).}$$

$$\sigma_{tot} = \sigma_a + \sigma_s \text{ (Totale = absorption + diffusion).}$$

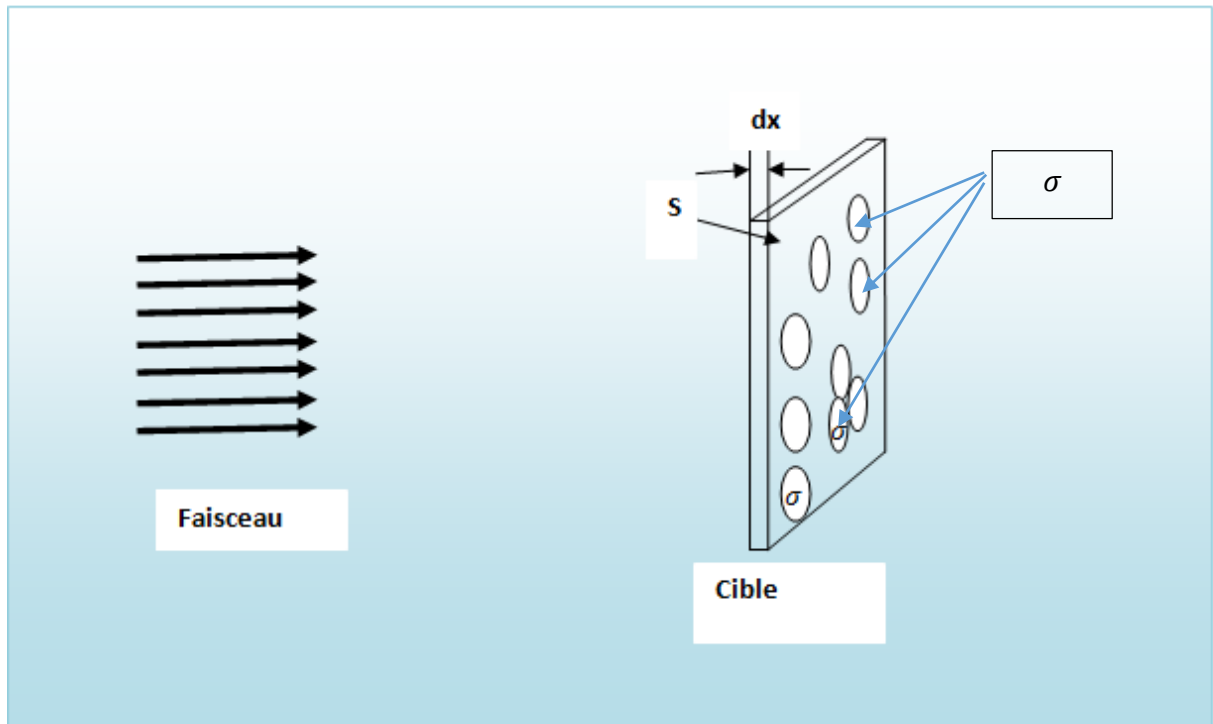


Fig.1.1. sections efficace microscopiques.

I. 2. 3 Sections efficaces macroscopiques

Selon l'équation (1.8) la probabilité de transmission d'un faisceau sans être absorbé, traversant une cible d'épaisseur x constituée d'un matériau composé de noyaux cibles de densité n_c caractérisés par une section efficace microscopique d'interaction σ avec le faisceau est donnée par :

$$P(x) = \frac{I(x)}{I(0)} = e^{-\sigma \cdot n_c \cdot x} \quad (1.10)$$

Si un matériau est composé de plusieurs types de noyaux cibles de densité n_{c_i} caractérisés par des sections efficaces microscopiques partielles σ_i , on définit une grandeur physique appelé « section efficace macroscopique » du matériau donné par :

$$\Sigma = \sum_i \Sigma_i = \sum_i \sigma_i n_{c_i} \quad \text{Où } \Sigma_i = \sigma_i n_{c_i} \text{ est la section efficace macroscopique partielle.}$$

I.2.4 Le libre parcours moyen

Le libre parcours moyen des particules d'un faisceau traversant une cible caractérisée par une section efficace macroscopique Σ est la distance moyenne que peut parcourir une particule avant qu'elle subisse une collision avec les noyaux cibles.

Sachant que chaque particule possède une probabilité $P(x)$ pour pouvoir traverser une distance x avant qu'elle soit absorbée par une collision, le libre parcours moyen représente alors la valeur moyenne de x :

$$\lambda = \langle x \rangle = \frac{\int_0^{\infty} xP(x)dx}{\int_0^{\infty} P(x)dx} = \frac{1}{\Sigma} \quad (1.11)$$

I.2.3 Section efficace différentielle

Par définition, la quantité $\frac{d\sigma_A}{d\Omega}$ notée $\sigma_A(\theta)$ est la section efficace différentielle, qui représente la probabilité pour qu'une particule soit diffusée par un centre diffuseur dans l'angle solide $d\Omega$ d'un cône d'angle au θ . Elle exprime le taux d'émission de la particule émise par unité d'angle solide. La distribution angulaire des particules diffusées peut apporter des informations sur le type d'interaction entre le projectile et le noyau cible (par exemple sur la forme du potentiel d'interaction).

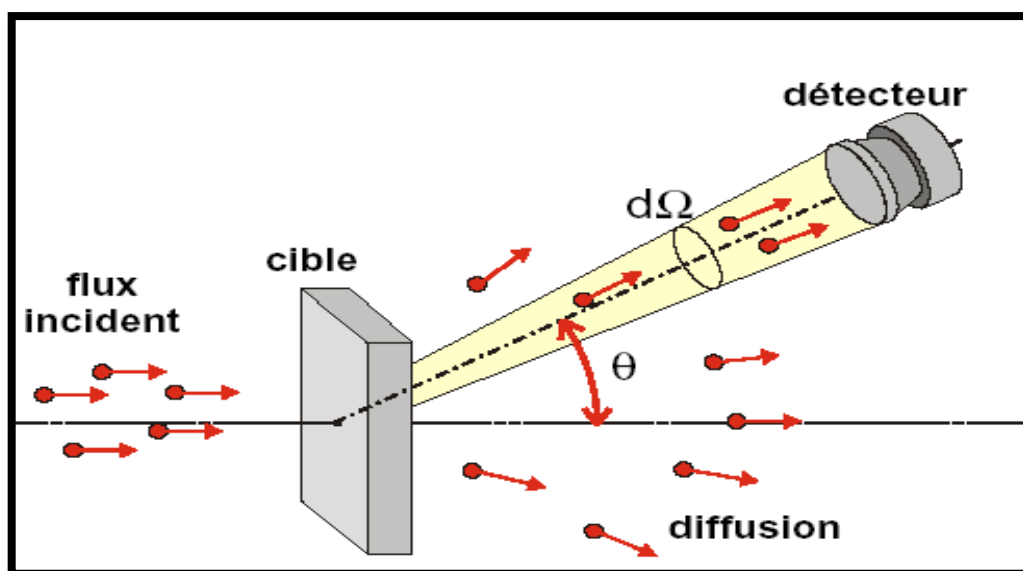


Fig.1.2. Section efficace différentielle angulaire.

I. 2. 4 Section efficace doublement différentielle

Considérons un flux de particules Φ par unités de surface et de temps arrivant sur N_c Noyaux cibles avec une énergie E . On peut définir une section efficace double-différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Omega)$ permettant de mesurer le nombre d^2n de réactions par unité de temps dans une direction d'angle solide $d\Omega$, avec une énergie comprise entre E' et $E' + dE'$.

On peut alors définir la section efficace double-différentielle [Ghi14] par :

$$d^2n = \Phi N_c \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Omega) d\Omega dE' \quad (1.12)$$

σ s'exprime en b (barn), E' en eV, d^2n en s^{-1} . La section $\sigma(E)$ totale est intégrée sur l'angle solide total 4π , et sur l'énergie d'émission E' .

$$\sigma(E) = \iint \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Omega) d\Omega dE' \quad (1.13)$$

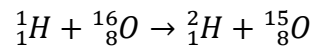
L'intégrale porte sur l'ensemble des angles et énergies d'émission accessibles.

I. 3 Processus des réactions nucléaires

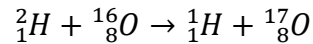
I. 3. 1 Réaction directe

Les réactions directes sont observées lorsque le projectile et la cible entrent brièvement en contact. Ce temps est typiquement de l'ordre de $10^{-22}s$. Ce sont des réactions périphériques, c'est-à-dire à grand paramètre d'impact dans lesquelles le projectile effleure la cible. Dans ce type de processus, le projectile interagit avec un ou plusieurs nucléons de la cible. Ces réactions permettent d'obtenir des informations sur la structure nucléaire. La réaction directe la plus simple est la diffusion inélastique dans laquelle le noyau cible se trouve après la réaction, dans un état excité. En général, au cours de la diffusion inélastique, on excite préférentiellement des états collectifs. Dans les réactions d'échange de charge, de l'énergie et de la charge électrique sont échangées entre le projectile et la cible. Beaucoup de réactions de type (p, n) ou (He^3, H^3) ont été étudiées. Dans les réactions de transfert, un ou plusieurs nucléons sont transférés de la cible vers le projectile ou vice versa. Lorsque le transfert a lieu de la cible vers le projectile, on parle de réaction de pick-up. Lorsque cela se passe du projectile à la cible, on parle de réaction de stripping. L'énergie de bombardement est en général au voisinage ou un peu au-dessus de la barrière coulombienne. La réaction :

CHAPITRE I: REACTIONS NUCLEAIRES



Est une réaction de pick-up: un neutron est arraché à la cible. En revanche, la réaction suivante est une réaction de stripping où un neutron est arraché au projectile et transféré à la cible. [Chr92].



À plus haute énergie, on observe des réactions de break-up où le noyau projectile se casse en ses constituants, ou des réactions de knock-out où des nucléons de la cible sont éjectés vers l'avant.

I. 3. 2 Pré-équilibre

Que ce soit pour la formation d'un noyau composé ou pour une réaction très inélastique, on suppose que le noyau ou le système composite formé vit suffisamment longtemps pour que l'énergie d'excitation disponible se répartisse sur tous les degrés de liberté microscopiques. On atteint donc un équilibre thermodynamique caractérisé par une température T . Ce système excité est comme une goutte de liquide chauffé : il évapore des particules pour se refroidir, et le spectre en énergie de ces particules est celui d'un spectre d'évaporation à la température T . Si, lors d'une collision entre ions lourds, l'énergie de bombardement est plus élevée, typiquement au-dessus de 7 à 8 MeV/nucléon, le temps peut ne pas être suffisant pour qu'il y ait thermalisation complète du système, et des particules rapides, dites de pré-équilibre, peuvent être émises. Lors de la collision entre le projectile et la cible, des excitations de type particule-trou sont initialement produites (figure 1.3) dans lesquelles des nucléons vont être promus dans des états excités qui peuvent être le continuum. Dans ce dernier cas, la particule peut s'échapper et conduire à une émission de pré-équilibre. Si l'excitation ne va pas jusqu'au continuum, l'excitation particule-trou peut se thermaliser, et se répartir sur l'ensemble des degrés de libertés internes [Chr92].

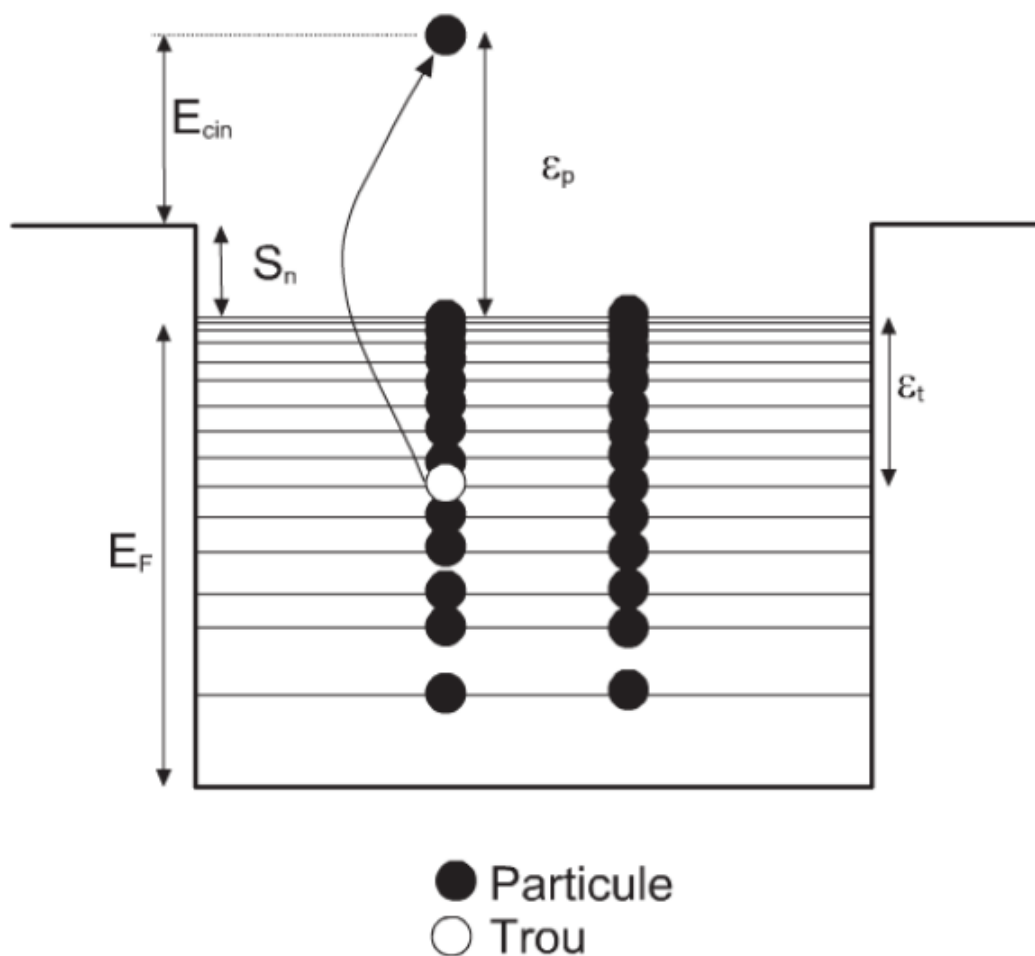


Fig. 1.3. schéma d'une excitation de type particule-trou.

Si le nucléon excité (la particule, ici un neutron) est émis, il part avec l'énergie cinétique. Le trou est une vacance dans un niveau d'énergie qui sera comblé par la cascade de particules situées dans un niveau supérieur.

I. 3. 3 Fusion et noyau composé

Lorsque l'énergie de bombardement n'est pas trop élevée (Jusqu'à quelques MeV/A au -dessus de la barrière coulombienne), deux noyaux peuvent fusionner et former un noyau composé. Ce dernier est constitué de l'ensemble des nucléons du projectile et de la cible, et contient toute l'énergie disponible dans le centre de masse, La réaction : ${}^{16}_8\text{O} + {}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow {}^{43}_{21}\text{Sc}^*$ est un exemple de réaction de fusion. Le noyau composé est le ${}^{43}_{21}\text{Sc}^*$ qui est dans un état excité. Il vit en général assez longtemps ($\approx 10^{-16} - 10^{-18}\text{s}$) pour que toute l'énergie disponible soit répartie entre ses degrés de liberté microscopiques (intrinsèques), et que la mémoire de la voie d'entrée, en ce qui concerne la manière dont l'énergie d'excitation a été obtenue, soit oubliée. On peut

tester cette hypothèse en formant le même noyau composé avec des projectiles et des cibles différents.

Aux effets du moment angulaire orbital près, la désexcitation est la même. Cette énergie d'excitation est suffisamment importante pour que l'on puisse définir une température du noyau composé.

Le noyau composé excité se désexcite par émission de particules, surtout des neutrons, et des photons γ et peut fissionner s'il est suffisamment lourd. [Chr92].

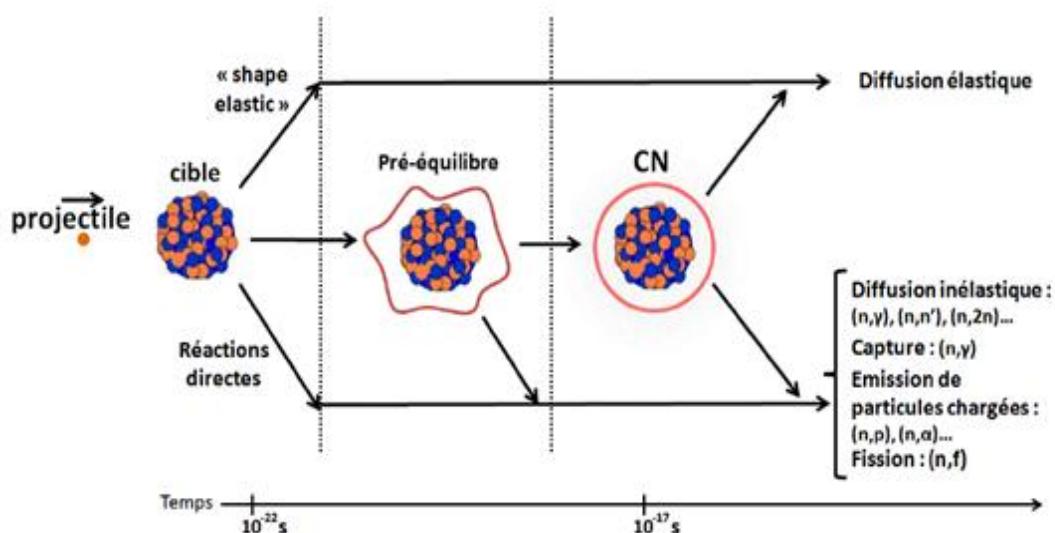


Fig. 1.4. Illustration schématique des différents mécanismes de réaction nucléaire.

I. 4 Réaction de diffusion

Les neutrons peuvent interagir par une diffusion sur les noyaux cibles, et subir un changement dans leurs directions incidentes et leurs énergies. Si le noyau cible n'est pas excité on parle de la diffusion élastique où le neutron conserve son énergie cinétique dans le centre de masse, et avec conservation de l'énergie cinétique totale dans le système du laboratoire et si le noyau cible est excité on parle de la diffusion inélastique où l'énergie cinétique n'est pas conservée.

I. 4. 1 Diffusion élastique

La Diffusion élastique est un cas particulier d'une réaction nucléaire où l'énergie interne des particules entrant en collision ne subit aucune modification. Si l'on envoie un neutron projectile sur un noyau cible, le neutron transfère de l'énergie et rebondit dans une direction différente. Le noyau cible absorbe l'énergie perdue par le neutron. Dans ce type de diffusion, La loi de conservation de l'énergie totale implique la conservation de l'énergie cinétique totale avant et après la collision, et à partir de ces

lois on peut déterminer les caractéristique de la diffusion élastique comme l'angle de diffusion du neutron, énergie communiquée à un noyau cible etc... [Oui91].

On remarque que plus le noyau cible est léger, plus le transfert d'énergie est efficace (l'énergie de neutron peut être totalement transférée à un noyau en cas de choc frontale avec l'hydrogène), par ailleurs plus le noyau cible est lourd, plus la diffusion est isotrope ; plus il est léger, plus elle a lieu vers l'avant. Notons que le noyau cible ayant subi le choc du neutron peut à son tour ioniser, exciter ou déplacer les atomes [Jea-Gér98].

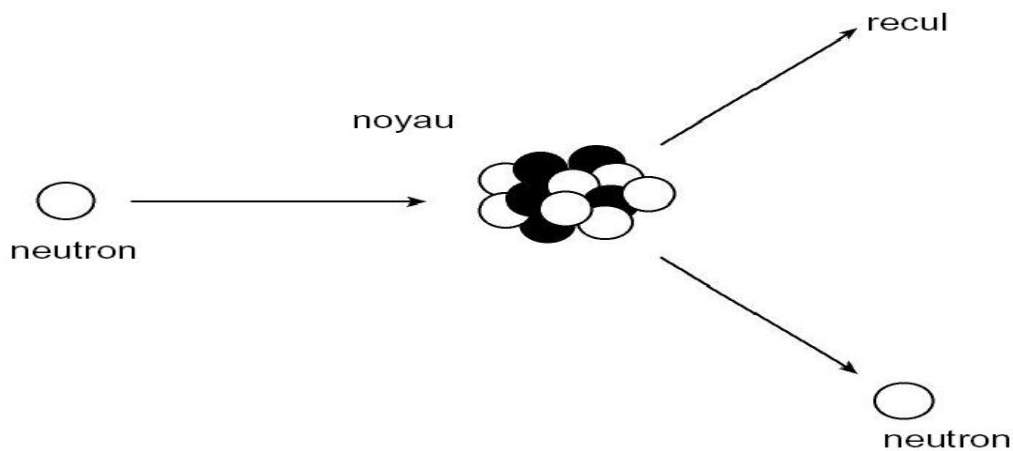


Fig.1.5. Diffusion élastique.

I. 4. 2 La diffusion inélastique

Lorsqu'un projectile subit une diffusion sur un noyau cible en laissant ce dernier dans un état excité, on parle d'une diffusion inélastique.

Ce mécanisme n'intervient qu'au-delà d'un seuil en énergie correspondant à l'énergie du premier état d'excitation du noyau composé.

Lors d'une collision inélastique, l'énergie cinétique totale n'est pas conservée c'est à-dire qu'elle n'a pas la même valeur avant et après la collision. Toutefois, l'énergie totale du système des deux particules est toujours conservée, indépendamment de la nature de l'interaction [Oui91].

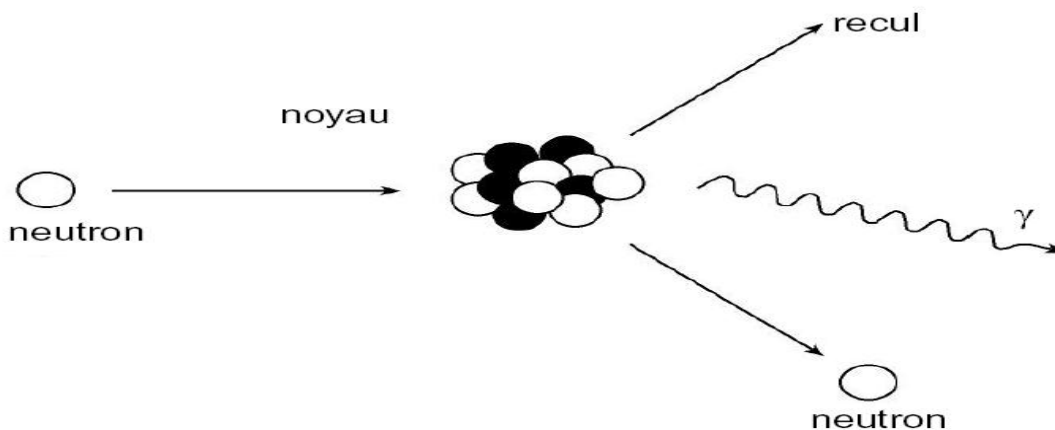


Fig.1.6. Diffusion inélastique.

I. 5 Réaction très inélastique

La fusion de deux noyaux est observée si le projectile et la cible ne sont pas trop gros, typiquement si le produit $Z_1 Z_2 \leq 2000$ à 2500. Pour des systèmes très lourds, comme ${}^{86}_{26}\text{Kr} + {}^{209}_{83}\text{Bi}$ par exemple, on n'observe pas de fusion car des réactions très inélastiques remplacent le processus de fusion. De manière générale, les réactions très inélastiques sont observées pour des systèmes projectile-cible de masse intermédiaire. Le déroulement d'une réaction très inélastique est schématiquement indiqué sur la figure 1.7. Elle concerne les paramètres d'impact intermédiaires sauf pour les couples de noyaux très lourds pour lesquels la fusion n'est plus possible, et où ce mécanisme est remplacé par des collisions très inélastiques. C'est d'ailleurs la disparition de la fusion qui a permis d'identifier, avec une section efficace notable, ce mécanisme de réaction et de montrer son existence, avec une section efficace plus faible, pour des couples projectile-cible plus légers. Lorsqu'ils interagissent à des énergies incidentes inférieures à environ 10 MeV/nucléon, le projectile et la cible forment un système composite, et une partie de l'énergie incidente est transformée en énergie d'excitation de ce système composite avec thermalisation de celle-ci. Ce système composite est donc, comme un noyau composé, caractérisé par une température T . En même temps, il y a échange de particules et transfert de masse entre les deux noyaux. Enfin, sous l'influence de la répulsion coulombienne et, de manière analogue à ce qui se passe en fission, le système composite se sépare en deux noyaux dont les masses sont proches de celles du projectile et de la cible [Chr92].

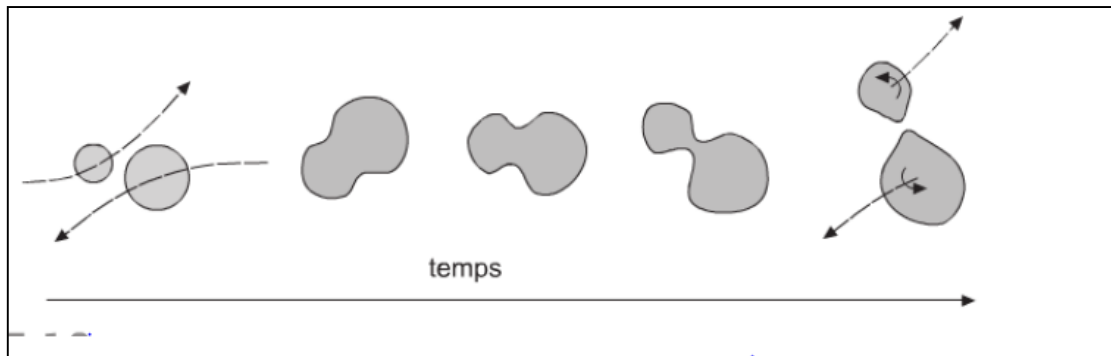


Fig. 1.7. Déroulement schématique d'une réaction très inélastique entre deux noyaux lourds.

Du point de vue théorique, on peut traiter la collision de deux noyaux lourds comme la collision de deux sphères, représentant chacune un noyau, qui obéissent aux équations du mouvement classique (équations de Newton) auxquelles on a ajouté une force de friction proportionnelle à la vitesse. La force de friction permet de transférer une partie de l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse en énergie d'excitation de chacun des fragments. Or, chaque fois qu'il y a dissipation, il y a des fluctuations (théorème de fluctuation-dissipation). Ces fluctuations se manifestent par le fait qu'au cours de la réaction très inélastique, les valeurs moyennes des variables collectives évoluent mais les fluctuations autour de ces valeurs moyennes augmentent. On peut donc décrire les collisions très inélastiques avec des équations de transport de type diffusion, Fokker-Planck, etc...

CHAPITRE II : MODELES THEORIQUES DES REACTIONS NUCLEAIRES

II.1 Introduction

Les réactions nucléaires sont divisées en trois types différents, chacun caractérisé par un mécanisme de réaction différent.

Ces différences s'expliquent par l'observation, dans le spectre d'émission, de caractéristiques spécifiques associées à ces mécanismes d'interaction, et par conséquent des interprétations par des modèles théoriques peuvent être élaborées pour expliquer ces processus d'interactions.

Pour illustrer ces différents phénomènes d'interaction, la Figure 2.1 illustre bien ces observations par la présentation de la section efficace doublement différentielle (distribution angulaire et spectre en énergie) pour la diffusion inélastique de protons sur une cible de Fe 54.

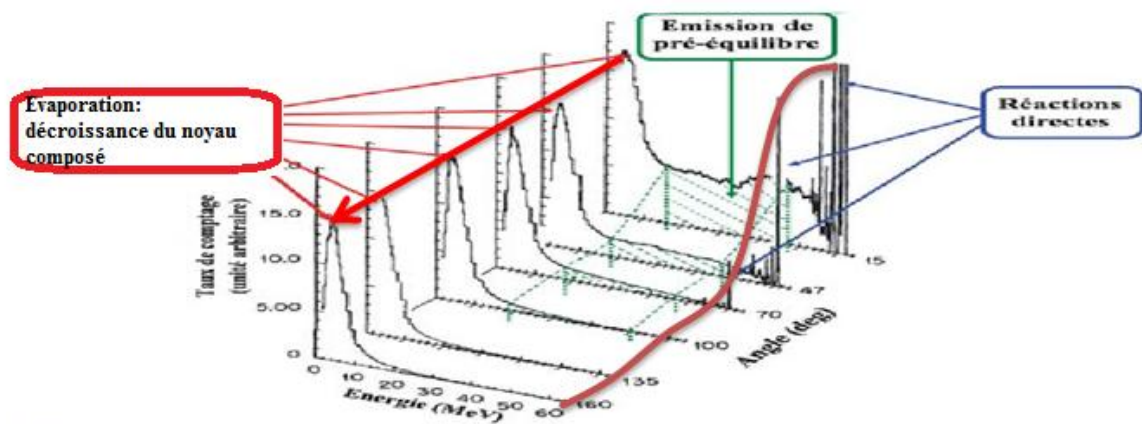


Figure 2. 1 Spectre d'émission typique dans une réaction nucléaire [Ber73].

Aux énergies élevées la diffusion du neutron se produit sur des états excités du noyau cible, cela génère autant de pics de diffusion que les états accessibles. On parle, dans ce cas, d'interaction directe, et on utilise **le modèle optique** à voies couplées ou le modèle de DWBA (Distorted Waves in Born Approximation).

Le noyau cible peut également absorber un neutron, et forme un noyau composé dans un état excité, et pour lequel s'ouvrent plusieurs voies de désexcitation par émission de

particules. Ces particules peuvent avoir une faible énergie d'émission et on parle d'un spectre d'évaporation décrit par le modèle du noyau composé. L'évaporation est un processus lent par rapport à l'interaction directe et dans lequel le système (cible + projectile) a le temps de s'équilibrer pour former un noyau composé.

Entre ces deux cas extrêmes, il y a une région n'appartenant à aucune des interactions sus-citées et qui est décrite par un processus de pré-équilibre correspondant à une énergie d'émission intermédiaires entre le processus d'évaporation et le processus direct.

Le calcul des sections efficaces devrait prendre alors en considération les trois processus afin de traiter de manière cohérente toutes les voies ouvertes.

II.2 Modèle du noyau composé

Bohr présenta une solution au spectre d'évaporation en 1936 [Boh36] à travers l'hypothèse du noyau composé. Dans cette hypothèse le noyau en tant que système complexe de nucléons ressemble à une gouttelette liquide, dans laquelle les nucléons subissent des collisions répétées et aléatoires. Contrairement au modèle de particules indépendantes, l'hypothèse de Bohr prend en compte le fait que le noyau est composé de plusieurs nucléons qui interagissent les uns avec les autres au moyen de forces à court portée. Si le neutron pénètre dans le noyau alors, d'après cette théorie, il va y subir un grand nombre de collisions. Ainsi son énergie sera distribuée aléatoirement aux nucléons et finalement répartie uniformément dans tout le noyau.

II.2.1 Hypothèse de Bohr

Bohr s'appuya sur la largeur ΔE de la résonance observée (de l'ordre de 10 eV) pour estimer la durée de vie Δt du noyau composé. Étant donné ΔE , $\Delta t \geq \hbar/2 \geq 10^{-15} \text{ eV.s}$, la valeur obtenue est $\Delta t = 10^{-16} \text{ s}$, ce qui est 1000 plus grande que le temps qu'il faut un neutron de 100 eV pour parcourir la distance caractéristique du noyau (10^{-12} cm). Ainsi, le noyau composé a le temps d'exister entre la formation initiale (neutron et noyau cible), et la formation finale (noyau résiduel et particule ou rayonnement gamma de désexcitation). Il suggéra alors de diviser le processus en deux parties distinctes :

II.2.1-A Formation du noyau composé

Suite à l'absorption du neutron l'énergie disponible dans le centre de masse, constituée de la somme de l'énergie cinétique incidente et de l'énergie de séparation du neutron, est immédiatement (devant la durée de vie du noyau composé) distribuée entre tous les nucléons du noyau.

II.2.1-B Désexcitation du noyau composé

Cependant, compte tenu de l'importance de la vie du noyau composé par rapport au temps nécessaire à sa création, Bohr lança sa célèbre hypothèse dans laquelle le mode de désexcitation du noyau composé est indépendant de son mode de formation, et tout se passe comme si le noyau composé "avait oublié" la façon dont il en a été créé sans violation des lois de conservations des réactions nucléaires (énergie, moment, spin, parité etc...).

II.2.2 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 ${}^{A+1}_Z A$ dans ce cas le noyau composé va être formé à l'énergie E_λ dans l'état λ de moment angulaire J avec l'énergie propre W_λ complexe telle que :

$$W_\lambda = E_\lambda^J + \frac{1}{2} i \Gamma_\lambda^J \tag{2.1}$$

La loi de conservation du moment angulaire nous impose ceci :

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{I} = \vec{l}' + \vec{I}' \tag{2.2}$$

Avec \vec{I} et \vec{I}' sont respectivement, les spins des voie d'entrée et de sortie.

$$\vec{I} = \vec{I}_A + \vec{I}_n \tag{2.3}$$

$$\vec{I}' = \vec{I}_B + \vec{I}_b \tag{2.4}$$

\vec{l} et \vec{l}' : 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 ${}^{A+1}_Z A$ ainsi défini en mettant en compétition toutes les voies de décroissance possibles (émission de γ , neutron, proton, deuton, triton, 3_2He , α et fission). Cette façon de faire utilise l'hypothèse de Bohr dans laquelle on peut découpler les processus de formation du noyau composé et sa désexcitation, comme dans la formule suivante (inspirée de la formule de Breit et Wigner moyennée en énergie).

$$\sigma_{nb} = \sum_{J, \pi} \sigma_{CN}^n (E^*, J, \pi) \frac{\langle \Gamma_b (E^*, J, \pi) \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c (E^*, J, \pi) \rangle} \tag{2.5}$$

Dans cette équation, la section efficace σ_{nb} de décroissance dans la voie b (type, énergie, moment angulaire emportés) du noyau composé formé dans la voie c, 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 vers 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. On voit ici que la décroissance du noyau composé est bien un processus statistique puisque ce processus est piloté par le rapport entre la mesure de l'espace des phases associée à la voie de décroissance considérée et la mesure de l'espace des phases total disponible. Cette formulation est valable seulement aux énergies du projectile associées au domaine du continuum, c'est à dire dans un domaine où les niveaux des noyaux résiduels possibles sont décrits par des densités de niveaux et où l'espacement de ces niveaux est plus serré que leurs largeurs naturelles.

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 .

L'approximation Hauser-Feshbach [Hau52] simplifie ce calcul en considérant que le rapport des largeurs de décroissance est égal au rapport des pénétrabilités moyennes :

$$\frac{\Gamma_b(E^*, J, \pi)}{\sum_C \Gamma_C(E^*, J, \pi)} = \frac{\langle T_b^{J\pi}(E_b) \rangle}{\sum_C \langle T_C^{J\pi}(E_C) \rangle} \quad (2.6)$$

Les énergies E_b des particules émises dans la voie b et leurs moments angulaires sont bien sûr choisies 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.

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 :

$$\overline{\sigma_{cc'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J, l, l', \nu} g_J \overline{|S_{cc'}^J|^2} \quad (2.7)$$

k_c : Est le vecteur d'onde définit comme suit :

$$k_c = \sqrt{\frac{2 \mu_C E_C}{\hbar^2}} \quad (2.8)$$

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

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \quad (2.9)$$

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

$$S_{CC'}^J = i \sum_{\lambda JM} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*}}{(E-W_\lambda^J)} \quad (2.10)$$

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

$$u_{\lambda c'}^J = (\Gamma_{\lambda c'}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_{c'} \cdot a_{c'})^{1/2}}{u_{c'l}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \quad (2.11)$$

$$\bar{u}_{\lambda c}^{J*} = (\overline{\Gamma}_{\lambda c}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c \cdot a_c)^{1/2}}{u_{c'l}^{(-)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda c}^J \quad (2.12)$$

$u_{c'l}^{(+)}$ Et $u_{c'l}^{(-)}$ 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 :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{l(l+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2m_{c'} Z_b Z_B}{\hbar^2 r_{c'}} \right] u_{c'l}(k_{c'}, r_{c'}) = 0 \quad (2.13)$$

Compte tenu de la relation (2.10) on trouve :

$$\overline{|S_{CC'}^J|^2} = \frac{\pi}{D} \frac{\overline{\Gamma_{\lambda c'}^J} \cdot \overline{\Gamma_{\lambda c}^J}}{\overline{\Gamma^J}^2} 2 \overline{\Gamma_{\lambda}^J} \quad (2.14)$$

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

$$T_C^J \equiv T_{CU}^J = 2\pi \frac{\overline{\Gamma_{\lambda c}^J}}{D} \quad (2.15)$$

En substituant la relation (2.15) dans la relation (2.14), on aura :

$$\overline{|S_{CC'}^J|^2} = \frac{T_{C'}^J \cdot T_C^{J*}}{\sum_{C''} T_{C''}^J} \quad (2.16)$$

On remplace cette dernière expression de $\overline{|S_{CC'}^J|^2}$ dans l'équation (2.7), on obtient alors l'expression de la section efficace moyenne en fonction des coefficients de transmission :

$$\overline{\sigma_{CC'}} = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_{J l l' l'} g_J \frac{T_{C'}^J \cdot T_C^J}{\sum_{C''} T_{C''}^J} \quad (2.17)$$

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 :

$$\overline{\sigma_{CC'}} = \sigma_{CN}^c \int_{E_{C'}} P_{C'}(E_{C'}) dE_{C'} \quad (2.18)$$

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. Elles aussi peuvent se calculer, à partir des coefficients de transmission.

La section efficace de formation du noyau composé dépend essentiellement des coefficients de transmissions, 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 :

$$\sigma_{CN} = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_{J l l' l'} g_J \frac{T_C \cdot \sum_{C'} T_{C'}}{\sum_{C''} T_{C''}} = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_{J l l' l'} g_J \cdot T_C \quad (2.19)$$

K_C : est le vecteur d'onde dans la voie c. (défini par l'équation (2.8))

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 (2.9).

Comme $\vec{j} = \vec{l} + \vec{I}$ on a :

$$\sum_J g_J = \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_J (2J + 1) = \frac{(2I+1).(2l+1)}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \quad (2.20)$$

En tenant compte de l'identité :

$$\sum_J (2J + 1) = (2I_a + 1)(2I_A + 1) \quad (2.21)$$

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

$$\sigma_{CN}^C(E_C) = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_l (2l+1) T_{Cl}(E_C) \quad (2.22)$$

II.2.3 Modèle statistique de Weisskopf-Ewing

Historiquement, la théorie des réactions du noyau composées de Weisskopf-Ewing [Wei40] précède la théorie de Hauser-Feshbach [Hau52]. Dans certaines situations, la description de Weisskopf-Ewing rapporte des approximations meilleures que celles 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.

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:

$$\sigma_{nb}^{WE} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{\sum_{b'} F_{b'}} \quad (2.23)$$

σ_{CN}^n : est la section efficace de formation du noyau composé par la voie neutron.

F_b : est une grandeur proportionnelle à la largeur du niveau Γ_b de la particule émise.

$F_{b'}$: est une grandeur proportionnelle à la largeur du niveau $\Gamma_{b'}$ pour les autres voies d'émission.

II.2.3.1 Spectre en énergie des particules émises

Considérons un intervalle $dE_{c'}$ autour de l'énergie $E_{c'}$ de la particule b émise dans la voie c' , chaque état est caractérisé par un spin I_B et une énergie d'excitation E_B du noyau résiduel B. Si la densité de niveaux correspondant à cet état est $\omega(E_B, I_B)$, la section efficace par unité d'énergie s'écrit sous la forme [Bel91] :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{CN}^C \frac{(2I_b+1) \cdot \sigma_{CN}^{C'} \cdot k_{c'}^2 \cdot \omega_0(E_B)}{\sum_{C''} (2I_{b'}+1) \cdot \int_0^{W_{B'}} \sigma_{CN}^{C''} k_{c''}^2 \cdot \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (2.24)$$

II.3 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].

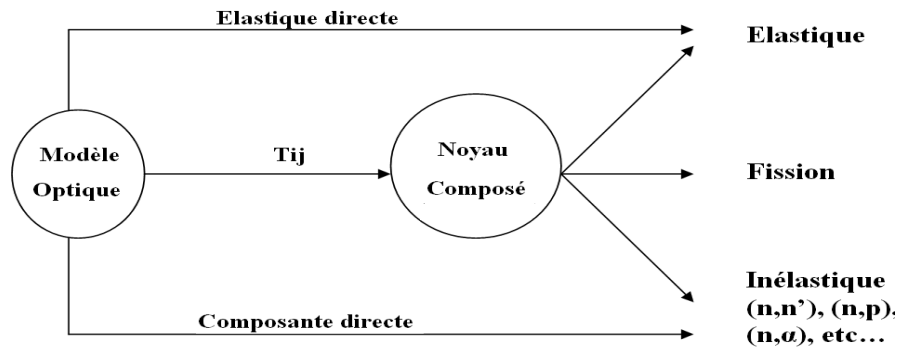


Figure 2. 2 Description du modèle optique.

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.

De plus, l'onde associée au projectile est partiellement absorbée par la partie imaginaire du potentiel optique, figurant toutes les voies non traitées explicitement.

II.3.1 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].

$$\hat{H} \psi = \sum_{i=1}^{A+1} \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 + V(\vec{r}_i) \right] \cdot \psi = E \psi \quad (2.25)$$

L'équation de Schrödinger (2.25) dans ce cas, peut se réduire à :

$$\nabla^2 \phi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(\vec{r}_i)] \phi = 0 \quad (2.26)$$

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 liée à la perte de flux dû aux voies de réactions qui n'ont pas été prises en compte explicitement et une partie réelle qui décrit la voie élastique de la réaction:

$$V(r) = U(r) + i W(r) \quad (2.27)$$

$U(r)$: est la partie réelle du potentiel $V(r)$.

W(r) : est la partie 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, 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 :

$$V(r)=U \cdot f(r) + i W \cdot g(r) \quad (2.28)$$

U : la profondeur de la partie réelle.

W : la profondeur 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 :

$$f(r) = \frac{-1}{1+ e^{(r-R)/a}} \quad (2.29)$$

$$g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (2.30)$$

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).

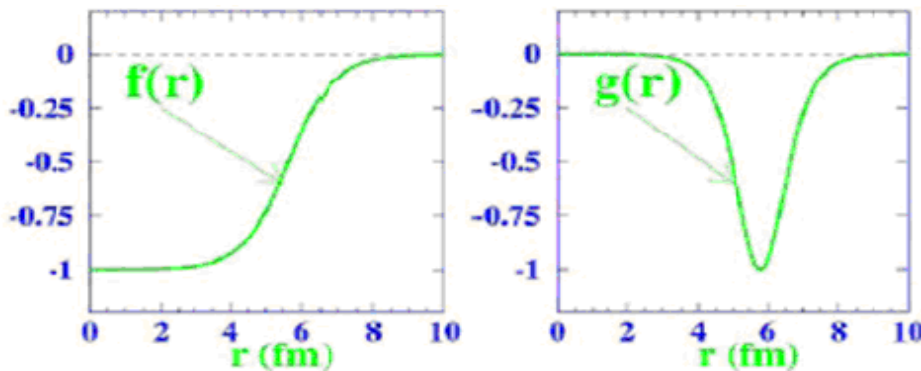


Figure 2. 3 Dépendance radiale du potentiel optique phénoménologique.

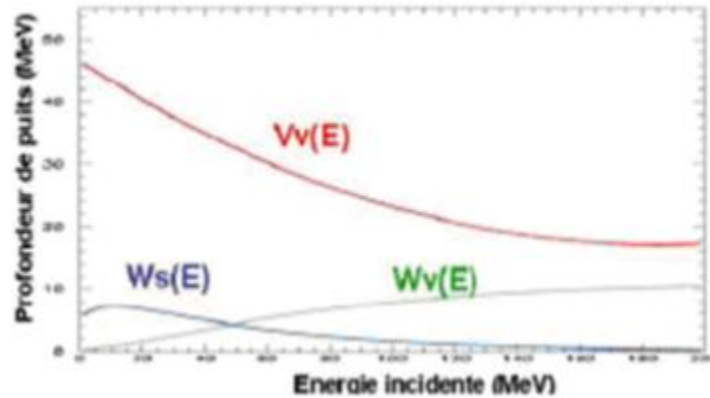


Figure 2. 4 Dépendance énergétique des profondeurs de puits du potentiel optique central.

R : représentant l'extension du potentiel qui doit être similaire au rayon du noyau.

a : Le paramètre simule la vitesse de décroissance de la fonction $f(r)$ et est par conséquent lié à la diffusivité de la surface nucléaire.

La forme du facteur de forme de la partie imaginaire $g(r)$ dépend de l'énergie incidente comme le montre la figure ci-dessus.

A basse énergie (inférieure à 10 MeV/nucléon), on ne considère que l'absorption qui est localisée à la surface nucléaire. Dans ce cas, le facteur de forme $g(r)$ est représenté par une fonction dérivée de Wood-Saxon concentrée à la surface du noyau.

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

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

$$V_{SO}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \frac{v_{SO}}{r} \frac{\partial f}{\partial r} \vec{\ell} \cdot \vec{S} \quad (2.31)$$

$\vec{\ell}$: L'opérateur du moment angulaire.

\vec{S} : L'opérateur du spin.

$\left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2$: 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_1 et une sphère uniformément chargée de charge Z_2 , de rayon R :

$$V(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 \cdot Z_2}{2R} \cdot \left(3 - \frac{r^2}{R^2}\right) & \text{avec } r \leq R \\ \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} & \text{avec } r \geq R \end{cases} \quad (2.32)$$

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

$$V(r) = V_C(r) - U \cdot f(r) + i \cdot W_V f(r) + i \cdot W_S g(r) + V_{SO}(r) \quad (2.33)$$

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

$$V = V_0 + V_1 \cdot E + V_2 \cdot E^2 + V_3 \cdot E^3 + V_4 \cdot \ln(E) + V_5 \cdot \sqrt{E} \quad (2.34)$$

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

$$r_i = r_i^0 + r_i^1 \cdot E \quad \text{Sachant que} \quad R_i = r_i \cdot A^{1/3} \quad (2.35)$$

$$a_i = a_i^0 + a_i^1 \cdot E \quad \text{Sachant que} \quad i=1, 2, 3, 4 \quad (2.36)$$

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

II.3.2 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 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 ($r < R_C$), où le potentiel coulombien est donné par :

$$V_C(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2}{2R_C} \cdot \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \quad (2.37)$$

Et la région externe ($r > R_C$) où le potentiel optique est nul :

$$V_C(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} \text{ avec } r = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (2.38)$$

Permet de déterminer la fonction éta :

$$\eta_{lj}(E) = \exp | 2i \delta_{lj}(E) | \quad (2.39)$$

$\delta_{lj}(E)$: étant le déphasage de la fonction d'onde sortante.

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

$$T_{lj}(E) = 1 - |\eta_{lj}|^2 \quad (2.40)$$

η_{lj} : Est l'élément de matrice de diffusion, relié au déphasage δ_{lj} par :

$$\eta_{lj} = \frac{(u'_{lj} F_l - u_{lj} F'_l) - i (u_{lj} G_l - u'_{lj} G'_l)}{(u_{lj} F_l - u'_{lj} F'_l) - i (u_{lj} G_l - u'_{lj} G'_l)} = \exp(2i \delta_{lj}) \quad (2.41)$$

F : la fonction de coulomb régulière dans la région externe.

G : la fonction de coulomb irrégulière dans la région externe.

u : représente la fonction d'onde dans la région interne.

u' : est la dérivée de la fonction **u**.

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

$$T_l = \frac{(l+1) T_l^{j=l+1/2} + l T_l^{j=l-1/2}}{2l+1} \quad (2.42)$$

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

$$T_l = \frac{(2l+3) T_l^{j=l+1} + (2l+1) T_l^{j=l} + (2l-1) T_l^{j=l-1}}{2l+1} \quad (2.43)$$

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

$$T_l = \frac{1}{(2S+1)(2l+1)} \sum_{j=|l-S|}^{l+S} (2j+1) T_{lj} \quad (2.44)$$

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 a basses énergies.

II.4 Densité de niveaux

La densité de niveaux joue un grand rôle dans la détermination précise de la section efficace et des spectres d'énergie des particules émises. Ainsi, les paramètres affectant les différentes expressions de la densité de niveaux sont d'une importance cruciale, et leur choix nécessite une étude paramétrique adéquate afin d'aboutir à des résultats en bon accord avec les données expérimentales.

Pour un noyau d'énergie d'excitation U et de spin J la densité de niveaux $\omega(J, U)$ est donnée par :

$$\omega(J, U) = D(J, U) \omega(U) \quad (2.45)$$

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

$$D(J, U) = \frac{2J+1}{2 \sigma^2(U)} \exp \left[\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2 \sigma^2(U)} \right] \quad (2.46)$$

$\sigma(U)$: Le spin de coupure, elle est donné par :

$$\sigma(U) = C_{SC} A^{1/2} \sqrt{a U} \quad (2.47)$$

C_{SC} : Est un paramètre libre.

La densité de niveaux $\omega(U)$ est décrite en général dans le domaine du continuum par la théorie du gaz de Fermi.

II.4.1 Modèle de Gilbert et Cameron

Le modèle de Gilbert et Cameron [Gil65] consiste à utiliser la formule de température constante pour les faibles énergies d'excitation ; soit :

$$\omega_T(U) = \frac{1}{T} \exp \left[\frac{U + \Delta - E_0}{T} \right] \quad (2.48)$$

T : est la température nucléaire.

E_0 : est un facteur de normalisation et Δ est l'énergie d'appariement.

Au-delà de E_0 , pour les énergies d'excitation élevées, le modèle de Gilbert et Cameron est basé sur la théorie du gaz de Fermi :

$$\omega_F (U) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2}\sigma(U)U(aU)^{1/5}} \quad (2.49)$$

a : est le paramètre de densité de niveaux.

II.4.2 Modèle B.S.F.G.M. (« Back-Shifted Fermi Gas Model »)

Ce modèle consiste à généraliser (back-shifted), l'utilisation de la formule du gaz de Fermi jusqu'à la région, de température constante pour les faibles énergies d'excitation, en faisant introduire la température nucléaire dans l'expression du gaz de Fermi. Dans ce cas une seule expression de la densité de niveaux est valable pour toutes les énergies d'excitation ; elle est donnée alors par [Dil73] :

$$\omega (U) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma(U')a^{1/4}} \frac{\exp(\sqrt{2aU'})}{(U'+T)^{5/4}} \quad (2.50)$$

$$\sigma^2(U') = 0,015 \cdot T \cdot A^{5/3} \quad (2.51)$$

$\sigma^2(U')$: Est le spin de coupure. La température nucléaire T est définie dans l'équation :

$$U' = aT^2 - T \quad (2.52)$$

La différence entre U et U' est due à l'énergie d'appariement Δ soient :

$$\begin{cases} U' = U - 2\Delta & \text{pour un noyau pair pair.} \\ U' = U - \Delta & \text{pour un noyau pair impair.} \\ U' = U & \text{pour un noyau impair impair.} \end{cases} \quad (2.53)$$

II.4 .3 Correction de couche d'Ignatyuk

La formule de densité de niveaux de Gilbert et Cameron et la formule BSFGM utilisent un paramètre de densité de niveaux a défini dans le cadre du modèle équidistant, et qui est constant pour toute la gamme d'énergie d'excitation. Hors, à basse énergie, l'effet de couche n'est pas le même quand l'énergie d'excitation est élevée. De ce fait, Ignatyuk [Lan75] a proposé une correction due à l'effet de couche à basse énergie, en exprimant le paramètre de densité de niveaux a en fonction de l'énergie d'excitation U. Soit :

$$a(U) = a_0 \left(1 + f(U) \frac{\delta W}{U}\right) \quad (2.54)$$

a_0 : est la valeur asymptotique de $a(U)$ à des énergies d'excitation élevées.

L'effet de couche est introduit dans l'expression de δW :

$$\delta W = M_{exp} - M_{Ldm}(Z, A, \beta) \quad (2.55)$$

M_{exp} : est la masse atomique expérimentale.

M_{Ldm} : Est la masse atomique calculée à partir du modèle de la goutte liquide pour une déformation quelconque β .

Finalement $f(U)$ est donnée par :

$$f(U) = \exp(0.05 U) \quad (U \text{ en MeV}) \quad (2.56)$$

On remarque que l'effet de couche est d'autant plus important que l'énergie d'excitation est faible, et il est négligeable à des énergies d'excitation élevées où $a(U)$ coïncide avec sa valeur asymptotique a_0 , qui peut être tiré de la tabulation de Gilbert et Cameron [Gil65] ou à partir de la formule empirique :

$$a_0 = A (\alpha + \beta A) \quad (2.57)$$

α Et β sont des paramètres libres.

II.5 Emission de pré-équilibre

Le processus de pré-équilibre est appelé ainsi, du fait que l'émission d'une particule lors d'une réaction nucléaire ait lieu avant que l'équilibre du noyau composé ne soit établi. En effet, quand un neutron heurte un noyau et avant que le processus d'équilibre ne soit atteint, et avant d'arriver à l'état final de la réaction par phénomène d'évaporation, un processus d'interaction de deux corps se déclenche, et il y a création d'une paire particule-trou qui interagissent à leurs tour (particule-particule et trou-trou) avec les autres nucléons du noyau en créant ainsi à chaque interaction une nouvelle paire particule-trou, jusqu'à l'équilibre. Durant cette série d'interactions un nucléon (proton ou neutron), une série de nucléons (nn,np, nnp,ppn..) ou une particule α peuvent être émis, et le phénomène est dit émission d'une particule de pré-équilibre.

Ce phénomène est décrit par plusieurs modèles parmi ceux basés sur le modèle exciton de Griffin [Gri66]. Le modèle exciton selon ses deux formes : la forme approximée connue sous le nom « closed form » et celle appelée « Exciton model with Master Equation », sont les plus cohérents avec les données expérimentales.

Dans ce travail nous allons développer, le modèle exciton avec « Master Equation » qui a été utilisé dans le calcul de sections efficaces de pré-équilibre. En effet, après l'interaction initiale entre la particule incidente et le noyau cible, le système nucléaire excité passe vers l'état d'équilibre, à travers une série d'interactions à deux corps (particule-particule et trou-trou) de plus en plus complexe. Durant cette série d'interactions une particule de pré-équilibre peut être émise (*Figure .2.5*). Le degré de

complexité du système nucléaire excité est déterminé par le nombre de particules p et de trous h excités ; le nombre d'états exciton n est donc la somme de p et h ($n=p+h$).

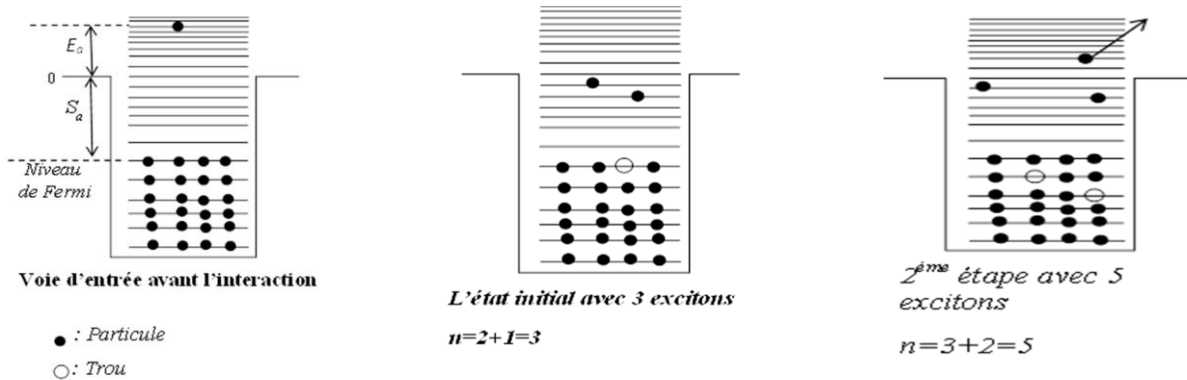


Figure 2. 5 processus de pré-équilibre décrit par le modèle exciton.

II.5.1 Formalisme

Le modèle exciton consiste à résoudre un système d'équations couplées connues sous le nom « Master Equation », qui décrit le passage vers l'état d'équilibre à travers une série d'interactions à deux corps produisant ainsi à chaque étape, une configuration plus complexe de particule-trou (à chaque interaction n est augmenté d'une valeur de 2). Le système « M.E » est donné par [You92] :

$$\frac{dP}{dt}(n, t) = \lambda^+(n-2) P(n-2, t) + \lambda^-(n+2) P(n+2, t) + [\lambda^+(n) + \lambda^-(n) W(n, E_b)] P(n, t) \quad (2.58)$$

$P(n, t)$: est la probabilité d'existence du système nucléaire dans l'état exciton n à l'instant t .

$W(n, E_b)$: est le taux d'émission de particule de pré-équilibre, b donné selon le principe de la balance détaillée pour une particule d'énergie E_b par [Cli71] :

$$W(n, E_b) = \frac{2 I_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} m_b \sigma_{CN}^b(E_b) E_b \frac{\omega(P-P_b, h, U)}{\omega(P, h, E)} Q_b(P) \quad (2.59)$$

$\omega(P - P_b, h, U)$: La densité d'états exciton du noyau résiduel évaluée à une énergie d'excitation U qui égale :

$$U = E - E_b - S_b \quad (2.60)$$

$\omega(P, h, E)$: La densité d'états exciton du noyau composé possédant une énergie d'excitation E .

Pb : est le nombre de nucléons constituant la particule émise.

σ_{CN}^b : est la section efficace de formation du noyau composé par la voie inverse.

Pour l'expression de $\omega(p, h, E)$ est donnée selon Williams [Wil71] par :

$$\omega(P, h, E) = \frac{g^n (E - A_{P,h})^{n-1}}{P! h! (n-1)!} \quad (2.61)$$

Avec :

$$g = \frac{6a}{\pi^2} \quad (2.62)$$

$$A_{P,h} = \frac{P^2 + h^2 + P - 3h}{4g} \quad (2.63)$$

$A_{P,h}$: est un facteur de restriction du nombre des états permis dû au principe d'exclusion de Pauli [Rib73].

$Q_b(P)$: Est un facteur de distinction entre un neutron et un proton.

$\lambda^+(n)$: Taux de transitions internes de voie $n \longrightarrow n + 2$.

$\lambda^-(n)$: Taux de transitions internes de voie $n \longrightarrow n - 2$.

En se basant sur la règle d'or de Fermi et sur la formule de densité d'états de William $\lambda^+(n)$ et $\lambda^-(n)$ sont données par [You92] :

$$\lambda^+(n) = \frac{2\pi}{\hbar^2} |M|^2 \frac{g^3 (E - A_{P+1,h+1})^2}{2(n+1)} \quad (2.64)$$

$$\lambda^-(n) = \frac{2\pi}{\hbar^2} |M|^2 \frac{g P h (n-2)}{2} \left[1 - \frac{n-1}{n-2} \frac{(P-1)(P-2) + (h-1)(h-2)}{8g(E - A_{P,h})} \right] \quad (2.65)$$

$|M|^2$: Est la valeur moyenne du carré de l'élément de matrice de l'interaction à deux corps entre l'état initial et l'état final. Souvent $|M|^2$ est donnée en fonction de l'énergie d'excitation E du noyau composé et de la masse A selon la relation suivante :

$$|M|^2 = K A^{-3} E^{-1} \quad (2.66)$$

K : est un paramètre libre.

Quand la configuration des états exciton est plus complexe (n élevé), il est préférable d'exprimer $|M|^2$ selon la paramétrisation de Kalbach [Kal78], qui utilise l'énergie d'excitation par exciton $e=E/n$. Dans cette paramétrisation $|M|^2$ est donné par [Kal78] :

$$|M|^2 = \begin{cases} \frac{K}{A^3} \frac{1}{\sqrt{14 \text{ MeV}^2}} & e < 2 \text{ MeV} \\ \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7 \text{ MeV}}} & 2 \leq e < 7 \text{ MeV} \\ \frac{K}{A^3 e} & 7 \leq e < 15 \text{ MeV} \\ \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{15 \text{ MeV}}{e}} & e \geq 15 \text{ MeV} \end{cases} \quad (2.67)$$

La condition initiale pour la résolution du système d'équations « M.E » est :

$$P(P, h, t = 0) = \delta_{P, P_0} \delta_{h, h_0} \quad (2.68)$$

$P_0=2$: est le nombre de particules initiales.

$h_0=1$: est le nombre de trous initiaux.

II.5.2 Expression de la section efficace de pré-équilibre

Le spectre d'énergie des particules de pré-équilibre b émises est donné par :

$$\frac{d\sigma}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \sum_{n=2}^{\bar{n}} W_b(n, E_b) \tau(n) \quad (2.69)$$

$\tau(n)$: est la durée de vie moyenne d'un état exciton définie par :

$$\tau(n) = \int_{t=0}^{t_{eq}} P(n, t) dt \quad (2.70)$$

t_{eq} : Est le temps nécessaire pour que l'équilibre du système nucléaire soit atteint.

II.6 Expression de la section efficace d'une réaction (n, b)

La section efficace totale due à la contribution des deux processus d'interaction décrits ci-dessus, a été calculée après que les sections efficaces d'évaporation et de pré-équilibre soient calculées séparément. Cependant, une normalisation est effectuée pour déduire la contribution du phénomène d'évaporation par rapport au phénomène de pré-équilibre dans la section efficace totale de la réaction (n, b), qui est dans ce cas la somme des deux contributions. Le spectre d'énergie des particules b émises par les deux processus suscités est donné par :

$$\frac{d\sigma}{dE_b} = F \left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{eq} + \left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{pre} \quad (2.71)$$

Où F est un facteur de normalisation donné par :

$$F = 1 + \frac{1}{\sigma_{CN}^n} \sum_b \left[\int \left(\frac{d\sigma}{dE_b} \right)_{pre} dE_b \right] \quad (2.72)$$

Où

$\left(\frac{d\sigma}{dE_b}\right)_{pre}$: La section efficace différentielle de pré-équilibre.

$\left(\frac{d\sigma}{dE_b}\right)_{eq}$: La section efficace différentielle d'évaporation.

II.7 Modèle FKK et Les réactions MSD et MSC

Lors des dernières années, des théories quantiques ont été développées pour décrire les processus de pré-équilibre. Différentes théories qui se distinguent essentiellement par leurs hypothèses statistiques de base, ont été proposées. La théorie la plus répandue est celle de Feshbach-Kerman-Koonin 1980. Cette théorie subdivise le processus de réaction de pré-équilibre en deux types d'émission : l'émission composée à pas multiples (multistep compound MSC) et l'émission directe à pas multiples (multistep direct MSD).

La première est importante aux basses énergies incidentes <30 MeV.

L'analyse quantique inclut une combinaison d'éléments de matrice de DWBA et une description statistique des états excités. Elle essaie de décrire les spectres d'émission intégrés sur l'angle avec une précision comparable aux calculs basés sur des modèles semi-classiques, mais avec l'avantage de permettre directement la description des distributions angulaires.

II.7.1 Principes de base

Comme dans le modèle exciton, la réaction est supposée évoluer à travers des étapes à complexité croissante (nombre exciton n augmente). Dans le cas de processus MSC tous les nucléons sont liés à chaque étape. Dans le cas de processus MSD, il y a toujours au moins une des particules qui se trouve dans le continuum c-à-d qui n'est pas liée (Figure 2.6).

Après une ou plusieurs collisions, la particule du continuum est émise dans une direction qui est toujours couplée à la direction initiale. Ces processus sont décrits formellement par les opérateurs de projection P et Q, opérant sur la fonction d'onde totale $|\varphi\rangle$ avec $P+Q=1$. Les réactions directes à pas multiples MSD sont décrites par l'état $P|\varphi\rangle$ (chaîne P) et les réactions composées à pas multiples MSC sont décrites par l'état $Q|\varphi\rangle$ (chaîne Q). Des expressions explicites pour des sections doublement différentielles sont obtenues, et des distributions angulaires de spectres en énergie sont déduites pour les deux types de réactions.

Deux hypothèses fondamentales sont faites dans la théorie FKK:

CHAPITRE II : MODELES THEORIQUES DES REACTIONS NUCLEAIRES

- Chaque interaction entre nucléons peut seulement induire des transitions de l'étape N à l'étape $N+1$, c.à.d. à chaque étape suivante de la réaction une nouvelle paire de particule-trou est formée ou annihilée.
- La phase relative de quelques éléments de matrice est supposée être aléatoire.

Cependant il y a des différences essentielles quant à l'application de cette dernière hypothèse aux différents processus MSC ou MSD.

Dans le cas de la théorie MSC, les éléments de matrices impliquant des moments angulaires totaux J différents, les parités et autres nombres quantiques pour spécifier un canal, sont supposés avoir des phases relatives aléatoires, de telle sorte qu'il n'y ait aucun terme d'interférence qui reste lorsqu'on fait la moyenne. La distribution angulaire générée par le MSC est symétrique autour de 90° dans le centre de masse. Par contre, dans le mécanisme MSD, on suppose que les seuls éléments de matrice interférant constructivement lorsqu'on fait la moyenne, sont ceux qui impliquent le même changement de moment de la particule non-liée. La mémoire de la direction initiale est ainsi conservée, et une distribution angulaire pointée vers l'hémisphère avant en résulte. La somme des sections efficaces des deux mécanismes donne la section efficace totale de production dans le pré-équilibre [Fesh80].

La description d'une réaction nucléaire à pas multiples peut être faite par le schéma suivant :

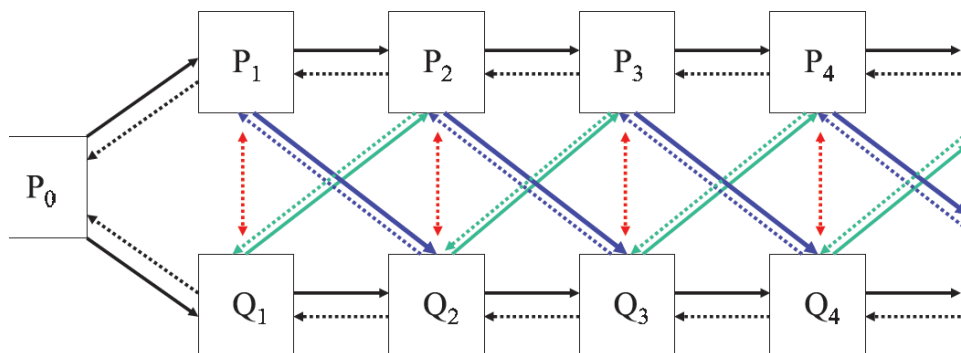


Figure 2. 6 Description de multi-step nucléaire réaction (selon le modèle de la théorie FKK).

L'émission de particules de pré-équilibre peut se faire directement à chaque étape de la chaîne P, et indirectement de la chaîne Q. L'émission de particules de la chaîne Q se fait à travers des états de la chaîne P, et cela peut se faire selon 3 manières (lignes discontinues fig. 2.6). Si on considère seulement la contribution des interactions à deux corps, ces transitions peuvent uniquement avoir lieu entre deux états voisins ($\Delta N=0,+1,-1$). Les particules énergétiques viennent des premières étapes des chaînes, et les moins énergétiques viennent d'étapes ultérieures. La fraction de réactions se réalisant par la chaîne Q ou P dépend fortement de l'énergie incidente. A basse énergie les interactions de la chaîne Q dominant, impliquant des réactions composées à pas multiples. Quand l'énergie incidente augmente, les interactions de

CHAPITRE II : MODELES THEORIQUES DES REACTIONS NUCLEAIRES

la chaîne P deviennent progressivement plus importantes, et finalement sont responsables de la section efficace concentrée aux angles de l'hémisphère avant. Les transitions entre chaînes P et Q sont faibles, et donc les sections efficaces attribuables aux chaînes P et Q peuvent être déterminées séparément, et leur somme peut être comparée à l'expérience.

Le mécanisme FKK direct à pas multiples est basé sur une extension des calculs DWBA pour décrire la création de paires particule-trou dans la région continue, et décrit les spectres de pré-équilibre MSD. Dans le formalisme FKK à une composante, aucune distinction est faite entre protons et neutrons, et la comptabilité est uniquement faite en termes de nucléons. Les sections efficaces des réactions directes à pas multiples consistent en une somme incohérente des contributions des différentes étapes N .

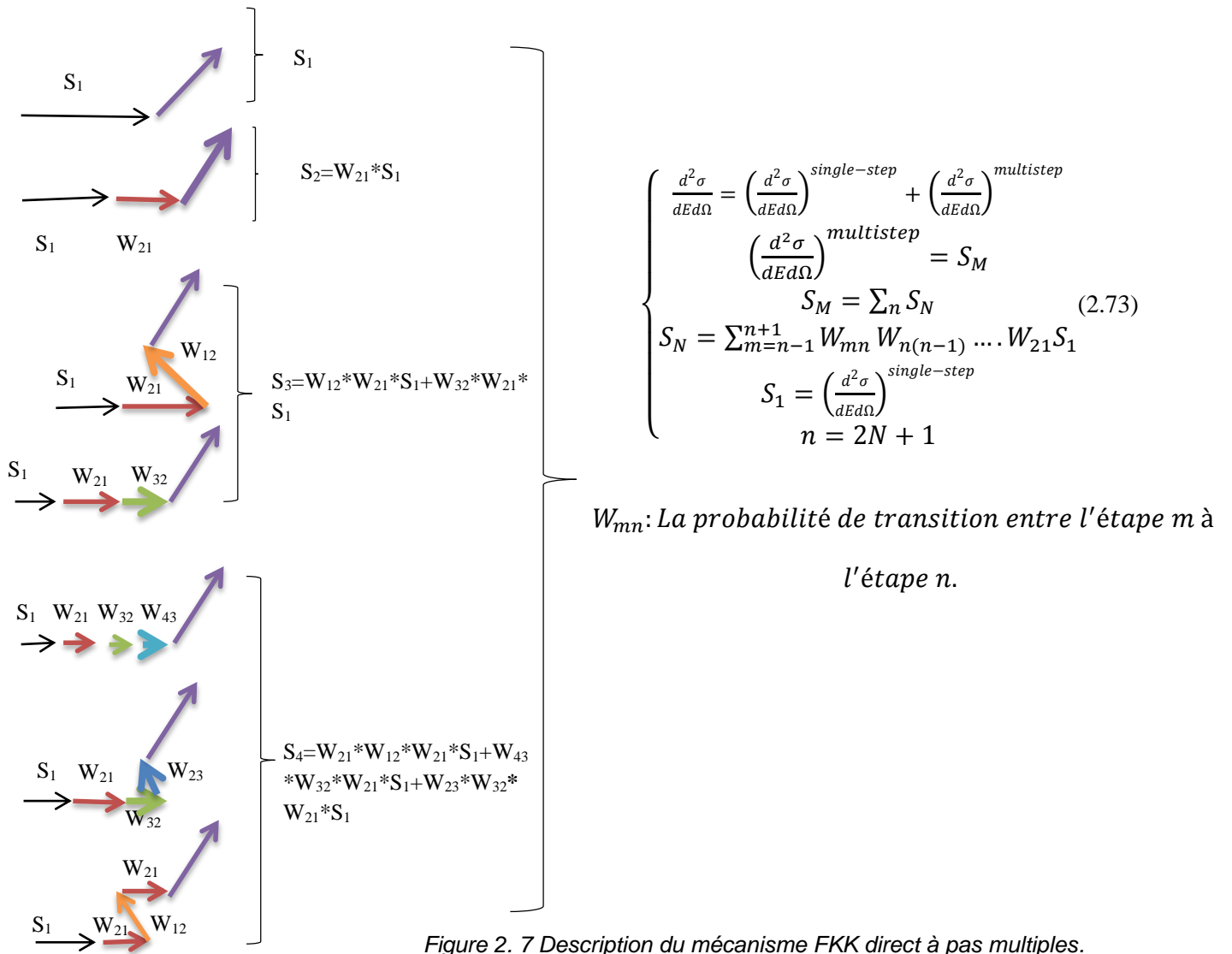


Figure 2. 7 Description du mécanisme FKK direct à pas multiples.

$$\left\{ \begin{array}{l}
 W_{nn-1} \equiv \frac{d^2 W_{nn-1}(K_n, K_{n-1})}{dU_n d\Omega_n} \\
 \frac{d^2 W_{nn-1}(K_n, K_{n-1})}{dU_n d\Omega_n} = 2\pi^2 \rho(K_n) \rho_n(U) \langle |V_{n,n-1}(K_n, K_{n-1})|^2 \rangle \\
 \rho(K_n) = \frac{mK_n}{(2\pi)^3 \hbar^3} \\
 V_{a,b}(K_i, K_f) = \int X_a^{(-)*} \langle \psi_i | V(r) | \psi_f \rangle X_b^{(+)} dr \\
 \langle |V_{i,f}(K_i, K_f)|^2 \rangle = \sum_L (2j+1) \langle |V_j(K_i, K_f)|^2 \rangle R(j) \\
 \sum_j (2j+1) R(j) = 1
 \end{array} \right. \quad (2.74)$$

Où V est l'interaction résiduelle (interaction effective à deux corps).

K_i est l'impulsion de la particule à l'étape i .

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dEd\Omega} \right)^{\text{single-step}} = \sum_j (2j+1) R_2(j) \rho_2(U) \left\langle \left(\frac{d\gamma}{d\Omega} \right)_j \right\rangle \quad (2.75)$$

$$\left\{ \begin{array}{l}
 R_n(j) = \frac{2j+1}{\sqrt{\pi n^2 \sigma^3}} \exp \left(- \frac{\left(j + \frac{1}{2} \right)^2}{n\sigma^2} \right) \\
 \rho_n(U) = \frac{g^n(U)^{n-1}}{p! h! (p+h-1)!}
 \end{array} \right. \quad (2.76)$$

Dans le cas de la théorie MSC la section efficace pour chaque étape est exprimée comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \pi\hat{\lambda}^2 \sum_J (2J+1) \left[\sum_{N=1}^r \sum_{l s \lambda \nu} C_{lsJ}^\lambda P_\lambda(\cos\theta) \sum_\nu \frac{\langle \Gamma_{NJ}^{\uparrow l s \nu}(U) \rho_J^N(U) \rangle}{\langle \Gamma_{NJ} \rangle} \right] \left[\left[\prod_{m=1}^{N-1} \frac{\langle \Gamma_{mJ}^\downarrow \rangle}{\langle \Gamma_{mJ} \rangle} \right] \right] \frac{2\pi \langle \Gamma_{IJ} \rangle}{\langle D_{IJ} \rangle} \\ \rho_J^N(E) = \rho_N(E) S_J^N = \rho_n(E) S_J^n \\ n = 2N + 1 \end{array} \right. \quad (2.77)$$

$\rho_J^N(U)$: La densité de niveaux à l'énergie d'excitation U d'un état composé de spin J.

J : Le spin de l'état composé.

r : La dernière étape de la chaîne.

C_{lsJ}^λ : Le coefficient de couplage du moment cinétique.

$\lambda=2,4,6 \dots$ assurant l'émission symétrique caractéristique de pré-équilibre processus. L'intégration sur tous les angles donne le spectre de l'énergie.

ν : identifie les trois modes de sortie correspondant à $\Delta n = 0, \pm 2$. l et s sont le moment angulaire orbital et spin de canal des particules entrantes.

$\Gamma_{NJ}^{\uparrow l s \nu}(U)$: largeur d'emmission de l'étape ν .

$T_j = \frac{2\pi \langle \Gamma_{IJ} \rangle}{\langle D_{IJ} \rangle}$: Le coefficient de transmission.

$\frac{\langle \Gamma_{NJ}^{\uparrow l s \nu}(U) \rho_J^N(U) \rangle}{\langle \Gamma_{NJ} \rangle}$: La probabilité d'émission une particule à l'étape N.

$\left[\prod_{m=1}^{N-1} \frac{\langle \Gamma_{mJ}^\downarrow \rangle}{\langle \Gamma_{mJ} \rangle} \right]$: La probabilité de non émission d'une particule avant l'étape N.

$$\left(\frac{d^2\sigma(K_f, K_i)}{dEd\Omega} \right)^{multistep} = \sum_{n=2}^{n_{\max}} \sum_{m=n-1}^{n+1} \int \frac{dK_1}{(2\pi)^3} \int \frac{dK_2}{(2\pi)^3} \dots \int \frac{dK_n}{(2\pi)^3} \times \left(\frac{d^3W_{mn}(K_f, K_n)}{dE_f d\Omega_f} \right) \times \left(\frac{d^3W_{m-1}(K_n, K_{n-1})}{dE_n d\Omega_n} \right) \times \dots \quad (2.78)$$

$$\times \left(\frac{d^3W_{21}(K_2, K_1)}{dE_2 d\Omega_2} \right) \times \left(\frac{d^2\sigma(K_1, K_i)}{dE_1 d\Omega_1} \right)^{single-step}$$

$$\frac{d\sigma_\gamma^{msc}}{dU} = \frac{\pi}{K^2} \sum_j (2J+1) \sum_{N=1}^r \sum_{l s \lambda} C_{lsJ}^\lambda P(\cos\theta) \sum_\nu \frac{\langle \rho_\mu^\gamma(U) \Gamma_{m\mu}^{\uparrow \gamma}(U) \rangle}{\Gamma_{mj}} \left[\prod_{m=1}^{N-1} \frac{\langle \Gamma_k^\downarrow \rangle}{\langle \Gamma_k \rangle} \right] T_j \quad (2.79)$$

II.8 La section efficace doublement différentielle (approximation de Kalbach)

Les modèles semi-classiques, tels que le modèle exciton ont toujours eu des problèmes pour décrire les distributions angulaires.

Une méthode phénoménologique puissante est donnée par Kalbach [Kal88]. Elle est basée sur des données expérimentales seulement, et l'idée que, en général, un processus de pré-équilibre se compose d'une partie caractérisant l'émission en avant avancée (multi-step direct) et d'une partie caractérisant l'émission isotrope (multi-step compound). La formule de Kalbach pour la section efficace doublement différentielle pour un projectile a et un éjectile b est :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_b} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{dE_b} \frac{a}{\sinh a} [\cosh(a \cos \theta) + f_{MSD} \sinh(a \cos \theta)] \quad (2.80)$$

$$a = 0.040X_1 + 1.8 \times 10^{-6}(X_1)^3 + 6.7 \times 10^{-7}M_a m_b (X_3)^4 \quad (2.81)$$

Où

a : Le paramètre de pente.

θ : L'angle dans le système de centre de masse.

$\frac{d\sigma}{dE_b}$: Section efficace différentielle d'émission à l'énergie E_b .

f_{MSD} : Facteur de pré équilibre à pas multiple.

Le troisième terme de l'Eq (2.81) a deux multiplicateurs : M_a , qui est fonction du projectile et m_b qui est fonction de la particule émise. Des trois valeurs de M_a , qui ont été attribuées, les valeurs $M_\alpha = 0$ et $M_p = 1$ reflètent simplement l'origine du troisième terme dans l'équation de a (eq 2.81). Ainsi, seul M_n est un paramètre ajustable et seules les valeurs de 0 et 1 sont considérées. De même, pour m_b , les variations par rapport à l'unité n'ont été prises en compte que pour m_n et m_α , puis uniquement dans les rapports de petits nombres entiers.

Tableau 2. 1 : Les différents paramètres obtenus par la systématique de kalbach eq (2.80) [Kal88].

Paramètres	Equation ou valeur
a	$0.040X_1 + 1.8 \times 10^{-6}(X_1)^3 + 6.7 \times 10^{-7}M_a m_b (X_3)^4$
X_1	$(E_1 e'_b / e'_a)$
X_3	$(E_3 e'_b / e'_a)$
E_1	$\min(e'_a, 130\text{MeV})$
E_3	$\min(e'_a, 41\text{MeV})$
e'_a	$E_a + S_a$
e'_b	$E_b + S_b$
M_α	0
$M_n = M_p$	1
m_n	$\frac{1}{2}$
$m_p = m_d = m_t = m_{\frac{3}{2}\text{He}}$	1
m_α	2

$$S_b = 15.68(A_C - A_B) - 28.07 \left[\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B} - 18.56 \left(A_C^{2/3} - A_B^{2/3} \right) \right] + 33.22 \left[\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C^{4/3}} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B^{4/3}} \right] - 0.717 \left[\frac{Z_C^2}{A_C^{1/3}} - \frac{Z_B^2}{A_B^{1/3}} \right] + 1.211 \left[\frac{Z_C^2}{A_C} - \frac{Z_B^2}{A_B} \right] - I_b. \quad (2.82)$$

I_b Représente l'énergie de dissociation de la particule émise donnée respectivement pour le deutéron, triton et la particule alpha comme suit :

$$\begin{aligned} I_D &= 2,225 \text{ MeV} \quad (D \equiv {}^2_1H) \\ I_T &= 8,482 \text{ MeV} \quad (T \equiv {}^3_1H) \\ I_h &= 7,718 \text{ MeV} \quad (h \equiv {}^3_2He) \\ I_\alpha &= 28,296 \text{ MeV} \quad (\alpha \equiv {}^4_2He) \end{aligned}$$

Ici, E_a et E_b sont respectivement l'énergie incidente et l'énergie sortante, S_a et S_b sont respectivement les énergies de séparation de la particule incidente et de la particule émise.

II.9 Codes de calcul

II.9.1 Code Talys 1.6

Talys est un code de calcul de réactions nucléaires écrit en collaboration entre le CEA/DAM de France et le laboratoire NRG de Petten aux Pays-Bas [Koni07]. Il permet la description de réactions nucléaires induites par différentes particules incidentes comme des neutrons, des protons, des deutons, des tritons, des ${}^3\text{He}$, des α ou encore par des rayonnements γ pour des énergies comprises entre 1 keV et 200 MeV. Ce code se base sur les formalismes décrits dans les paragraphes précédents tels que le modèle de Hauser-Feshbach. D'autres modèles de réactions nucléaires (Figure 2.8) sont aussi

inclus comme ceux décrivant les processus de pré-équilibre ou encore les mécanismes d'interaction directe.

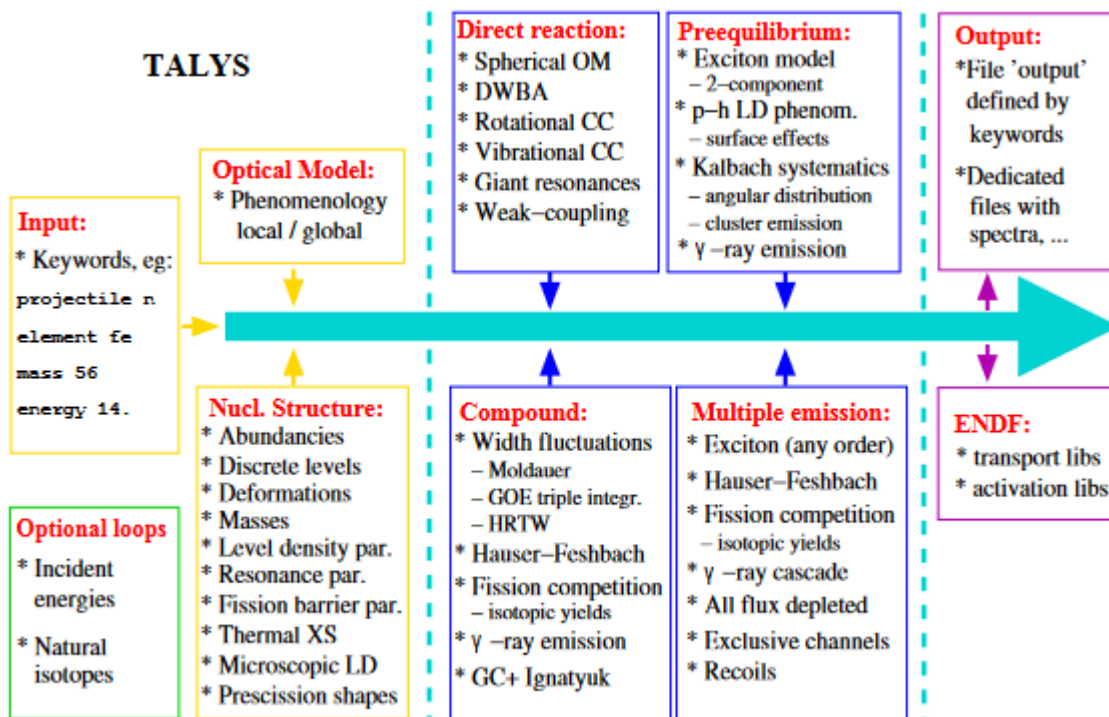


Figure 2. 9 Différents modèles nucléaires utilisés par le code Talys 1.6.

II-9.2 le code Empire 3.2

Empire [Her07] est un système modulaire de codes de réaction nucléaire, comprenant différents modèles nucléaires, conçu pour les calculs sur une large gamme d'énergies et de particules incidentes. Ce système peut être utilisé pour des investigations théoriques de réactions nucléaires ainsi que pour des travaux d'évaluation de données nucléaires. Les photons, les nucléons, les deutérons, les tritons, les α et les ions légers ou lourds peuvent être sélectionnés comme projectiles. La gamme d'énergie commence juste au-dessus de la région de résonance dans le cas d'un projectile à neutrons et s'étend jusqu'à quelques centaines de MeV pour les réactions induites par des ions lourds. Le code représente les principaux modèles de réaction nucléaire, tels que le modèle optique et DWBA (ECIS06 et OPTMAN), le modèle Multi-step Direct (ORION + TRISTAN) et multi-step compound (NVWY), le modèle excitons (PCROSS), simulation hybride de Monte Carlo (DDHMS), ainsi que le modèle de Hauser-Feshbach incluant les fluctuations de largeur de niveaux et le modèle optique pour la fission. La section efficace de la fusion des ions lourds peut être calculée

dans l'approche des canaux couplés simplifiés (CCFUS). Une bibliothèque complète de paramètres d'entrée basée sur la bibliothèque RIPL-3 couvre les masses nucléaires, les paramètres de modèle optique, les déformations de l'état fondamental, les niveaux discrets et les schémas de décroissance, les densités de niveaux, les barrières de fission et les fonctions fortes (strength functions) des rayons gamma. Les effets de la déformation dynamique d'un noyau à rotation rapide peuvent être pris en compte dans les calculs (BARFIT, MOMFIT).

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

III .1 Etudes systématiques des réactions produisant des particules chargées

III .1.1 INTRODUCTION

L'étude des sections efficaces des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides et produisant des particules chargées joue un rôle primordial en technologie des réacteurs de fusion et des réacteurs hybrides des systèmes ADS (Accelerator Driven System). En effet cette étude est d'une importance particulière dans le calcul du taux de transmutation nucléaire dans les matériaux, et en évaluation préalable de la quantité de chaleur nucléaire et du taux d'endommagement dû aux radiations et à la formation de gaz dans la structure du réacteur.

Une étude purement théorique des fonctions d'excitation effectuée sur la base des modèles théoriques nécessite une bibliothèque de données très détaillée des paramètres caractéristiques de la réaction à étudier et en particulier l'introduction de la structure nucléaire de tous les noyaux intervenant dans le mécanisme de la réaction en plus des paramètres de la densité de niveaux et du modèle optique.

Cependant, un calcul alternatif plus rapide et plus souple basé sur les études systématiques élaborées sur la base des données expérimentales et des modèles théoriques simples s'avère plus utile et permet une détermination plus rapide des sections efficaces, qui peuvent être extrapolées à des cas pour lesquels les mesures sont quasiment impossibles.

Dans la gamme d'énergie des neutrons produits lors des réactions de fusion, de fission ou de spallation, le modèle d'évaporation (équilibre) et le modèle d'exciton (pré-équilibre) sont largement suffisants pour l'aboutissement à des nouvelles formules semi-empiriques des sections efficaces intégrées des réactions de type (n,b) , produisant des particules chargées. Les études systématiques conduisent à une détermination, assez rapide des sections efficaces par une simple connaissance du noyau cible.

Dans cet objectif, nous développons dans ce chapitre une analyse des données expérimentales, disponibles dans la bibliothèque EXFOR appartenant à NDS (AIEA),

basée sur le modèle statistique d'équilibre et le modèle exciton de pré-équilibre. La description de l'énergie de réaction Q_{nb} par le modèle de la gouttelette de Myers et Swiatecki [Mye66], montre que les sections efficaces intégrées dépendent des termes décrivant les effets d'asymétrie, de l'asymétrie de surface, de l'énergie coulombienne, et de l'énergie de diffusivité coulombienne. Le comportement de la section efficace intégrée sera alors analysé en fonction des termes, décrivant ces effets.

Nous avons développé des études systématiques des fonctions d'excitations des réactions (n, α) , (n, p) à l'énergie des neutrons incidents $12 \leq E_n \leq 20$ MeV pour une gamme de noyaux de nombre de masse compris entre 30 et 128. Les études systématiques des fonctions d'excitation étudiées ont été calculées et comparées aux données expérimentales tirées de la bibliothèque d'EXFOR et comparées aux résultats de calcul des Codes Empire 3.2 et Talys 1.6.

III.1.2 Formalisme du processus d'équilibre

Considérons la réaction $A(n, b)B$ caractérisée par la voie d'entrée, $c=A+n$ et la voie de sortie, $c'=B+b$. Les différentes définitions des symboles dans ce chapitre sont données comme suit :

E_n : Énergie cinétique des neutrons incidents.

S_n : Énergie de séparation du neutron.

$E_{CN} = E_n + S_n$: Énergie d'excitation du noyau composé.

S_b : Énergie de séparation de la particule émise b .

E_b : Énergie cinétique de la particule émise b .

$U = E_{CN} - E_b - S_b$: Énergie d'excitation du noyau résiduel B .

σ_{nb}^{eq} : Section efficace totale du processus statistique d'évaporation ($eq \equiv$ équilibre).

σ_{nb}^{pre} : Section efficace totale du processus de pré-équilibre ($pre \equiv$ pré-équilibre).

Cette étude est basée sur les processus d'équilibre et de pré-équilibre.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans le modèle d'évaporation d'équilibre, la section efficace de réaction ayant pour canal incident a et pour canal

de sortie b peut être écrite comme [Kik68] :

$$\sigma_{nb}^{eq} = \sigma_{CN}^a \frac{F_b}{\sum F_b} \quad (3.1)$$

σ_{CN}^a est la section efficace de formation du noyau composé selon la voie a .
 F_b est exprimée comme :

$$F_b = \frac{2\mu_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \int_0^{E-S_b} \sigma_{inv}^b E_b \rho(U) dE_b \quad (3.2)$$

Où U , E , E_b , μ_b , I_b et S_b sont respectivement l'énergie d'excitation du noyau résiduel, l'énergie d'excitation du noyau composé et l'énergie, la masse réduite, le spin et l'énergie de séparation de la particule émise.

En utilisant la section efficace inverse pour les neutrons σ_{cn}^n donnée par [Dost59] :

$$\sigma_{cn}^n = \sigma_{geo} \alpha \left(1 + \frac{B}{E_n} \right) \quad (3.3)$$

$$\alpha = 0,76 + 2,2 * A^{-\frac{1}{3}} \quad (3.4)$$

$$B = \left(2,12 * A^{-\frac{2}{3}} - 0,05 \right) / \alpha \quad (3.5)$$

Et pour les particules chargées la section efficace inverse donnée par [Gad92] :

$$\begin{cases} \sigma_{inv}^b = \sigma_{geo} \left(1 - \frac{V_b}{E_b} \right) \text{ for } E_b > V_b \\ 0 \text{ for } E_b < V_b \end{cases} \quad (3.6)$$

La section efficace peut être déduite après intégration sur l'énergie des particules émises [Bel98, Bel99, Bel03] σ_{eq} comme suit :

$$\sigma_{eq} = \sigma_{cn}^n \frac{T}{\alpha(T+B)} \frac{2I_b+1}{2I_n+1} \exp\left(\frac{Q_{nb}-V_b}{T}\right) \quad (3.7)$$

La section efficace géométrique est représentée par :

$$\sigma_{geo} = \pi R^2 \quad (3.8)$$

Lorsque la surface nucléaire est supposée être une sphère avec rayon R donnée par :

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} \text{ et } r_0 = 1.5 \text{ fm} \quad (3.9)$$

III.1.3 Formalisme du processus de pré-équilibre

La section efficace dans les processus de pré-équilibre donnée par :

$$\sigma_{pre} = \int_0^{E-S_b} \frac{d\sigma_{pre}}{dE_b} dE_b \quad (3.10)$$

Où $\frac{d\sigma_{pre}}{dE_b}$ est la section efficace différentielle donnée dans le modèle exciton par [Cli71]:

$$\frac{d\sigma_{pre}}{dE_b} = \sigma_{cn}^n \frac{(2I_b+1)m_b E_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \sum_{n=3} \frac{\omega(n-1, U)}{\omega(n, E)} \tau_n \quad (3.11)$$

Où $\omega(n, E)$ est la densité d'état d'excitation, g est le paramètre de densité de niveau et τ_n représente le temps moyen pendant lequel le système reste dans l'état exciton n

ω est donnée par [Bo"70]:

$$\omega(n, E) = \frac{g^n E^{n-1}}{p!h!(p+h-1)!} \quad (3.12)$$

où p et h sont le nombre de particules excitées et le nombre de trous excités dans un état à n excitons respectivement, ils sont liés par : $n = p + h$.

Avec la substitution de $\omega(n, E)$ donnée par l'équation (3.12) dans l'équation (3.11), on obtient l'expression suivante du spectre d'énergie des particules émises pour la composante de pré-équilibre :

$$\frac{d\sigma_{pre}}{dE_b} = \sigma_{cn}^n \frac{(2I_b+1)\sigma_{inv}^b m_b E_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \sum_{n=3} \left(\frac{U}{E}\right) p(n-1)^{n-2} \tau_n \quad (3.13)$$

Où la somme est prise sur le nombre d'excitons n .

La contribution majeure aux sections efficace de pré-équilibre est essentiellement due au nombre d'excitons $n = 3$.

En utilisant la section efficace inverse $\sigma_{inv}^b = \sigma_{geo} \left(1 - \frac{V_b}{E_b}\right)$, l'intégration de l'expression (3.13) sur l'énergie des particules émises permet d'obtenir la section efficace de pré-équilibre selon la forme intégrale suivante :

$$\sigma_{pre} = \sigma_{cn}^n \int_{V_b}^{E_n+Q_{nb}} \frac{(2I_b+1)m_b E_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \pi R^2 \left(1 - \frac{V_b}{E_b}\right) \left(\frac{E_n+Q_{nb}-E_b}{E}\right) 4\tau_3 \quad (3.14)$$

Où l'énergie d'excitation du noyau composé est donnée par :

$$E = E_n + S_n \quad (3.15)$$

E_n : L'énergie cinétique des neutrons,

S_n : l'énergie de séparation des neutrons,

L'intégration mène à :

$$\sigma_{pre} = \frac{(2I_b+1)m_b \pi R^2 (E_n+Q_{nb}-V_b)^3}{\pi^2 \hbar^3 g (E_n+S_n)^2} 4\tau_3 \quad (3.16)$$

La section efficace en raison de l'émission d'équilibre Eq (3.7) et de pré-équilibre Eq(3.16) peut être donnée maintenant comme suit:

$$\sigma_{nb} = \sigma_{cn}^n \left[\frac{T}{\alpha(T+B)} \beta_1 \exp\left(\frac{Q_{nb}-V_b}{T}\right) + \frac{\beta_2 (E_n+Q_{nb}-V_b)^3}{(E_n+S_n)^2} \right] \quad (3.17)$$

La température nucléaire peut être évaluée par une relation simple entre le paramètre de densité de niveau nucléaire et le numéro de masse atomique comme suit [Bro06]:

$$T = C \sqrt{E_n/A} \quad (3.18)$$

où C est une constant .

En utilisant l'éq. (3.18) on peut obtenir l'expression approximative suivante :

$$\sigma_{nb} = \sigma_{cn}^n \left[\frac{C \sqrt{E_n/A}}{\alpha(C \sqrt{E_n/A} + B)} \beta_1 \exp\left(\frac{Q_{nb}-V_b}{C \sqrt{E_n/A}}\right) + \frac{\beta_2 (E_n+Q_{nb}-V_b)^3}{(E_n+S_n)^2} \right] \quad (3.19)$$

III .2.Etudes systématiques des réactions (n, α)

Pour obtenir une formule semi empirique de la section efficace des réactions (n, α) nous nous sommes basés sur la formule (3.19) et en remplaçant Q_{nb} par $Q_{n\alpha}$.

Selon le modèle de gouttelette de Myers et Swiatecki [Mye66,Bel99], $Q_{n\alpha}$ peut être exprimée comme :

$$Q_{n\alpha} = d_1 S_1 + d_2 S_2 + d_3 S_3 + d_4 B_1 + d_5 B_2 + d_6 B_3 \quad (3.20)$$

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

$S_1 = (N - Z + 0.5)/A$, le terme d'asymétrie.

$S_2 = (N - Z + 0.5)/A^3$, le terme d'asymétrie de surface.

$S_4 = [(N - Z)^4 - (N - Z + 1)^4]/A^3$, le terme d'anharmonicité d'asymétrie.

$B_1 = (Z - 1)/A^{\frac{1}{3}}$, terme coulombien.

$B_2 = (Z - 1)/A$, terme de diffusivité coulombienne.

$B_3 = (Z - 1)A^{\frac{1}{3}}$ terme de redistribution coulombienne de volume.

Avant d'aboutir à une expression finale de la section efficace $\sigma_{n\alpha}$ nous avons vérifié le comportement de ces termes en fonction du rapport $\sigma_{n\alpha}/\sigma_R$ où les valeurs expérimentales de $\sigma_{n\alpha}$ ont été prises à partir des données EXFOR [EXF] et qui sont présentées dans le tableau 3.1. Les valeurs de σ_R ont été calculées avec l'équation. (3.3).

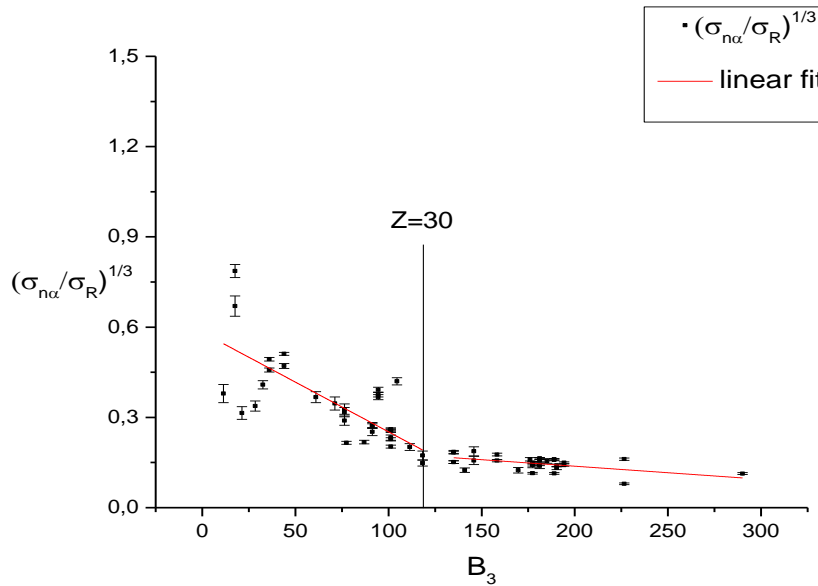


Figure 3. 1 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha}/\sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12,16 18 et 20 MeV montrant la dépendance linéaire de pré-équilibre de sur le Terme de redistribution coulombienne de volume obtenu à partir des tableaux 3.1 et Eq. (3.3).

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

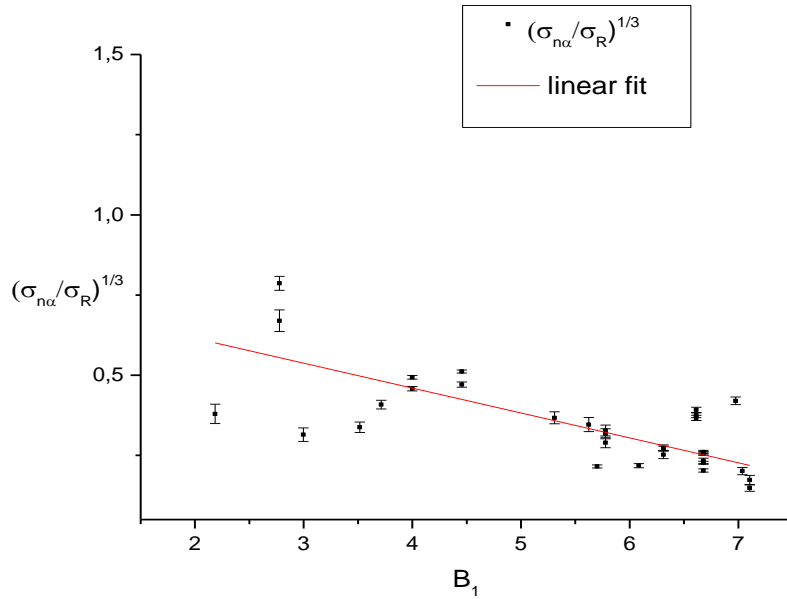


Figure 3. 2 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12,16 et 18 MeV montrant la dépendance cubique de pré-équilibre sur le terme coulombien obtenu à partir du tableau 3.1 et Eq. (3.3.) pour $Z \leq 30$.

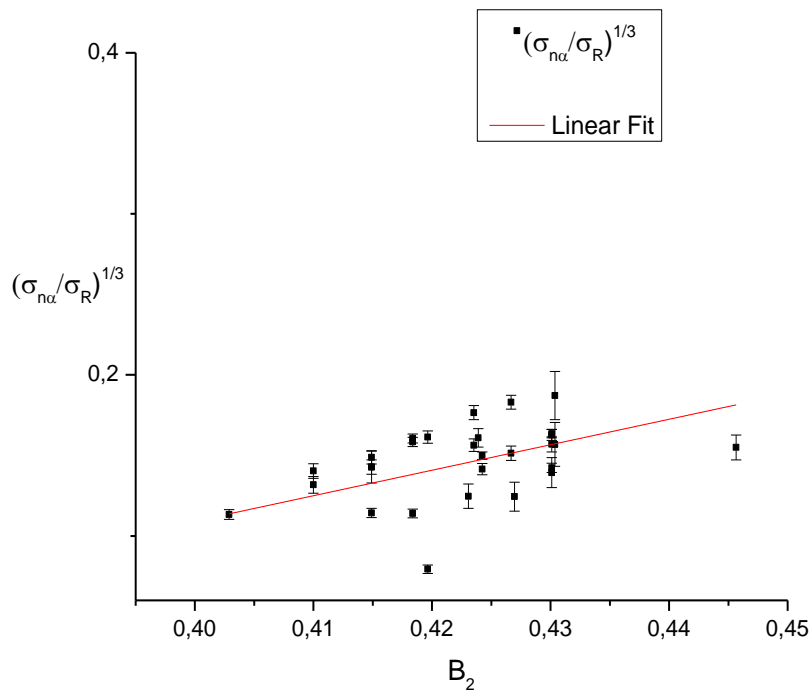


Figure 3. 3 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12,16 ,18 et 20 MeV montrant la dépendance cubique de pré-équilibre sur le terme de diffusivité coulombienne obtenu à partir du tableau3.1 et Eq. (3.3).pour $Z > 30$.

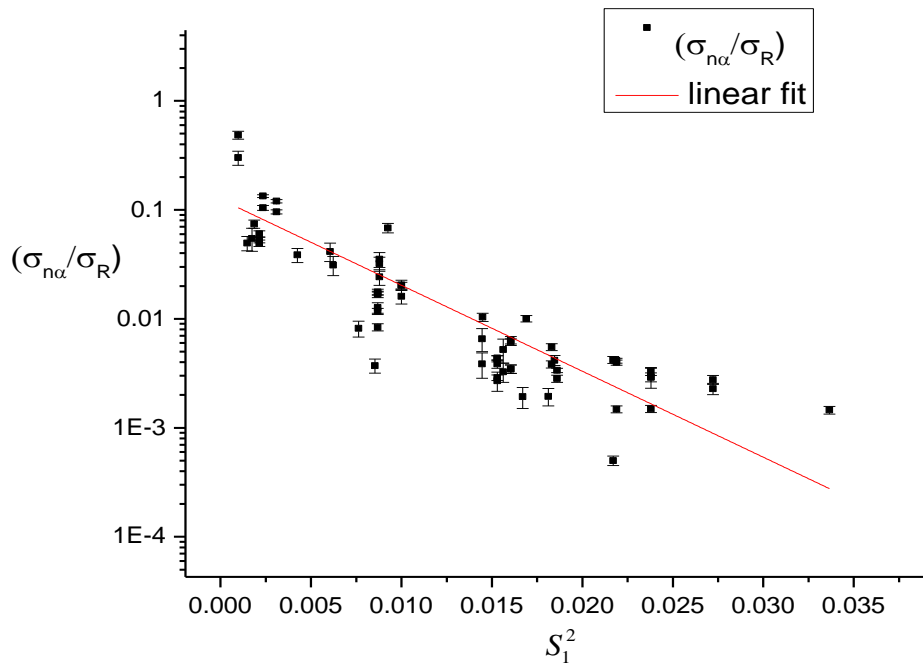


Figure 3. 4 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)$ pour les neutrons de 12,16 , 18 et 20 MeV montrant la dépendance linéaire de $\log(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)$ avec le terme quadratique d'asymétrie obtenu à partir du tableau 3.1 et Eq. (3.3).

La figure 3.1 montre deux tendances du comportement de $(\sigma_{n\alpha}/\sigma_R)^{1/3}$ selon que $Z \leq 30$ ou $Z > 30$. En effet, une dépendance linéaire de $\log(\sigma_{n\alpha}/\sigma_R)^{1/3}$ de pente négative, plus grande pour $Z \leq 30$ que pour $Z > 30$. Par conséquent, on exprime la section efficace par deux expressions une valable pour les noyaux avec $Z \leq 30$ et une pour $Z > 30$. L'analyse graphique et l'analyse d'ajustement permet de retenir les termes pertinents auxquels la section efficace présente une corrélation assez importante.

Sur la base de l'analyse ci-dessus et pour la gamme de noyaux $Z > 30$ on retient la dépendance linéaire de $Q_{n\alpha}$ au terme quadratique d'asymétrie dans le premier membre de l'équation (3.21) (b) décrivant la contribution du processus d'équilibre (Fig.3. 4).

Pour le deuxième membre de l'équation (3.21) (b) qui décrit la composante du pré-équilibre, on exprime la dépendance de $Q_{n\alpha}$ en terme de diffusivité coulombienne B_2 et en terme de redistribution coulombienne de volume B_3 . (Fig 3. 2) .

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Pour $Z > 30$, nous pouvons remplacer la dépendance de $Q_{n\alpha}$ par le terme de diffusivité coulombienne (**Fig 3. 1**) et le terme coulombien de volume (**Fig 3. 3**). Nous pouvons remplacer la dépendance de l'énergie de séparation neutronique S_n par le terme d'asymétrie et en négligeant le terme Vb devant $Q_{n\alpha}$.

Pour les noyaux cibles avec $Z \geq 30$, les paramètres d'ajustement résultants montrent une contribution significative de la composante d'évaporation, alors que pour $Z \leq 30$, cette contribution est presque nulle et la particule émise avant l'évaporation (processus de pré-équilibre) peut se produire avec une probabilité plus élevée que les particules émises par évaporation. En conséquence, le mécanisme d'évaporation est négligé pour les noyaux cibles avec $Z \leq 30$. On peut alors exprimer selon l'étude systématique réalisée la section efficace par une formule semi-empirique dépendant de l'énergie des neutrons incidents E_n qui peut jusqu'à maintenant reproduire les données expérimentales aux énergies des neutrons de 12, 16, 18 et 20 MeV, soit :

$$\sigma_{n\alpha} = \sigma_{n\alpha}^{eq} + \sigma_{n\alpha}^{pre} = \begin{cases} \sigma_{n\alpha}^{pre}, Z \leq 30 & (a) \\ \sigma_{n\alpha}^{eq} + \sigma_{n\alpha}^{pre}, Z > 30 & (b) \end{cases} \quad (3.21)$$

Où :

	$Z \leq 30$	$Z > 30$
$\sigma_{n\alpha}^{eq}$	Négligeable devant $\sigma_{n\alpha}^{pre}$	$\sigma_R A^{-\frac{1}{3}} \frac{C_5 * \sqrt{\frac{E_n}{A}}}{\left(\sqrt{\frac{E_n}{A}} + 1\right)} \exp\left(\frac{C_6 * S_1^2}{\sqrt{\frac{E_n}{A}}}\right)$
$\sigma_{n\alpha}^{pre}$	$\sigma_R A^{-\frac{1}{3}} \left[\frac{C_1}{(C_2 * S_1 + E_n)^2} * (C_3 B_1 + C_4 B_3)^3 \right]$	$\sigma_R A^{-\frac{1}{3}} \left[\frac{c_7}{(C_8 S_1 + E_n)^2} * (C_9 B_2 + C_{10} B_3)^3 \right]$

$$\sigma_R = \pi r_0^2 A^{\frac{1}{3}} * ((0,76 + 2,2 * A^{-\frac{1}{3}}) + (2,12 * A^{-\frac{2}{3}} - 0,05)/E_n) \quad , \pi r_0^2 = 70.65mb \quad (3. 22)$$

C_i ($i = 1, \dots, 10$) sont des paramètres libres qui peuvent être obtenus en utilisant l'ajustement des données expérimentales $\sigma_{n\alpha}$ à 12,16 ,18 et 20 MeV.

III.2.1 Ajustement des paramètres

Les valeurs expérimentales de $\sigma_{n\alpha}$ Tableau (3.1), ont été ajustées par l'équation (3.21), en utilisant la méthode des moindres carrés. Cela nous a permis de déterminer les différents paramètres de cette expression.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

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

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta\sigma_i^{exp}} \right)^2}{N-M} \quad (3.23)$$

Où σ_i^{exp} , σ_i^{cal} et $\Delta\sigma_i^{exp}$ sont respectivement les sections efficaces expérimentales et celles calculées par Eq. (3.21) et l'incertitude sur les mesures expérimentales.

Où N et M représentent respectivement le nombre de données et le nombre de paramètres d'ajustement. Les résultats obtenus après ajustement des données expérimentales correspondant à une valeur minimale de χ^2 dans l'expression (3.21) sont représentés dans le tableau 3.1.

Tableau 3. 1 Comparaison entre les données expérimentales et les données calculées.

Energie de Neutron	Z	A	σ_i^{exp}	σ_i^{cal}	$\Delta\sigma_i^{exp}$	$\left(\frac{ \sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal} }{\sigma_i^{exp}} \right)$	$\left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta\sigma_i^{exp}} \right)^2$	Ref
12	13	27	115.2	114.0202	4.07	0.01024	0.08403	[Man07]
12	15	31	137.5	139.7782 9	4	0.01657	0.32441	[Str78]
12	21	45	51.5	73.205	9.8	0.42146	4.90532	[Bos94]
12	25	55	22.1	33.99221	3.3	0.53811	12.98666	[Bos94]
12	26	54	67.48	87.80419	4.5	0.30119	20.39865	[Man07]
12	27	59	24.43	28.90928	0.76	0.18335	34.73675	[Man07]
12	28	58	104.9	72.91004	9	0.30496	12.63404	[Fes99]
12	33	75	5.6	6.4773	0.5	0.15666	3.07861	[Bay61]
12	34	78	3.2	5.76912	0.58	0.80285	19.62059	[Bir94]
12	39	89	3.41	5.4204	0.74	0.58956	7.38076	[Klo97]
12	40	94	2.72	3.96491	0.2	0.45769	38.745	[Rai91]
12	41	93	4.9	5.54674	0.98	0.13199	0.43552	[Tew60]
12	42	98	2.76	4.14535	0.2	0.50194	47.97986	[Sem14]
16	12	26	64	42.89258	6.4	0.3298	10.87703	[Bor67]

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

16	13	27	91.8	79.54158	4	0.13353	9.3918	[LuH89]
16	15	31	107.07	95.76161	5.46	0.10562	4.28959	[Fes00]
16	22	48	45	38.94291	7	0.1346	0.74874	[Qai92]
16	24	54	14.1	21.04151	1.2	0.49231	33.46146	[Fes98]
16	25	55	28	25.79236	3	0.07884	0.54152	[Gab62]
16	26	54	82	59.86051	5.2	0.26999	18.12711	[LuH89]
16	27	59	25.1	21.71768	1.6	0.09131	1.86035	[Zup80]
16	27	59	23.9	21.71768	1.6	0.13475	4.46877	[Zup80]
16	30	68	8	6.05746	2	0.24282	0.94336	[Mar90]
16	33	75	9.9	7.54121	0.7	0.23826	11.35493	[Zup80]
16	35	79	10.9	7.61153	2.61	0.30169	1.5802	[Bor63]
16	37	85	6.6	6.36213	0.5	0.03604	0.22633	[Aug76]
16	40	94	5.3	4.96278	1.1	0.06363	0.09398	[Mar90]
16	41	93	6.99	6.63661	0.62	0.05056	0.32488	[Fes98]
18	22	48	41	34.24122	6	0.16485	1.26892	[Qai92]
18	25	55	27.8	22.76563	2	0.18109	6.33622	[Bor65]
18	26	54	71.9	50.65061	4.2	0.29554	25.59731	[LuH89]
18	27	59	18	19.09105	2	0.14318	4.7249	[Gho80]
18	27	59	16.7	19.09105	1.1	0.06061	0.2976	[Lis65]
18	30	68	5	5.41772	1	0.08354	0.17449	[Mar90]
18	33	75	10.3	8.00264	0.8	0.22304	8.24664	[Bor67]
18	35	79	6.4	8.07888	1.66	0.26233	1.01796	[Bor63]
18	40	94	6	5.40843	0.5	0.0986	1.39984	[Bay61]
18	41	93	7.8	7.11289	0.5	0.08809	1.8885	[Bay61]
18	42	92	6.7	8.85377	1	0.32146	4.63872	[Rei05]
18	42	98	7.7	5.61024	0.4	0.2714	27.29446	[Lis90]

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

18	42	100	4.3	4.66727	0.5	0.08541	0.53953	[Lis90]
18	43	99	6.3	6.20722	0.3	0.01473	0.09565	[Rei09]
20	9	19	25	29.92166	5	0.19687	0.96891	[Pic65]
20	11	23	34	44.82322	5	0.31833	4.68568	[Pic65]
20	19	39	57	80.08776	8.55	0.40505	7.29175	[Bor62]
20	22	48	31	30.34372	5	0.02117	0.01723	[Qai92]
20	27	59	11.9	16.91429	0.9	0.42137	31.04091	[San64]
20	29	63	12.02	13.08116	2	0.08828	0.28152	[Sem04]
20	33	75	5.6	8.42745	0.5	0.5049	31.97786	[Bay61]
20	37	85	9.5	7.26358	0.7	0.23541	10.20733	[Bor67]
20	40	94	5.3	5.82481	0.5	0.09902	1.10171	[Bay61]
20	40	92	7.5	6.9099	0.8	0.07868	0.54409	[Bay61]
20	41	93	7.2	7.55308	0.38	0.04904	0.86336	[Bay61]
20	42	98	7.4	6.03127	0.4	0.18496	11.70892	[Lis90]
20	42	100	5.2	5.06513	0.5	0.02594	0.07275	[Rei05]
20	43	99	5.3	6.63853	0.4	0.25255	11.19787	[Rei09]
20	48	112	8.4	5.67397	0.6	0.32453	20.64239	[Bay61]
20	57	139	3.27	2.80683	0.26	0.14164	3.17352	[Woe88]
χ^2	10.85							

Tableau 3. 2 paramètres C_i (Eq3.21) résultant de l'ajustement aux sections efficaces expérimentales (n, α) énumérées dans le tableau3.1.

C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8	C_9	C_{10}
9.124	151.835	1.1654	-0.059	0.0935	-13.778	70.545	553.528	3.389	-0.0068

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

La différence moyenne relative entre les sections efficaces expérimentales (n,α) et celles calculées dans le cadre de notre étude du table 3.2 est 21.97 % lorsque l'on ne considère pas les barres d'erreur.

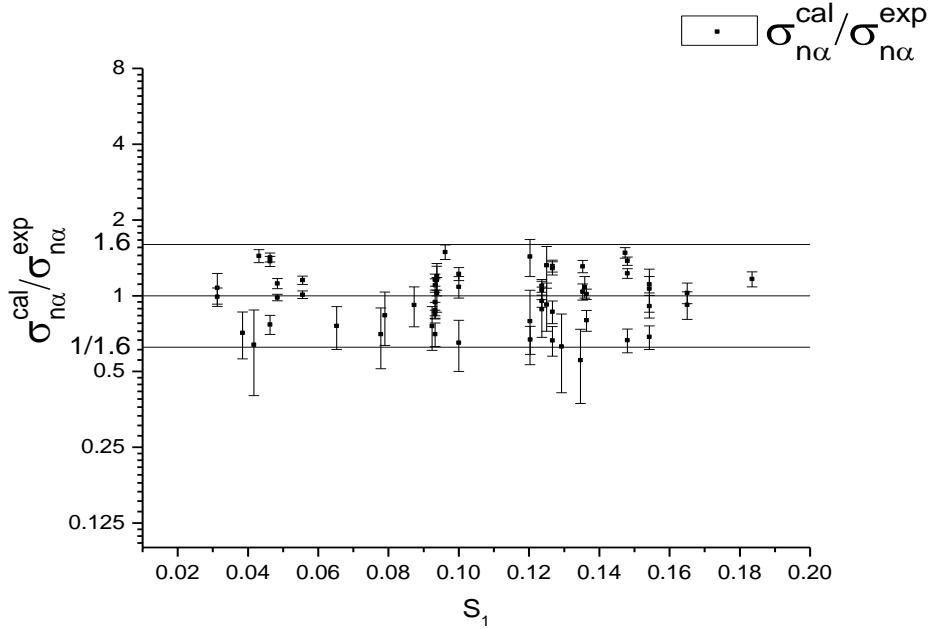


Figure 3. 5 Rapport des sections efficaces calculées avec l'équation (3.21) aux sections efficaces expérimentales .

III.3 Etudes systématiques des fonctions d'excitation (n,α) pour les noyaux $30 < A < 128$

Pour développer un modèle phénoménologique basé sur une formulation semi-empirique pour le calcul des fonctions d'excitation à toute énergie entre 12 et 20 MeV, nous avons introduit un facteur de normalisation $F(Z, E)$ dans l'expression de l'éq (3.21) comme suit:

$$\sigma_{n\alpha}^{Nor}(En) = F(Z, En) * \sigma_{n\alpha}(En) \quad (3.24)$$

La détermination de $F(Z, E)$ est procédée comme suit :

- a) On détermine le rapport de la section efficace expérimentale sur la section efficace calculée par l'éq.(3.21) pour plusieurs énergies incidentes ($E_n = 12; 16; 18$ et 20 MeV) et pour plusieurs noyaux cibles ($27 \leq Z \leq 48$; ^{59}Co , ^{75}As , ^{93}Nb , ^{94}Zr , ^{99}Tc , ^{95}Mo , ^{31}P , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{127}I et ^{112}Cd).
- b) On effectue un ajustement du rapport $\frac{\sigma_{n\alpha}^{exp}}{\sigma_{n\alpha}(En)}$ par une surface donnée par l'expression suivante afin de déterminer les paramètres d'ajustement P_i ($i=1,2 ; \dots,6$) (Fig. 3.6) :

$$F(Z, E) = (P_1 + P_2E + P_3E^2) * (P_4 + P_5Z + P_6Z^2) \quad (3.25)$$

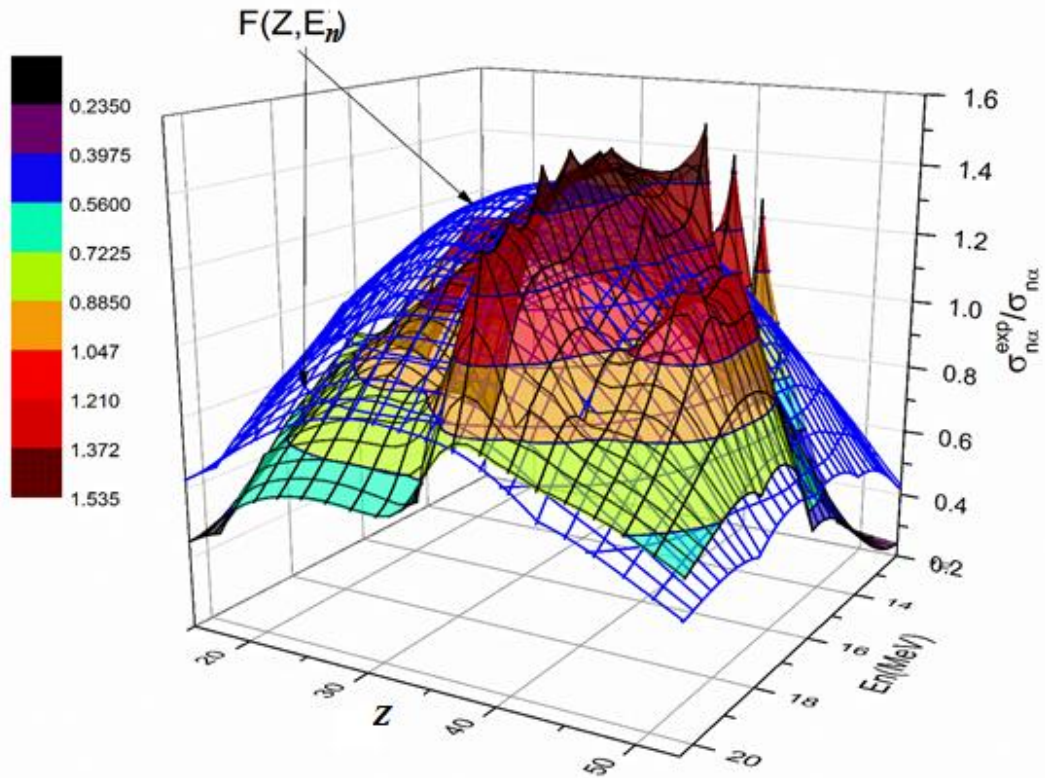


Figure 3. 6 Ajustement du rapport ($\sigma_{na}(\text{expérimentale})/\sigma_{na}(\text{calculé})$) par la surface $F(Z, E_n)$ (eq 3.25).

L'ajustement par la méthode des moindres carrés a permis l'obtention, des paramètres P_i mentionnés dans le tableau suivant (Tableau 3.3).

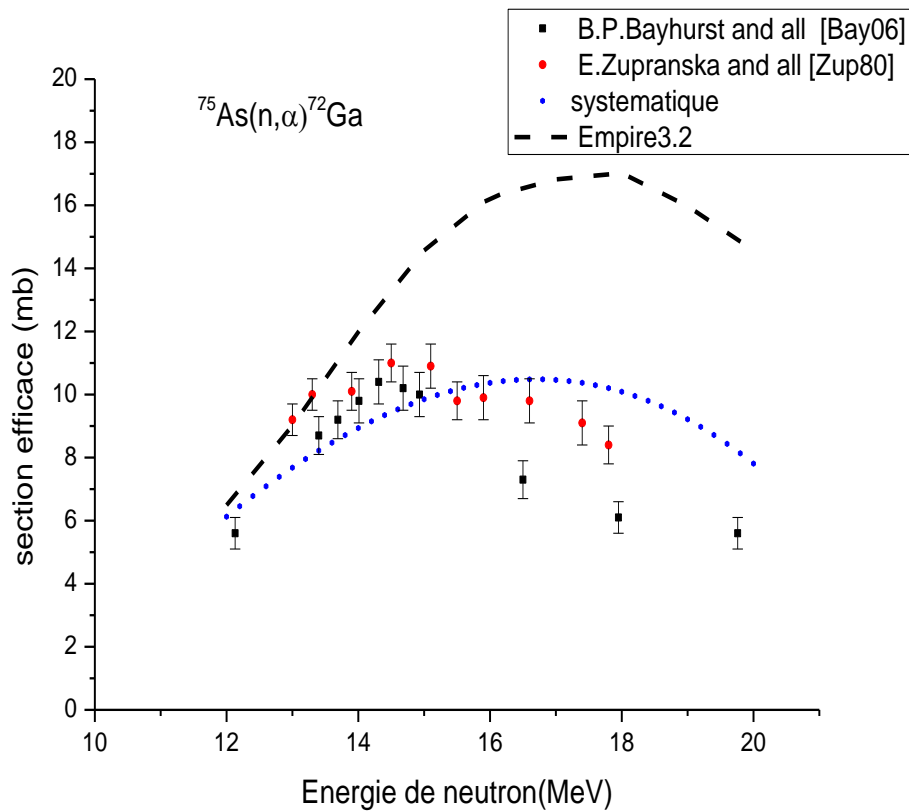
Tableau 3. 3 Paramètres P_i du facteur de normalisation $F(Z, E_n)$.

paramètre	valeur
P_1	-5.20863
P_2	0.81284
P_3	-0.02547
P_4	-0.32543
P_5	0.08771
P_6	-0.00137

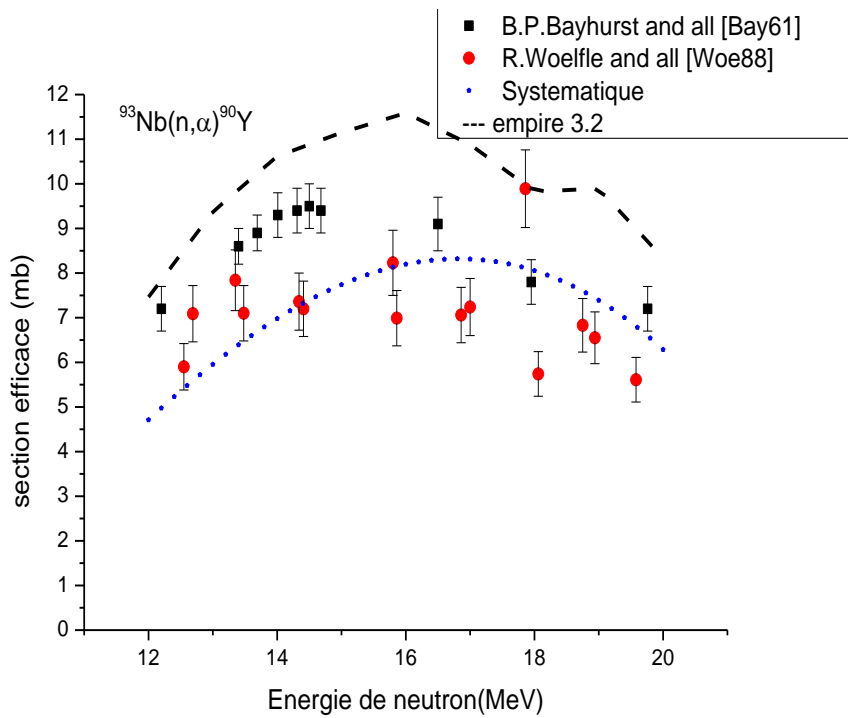
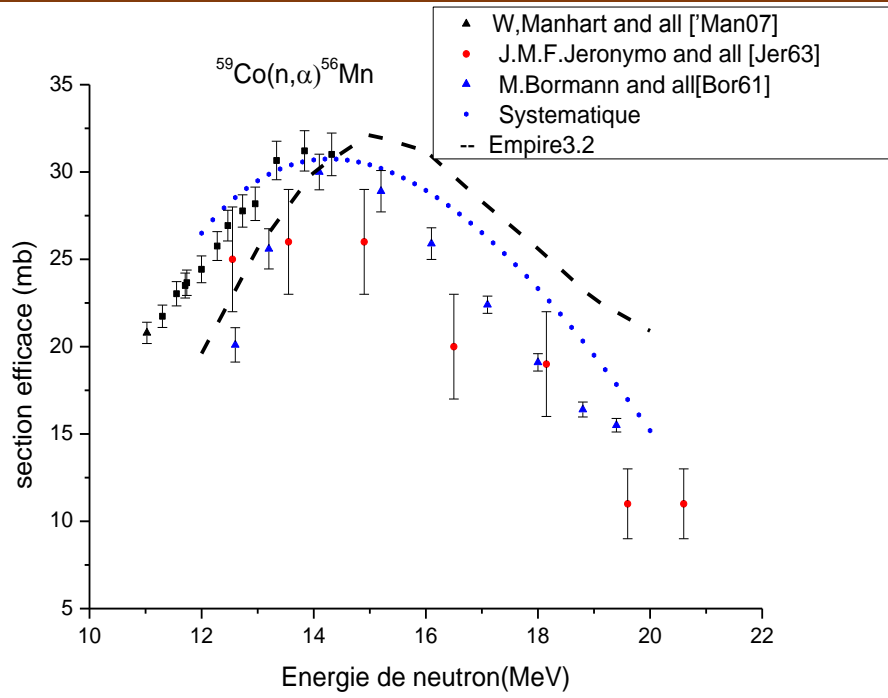
CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

L'éq.(3.21) ne permet de retrouver que les sections efficaces aux énergies discrètes ($E_n = 12; 16; 18$ et 20 MeV), l'introduction du facteur de normalisation permet la généralisation de la formule semi-empirique (3.21) aux énergies incidentes continues dans la gamme $12 \leq E_n \leq 20$ MeV.

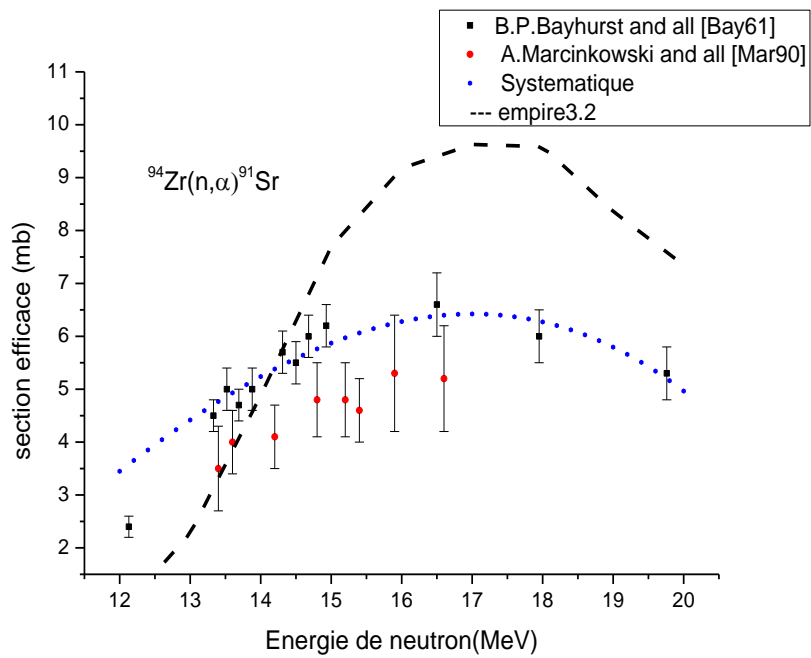
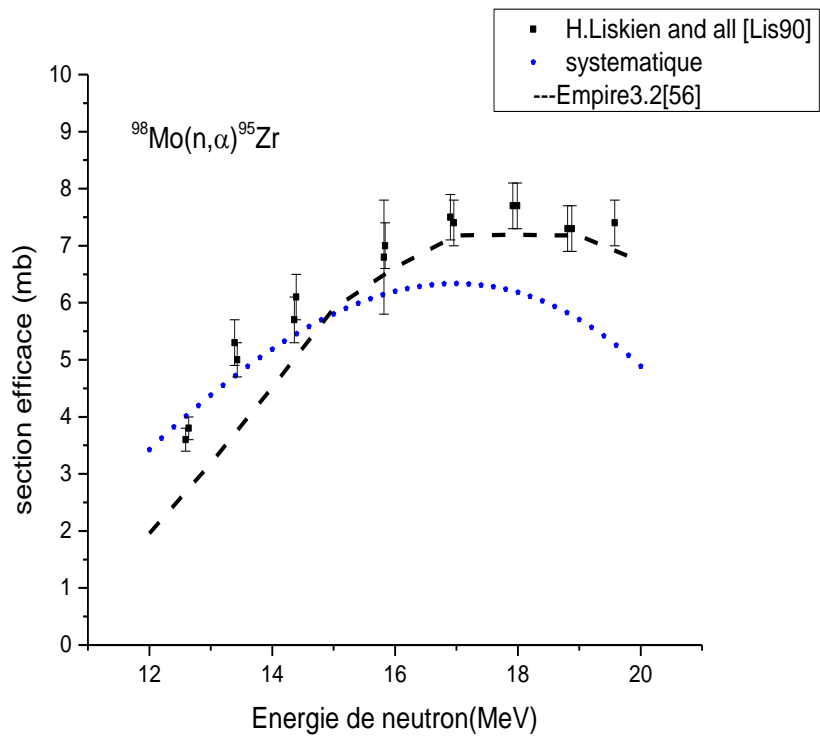
Dans la Fig.3.7 on présente les fonctions d'excitations calculées avec la formule (3.24) comparées aux données expérimentales et aux calculs du code EMPIRE 3.2, pour les réactions (n, α) induites sur les noyaux cibles suivants : pour ^{59}Co , ^{75}As , ^{93}Nb , ^{94}Zr , ^{99}Tc , ^{95}Mo , ^{31}P , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{127}I ^{112}Cd .



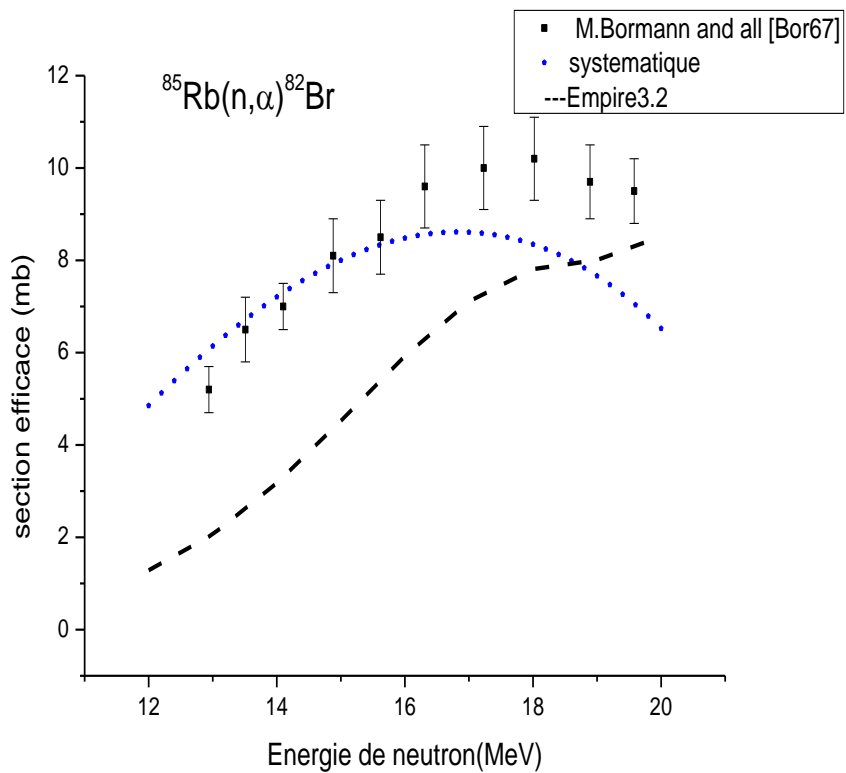
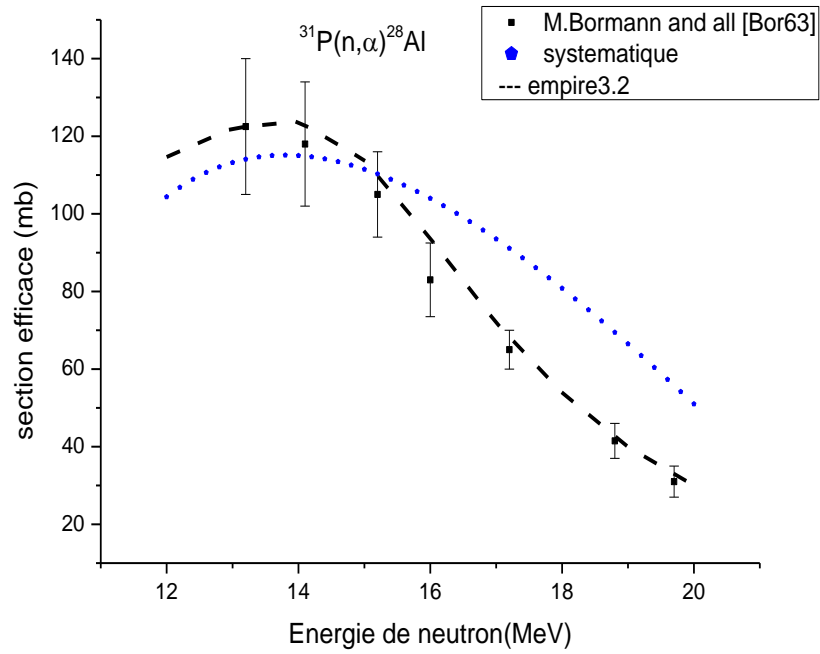
CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



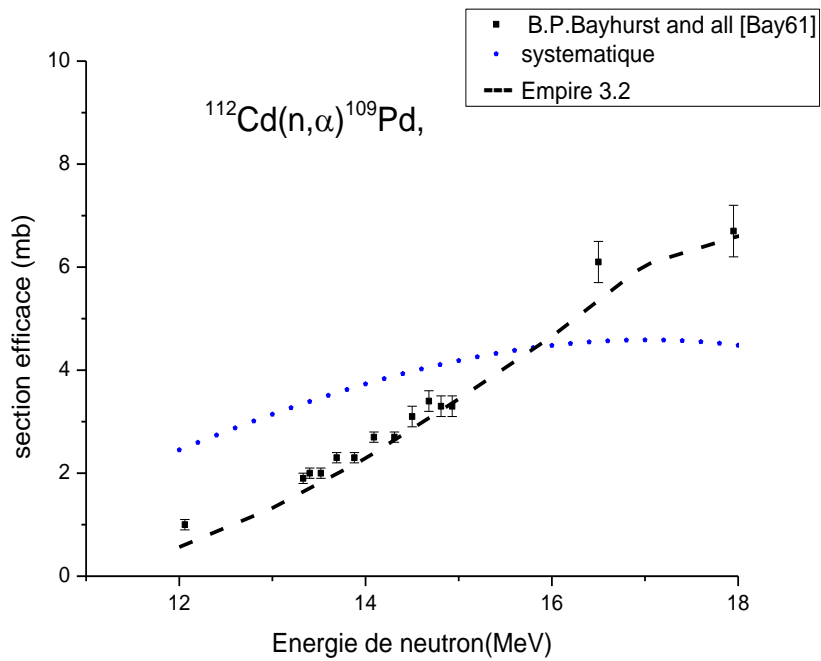
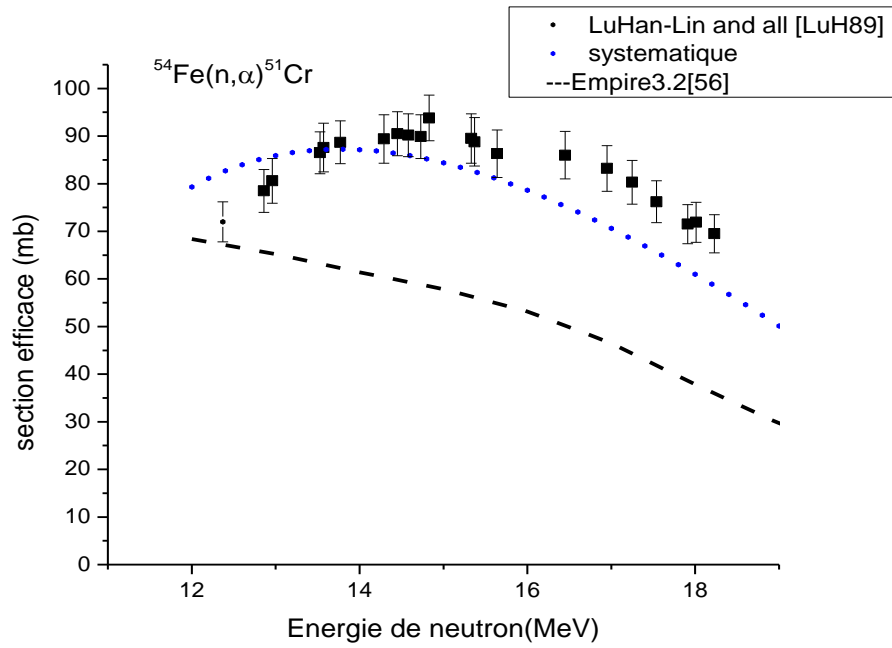
CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



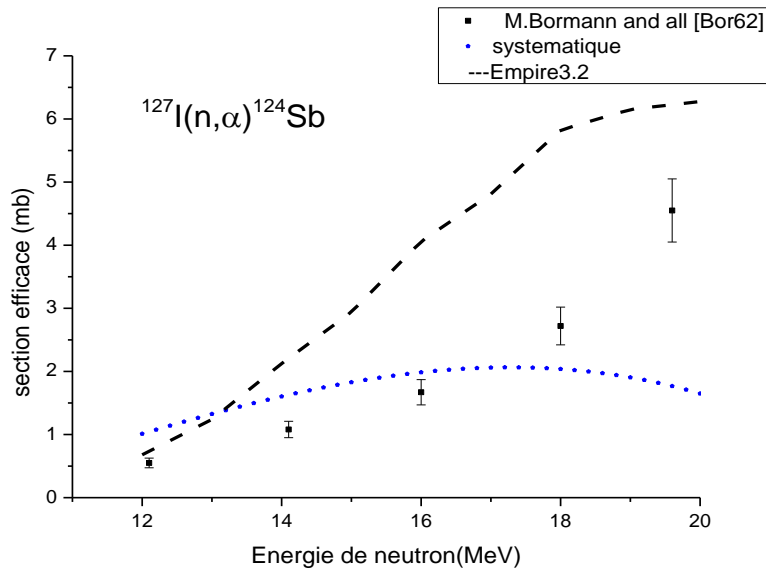
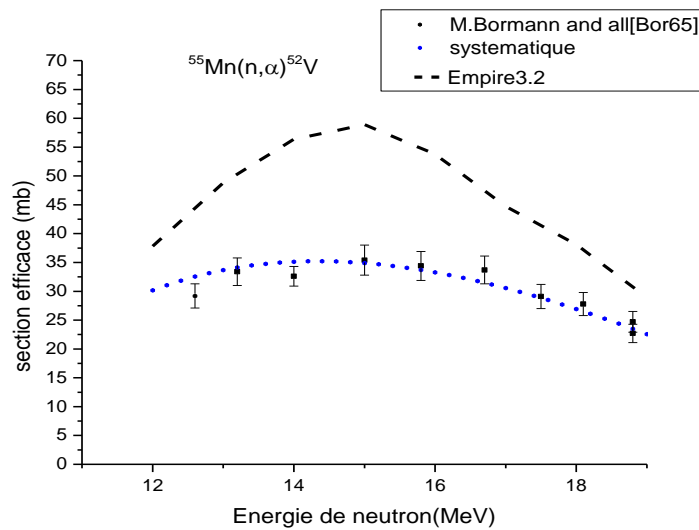
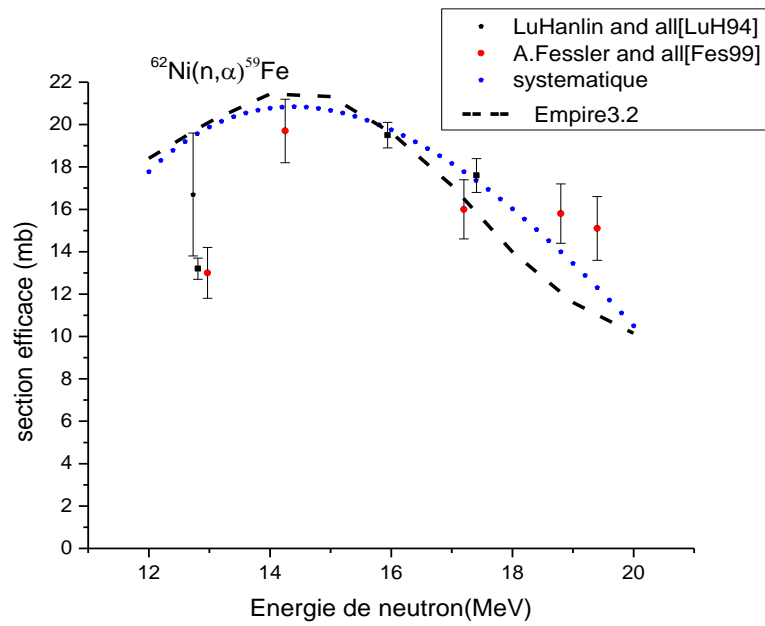
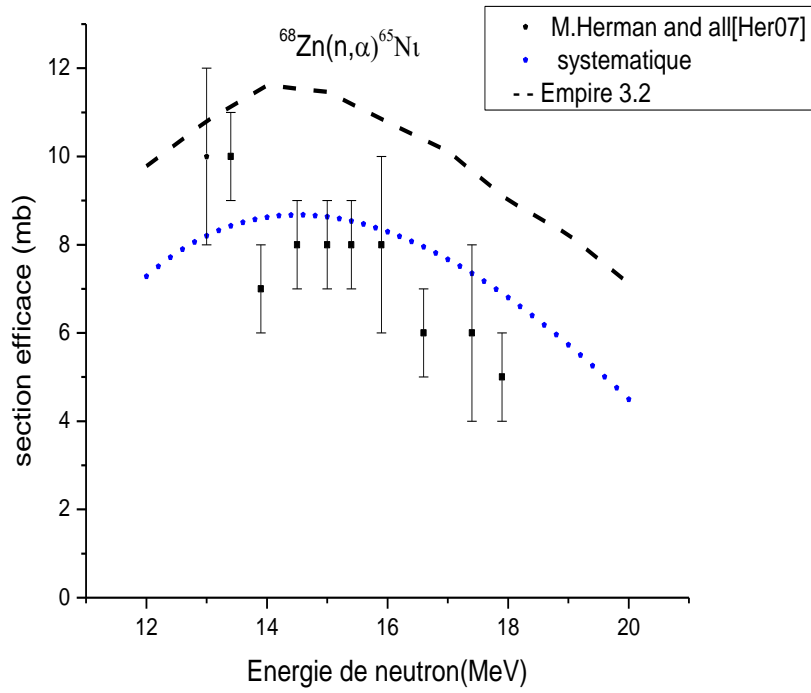


Figure 3. 7 sections efficaces des réactions (n, α) induites sur les noyaux cibles ^{59}Co , ^{75}As , ^{93}Nb , ^{94}Zr , ^{99}Tc , ^{95}Mo , ^{31}P , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{127}I et ^{112}Cd évaluées par la formule (3.24), le code Empire3.2 et les données expérimentales.

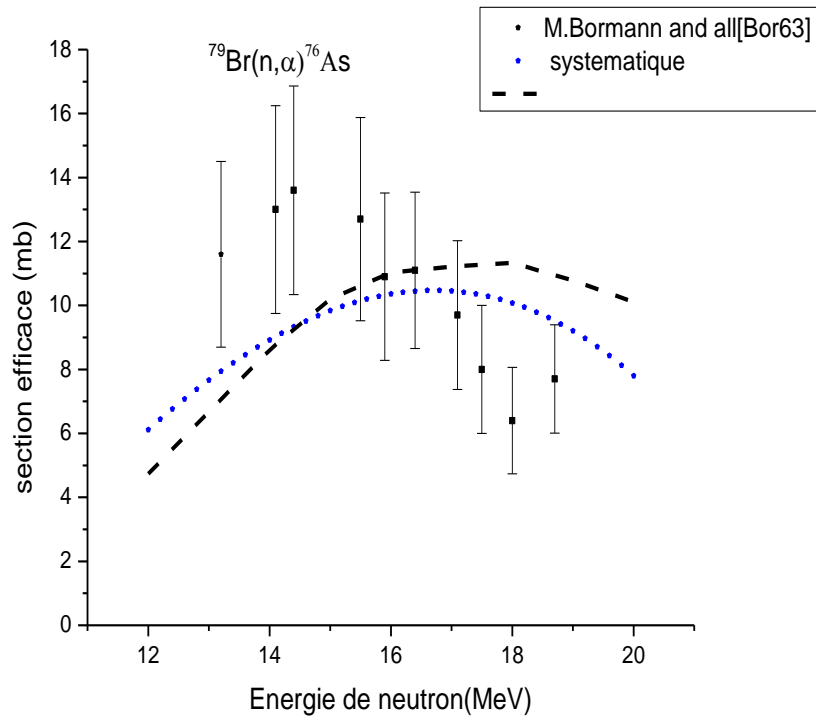
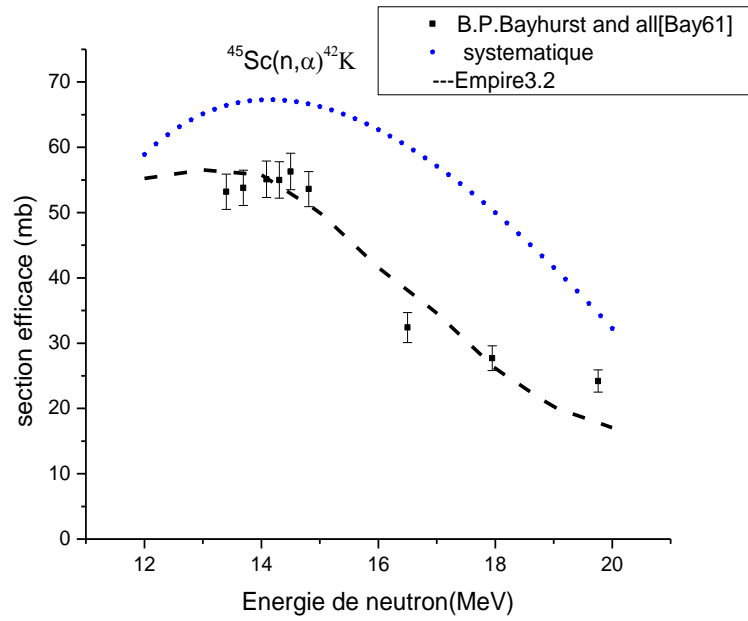
La formule de l'éq (3.24) généralisée à toute énergie dans la gamme $12 \leq E_n \leq 20 \text{ MeV}$ a été testée et validée aussi pour toutes les réactions (n, α) induites sur les noyaux cibles de nombre de masse $30 \leq A \leq 128$ (disponibles dans la base EXFOR). le test a été effectué sur les noyaux cibles suivants : ^{48}Ti , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{68}Zn , ^{62}Ni , ^{58}Ni , ^{45}Sc , ^{79}Br et ^{63}Cu où dans la Fig 3.8 on compare la section efficace calculée aux données expérimentales d'EXFOR et aux calculs théoriques du code EMPIRE 3.2[Her07].



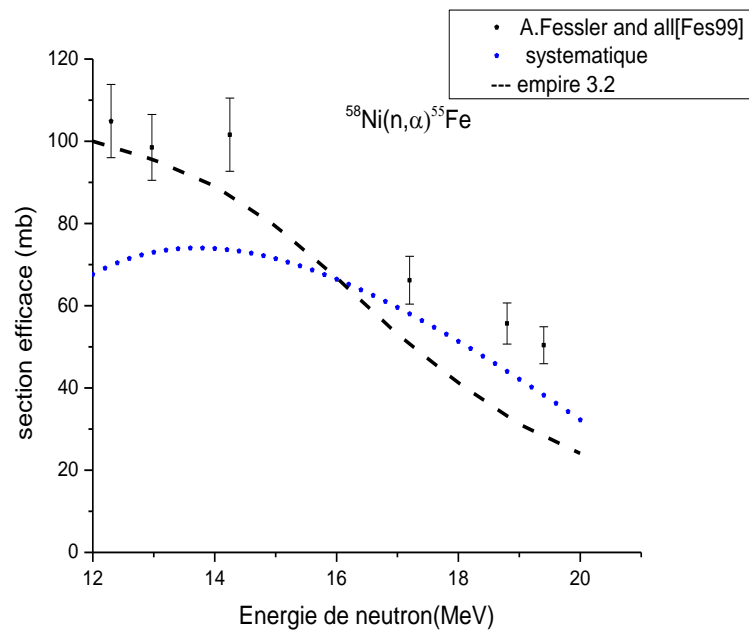
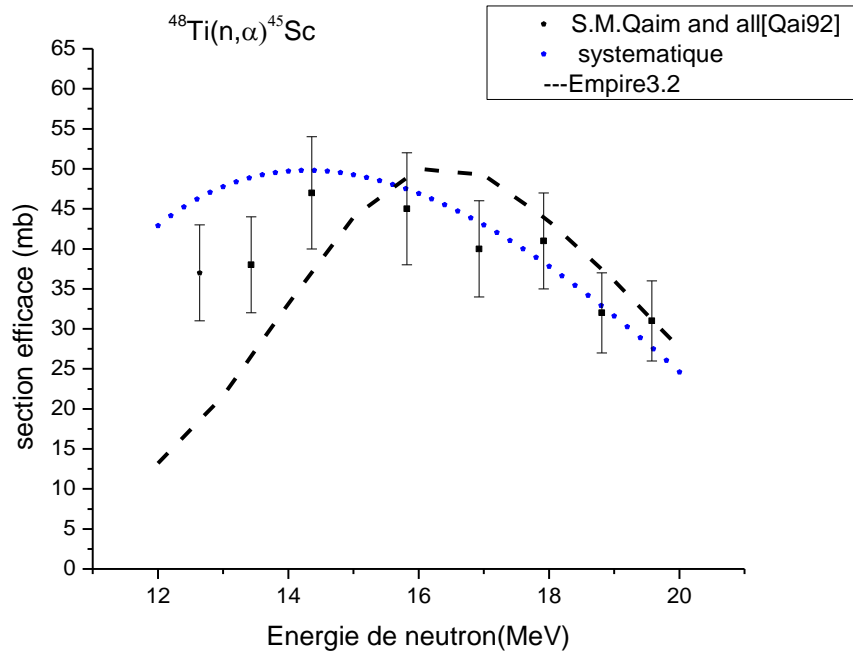
CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



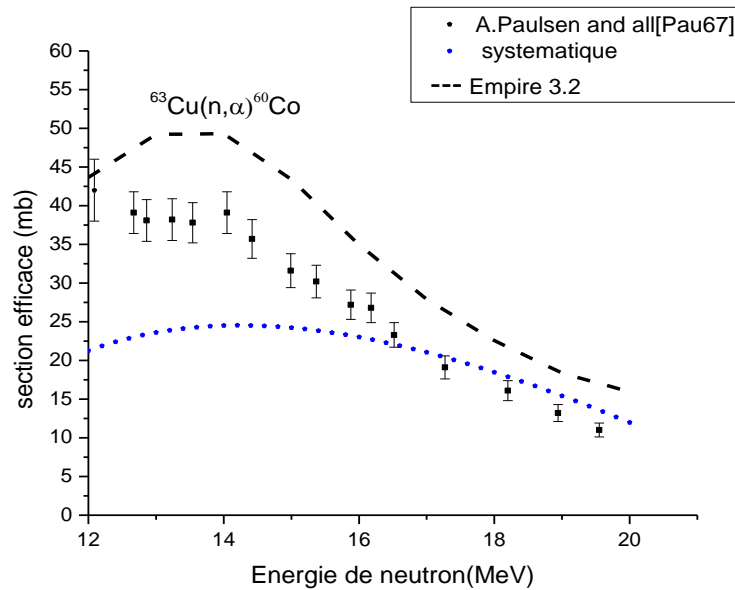


Figure 3.8 sections efficaces des réactions nucléaires (n, α) sur les noyaux cibles ^{48}Ti , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{68}Zn , ^{62}Ni , ^{58}Ni , ^{45}Sc , ^{79}Br et ^{63}Cu évalué par la formule systématique normalisée obtenue dans le présent travail (eq 3.24)) et le code Empire3.2 et les données expérimentales.

Les fonctions d'excitations présentées dans la Fig.3.8 montrent un bon accord entre les prédictions de la formule semi-empirique (éq.3.24) et les données expérimentales d'EXFOR disponibles choisies pour tester et valider l'étude systématique réalisée.

Néanmoins, pour les cas du ^{63}Cu et le ^{45}Sc les formes de la fonction d'excitation sont reproduites mais avec un désaccord à faible énergie pour le ^{63}Cu et une surestimation pour le ^{45}Sc .

Notons que l'étude systématique ne prend en considération que le caractère moyen de la densité de niveaux dans le domaine du continuum et ne fait intervenir que l'identification du noyau (Z et A) pour l'estimation de la contribution de la densité de niveaux et écartant toute structure nucléaire particulière des noyaux séparément. Pour le ^{63}Cu le désaccord à faible énergie incidente est probablement dû à un effet de structure alors pour le ^{45}Sc nous estimons que le désaccord est dû aussi à un effet de structure sur toute la gamme d'énergie du fait que le continuum pour ce noyau commence à une énergie d'excitation plus élevée comparée au reste des noyaux.

Pour le calcul des fonctions d'excitations avec le code EMPIRE 3.2 les paramètres de densité de niveaux utilisés sont donnés dans le tableau 3.4.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Tableau 3. 4 La bibliothèque de densité de niveau utilisée pour le calcul d'Empire3.2.

Reaction(n, α)	Densité de niveau
Mn55, Ti48, Zr94	Empire NLD (EGSM RIPL-3)
Br79, Cu63	Refitted GSM model (Ignatyuk)
As75, Co59	Refitted GSM model (Ignatyuk)
P31	Refitted GSM model (Ignatyuk)
Cd112, I127, Tc99, Nb93	RIPL-3 HFB parity dependent NLD
Fe54, K39, Mo98, Rb85, Sc45	Gilbert & Cameron NLD
Ni58, Ni62, Zn68	Gilbert & Cameron NLD

III.3.1 Comparaison avec d'autres systématiques

La formule systématique des fonctions d'excitation calculée par Eq (3.24) est comparée avec la systématique de Sheng Fan et al [She04] (figure 3.9), ainsi qu'avec la systématique de Zhao Zhixiang et al. [Zha88] (figure 3.10.).

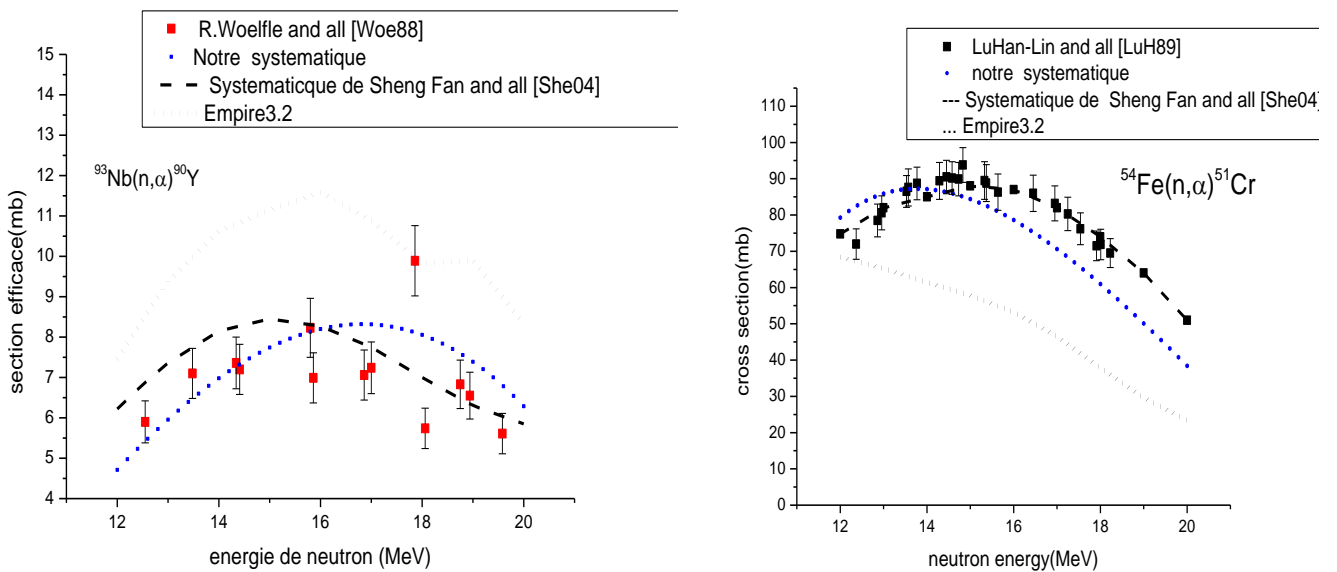


Figure 3. 9 Fonctions d'excitations des réactions $^{93}\text{Nb}(n,\alpha)^{90}\text{Y}$ et $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$ calculées avec l'éq.3.24 comparées à la systématique de Sheng Fan et al. [She04] et aux données expérimentales et aux calculs du code Empire 3.2.

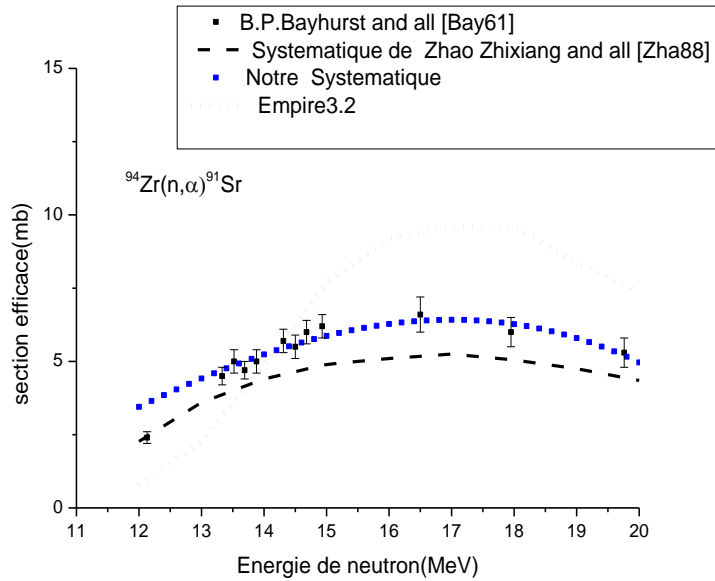


Figure 3. 10 Fonction d'excitation de la réaction $^{94}\text{Zr}(n,\alpha)^{91}\text{Sr}$ calculée calculées avec l'éq.3.24 comparée à la systématique de Zhao Zhixiang et al. [Zha88] et aux données expérimentales et aux calculs du code Empire 3.2.

Les Fig.3.9 et Fig.3.10 montrent un bon accord des fonctions d'excitations évaluées par l'éq.3.24 et les systématiques de Sheng Fan et de Zhao Zhixiang avec les données expérimentales d'EXFOR, néanmoins on note que les évaluations des fonctions d'excitation par les études systématiques réalisées dans les références su-cités sont longues et nécessitent beaucoup de paramètres à introduire non disponibles dans ces références comparées à l'étude systématique réalisée dans ce travail.

III .4 Etudes systématiques des fonctions d'excitation (n,p) pour les noyaux $30 < A < 128$

En se basant sur la formule de l'éq.3.19 on a également réalisé une étude systématique de la réaction (n,p) semblable à celle développée pour la réaction (n,α).

Pour obtenir une expression finale de la section efficace σ_{np} en fonction de l'énergie du neutron incident, nous avons vérifié le comportement du rapport σ_{np}/σ_R en fonctions des différents termes de Q_{np} (Fig 3.11-3.14).

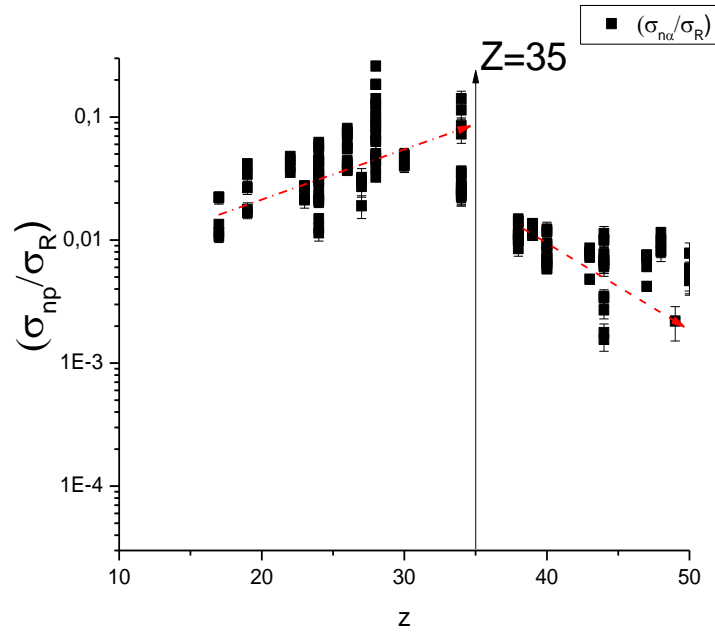


Figure 3. 11 Comportement de la section efficace (n,p) $(\sigma_{np}/\sigma_R=f(Z))$ en fonction du numéro atomique Z .

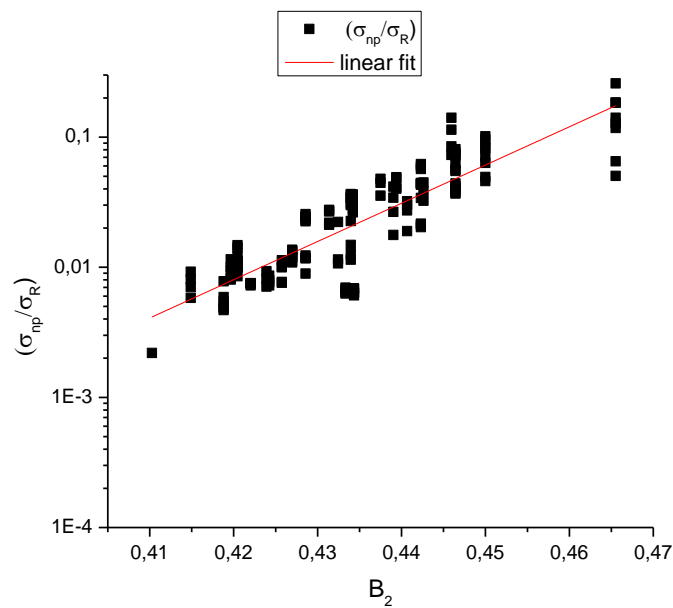


Figure 3. 12 Valeurs du rapport (σ_{np}/σ_R) pour les neutrons de 12 à 21 MeV montrant la dépendance linéaire de $Log(\sigma_{np}/\sigma_R)$ avec le terme de diffusivité coulombienne obtenu à partir de tableau 3.7 et Eq. (3.3).

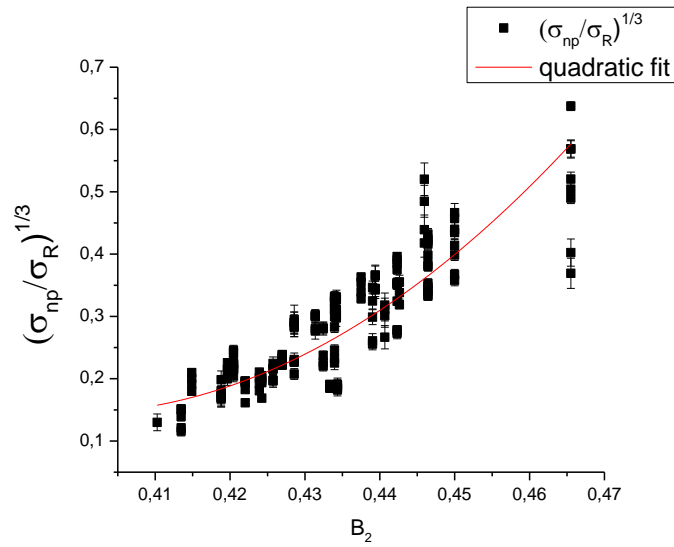


Figure 3. 13 Valeurs du rapport $(\sigma_{np} / \sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12 à 21 MeV montrant la dépendance quadratique de $(\sigma_{np} / \sigma_R)^{(1/3)}$ avec le terme de diffusivité coulombienne obtenu à partir du tableau 3.7 et Eq(3.3) pour les noyaux avec $Z \leq 35$.

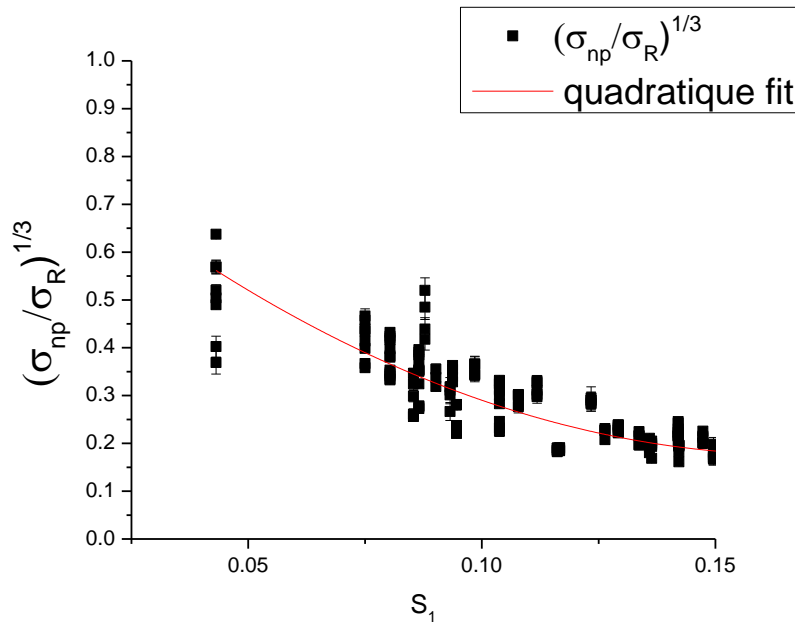


Figure 3. 14. Valeurs du rapport $(\sigma_{np} / \sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12 à 21 MeV montrant la dépendance quadratique de $(\sigma_{np} / \sigma_R)^{(1/3)}$ avec le terme d'asymétrie obtenu à partir du tableau 3.7 et Eq(3.3) pour les noyaux avec $Z > 35$.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

La figure 3.11 montre deux dépendances différentes de σ_{np}/σ_R de part et d'autre de $Z=35$, ($Z \leq 35$ et $Z > 35$).

Sur la base de l'analyse graphique ci-dessus, nous pouvons retenir la dépendance linéaire de Q_{np} avec le *terme de diffusivité coulombienne* dans le premier membre de l'équation. (3.19) qui décrit la contribution à l'équilibre (**Fig.3. 12**).

Alors que pour le deuxième membre de l'équation (3.19) qui décrit la composante du pré-équilibre nous avons observé une dépendance quadratique de Q_{np} avec le terme de diffusivité coulombienne pour *les noyaux avec $Z \leq 35$* (**Fig.3. 13**), en plus d'une dépendance quadratique de Q_{np} avec le *terme d'asymétrie* pour $Z > 35$ (**Fig.3. 14**).

La dépendance de l'énergie de séparation S_n est bien décrite par une dépendance au terme d'asymétrie pour $Z \leq 35$ et par une dépendance au terme de diffusivité coulombienne pour $Z > 35$.

Pour les noyaux cibles avec $Z > 35$, les paramètres d'ajustement résultants montrent une contribution significative de la composante d'évaporation, alors que pour $Z \leq 35$, cette contribution est presque nulle et la particule émise avant l'évaporation (processus de pré-équilibre) peut se produire avec une probabilité plus élevée que les particules émises par évaporation. En conséquence, les mécanismes d'évaporation sont négligés pour les noyaux cibles avec $Z \leq 35$.

On peut alors retenir une formule semi-empirique unifiée pour l'énergie des neutrons entre 12 et 20 MeV donnée par :

$$\sigma_{n\alpha} = \sigma_{np}^{eq} + \sigma_{np}^{pre} = \begin{cases} \sigma_{np}^{pre}, & Z \leq 35 \\ \sigma_{np}^{eq} + \sigma_{np}^{pre}, & Z > 35 \end{cases} \quad (3.26)$$

Où :

	$Z \leq 35$	$Z > 35$
σ_{np}^{eq}	Négligeable devant σ_{np}^{pre}	$\sigma_R C_5 * \exp\left(\frac{C_6 * S_1^2}{\sqrt{\frac{E_n}{A}}}\right)$
σ_{np}^{pre}	$\sigma_R \left[\frac{1}{(E_n + C_1 B_2)} * (C_2 B_2^2 + C_3 B_2 + C_4)^3 \right]$	$\sigma_R \left[\frac{1}{(E_n + C_7 S_1)} (C_8 S_1^2 + C_9 s_1 + C_{10})^3 \right]$

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

C_i ($i = 1, \dots, 10$) sont des paramètres libres qui peuvent être déterminés en utilisant l'ajustement des sections efficaces expérimentales σ_{np} pour les neutrons d'énergie incident entre 12 et 20 MeV.

Tableau 3. 5 Les paramètres C_i de l'équation (3.26) résultants de l'ajustement aux sections efficaces expérimentales (n,p) énumérées dans le tableau 3.7.

C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8	C_9	C_{10}
-20.0307	37.7305	-21.2308	2.7050	182.0701	-12.7210	690.4575	-422.0757	113.6819	-6.6214

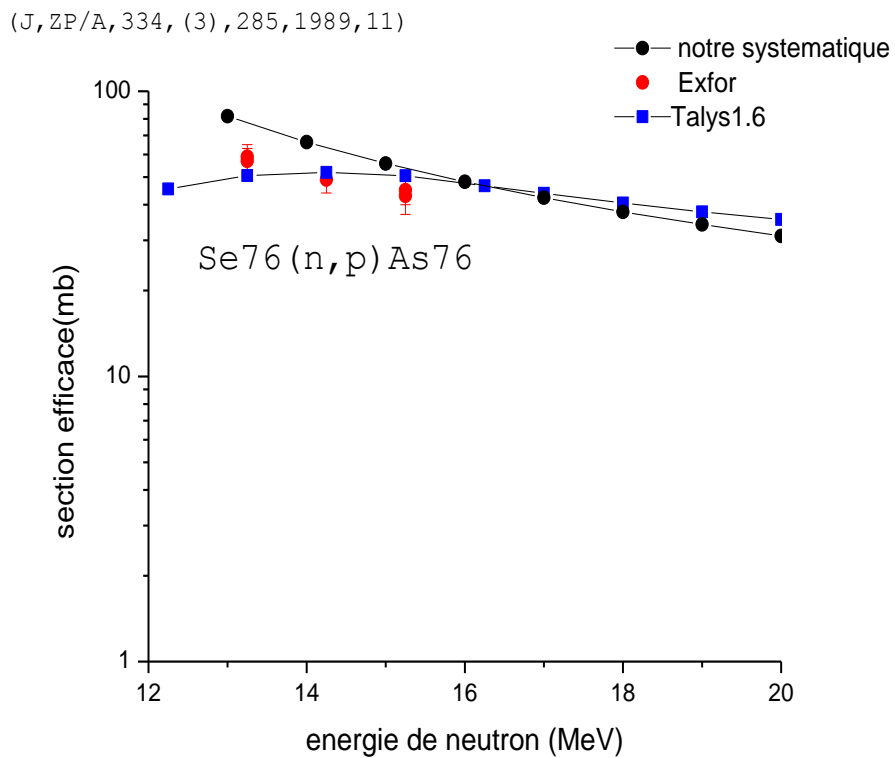
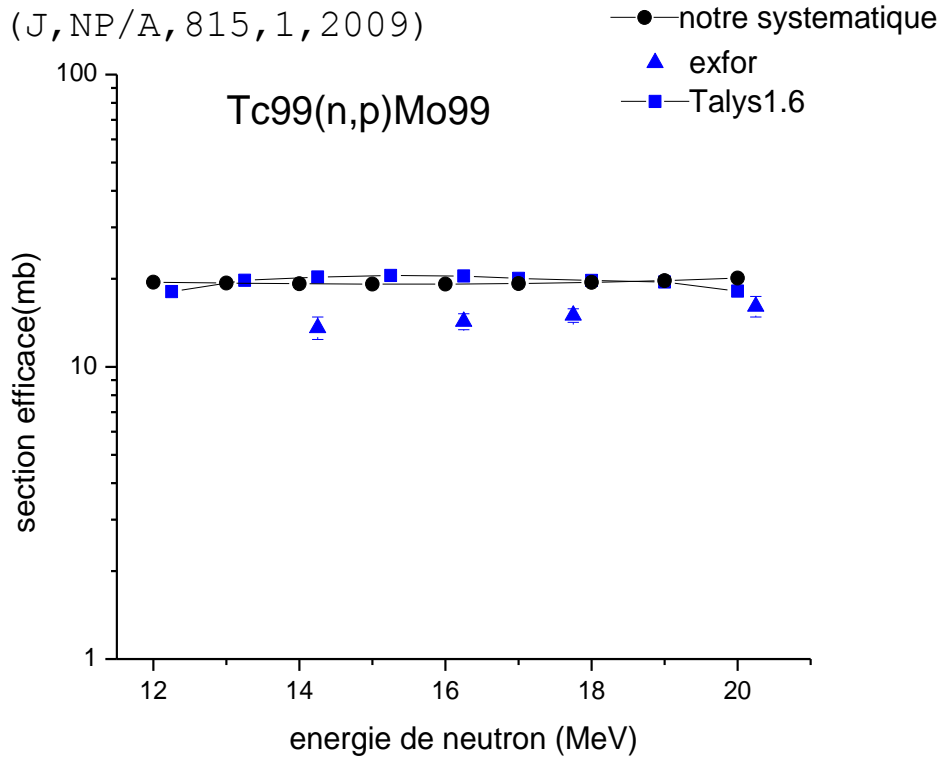
L'éq (3.26) peut être généralisée sur toutes les énergies dans la gamme $12 \leq E \leq 20$ MeV afin de calculer les fonctions d'excitations dans cette gamme d'énergie. Pour valider cette étude systématique, la formule semi-empirique de l'éq.3.26 a été testé par comparaison aux données expérimentales de EXFOR disponibles pour les réactions (n,p) induites sur les noyaux cibles suivants :

^{58}Ni , ^{89}Y , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{52}Cr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{53}Cr , ^{59}Co , ^{56}Fe , ^{61}Ni , ^{48}Ti , ^{117}Sn , ^{66}Zn , ^{112}Cd , ^{60}Ni , ^{94}Zr , ^{37}Cl , ^{109}Ag , ^{41}K , ^{99}Ru , ^{101}Ru , ^{76}Se , ^{77}Se , ^{74}Se , ^{99}Tc , ^{51}V .

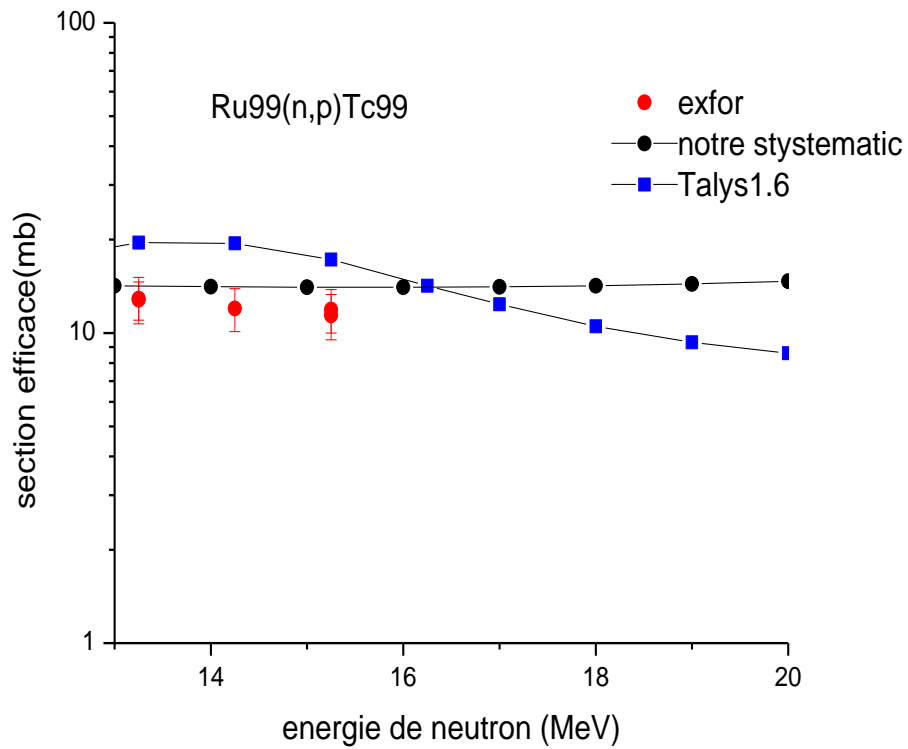
Les résultats obtenus sont représentés sur les figures Fig.3.15.

Dans la limite des barres d'erreurs les calculs systématiques coïncident globalement avec les données expérimentales et les calculs du code Talys 1.6 [Koni07] basés sur les paramètres donnés dans le Tableau 3.6.

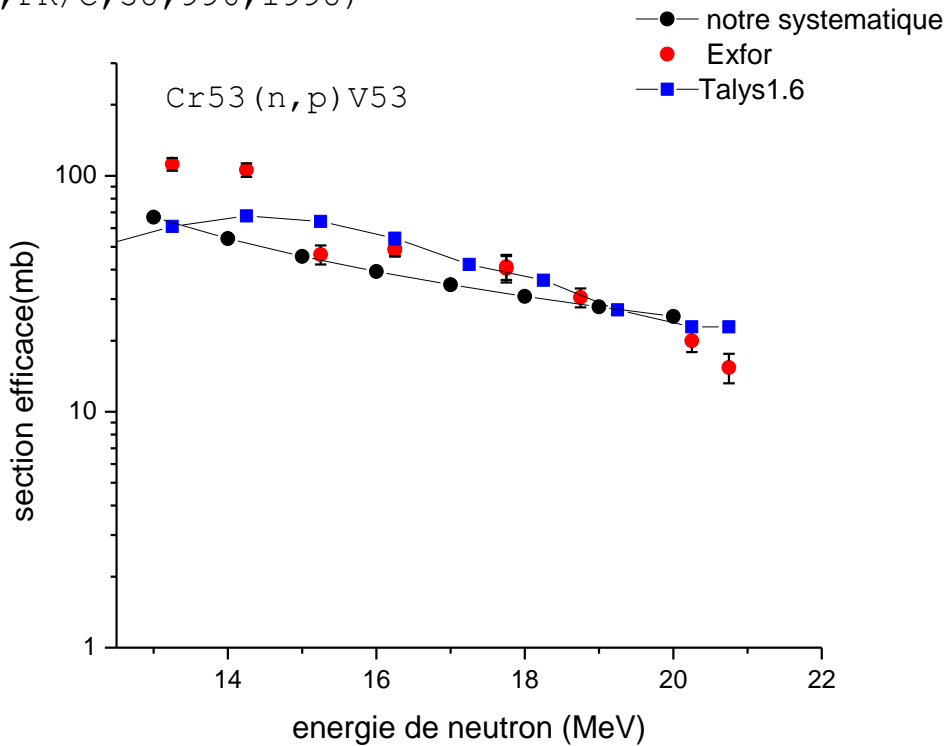
CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



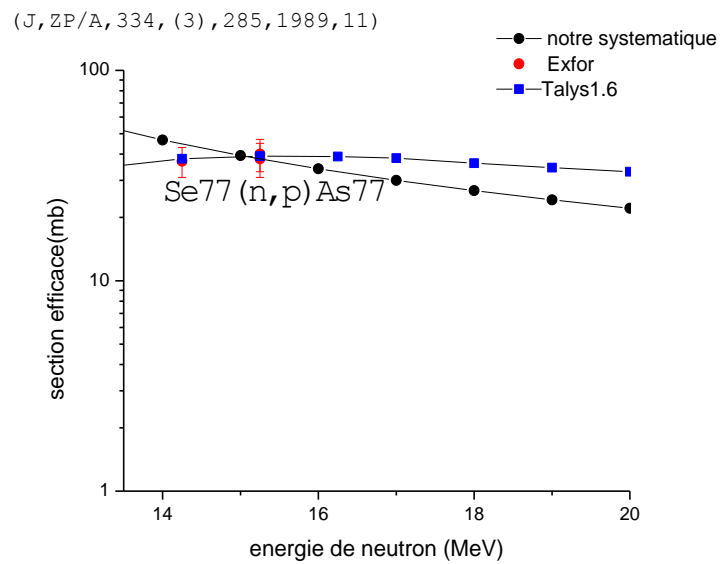
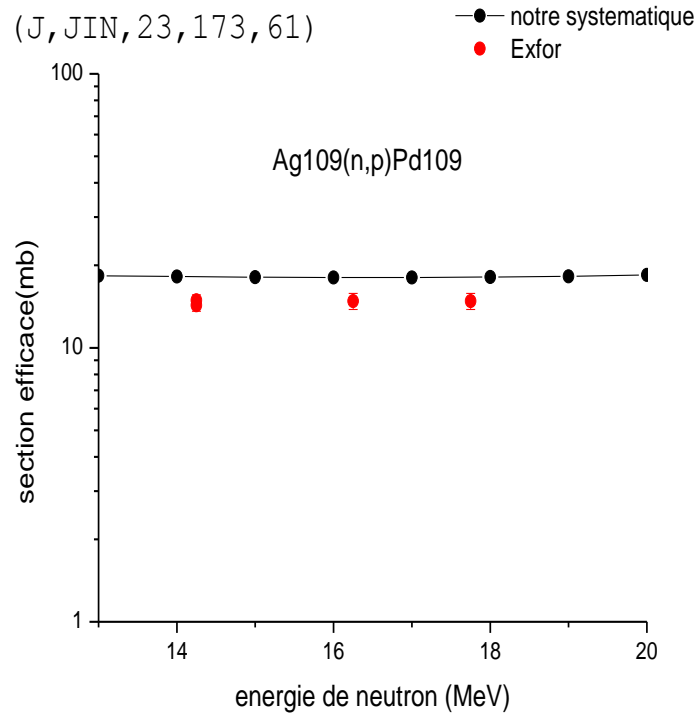
(J, NP/A, 559, (3), 333, 1993, 06)



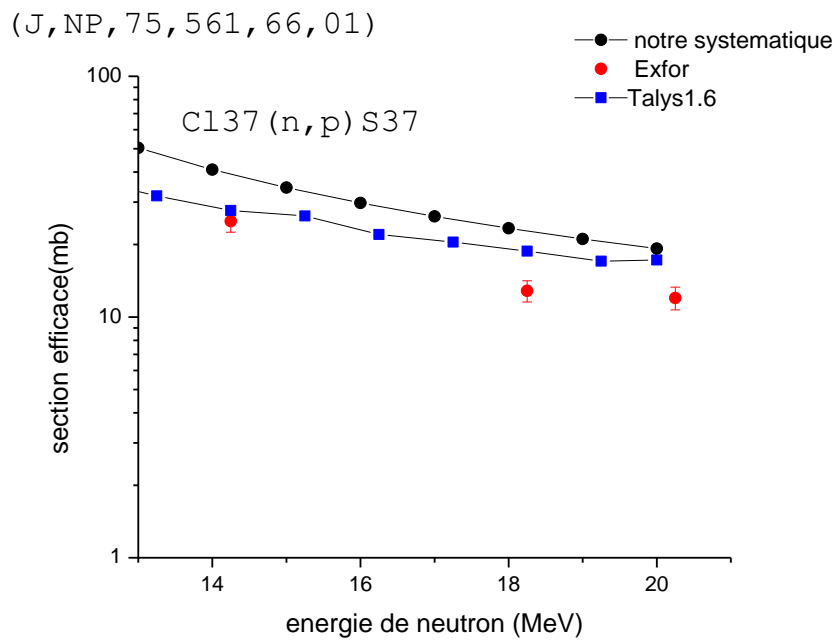
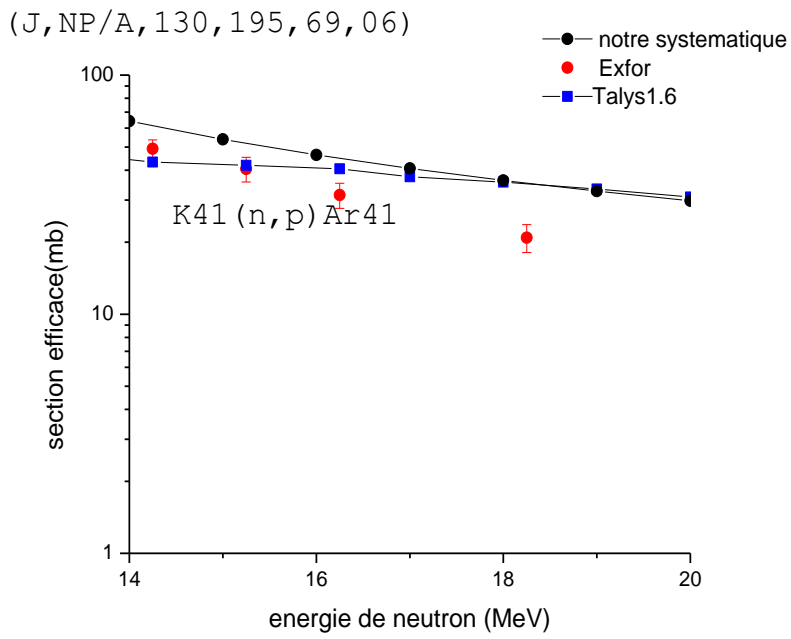
(J, PR/C, 58, 996, 1998)



CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

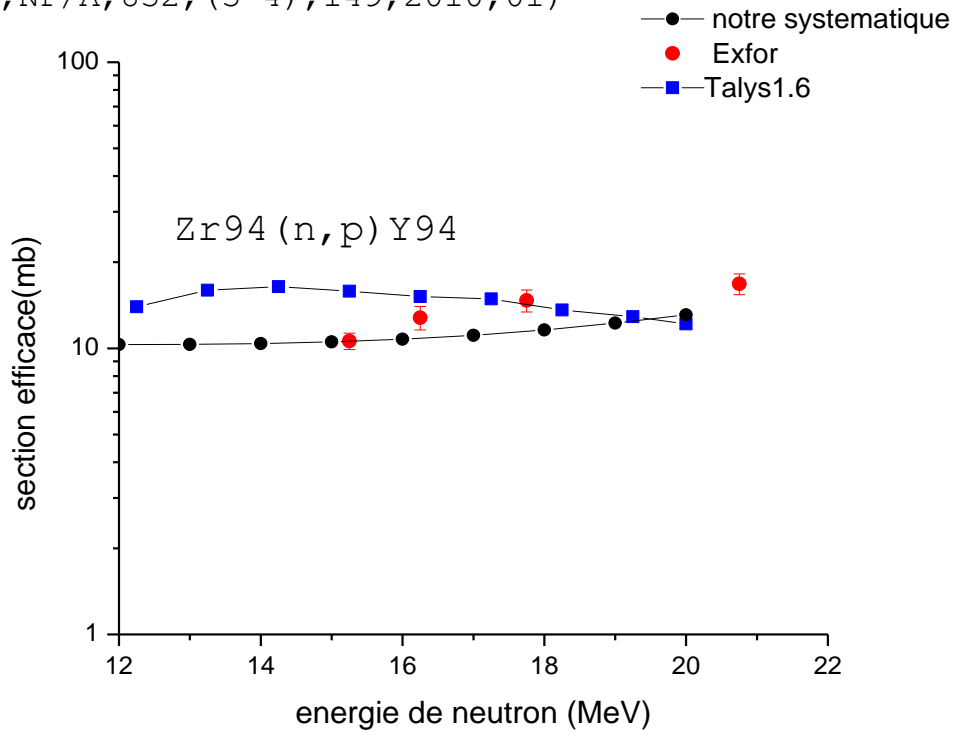


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

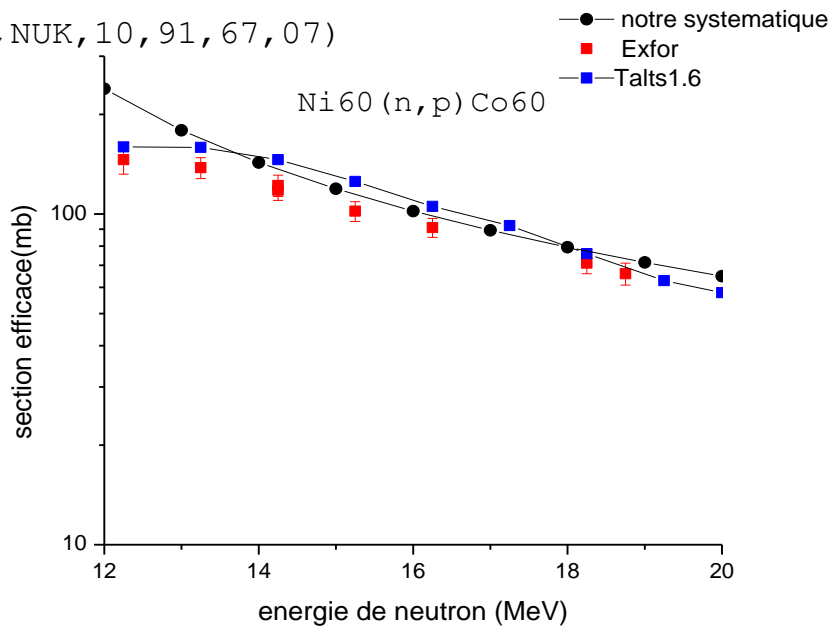


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

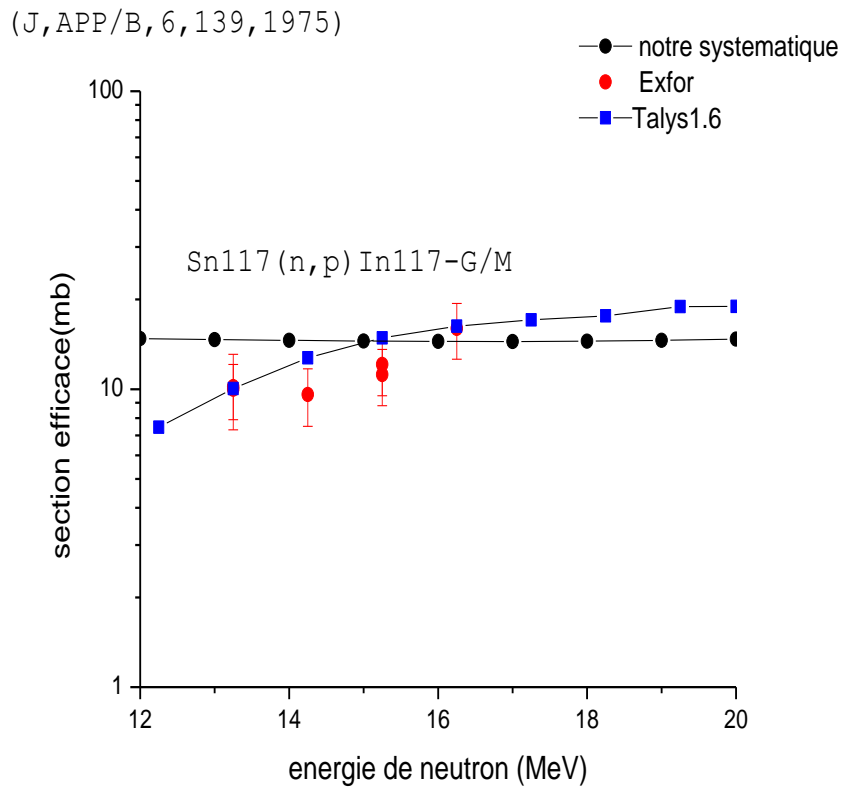
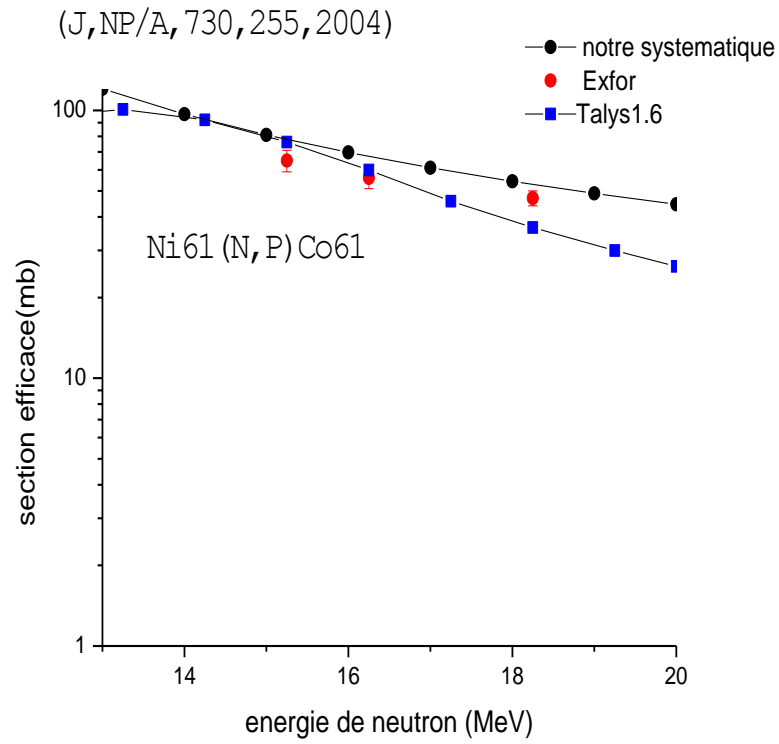
(J, NP/A, 832, (3-4), 149, 2010, 01)



(J, NUK, 10, 91, 67, 07)

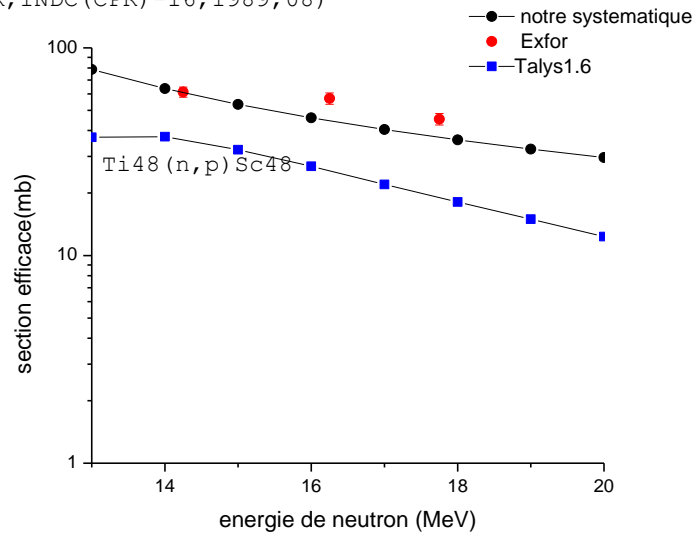


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

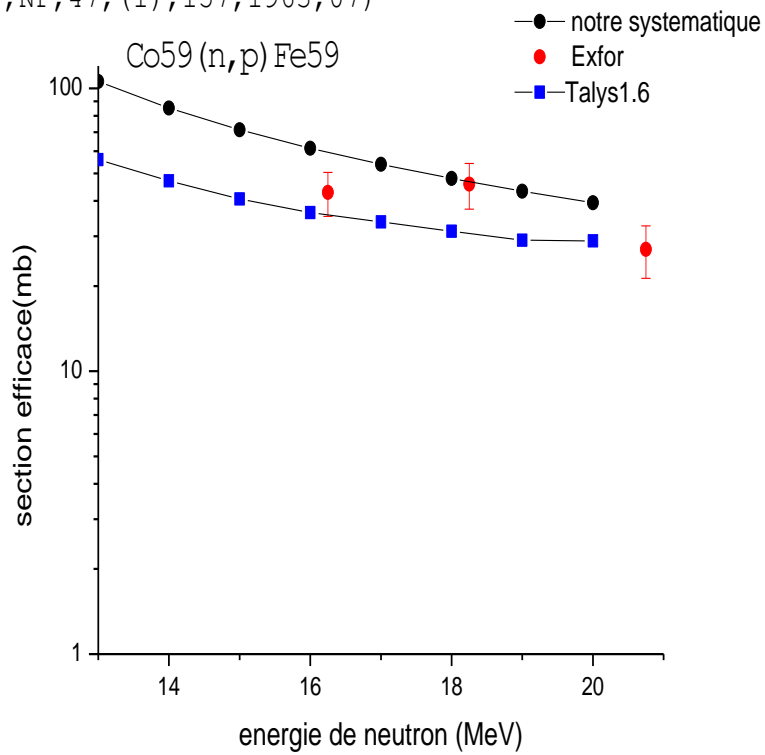


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

(R, INDC (CPR) -16, 1989, 08)

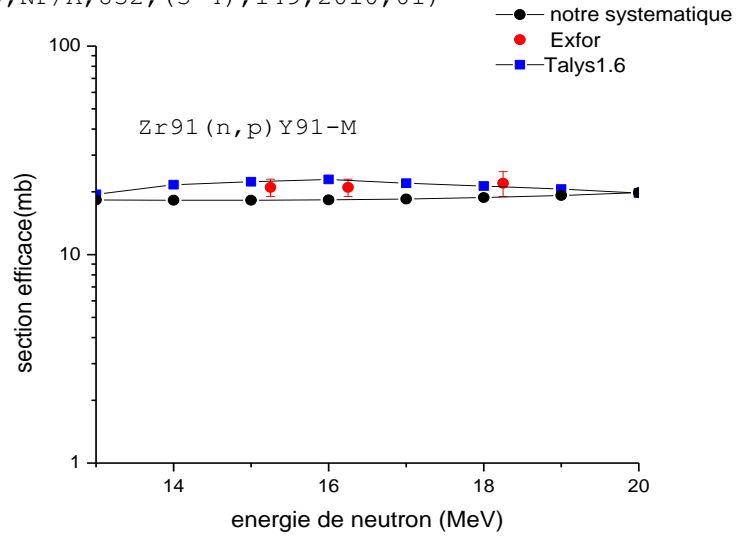


(J, NP, 47, (1), 157, 1963, 07)

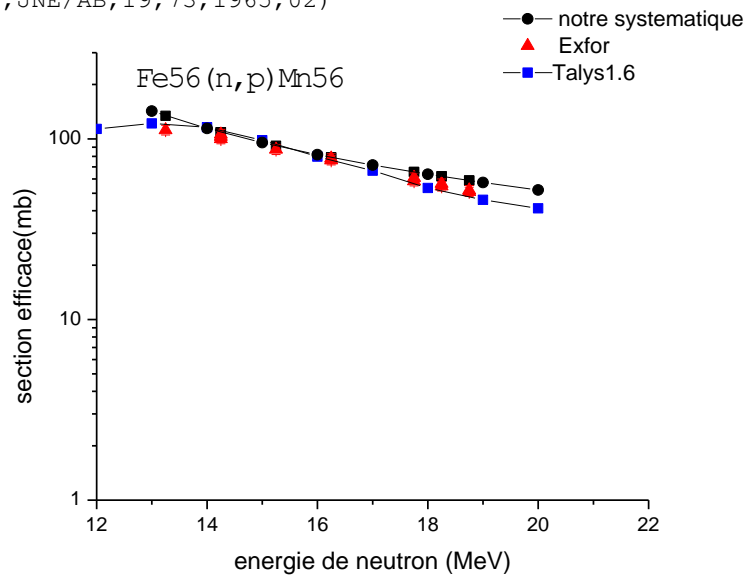


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

(J, NP/A, 832, (3-4), 149, 2010, 01)

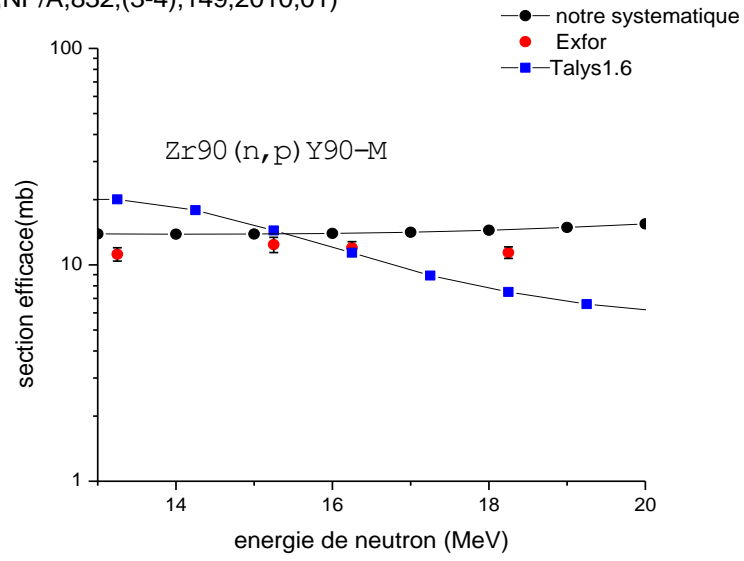


(J, JNE/AB, 19, 73, 1965, 02)

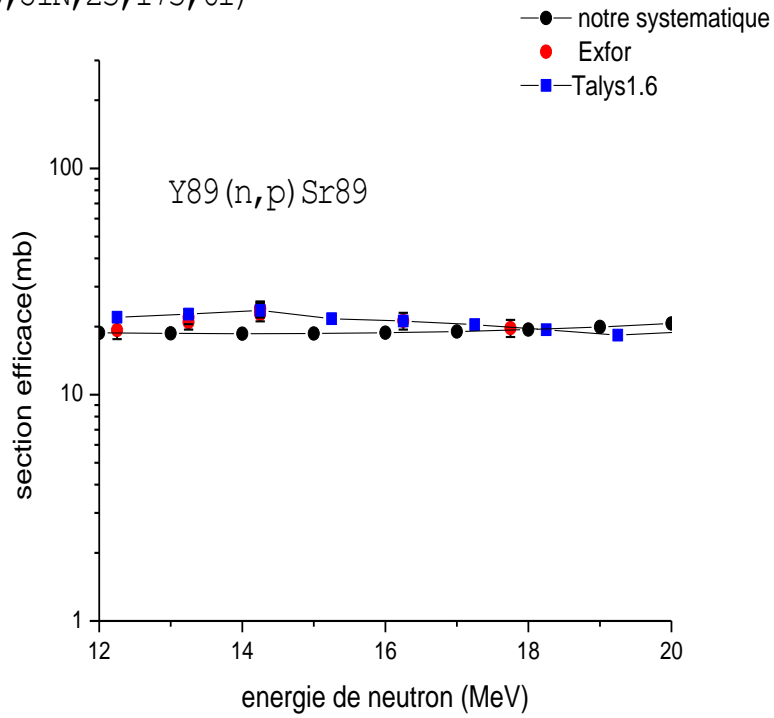


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

(J, NP/A, 832, (3-4), 149, 2010, 01)

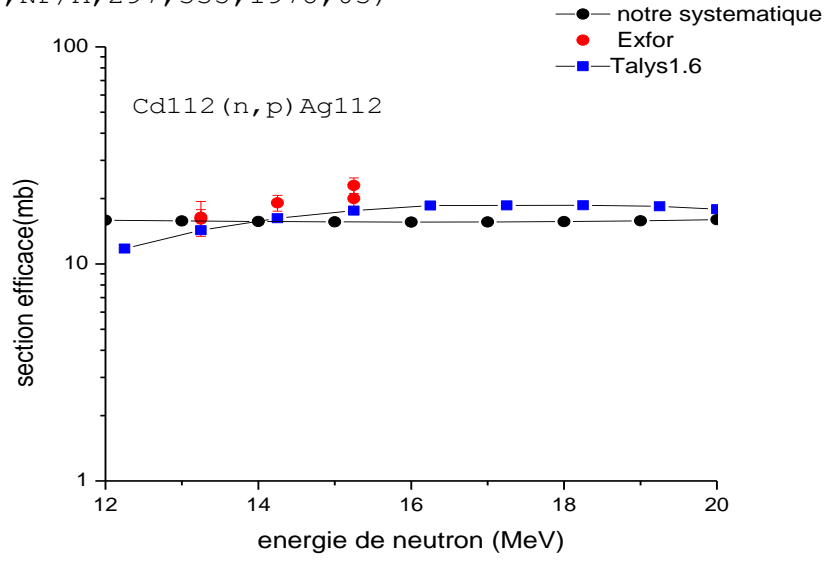


(J, JIN, 23, 173, 61)

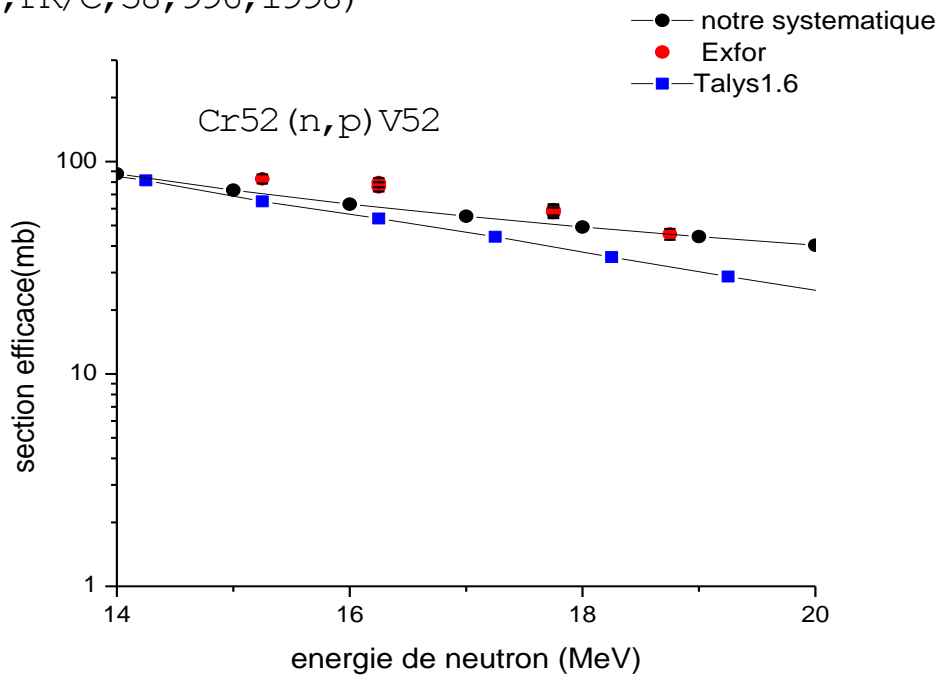


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

(J, NP/A, 297, 335, 1978, 03)

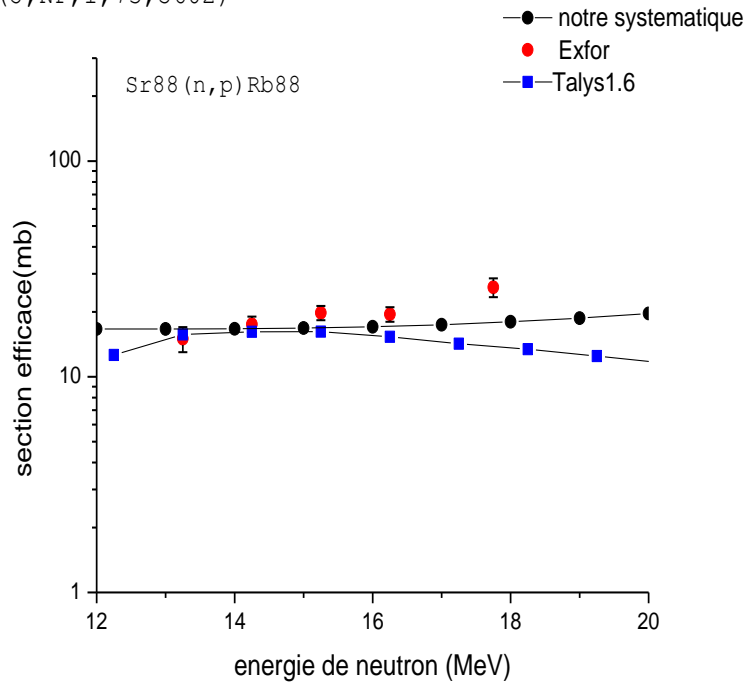


(J, PR/C, 58, 996, 1998)

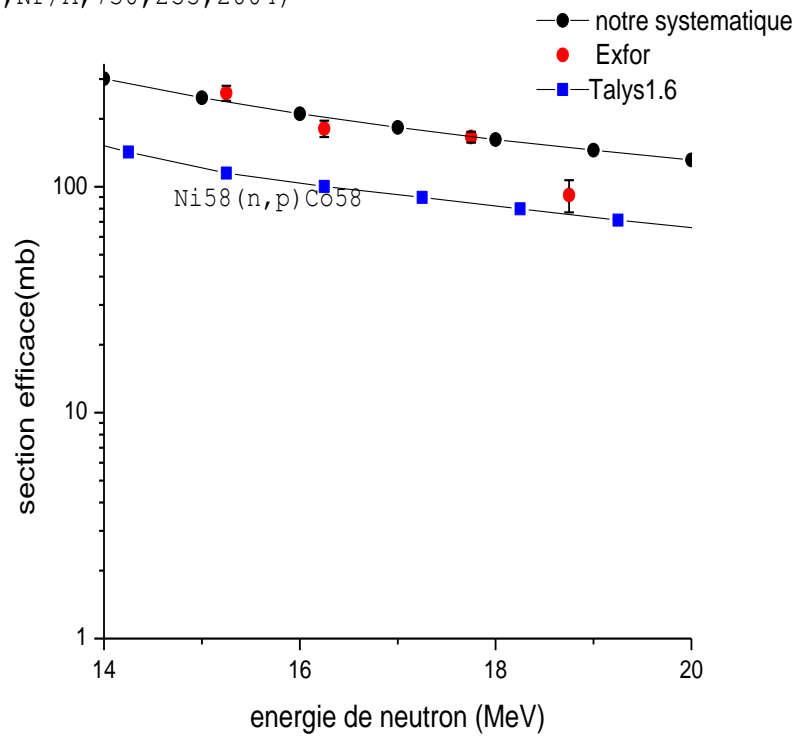


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

(J, NP, 1, 73, 5602)

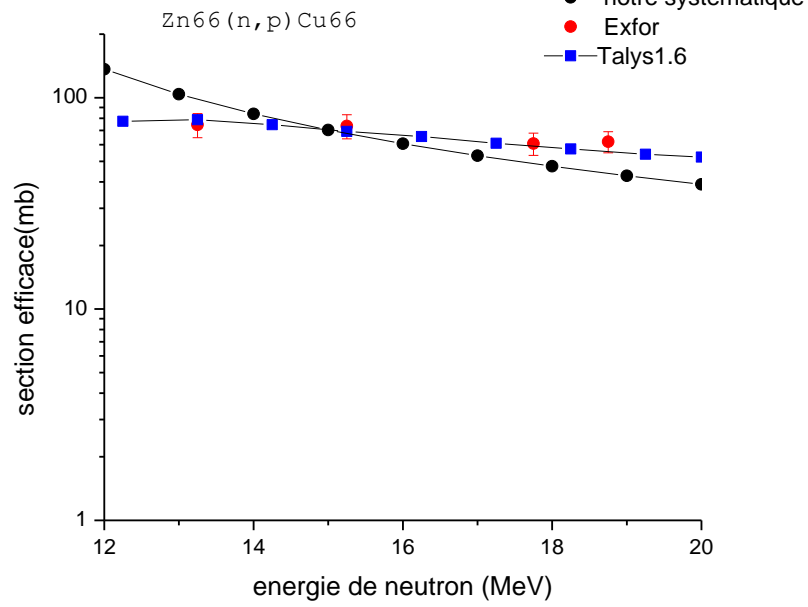


(J, NP/A, 730, 255, 2004)

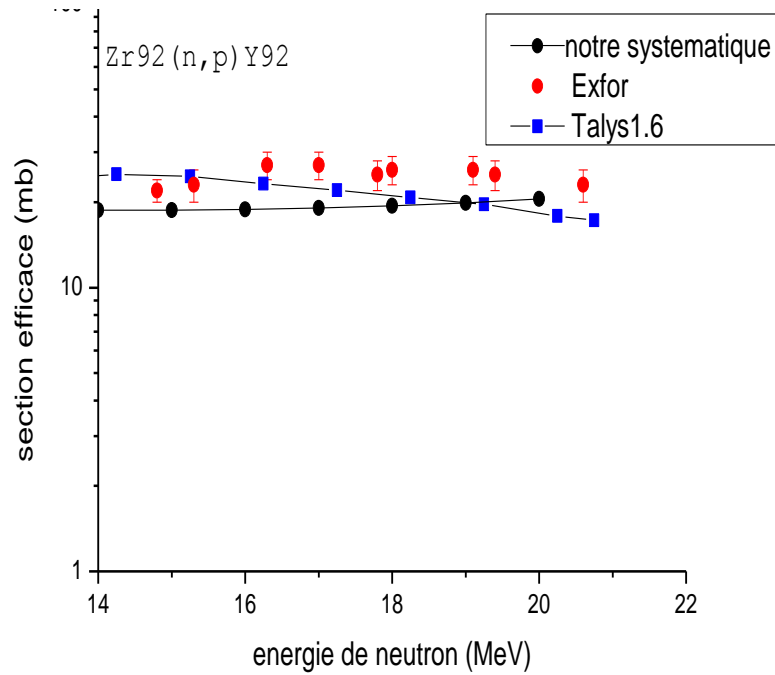


CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

(J, NP, 63, 438, 1965, 03)



(J, NP/A, 832, (3-4), 149, 2010, 01)



CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

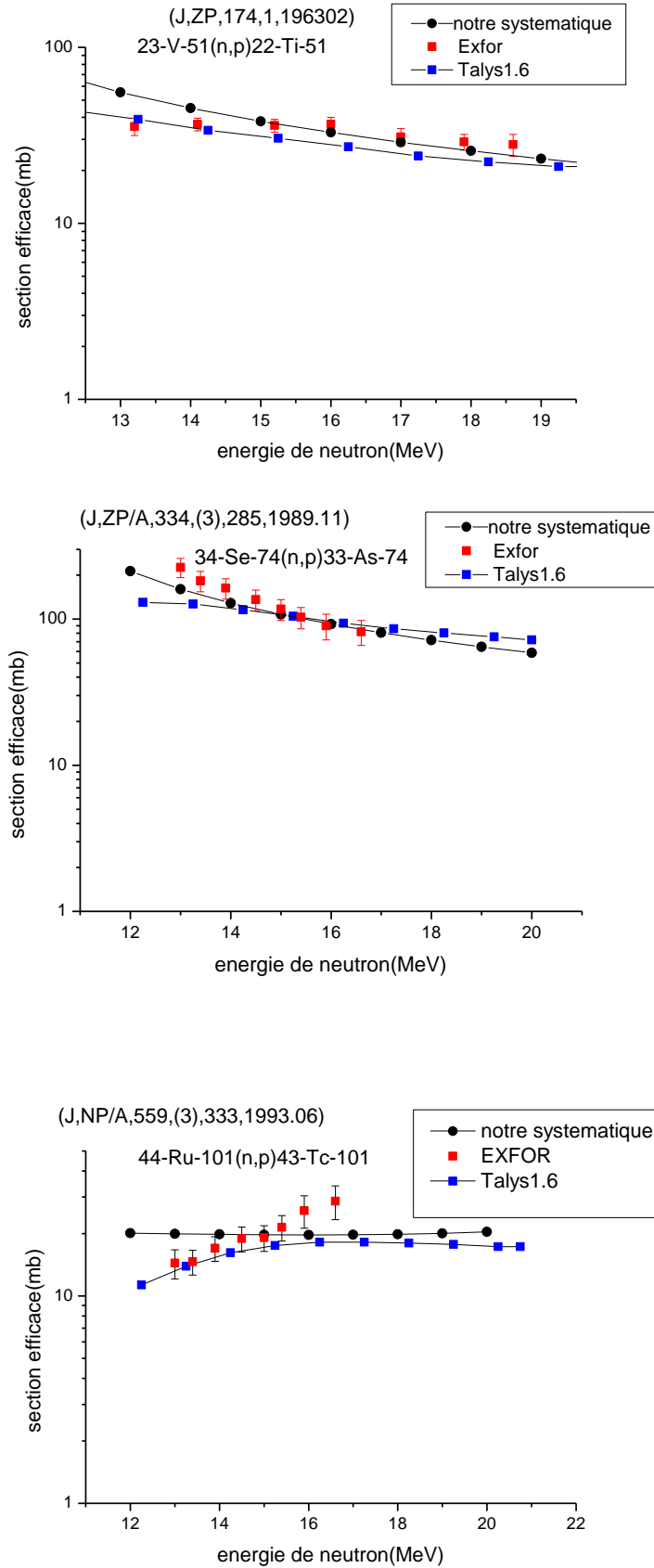


Figure 3. 15 sections efficaces des réactions (n,p) ^{58}Ni , ^{89}Y , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{52}Cr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{53}Cr , ^{59}Co , ^{56}Fe , ^{61}Ni , ^{48}Ti , ^{117}Sn , ^{66}Zn , ^{112}Cd , ^{60}Ni , ^{94}Zr , ^{37}Cl , ^{109}Ag , ^{41}K , ^{99}Ru , ^{101}Ru , ^{76}Se , ^{77}Se , ^{74}Se , ^{99}Tc , ^{51}V évalué par la formule systématique obtenue dans le présent travail (eq 3.26) comparé par les données expérimentales.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Tableau 3. 6 paramètres utilisés pour le calcul de la section efficace des réactions (n,p) avec le code Talys1.6.

Cible	Le modèle de densité de niveau	Les constantes d_1, d_2, d_3 dans M^2 $M^2 = \frac{d_1 A_p}{A^3} \left[7.48 d_2 + \frac{4.62 E^5}{\left(\frac{E}{n A_p} + 10.7 d_3 \right)} \right]$	Le modèle de pré-équilibre	K_{ph}
Cd112	Modèle super fluide généralisé	1.3,1,1	MSD et MSC	20
Cl37	Modèle super fluide généralisé	1.7,1,1	MSD et MSC	18
Co59	Modèle super fluide généralisé	0.7,1,1	MSD et MSC	12
Cr52	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.8,1,1	MSD et MSC	8
Cr53	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.6,1,1	MSD et MSC	19
Fe56	Modèle super fluide généralisé	0.8,1,1	MSD et MSC	14
K41	Modèle super fluide généralisé	1.7,1,1	MSD et MSC	18
Ni58	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.9,1,1	MSD et MSC	10
Ni60	Modèle super fluide généralisé	1.5,1,1	MSD et MSC	10

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Ni61	Modèle super fluide généralisé	1.3,1,1	MSD et MSC	30
Ru99	Modèle super fluide généralisé	0.9,1,1	MSD et MSC	18
Ru101	Modèle super fluide généralisé	0.7,1,1	MSD et MSC	10.5
Se74	Modèle super fluide généralisé	1.7,1,1	MSD et MSC	15
Se76	Modèle super fluide généralisé	1.5,1,1	MSD et MSC	15
Se77	Modèle super fluide généralisé	1.3,1,1	MSD et MSC	18
Sn117	Modèle super fluide généralisé	1.3,1,1	MSD et MSC	23
Sr88	Le Back -shifted Fermi gas Modèle	0.9,1,1	MSD et MSC	22
Tc99	Modèle super fluide généralisé	1.5,1,1	MSD et MSC	15
Ti48	Modèle super fluide généralisé	0.7,1,1	MSD et MSC	7.8

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

V51	Modèle super fluide généralisé	0.85,1,1	MSD et MSC	16.5
Y89	Le Back -shifted Fermi gas Modèle	0.8,1,1	MSD et MSC	15
Zn66	Modèle super fluide généralisé	1.7,1,1	MSD et MSC	17
Zr90	Le Back -shifted Fermi gas Modèle	0.8,1,1	MSD et MSC	28
Zr91	Modèle super fluide généralisé	0.8,1,1	MSD et MSC	14
Zr92	Modèle super fluide généralisé	0.9,1,1	MSD et MSC	16
Zr94	Modèle super fluide généralisé	2.2,1,1	MSD et MSC	30

Tableau 3. 7 Comparaison entre les données expérimentales et calculées par l'équation 3.26 des sections efficaces de la réaction (n,p).

Energie de Neutron	Z	A	σ_i^{exp}	σ_i^{cal}	$\Delta\sigma_i^{exp}$	$\left(\frac{ \sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal} }{\sigma_i^{exp}}\right)$	$\left(\frac{\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{cal}}{\Delta\sigma_i^{exp}}\right)^2$
12.25	28	60	146	220.63418	14	0.51119	28.41969
12.25	39	89	19.3	18.71319	1.7	0.0304	0.11915
13.25	34	77	42	54.18709	10	0.29017	1.48525
13.25	34	76	59	77.29009	6	0.31	9.29243

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

13.25	30	66	74.4	98.11103	9.7	0.3187	5.97527
13.25	50	117	10.2	14.6389	2.9	0.43519	2.3429
13.25	50	117	10	14.65051	2.1	0.46505	4.90413
13.25	34	77	40	54.18709	7	0.35468	4.10762
13.25	34	76	57	77.29009	6	0.35597	11.43577
13.25	34	74	183	151.10024	29	0.17432	1.20998
13.25	48	112	16.1	15.76355	1.7	0.0209	0.03917
13.25	23	51	35.5	52.47903	4	0.47828	18.01797
13.25	38	88	17.5	16.62326	2	0.0501	0.19217
13.25	48	112	16.4	15.74837	3	0.03973	0.04718
13.25	28	60	138	168.48167	10	0.22088	9.29132
13.25	34	74	226	151.10024	34	0.33141	4.85292
13.25	38	88	15	16.6316	2	0.10877	0.66553
13.25	39	89	20.9	18.64109	1.5	0.10808	2.26785
13.25	26	56	112	134.12521	7	0.19755	9.99031
13.25	44	99	12.9	14.16142	2.2	0.09778	0.32876
13.25	44	101	14.6	19.9025	2	0.36318	7.02912
13.25	39	89	22	18.65078	1.5	0.15224	4.98546
13.25	44	101	14.4	19.87807	2.3	0.38042	5.67282
13.25	40	90	11.2	13.85774	0.8	0.2373	11.03684
13.25	38	88	21.5	16.60708	2.5	0.22758	3.83051
13.25	44	99	12.8	14.18243	1.8	0.108	0.58985
14.25	38	88	18.3	16.64106	1.7	0.09065	0.95228
14.25	28	60	118	136.25712	8	0.15472	5.20816
14.25	34	74	136	122.64846	22	0.09817	0.36831
14.25	50	117	9.6	14.56941	2.1	0.51765	5.59979

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

14.25	43	99	13.6	19.25125	1.2	0.41553	22.1782
14.25	44	101	18.9	19.80627	2.6	0.04795	0.1215
14.25	39	89	24	18.66172	1.7	0.22243	9.86064
14.25	39	89	22.7	18.58017	1.6	0.18149	6.63007
14.25	23	51	36.5	43.10581	3	0.18098	4.84852
14.25	34	76	49	63.35225	5	0.2929	8.23948
14.25	26	56	106	108.81455	7	0.02655	0.16167
14.25	39	89	23.6	18.56567	1.7	0.21332	8.76973
14.25	34	77	37	44.61014	6	0.20568	1.60873
14.25	26	56	103	108.81455	7	0.05645	0.68998
14.25	19	41	49.2	61.29176	4.4	0.24577	7.5522
14.25	28	58	366	285.34687	12	0.22036	45.1731
14.25	26	56	100	108.81455	6	0.08815	2.15823
14.25	48	112	19.1	15.68448	1.6	0.17882	4.55695
14.25	28	60	122	136.25712	9	0.11686	2.50945
14.25	39	89	24.1	18.62239	1.7	0.22729	10.38207
14.25	47	109	14.3	18.18134	0.7	0.27142	30.74446
14.25	44	99	12	14.11113	1.9	0.17593	1.23459
14.25	38	88	17.5	16.75367	1.5	0.04265	0.24756
14.25	17	37	25	39.10836	2.5	0.56433	31.84731
14.25	47	109	14.9	18.19484	0.7	0.22113	22.15508
14.25	22	48	61.3	60.77134	3.4	0.00862	0.02418
15.25	38	88	19.2	16.78821	1.5	0.12561	2.58521
15.25	28	61	65	77.8459	6	0.19763	4.58381
15.25	44	99	11.4	14.06057	1.9	0.23338	1.96083
15.25	44	104	6.7	8.02242	0.9	0.19738	2.159

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

15.25	34	77	38	37.9082	7	0.00242	1.71995E-4
15.25	48	112	20	15.62168	2.4	0.21892	3.32807
15.25	38	88	17.7	16.91149	1.3	0.04455	0.3679
15.25	44	101	19.1	19.67863	2.7	0.03029	0.04593
15.25	48	112	23	15.58628	1.9	0.32234	15.22528
15.25	28	58	260	237.11501	18	0.08802	1.61643
15.25	44	101	21.4	19.73343	3	0.07788	0.3086
15.25	34	76	43	53.67063	6	0.24815	3.16285
15.25	40	90	12.4	13.90031	1	0.12099	2.25093
15.25	26	56	87.4	91.5337	5.5	0.0473	0.56487
15.25	50	117	12.1	14.48066	2.6	0.19675	0.83839
15.25	30	66	73.5	67.64164	9.6	0.07971	0.3724
15.25	44	99	11.9	14.01297	1.9	0.17756	1.23674
15.25	34	74	117	103.20807	19	0.11788	0.52692
15.25	34	77	40	37.9082	7	0.0523	0.0893
15.25	40	91	21	18.24789	2	0.13105	1.89353
15.25	23	51	36	36.57091	3	0.01586	0.03622
15.25	24	53	46.4	43.78862	4.3	0.05628	0.36881
15.25	50	117	11.2	14.5018	2.4	0.2948	1.89269
15.25	24	52	82.9	70.41308	4.1	0.15063	9.27562
15.25	28	60	102	114.37259	7	0.1213	3.1241
15.25	28	58	260	237.11501	20	0.08802	1.30931
15.25	40	94	10.6	10.59634	0.7	3.45256E-4	2.73336E-5
15.25	34	76	45	53.67063	5	0.19268	3.0072
15.25	38	88	19.8	16.93026	1.5	0.14494	3.66019
15.25	19	41	40.5	51.77627	4.8	0.27843	5.51885

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

16.25	28	58	181	202.82012	15	0.12055	2.11608
16.25	39	89	21.2	18.91891	1.8	0.1076	1.60599
16.25	19	41	31.5	44.81554	3.8	0.42272	12.27864
16.25	50	117	16	14.48088	3.4	0.09494	0.19963
16.25	28	58	199	202.82012	13	0.0192	0.08635
16.25	28	60	91	98.54043	6	0.08286	1.57939
16.25	24	53	49.2	37.98312	3.6	0.22799	9.70821
16.25	38	88	24.9	17.05941	2.9	0.31488	7.30974
16.25	28	61	56	67.28549	5	0.20153	5.09449
16.25	22	48	57.1	44.50557	3.6	0.22057	12.23918
16.25	47	109	14.8	18.09386	1	0.22256	10.84954
16.25	26	56	78	78.9855	4.7	0.01263	0.04397
16.25	38	88	19.5	17.10623	1.5	0.12276	2.54673
16.25	27	59	42.879	59.36476	7.5932	0.38447	4.71377
16.25	26	56	76.2	78.9855	4.5	0.03656	0.38316
16.25	24	52	76	60.86672	3.8	0.19912	15.85984
16.25	43	99	14.3	19.2045	0.9	0.34297	29.69648
16.25	40	91	21	18.35507	2	0.12595	1.74892
16.25	24	52	79.6	60.86672	3.9	0.23534	23.07269
16.25	24	53	48.4	37.98312	2.9	0.21522	12.90267
16.25	40	92	12.8	18.92172	1.2	0.47826	26.0246
16.25	40	94	12.8	10.86148	1.2	0.15145	2.60963
16.25	40	90	12	14.0211	0.8	0.16843	6.38259
17.75	24	52	59.3	50.5772	3.7	0.1471	5.55787
17.75	28	58	166	166.6517	9	0.00393	0.00524
17.75	39	89	19.7	19.39485	1.7	0.01549	0.03222

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

17.75	43	99	15	19.41475	0.8	0.29432	30.4531
17.75	23	51	29	26.51543	3	0.08567	0.6859
17.75	24	52	58.9	50.5772	3.2	0.1413	6.76456
17.75	24	53	41.2	31.6805	5	0.23106	3.62484
17.75	40	94	14.7	11.49417	1.3	0.21808	6.08127
17.75	24	53	45.7	31.6805	3.4	0.30677	17.00229
17.75	47	109	14.8	18.14126	1	0.22576	11.16402
17.75	26	56	58.4	65.50973	3.5	0.12174	4.12638
17.75	26	56	61	65.50973	3.8	0.07393	1.40842
17.75	40	92	14.7	19.33391	1.3	0.31523	12.70597
17.75	24	52	58.3	50.5772	4.1	0.13247	3.54799
17.75	22	48	45.4	37.06134	2.9	0.18367	8.26793
17.75	38	88	26	17.71	2.6	0.31885	10.1663
17.75	24	52	57.4	50.5772	3.2	0.11886	4.54596
17.75	24	53	40.5	31.6805	5.2	0.21777	2.87661
17.75	30	66	60.7	48.71695	7.3	0.19741	2.69457
18.25	19	41	20.9	35.31505	2.8	0.68972	26.50428
18.25	40	91	22	18.78839	3	0.14598	1.14605
18.25	28	60	71	77.16782	5	0.08687	1.52168
18.25	26	56	56.6	61.98384	3.4	0.09512	2.50742
18.25	28	61	47	52.9215	3	0.12599	3.89602
18.25	26	56	54.7	61.98384	3.3	0.13316	4.87184
18.25	27	59	45.827	46.74333	8.4192	0.02	0.01185
18.25	17	37	12.85	22.75835	1.3	0.77108	58.09198
18.25	40	90	11.4	14.41783	0.7	0.26472	18.58638
18.75	28	58	92	148.93975	15	0.61891	14.40949

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

18.75	26	56	51	58.8178	3	0.15329	6.79089
18.75	23	51	28	23.88705	4	0.14689	1.05727
18.75	24	53	30.5	28.52417	2.8	0.06478	0.49795
18.75	26	56	52	58.8178	3.2	0.13111	4.53929
18.75	30	66	62	43.81206	7.1	0.29335	6.56221
18.75	24	52	45.5	45.45305	2.7	0.00103	3.02392E-4
18.75	28	60	66	73.19775	5	0.10906	2.0723
20.25	24	53	20	24.81483	2.1	0.24074	5.25682
20.25	28	58	71	128.45615	14	0.80924	16.8429
20.25	43	99	16.1	20.33627	1.3	0.26312	10.61894
20.25	17	37	12	18.82039	1.3	0.56837	27.52531
20.25	24	52	28.3	39.4555	2.6	0.39419	18.40906
20.25	24	53	16.8	24.81483	1.3	0.47707	38.01036
20.25	24	52	28.8	39.4555	2.1	0.36998	25.74597
20.75	27	59	26.972	36.92567	5.6803	0.36904	3.07061
20.75	24	52	27.1	37.79295	2.6	0.39457	16.91409
20.75	24	53	15.4	23.7837	2.2	0.5444	14.52199
20.75	40	94	16.8	13.67938	1.4	0.18575	4.96849
20.75	40	92	16.8	20.99198	1.4	0.24952	8.96564
20.75	40	91	16	20.22582	2	0.26411	4.46439
20.75	27	59	38.875	36.92567	7.1408	0.05014	0.07452
χ^2			7.741				

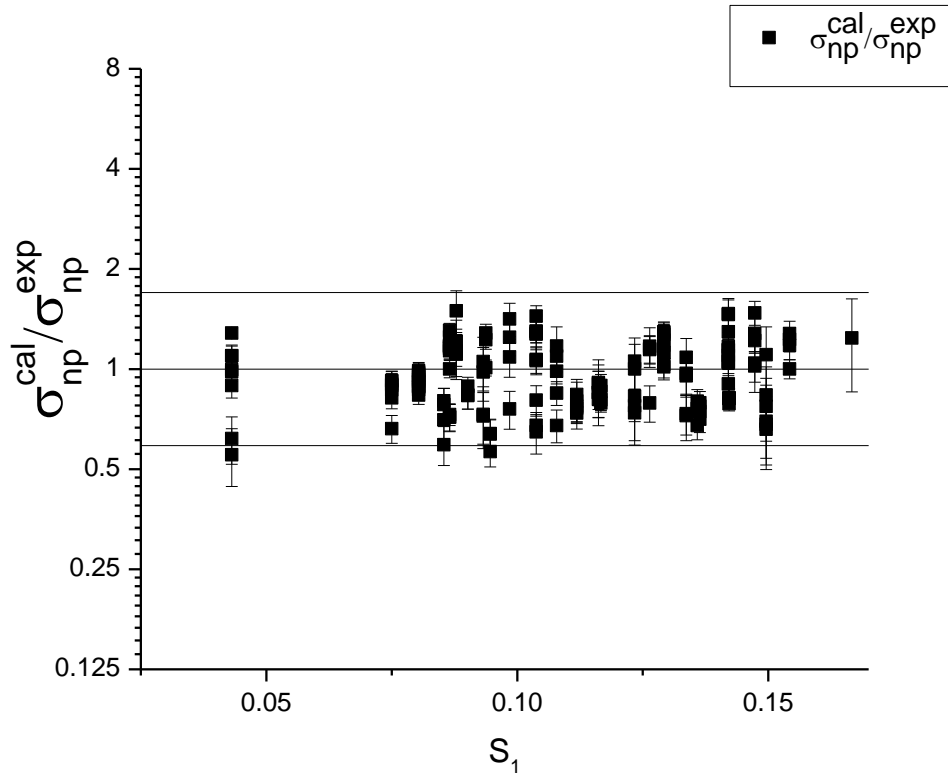


Figure 3. 16 Ratios des sections efficaces expérimentales ($\sigma_{np}(\text{calculé}) / (\sigma_{np}(\text{expérimentale}))$) du tableau 3.1 aux sections efficaces calculées avec l'équation (3.26) et les paramètres du tableau 3.7.

III .5 Calculs théoriques des Fonctions d'excitation dans le cadre d'un programme développé

III .5.1 Programme développé

Dans le cadre du calcul des sections efficaces des réactions nucléaires induites par les neutrons rapides, nous avons développé un programme fortran qui combine les calculs du modèle exciton avec ceux du modèle d'évaporation du noyau composé de Weisskopf-Ewing [Wei40] avec l'utilisation du potentiel optique (le code scat2000) afin d'obtenir les sections efficaces demandées.

L'organigramme de ce programme est le suivant :

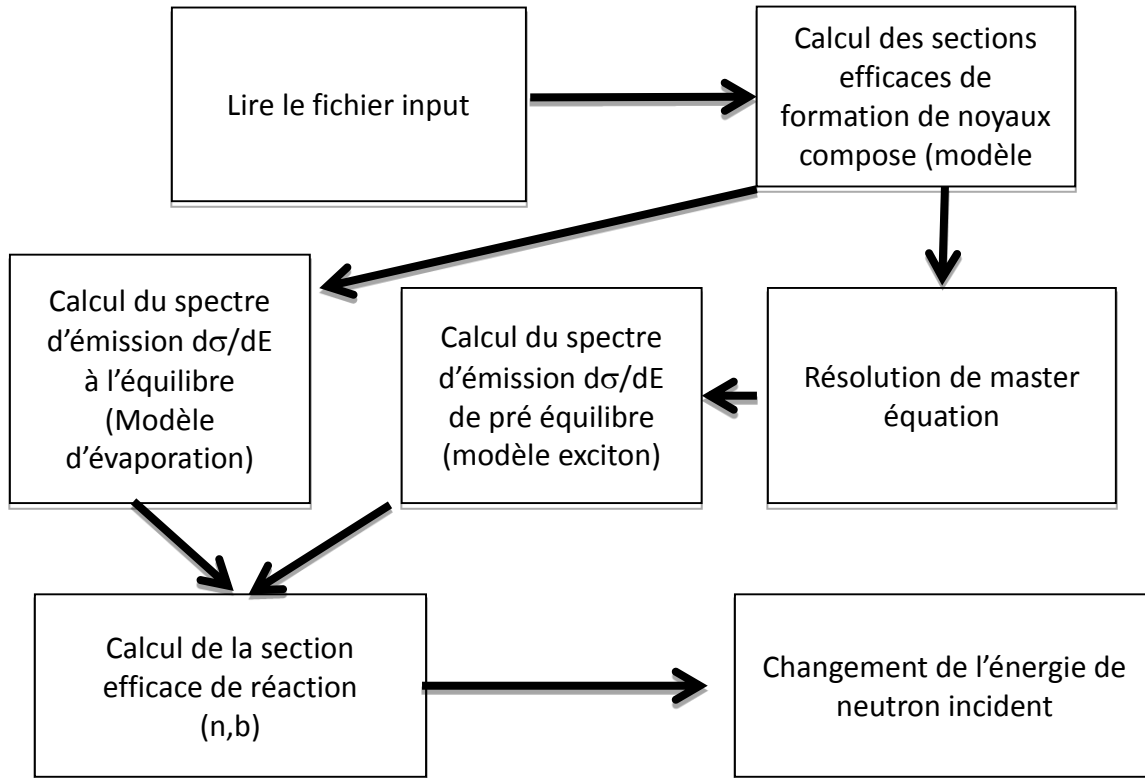


Figure 3. 17 L'organigramme de programme développé.

Pour calculer la section efficace nous avons utilisé la formule suivante :

$$\sigma_{n,b} = F * \sigma_{eq} + \sigma_{pre} \quad (3.27)$$

F : facteur de normalisation tenant compte de la contribution des processus d'équilibre et de pré-équilibre, dépendant de l'énergie incidente, à la section efficace totale.

Pour trouver le facteur F une approximation linéaire de la dépendance en énergie des neutrons incidents E_n est considérée selon la forme $F = A * E_n + B$.

Pour calculer les sections efficaces des réaction (n,α) des noyaux ^{50}Ti , ^{92}Mo , ^{54}Cr , ^{68}Zn , ^{98}Mo , ^{27}Al , ^{59}Co , ^{54}Fe , ^{51}V , ^{63}Cu et ^{75}As nous avons considéré les paramètres donnés dans le Tableau 3.9 . Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales (EXFOR) et-aux calculs du code Talys 1.6. Les résultats sont donnés sous forme de courbes représentées sur les figures Les paramètres A et B optimums du facteur F sont donnés dans le tableau suivant (Tableau 3.8).

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Tableau 3. 8 paramètres A et B optimum du facteur F obtenir par notre calculs.

<i>Noyau cible</i>	<i>paramètre A</i>	<i>paramètre B</i>
Al²⁷	-0,088	2,004
V⁵¹	-0,028	0,864
Fe⁵⁴	-0,139	3,155
Mn⁵⁵	-0,094	1,939
Co⁵⁹	-0,057	1,251
Cu⁶³	-0,151	2,857
Zn⁶⁸	-0,066	1,314
As⁷⁵	-0,062	1,365
Mo⁹⁸	-0,058	1,507

Nous avons observé une diminution du facteur F avec l'augmentation de l'énergie incidente des neutrons dans la gamme de 12-20 MeV. Elle s'explique par la diminution de la contribution du mécanisme d'équilibre. En effet, les neutrons passent plus rapidement devant le noyau, ce qui réduit la possibilité de son absorption et réduit ainsi la contribution du mécanisme d'équilibre.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Tableau 3. 9 Essentiels Paramètres utilisés dans notre programme de calculs.

Les paramètres du processus d'équilibre (évaporation)		Les paramètres de Prééquilibre émission	
Modèle de B.S.F.G.M	$\rho(U) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma(U')} a^{1/4} \frac{\exp(\sqrt{2a} U')}{(U' + T)^{5/4}}$	spectre d' Emission de pré équilibre	$\frac{d\sigma}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \sum_{n=2}^n W_b(n, E_b) \tau(n)$
le spin de coupure	$\sigma^2(U') = 0,015 \cdot T \cdot A^{5/3}$	la durée de vie moyenne d'un état exciton	$\tau(n) = \int_{t=0}^{t_{eq}} P(n, t) dt$
La température nucléaire T	$U' = aT^2 - T$ $\begin{cases} U' = U - 2\Delta & \text{pour un noyau pair pair} \\ U' = U - \Delta & \text{pour un noyau pair impair} \\ U' = U & \text{pour un noyau impair impair} \end{cases}$	Condition d'atteindre l'équilibre	$t_{eq} \Rightarrow \frac{p(n,t) - p(n,t+\Delta t)}{p(n,t)} \leq 0.005, \Delta t: \text{pas d'integration}$
		Master équation	$\frac{dP}{dt}(n, t) = \lambda^+(n-2) P(n-2, t) + \lambda^-(n+2) P(n+2, t) + [\lambda^+(n) + \lambda^-(n) W(n)] P(n, t)$
Énergie d'excitation du noyau résiduel	$U = E - E_b - S_b$	Taux de transitions internes n->n+2	$\lambda^+(n) = \frac{2\pi}{\hbar^2} M ^2 \frac{g^3 (E - A_{p+1,h+1})^2}{2(n+1)}$ $A_{p,h} = \frac{p^2 h^2 p - 3h}{4g}$
le paramètre de densité de niveaux a	$a(U) = a_0 \left(1 + f(U) \frac{\delta W}{U}\right)$ $f(U) = \exp(0.05 U)$	Taux de transitions internes n->n-2	$\lambda^-(n) = \frac{2\pi}{\hbar^2} M ^2 \frac{g P h (n-2)}{2} \left[1 - \frac{n-1}{n-2} \frac{(P-1)(P-2) + (h-1)(h-2)}{8g(E - A_{p,h})} \right]$
		l'élément de matrice M	$ M ^2 = \begin{cases} \frac{300}{A^3} \frac{1}{\sqrt{14 \text{ MeV}^2}} & e < 2 \text{ MeV} \\ \frac{300}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7 \text{ MeV}}} & 2 \leq e < 7 \text{ MeV} \\ \frac{300}{A^3 e} & 7 \leq e < 15 \text{ MeV} \\ \frac{300}{A^3 e} \sqrt{\frac{15 \text{ MeV}}{e}} & e \geq 15 \text{ MeV} \end{cases}$
L'effet de couche	$\delta W = M_{exp} - M_{Ldm}(Z, A, \beta)$	nombre des états exciton maximal	$\bar{n} = \sqrt{2gE}$
valeur asymptotique a_0	$a_0 = A (0.137 + 6.36 \cdot 10^{-5} A)$	paramètre de densité de niveaux	$g = 6a/\pi^2$

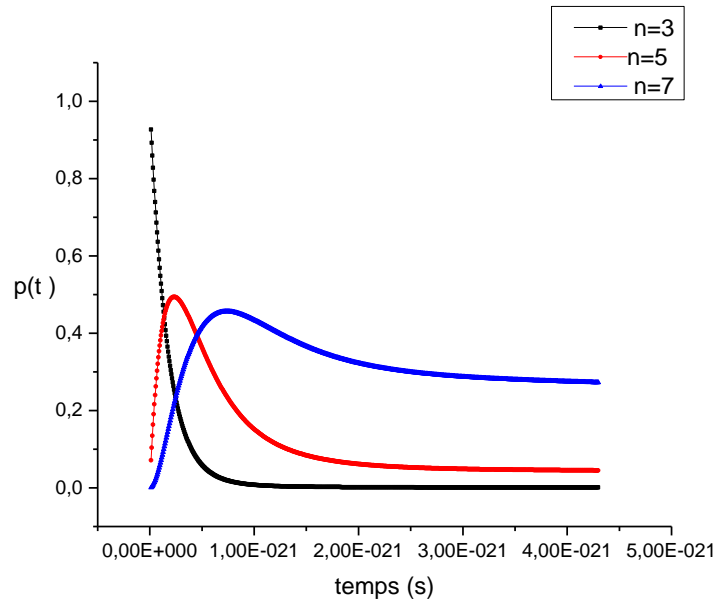


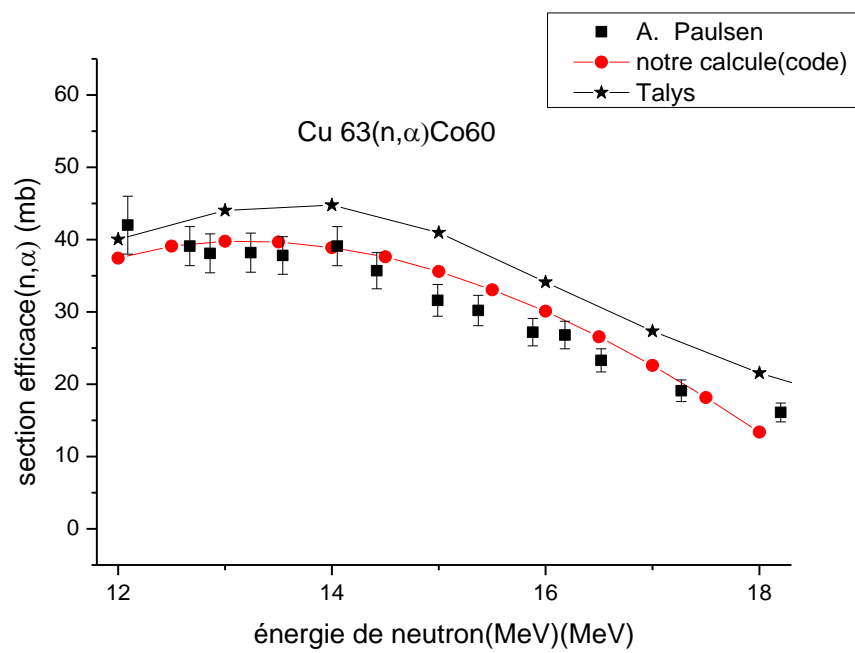
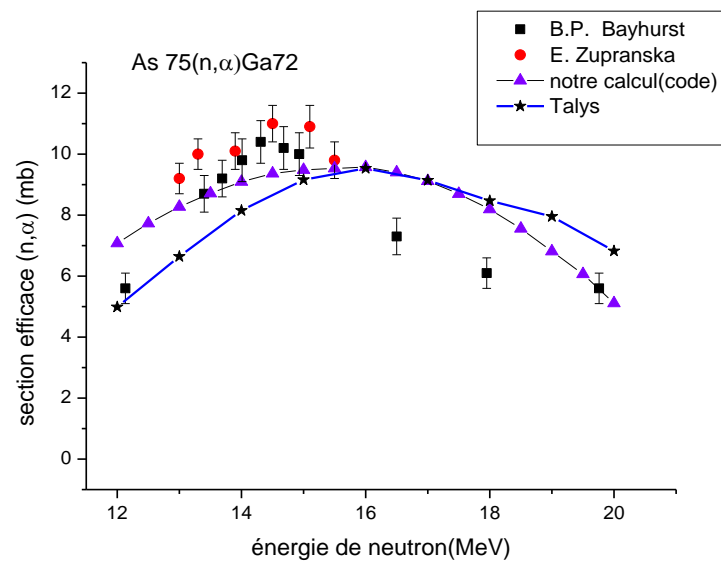
Figure 3. 18 La probabilité $p(n,t)$ du système de pré-équilibre dans l'état excite n calculé par notre programme.

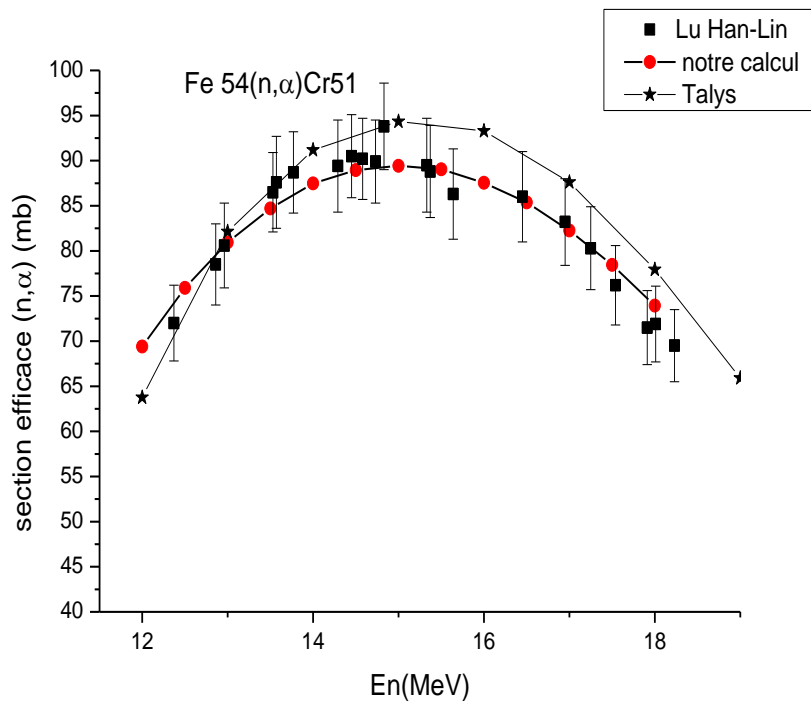
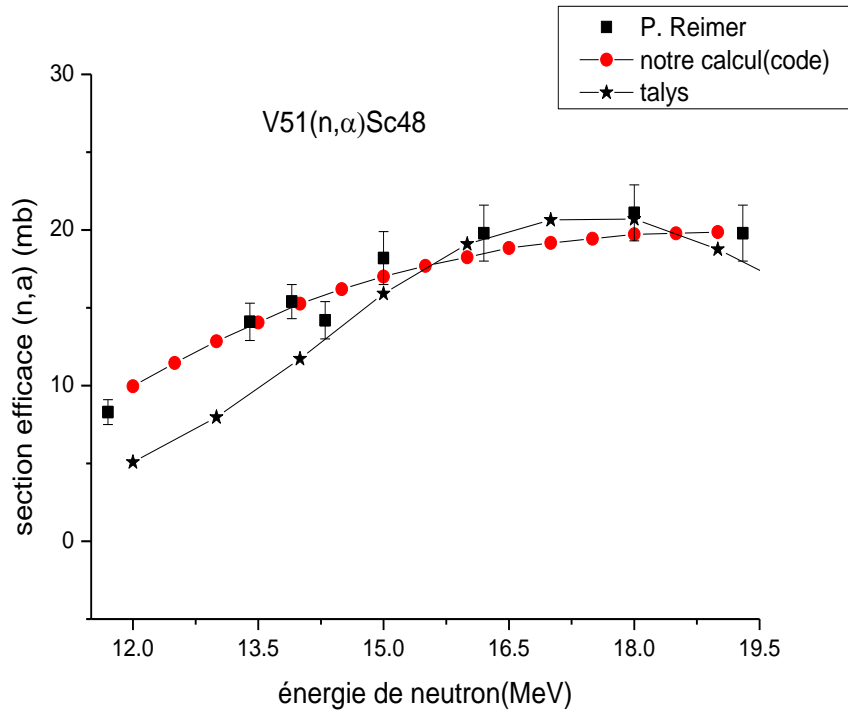
La résolution des équations maîtresses du modèle exciton montre bien une forte dépendance de la probabilité d'existence $p(n,t)$ d'un système en pré-équilibre aux nombres des états exciton n . (Fig 3.18).

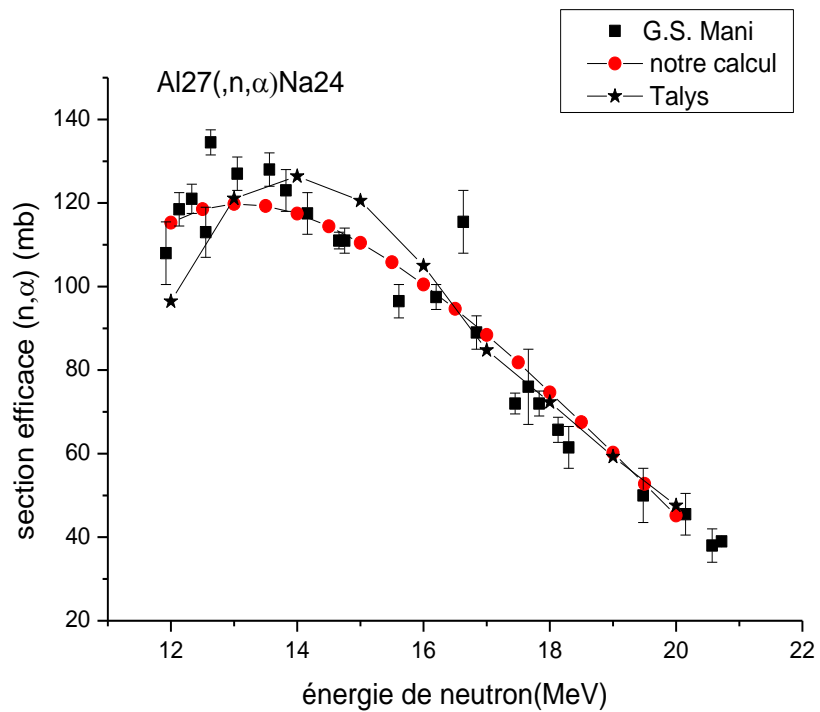
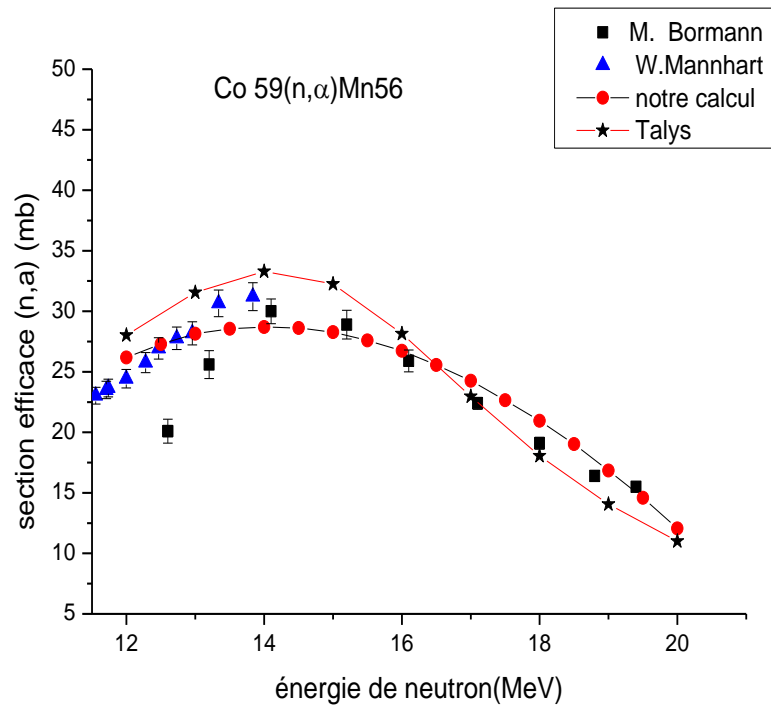
On note également que les probabilités dues à la contribution des différents états exciton n sont liées les unes aux autres car la diminution dans l'état n vers $n-2$ (précédent) est compensée par une augmentation due à la transition interne $\lambda^-(n+2)$ de l'état $n+2$.

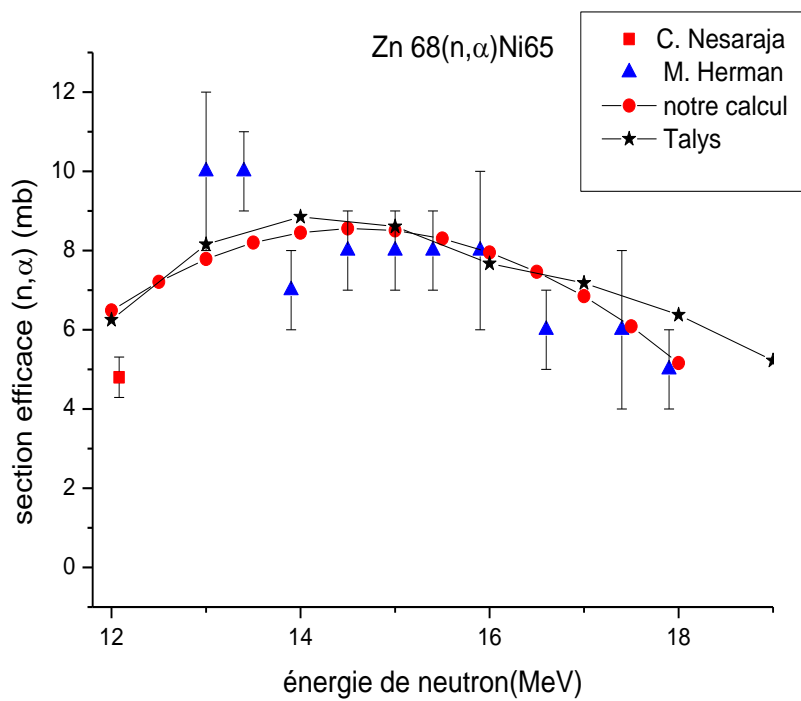
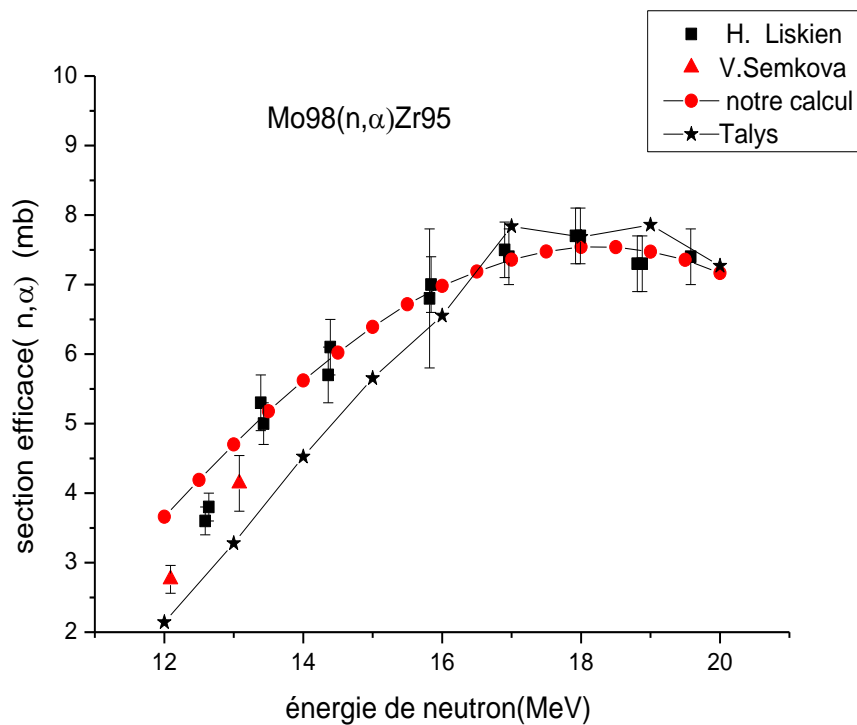
On note également que la plus grande probabilité de contribution est liée à la contribution de l'état exciton $n=3$.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

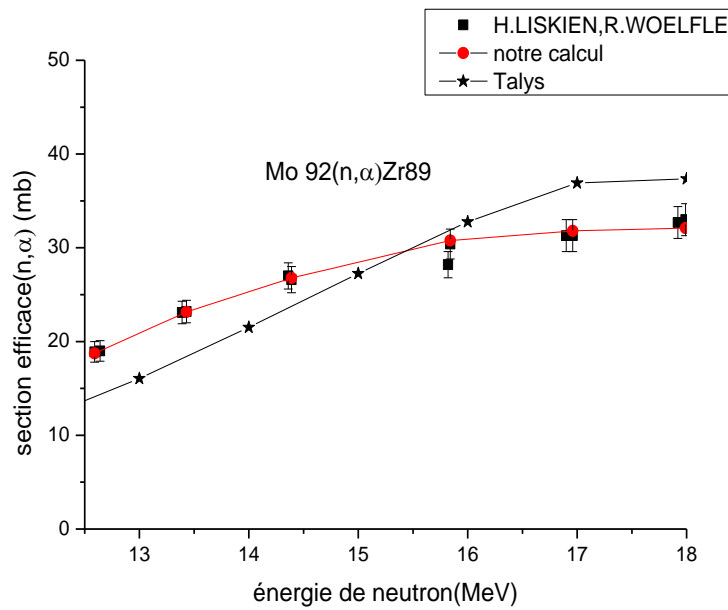
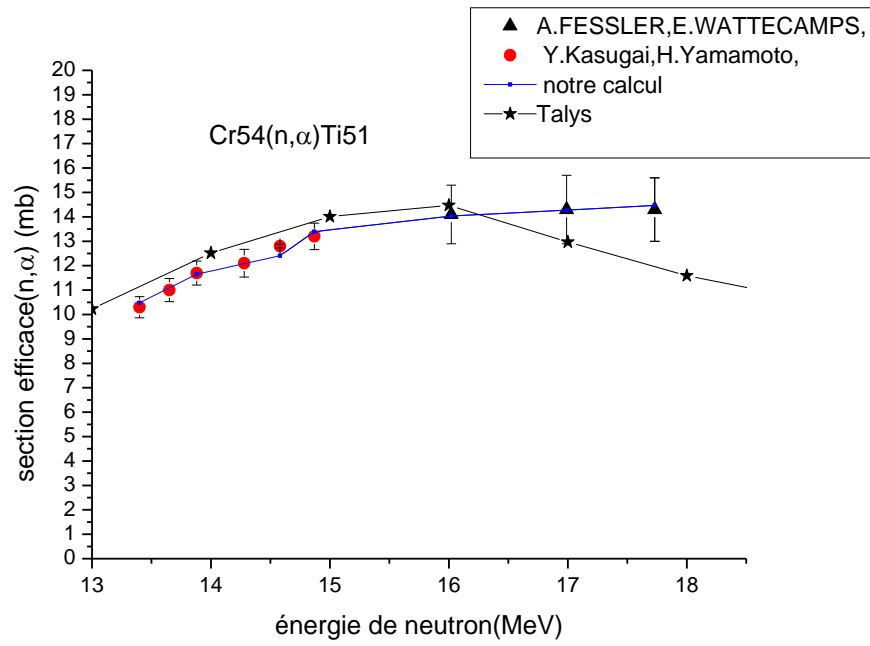








CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS



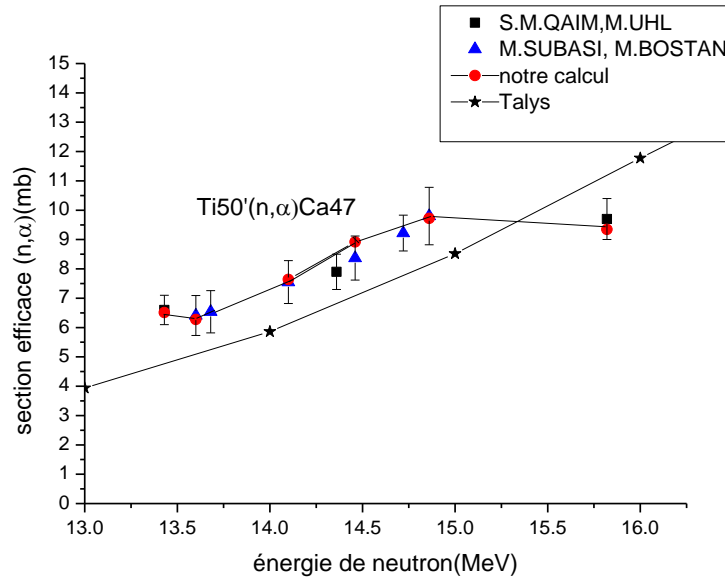


Figure 3. 19 sections efficaces des réactions (n, α) pour ^{50}Ti , ^{92}Mo , ^{54}Cr , ^{68}Zn , ^{98}Mo , ^{27}Al , ^{59}Co , ^{54}Fe , ^{51}V , ^{63}Cu et ^{75}As calculé par notre code comparée aux résultats expérimentaux et aux résultats de notre calculé par le Code Talys1.6.

On observe sur les figures 3.19 ci-dessous pour les réactions (n, α) induites sur différents isotopes, des fonctions d'excitations qui commencent à augmenter à partir d'une certaine énergie seuil, elles passent par un maximum (σ_{max}) large et puis redescendent quand l'énergie dépasse l'énergie E (position du maximum). En effet, dès que l'énergie atteint une certaine valeur, d'autres voies de réactions deviennent énergétiquement possibles et leur compétition à la réaction (n, α) fait diminuer la probabilité de décroissance par la voie (n, α) . Cette diminution est d'autant plus importante que l'énergie d'excitation est élevée et que l'émission de particules en cascade est plus probable (ex. réactions $(n, \alpha xn')$, $(n, \alpha xp)$, $(n, \alpha \alpha)$..).

Les fonctions d'excitations de la réaction (n, α) obtenu par notre code qui basée sur les modèles théoriques sont en bon accord avec les données expérimentales et avec les résultats de Talys1.6.

Tableau 3. 10 les paramètres utilisés pour le calcul de Talys1.6 (la réaction (n, α)).

Cible	Le modèle de densité de niveau	Les constantes d_1, d_2, d_3 dans M^2 $M^2 = \frac{d_1 A_p}{A^3} \left[7.48 d_2 + \frac{4.62 E^5}{\left(\frac{E}{n A_p} + 10.7 d_3 \right)} \right]$	Le modèle de prééquilibre	Kph
Al27	Le Back-shifted Fermi gas modèle	0.35, 1, 1	MSD et MSC	6.5

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Co59	Le Back -shifted Fermi gas modèle	1.3,1,1	MSD et MSC	18
Fe54	Le Back -shifted Fermi gas modèle	1.3,1,1	MSD et MSC	9.5
V51	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.5,1,1	MSD et MSC	8
Cu63	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.8,1,1	MSD et MSC	16
As75	Le Back -shifted Fermi gas modèle	1,1,1	MSD et MSC	13
Ti50	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.4,1,1	MSD et MSC	10.8
Mo92	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.7,1,1	MSD et MSC	15.1
Cr54	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.8,1,1	MSD et MSC	13.35
Zn68	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.8,1,1	MSD et MSC	17
Mo98	Le Back -shifted Fermi gas modèle	0.7,1,1	MSD et MSC	16.5

III .6 Sections efficaces doublement différentielle

Pour calculer la distribution angulaire et énergétique des particules émises pour des réactions de type (a,b) à la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$ nous avons développé un programme fortran qui est basé sur le formalisme de Kalbach [Kal88]. et les données expérimentales (EXFOR).

Le programme calcule les paramètres de Kalbach (tab 2.1) par l'utilisation de la systématique de Kalbach (équation 2.80) et permet de prédire les sections efficaces doublement différentielles $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$ et le facteur du processus interaction multi-étapes directe (MSD) F_{msd} après une comparaison avec les données expérimentales EXFOR.

L'organigramme de ce programme est présenté dans la figure 3.19 :

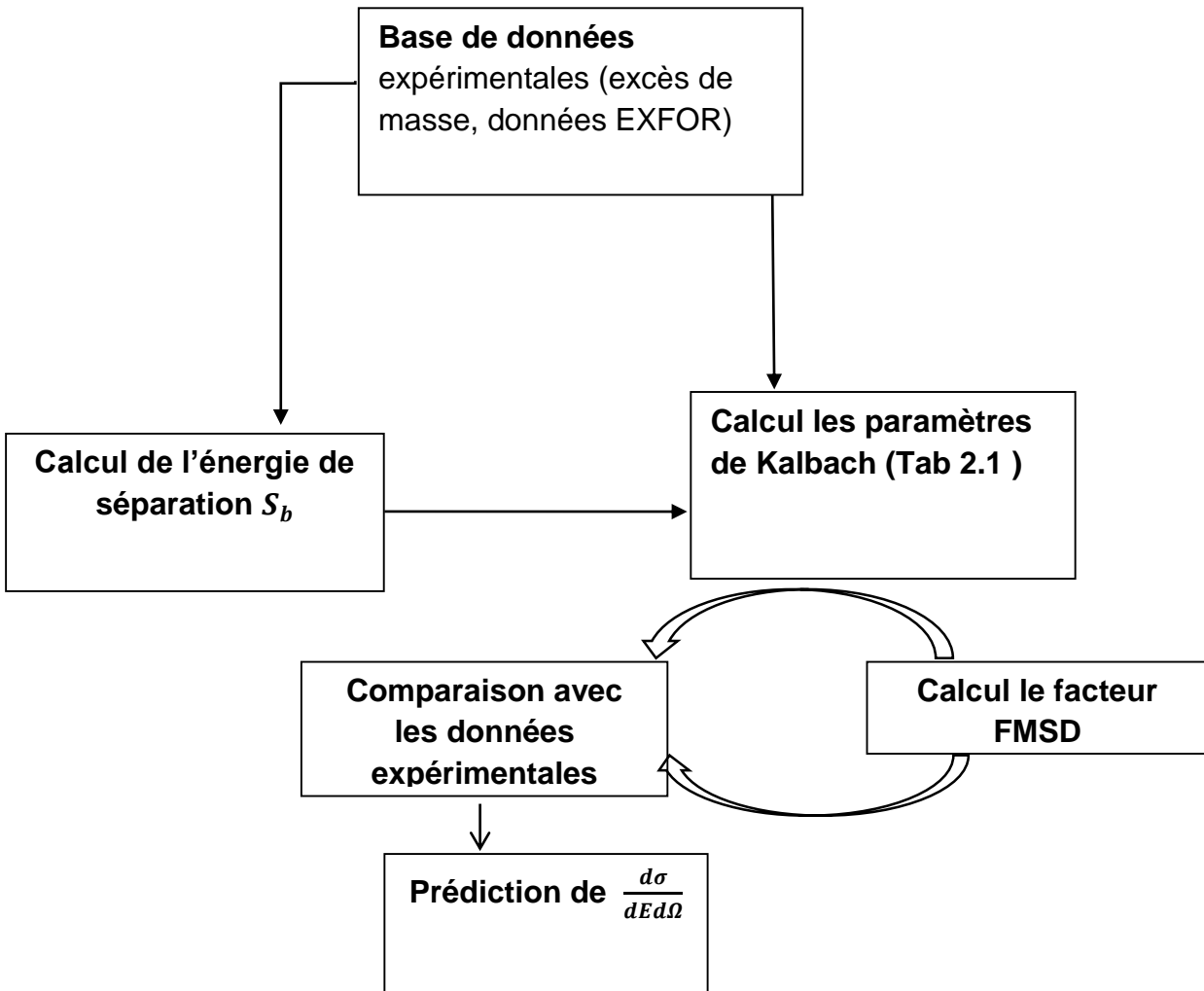


Figure 3.20 L'organigramme utilisé par notre programme pour prédire les sections efficaces doublement différentielles par l'approximation de Kalbach.

III .6. 1 Etudes des réactions (n,α)

Nous avons appliqué le programme développé pour étudier les réactions nucléaires {suivantes $^{149}_{62}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}_{60}\text{Nd}$, $^{143}_{60}\text{Nd}(n,\alpha)^{139}_{58}\text{Ce}$ et $^{209}_{83}\text{Bi}(n,\alpha)^{206}_{81}\text{Tl}$.

III .6. 1.1 Réaction $^{149}_{62}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}_{60}\text{Nd}$

Nous avons utilisé les données expérimentales de $\frac{d\sigma}{dE}$ de la réaction $^{149}_{62}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}_{60}\text{Nd}$ et à l'aide des études paramétriques nous avons trouvé le facteur F_{MSD} qui donne une prédiction fiable de la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$ à la position angulaire $\theta = 31.8^\circ$ et pour l'énergie incidente de 14.12 MeV (Fig.3.21).

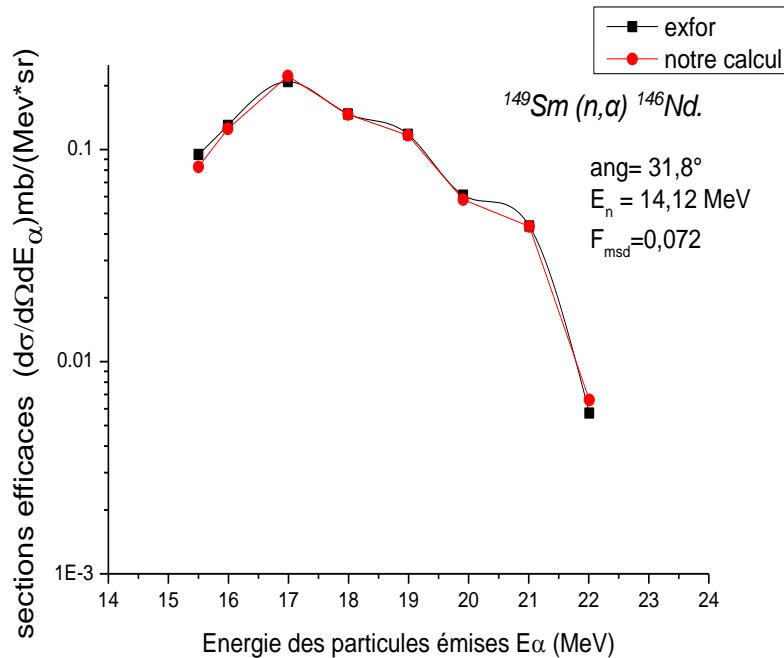


Figure 3. 21 Comparaison entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux de la réaction $^{149}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}\text{Nd}$

III .6. 1.2 Réaction $^{143}_{60}\text{Nd}(n,\alpha)^{139}_{58}\text{Ce}$

Avec les données expérimentales de $\frac{d\sigma}{dE}$ de la réaction $^{143}_{60}\text{Nd}(n,\alpha)^{139}_{58}\text{Ce}$ et à l'aide du programme et de la même manière que la réaction précédente, en procédant par une étude paramétrique pour la détermination du facteur F_{MSD} , une bonne prédiction de la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$ à la position angulaire $\theta = 27^\circ$ à l'énergie incidente de 18.2 MeV a été réalisée (Fig.3.22).

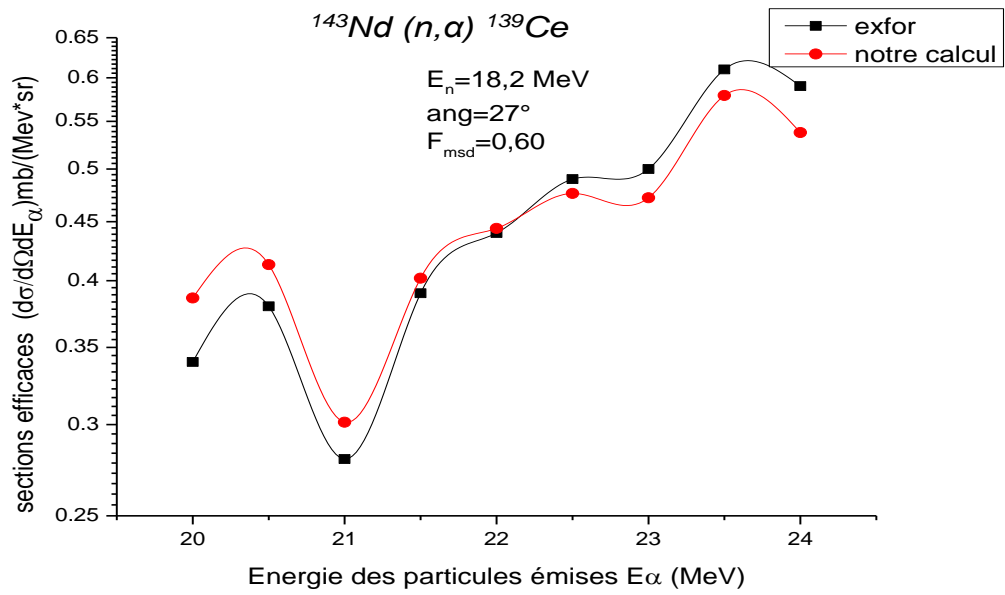


Figure 3. 22 Comparaison entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux de la réaction $^{143}\text{Nd} (n, \alpha) ^{139}\text{Ce}$

Pour distinguer la contribution des processus direct (**MSD**) et de la formation de noyaux composé (**MSC**) et à l'aide du facteur F_{MSD} nous avons réussi à séparer la contribution de chaque processus.

Les résultats du calcul par ce programme sont présentés dans la Figure 3.23 qui montre la contribution de chaque processus comparée avec la section efficace totale.

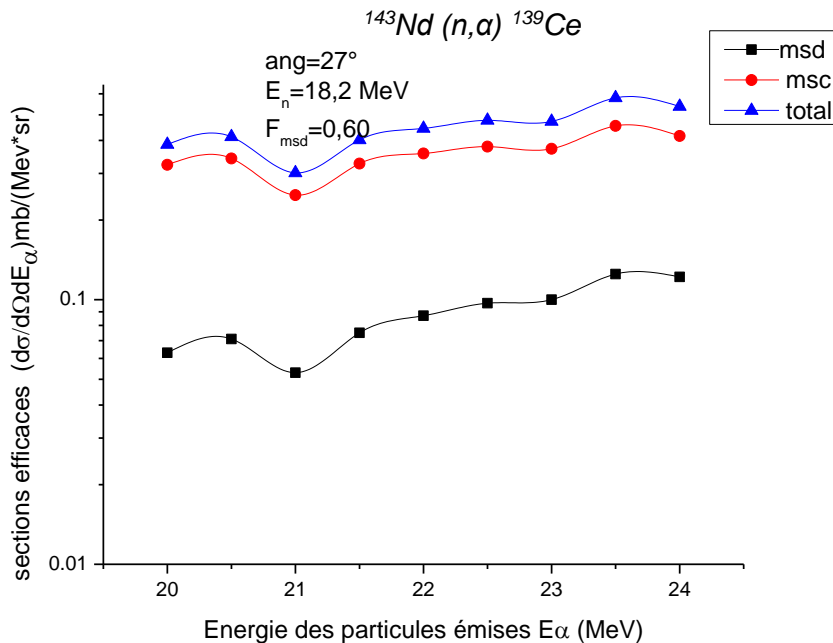


Figure 3. 23 Contribution de chaque processus MSD et MSC $^{143}\text{Nd} (n, \alpha) ^{139}\text{Ce}$.

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Le processus par formation de noyau composé **MSC** est plus dominant par rapport au processus direct MSD dans le cas de la réaction ${}^{143}_{60}\text{Nd} (n,\alpha){}^{139}_{58}\text{Ce}$.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons mené des études théoriques et systématiques pour calculer les réactions nucléaires induites par les neutrons rapides.

En effet, sur le plan théorique nous avons utilisé les différents modèles nucléaires qui peuvent s'adapter à la description du mécanisme de réactions induites par neutrons rapides d'énergie allant de l'énergie seuil à 20 MeV.

Les modèles utilisés dans ce travail sont :

Le modèle statistique d'évaporation décrivant le processus d'équilibre et le modèle exciton décrivant le processus de pré-équilibre.

Pour le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé, le modèle optique a été utilisé avec un potentiel optique composé d'une partie réelle pour la description des états de diffusion élastique et d'une partie imaginaire pour décrire les voies de réactions non-élastiques.

Nous avons combiné les modèles prédicants pour développer un programme fortran qui calcule les sections efficaces des réactions nucléaires induites par les neutrons rapides. Pour valider les résultats du programme développé, une comparaison des résultats de calcul avec les résultats expérimentaux d'EXFOR et les résultats de calcul ^{50}Ti , ^{92}Mo , ^{54}Cr , ^{68}Zn , ^{98}Mo , ^{27}Al , ^{59}Co , ^{54}Fe , ^{51}V , ^{63}Cu et ^{75}As

Les évaluations rapides basées sur les études systématiques sont très pratiques et permettent de déterminer les sections efficaces qui ne peuvent être mesurées. Pour cela, nous avons développé des études systématiques des fonctions d'excitations des réactions (n, α) , (n, p) à l'énergie des neutrons incidents $12 \leq E_n \leq 20$ MeV pour une gamme de noyaux de nombre de masse compris entre 30 et 128. Pour développer ces études nous nous sommes basé sur le modèle d'évaporation d'équilibre, le modèle exciton de pré-équilibre, le modèle de Dostrovsky pour exprimer la section efficace inverse et le modèle de la gouttelette de Swiatecki et Myers pour décrire l'énergie de réaction. Les différents termes de l'énergie de réaction $Q(n,b)$ apparaissant dans les formules systématiques ont été vérifiés individuellement afin de choisir les termes pertinents et établir les formules. Les études systématiques des fonctions d'excitations étudiées ont été calculées et comparées aux données expérimentales tirées de la

CONCLUSION GENERALE

bibliothèque d'EXFOR et comparées aux résultats de calculs du Code Empire 3.2 et du Code talys1.6.

Ces études systématiques ont permis pour la première fois d'obtenir une seule formule basée sur le modèle d'évaporation de l'équilibre et le modèle exciton de pré-équilibre pour systématiser la fonction d'excitation (n,α) pour quatre énergies incidentes différentes qui sont de 12, 16, 18 et 20 MeV. Pour exprimer la section efficace inverse nous avons utilisé la formule de Dostrovsky et pour décrire l'énergie de réaction $Q(n, \alpha)$ le modèle de la gouttelette de Swiatecki et Myers a été choisi. Les données expérimentales utilisées pour l'ajustement par la méthode de moindre carrée dans cette étude proviennent de la bibliothèque EXFOR pour les noyaux de nombre de masse $30 \leq A \leq 128$.

Afin de généraliser la formule semi-empirique pour les calculs des fonctions d'excitation à toute énergie dans la gamme d'énergie $12 \leq E_n \leq 20$ MeV, un facteur de normalisation a été introduite en utilisant les données expérimentales de $\sigma_{n\alpha}$ des réactions induites sur les noyaux (^{59}Co , ^{75}As , ^{93}Nb , ^{94}Zr , ^{99}Tc , ^{95}Mo , ^{31}P , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{127}I , ^{112}Cd). Ces données ont été utilisées pour effectuer un ajustement à 3 dimensions dont les variables sont l'énergie incidente et le nombre de masse.

Pour valider la formule semi-empirique développée, les données EXFOR disponibles pour les noyaux cible (^{59}Co , ^{75}As , ^{93}Nb , ^{94}Zr , ^{99}Tc , ^{95}Mo , ^{31}P , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{127}I , ^{112}Cd , ^{48}Ti , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{68}Zn , ^{62}Ni , ^{58}Ni , ^{45}Sc , ^{79}Br et ^{63}Cu) ont été comparées aux données semi-empiriques prédites et qui montrent une cohérence permettant de valider la nouvelle formule pour n'importe quel noyau cible.

Les calculs des fonctions d'excitation ont été comparés également aux précédentes études systématiques et aux calculs du code Empire3.2 [Her07]. La comparaison montre que la formule développée des fonctions d'excitation présente une meilleure description des données expérimentales que les calculs systématiques de Sheng Fanet al [She04], et Zhixiang Zhao et al [Zha88].

Nous avons également développé une étude systématique, la première du genre, pour prédire les fonctions d'excitations des réactions (n, p) à l'énergie des neutrons incidents dans la gamme $12 \leq E_n \leq 20$ MeV pour les noyaux de nombre de masse compris entre 30 et 128 par une formule semi-empirique de dix paramètres. Les résultats de notre formule semi-empirique développée ont été comparées aux données expérimentales

CONCLUSION GENERALE

tirées de la bibliothèque d'EXFOR, et aux calculs du code Talys 1.6 pour les noyaux cible (^{58}Ni , ^{89}Y , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{52}Cr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{53}Cr , ^{59}Co , ^{56}Fe , ^{61}Ni , ^{48}Ti , ^{117}Sn , ^{66}Zn , ^{112}Cd , ^{60}Ni , ^{94}Zr , ^{37}Cl , ^{109}Ag , ^{41}K , ^{99}Ru , ^{101}Ru , ^{76}Se , ^{77}Se , ^{74}Se , ^{99}Tc , ^{51}V). La comparaison montrent un bon accord existe entre nos études et les données expérimentales et les résultats de code Talys 1.6, d'où il nous a permis de valider nos études.

Dans ce travail nous avons fait aussi des études sur la distribution angulaire et énergétique liées à la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$.

Pour cela nous avons développé un programme fortran basé sur une combinaison entre le modèle de kalbach et les données expérimentales (EXFOR) pour prédire la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$.

Nous avons réussi à calculer la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dEd\Omega}$ pour les réactions (n,α) suivantes : $^{149}_{62}\text{Sm} (n,\alpha)^{146}_{60}\text{Nd}$ et $^{143}_{60}\text{Nd} (n,\alpha)^{139}_{58}\text{Ce}$ où la contribution de chaque processus de réaction MSD et MSC a été séparée.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [Aug76] Augustyniak W, Herman M, Marcinkowski A, Acta Physica Polonica, Part B Vol.7(1976), p.347.
- [Bas64] Bass R, Fanger U, Saleh F.M., Nuclear Physics Vol.56 (1964), p.569.
- [Bay61] Bayhurst B.P, Prestwood R.J, Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry Vol.23 (1961), p.173.
- [BEL02] Belgaid.M, Siad.M, Allab.M, J. Radioanalytical and Nucl. Chem., Letters.166, Issue.6 (1992), p.493.
- [Bel03] Belgaid M, Segueni T, Kadem F, Asghar M, Nucl. Instr. and Meth. B.201 (2003), p545.
- [Bel91] Belgaid.M, Thèse de Magister, USTHB, Alger (1991).
- [Bel98] Belgaid M, Asghar M, *Appl. Radiat. Isot.*49 (1998), p.1497.
- [Bel99] Belgaid.M, Asghar.M, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research B.149 (1999), p383.
- [Ber94] Bersilon O, Optical model calculations and use of the computer code SCAT2, IAEA, Trieste (1994).
- [Ber73] Bertrand F. E, Peelle R. W. Phys. Rev C8 (1973), p.1045.
- [Bet37-a] Bethe H. A., Review of Modern Physics.9 (1937).
- [Bet37-b] Bethe H. A. and G. Plavzek, Physical Review.51 (1937).
- [Bir94] Birn I, Qaim S.M, Strohmaier B, Freiesleben H, Nuclear Science and Engineering Vol.116 (1994), p.125.

BIBLIOGRAPHIE

- [Bla52] Blatt J.M, Weiskopf V, Theoretical Nuclear Physics, New York USA(1952).
- [Bo70] Bohm M, Nucl. Phys. A.152 (1970), p 529.
- [Boh36] Bohr N, Neutron capture and nuclear constitution, Nature 137, (1936), p344.
- [Bor61] Bormann M, Cierjacks S, Langkau R, Neuert H, Pollehn H, Journal de Physique, Vol. 22(1961), p.602.
- [Bor62] Bormann M, Zeitschrift fuer Naturforschung, Section A Vol.17(1962), p.479.
- [Bor63] Bormann M, Cierjacks S, Fretwurst E, Giesicke K.-J, Neuert H., Pollehn H, Zeitschrift fuer Physik Vol.174 (1963), p.1.
- [Bor65] Bormann M, Fretwurst E, Schehka P,Wrege G , Buettner H, Lindner A, Meldner H,Nuclear Physics Vol.63 (1965), p.438.
- [Bor67] Bormann M, Dreyer F, Neuert H, Riehle I, Zielinski U,Nuclear Data For Reactors Conf, Paris Vol.1 (1967) p.225.
- [Bos94] Bostan M, Qaim S.M, Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.49 (1994) ,p.266.
- [Bro06] Broeders C.H.M, Konobeyev A.Yu, Nuclear Physics A.780 (2006), p.130.
- [Chr92] Christian Ngô. Physique nucléaire Des quarks aux applications, Dunod (1992).
- [Cli71] Clin C.K, Blann M, Nucl. Phys. A.172(1971),p.225.
- [Dan68] D.Dandy, J.L.Wankling, C.J.Parnell, A.W.R.E, Aldermaston Reports No.60/68 (1968).
- [Dil73] Dilg W, Schantl W., Vonach H. and Uhl M, Nucl.Phys A.217(1973), p.269.
- [Dost59] Dostrovsky I, Fraenkel Z, Friedlander G ,Phys.Rev.116 (1959),p 683.

BIBLIOGRAPHIE

- [EXF] www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm.
- [Fes00] Fessler A, Ikeda Y, Meadows J.W, Plompen A.J.M, Smith D.L, Nuclear Science and Engineering Vol.134, Issue.2 (2000), p.171.
- [Fes98] Fessler A, Wattecamps E, Smith D.L, Qaim S.M, Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.58 (1998), p.996.
- [Fes99] Fessler A, Qaim S.M, Radiochimica Acta Vol.84, Issue.1(1999), p.1.
- [Fesh80] Feshbach, A. Kerman et A. K. Koonin. Ann. Phys.125 (1980), p.429.
- [Gab62] Gabbard F, B.D.Kern, Physical Review Vol.128 (1962), p.1276.
- [Gad92] Gadioli E, P.Hodgson, Pre-Equilibrium nuclear reactions, Clarendon Press, Oxford (1992).
- [Ghi14] Ghislain Ferran, Nouvelles méthodes numériques pour le traitement des sections efficaces nucléaires, université paris saclay (2014).
- [Gho80] Ghorai S.K, Gaiser J.E, Alford W.L, Annals of Nuclear Energy Vol.7 (1980), p.41.
- [Gil65] Gilbert A. and Cameron A.G.W. (1965), Can.J.Phys.43, 1446.
- [Gri66] Griffin.J.J, Phys. Rev. Lett.17(1966).p.478.
- [Hau52] Hauser.W , Feshbach. H, Phys. Rev. 87(1952), p.366.
- [Her07] Herman M, Capote R, Carlson B.V, Oblozinsky P, Sin M, Trkov A, Wienke, V.Zerkin H, Nucl. Data Sheets, Vol.108 (2007), p.2655.
- [Her80] Herman M, Marcinkowski A, Dresler J, Garuska U, Inst.Badan Jad. (Nucl.Res.), Swierk+Warsaw, Repts No.1871/I/PL/A (1980), p.13
- [Hod71] Hodgson PE, Nuclear reactions and nuclear structure, Clarendon Press, Oxford(1971).

BIBLIOGRAPHIE

- [Jea-Gér98] Jean-Claude Boudenot, Gérard Labaune, La compatibilité électromagnétique et nucléaire , ellipses (1998).
- [Jer63] Jeronymo J.M.F, Mani G.S, Olkowski J, Sadeghi A, Williamson C.F , Nuclear Physics Vol.47, Issue.1(1963), p.157.
- [Kal78] Kalbach. C, Z. Phys. A.287(1978), p.319.
- [Kal88] Kalbach. C, Physical Review C 37(1988) ,p.2350.
- [Kik68] Kikuchi K, Kawai M, Nuclear Matter and Nuclear Reactions, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1968).
- [Klo97] Klopries R.M, Doczi R, Sudar S, Csikai J, Qaim S.M, Radiochimica Acta Vol.76 (1997), p.3.
- [Kon07] Konno C, Ikeda Y, Oishi K, Kawade K, Yamamoto H, Maekawa H., JAERI Reports No.1329 (1993).
- [Kon95] Konobeyev A.Yu. and Korovin Yu.A., Nucl. Instr. And Meth.B.103 (1995), p.15.
- [Koni07] Koning A.J, Hilaire S , Duijvestijn M.C, Talys-1.0, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND-2007, April , 22-27, 2007, Nice, France, EDP Sciences (2008), p. 211.
- [Lan75] Lane A.M., R.G. Thomas , Rev. Mod. Phys. 30, 257 (1975).
- [Lis65] Liskien H, Paulsen A, J.Nuclear Energy A&B (Reactor Sci. and Technol) Vol.19 (1965) ,p.73.
- [Lis90] Liskien H, Woelfle R, Widera R, Qaim S.M , Applied Radiation and Isotopes Vol.41, Issue.1(1990), p.83.
- [LuH89] LuHan-Lin, WangDa-Hai, XiaYi-Jun, CuiYun-Feng, ChenPao-Lin , Chinese report to the I.N.D.C. No.16 (1989).
- [LuH94] LuHanlin, ZhaoWenrong, YuWeixiang, Journal of Nuclear Physics (Beijing). Vol.16, Issue.3(1994), p.263.
- [Man07] Mannhart W, Schmidt D, Phys. Techn. Bundesanst, Neutronenphysik Reports No.53(2007).

BIBLIOGRAPHIE

- [Mar90] Marcinkowski A, Garuska U, Hoang H.M, Kielan D, Zwieglinski B, Nuclear Physics, Section A Vol.510(1990), p.93.
- [Mye66] Myers W.D, Swiatecki W.J., Nuclear masses and deformations, Nucl.Phys.81 (1966), p.1.
- [Oui91] Ouichaoui Saad, Introduction à la physique nucléaire, Place centrale de Ben-AKnoun, Alger(1991).
- [Pau67] Paulsen A, Liskien H., Nukleonik Vol.10 (1967), p.91.
- [Pic65] Picard J, Williamson C.F , Nuclear Physics Vol.63 (1965), p.673.
- [Qai92] Qaim S.M, Uhl M, Molla N.I, Liskien H , Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.46, Issue.4 (1992), p.1398.
- [Rai91] Raics P, Nagy S, Szegedi S, Kornilov N.V, Kagalenko A.B, Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol., Juelich (1991), p.660.
- [Rei05] Reimer P, Avrigeanu V, Chuvaev S.V, Filatenkov A.A, Glodariu T, Koning A , Plompen A.J.M, Qaim S.M , Smith D.L, Weigmann H, Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.71 (2005) p.044617
- [Rei09] Reimer P, Sudar S., Plompen A.J.M, Qaim S.M , Koning A.J, Avrigeanu V Nuclear Physics, Section A Vol.815(2009), p.1.
- [Reu03] Reuss P, Précis de neutronique., EDP Sciences(2003).
- [Rib73] Ribansky I, Oblozinsky P, Betak E. (1973), Nucl. Phys. A.205, p.545.
- [San64] .Santry D.C, Butler J.P. , Canadian Journal of Physics, Vol.42(1964), p.1030.
- [sat70] Satchler G.R, Introduction to Nuclear Reactions, Oxford Press (1970).
- [Sat83] Satchler G.R , Direct Nuclear Reactions, Clarendon, Oxford (1983).
- [Sem04] Semkova V, A.J.M.Plompen, D.L.Smith, Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Santa Fe Vol.1(2004), p.1019.

BIBLIOGRAPHIE

- [Sem14] Semkova V, Nolte R, EPJ Web of Conferences Vol.66 (2014), p.3077.
- [She04] Sheng Fan, Xiaochun Shi, Fang Yan, Hongzhou Zhang & Zhixiang Zhao, Nuclear Science and Engineering, Vol.147(2004),p. 63.
- [Ste76] Stevens A.P,INIS microfiche No.3596 (1976).
- [Str78] Strohmaier B, Uhl M, Int.Conf.on Neutr.Phys.and Nucl.Data,Harwell (1978) p.1184.
- [Tew60] Tewes H.A , Caretto A.A,Miller A.E, Nethaway D.R, Lawrence U.C, Rad.Lab. (Berkeley and Livermore) No.6028(1960).
- [Wei40] Weisskopf V. F. et D. H. Ewing, Physical Review 57(1940), p.472.
- [Wig47] Wigner E. P, L. Eisenbud, Physical Review 72(1947), p. 29.
- [Wil69] Wilmore D, Hodgson P.E, INDC(NDS)-247,Distr:L(1969), p.77,IAEA, Vienna, Austria.
- [Wil71] Wilmore D. and Hodgson P.E, INDC (NDS)-247, Distr.: L(1991), p77, IAEA, Vienna, Austria.
- [Woe88] Woelfle R, Mannan A,Qaim S.M,Liskien H, Widera R,Applied Radiation and Isotopes Vol.39, Issue.5 (1988). p.407.
- [You92] Young P.G, Arthur E.D, Chadwick M.B, W.C.A.N.D.R.N .E.S, H4 SMR 614/1 (1992), IAEA, Trieste.
- [Zha88] Zhao Zhixiang , Zhou Delin, Nuclear Science and Engineering, Vol.99(1988), P.367.
- [Zup80] Zupranska E, Rusek K, Turkiewicz J, Zupranski P, Acta Physica Polonica, Part B Vol.11 (1980). p.853.

Liste des Figures et Tableaux

Figures :

Fig.1.1. sections efficace microscopiques.	9
Fig.1.2. Section efficace différentielle angulaire.	10
Fig.1.3. schéma d'une excitation de type particule-trou.....	13
Fig.1.4. Illustration schématique des différents mécanismes de réaction nucléaire. ...	14
Fig.1.5. Diffusion élastique.	15
Fig.1.6. Diffusion inélastique.....	16
Fig.1.7. Déroulement schématique d'une réaction très inélastique entre deux noyaux lourds.....	17
Figure 2. 1 Spectre d'émissions typique dans une réaction nucléaire [Ber73].	18
Figure 2. 2 Description du modèle optique.	25
Figure 2. 3 Dépendance radial du potentiel optique phénoménologique.	26
Figure 2. 4 Dépendance énergétique des profondeurs de puits du potentiel optique central.....	27
Figure 2. 5 processus de pré-équilibre décrit par le modèle exciton.....	33
Figure 2. 6 Description de multi-step nucléaire réaction (selon le modèle de la théorie FKK).	37
Figure 2. 7 Description du mécanisme FKK direct à pas multiples.	38
Figure 2. 9 Différents modèles nucléaires utilisés par le code Talys 1.6.	43
Figure 3. 1 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12,16 18 et 20 MeV montrant la dépendance linéaire de pré-équilibre de sur le Terme de redistribution coulombienne de volume obtenu à partir des tableaux 3.1 et Eq. (3.3).....	50
Figure 3. 2 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12,16 et 18 MeV montrant la dépendance cubique de pré-équilibre sur le terme coulombien obtenu à partir du tableau 3.1 et Eq. (3.3).) pour $Z \leq 30$	51
Figure 3. 3 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)^{(1/3)}$ pour les neutrons de 12,16 ,18 et 20 MeV montrant la dépendance cubique de pré-équilibre sur le terme de diffusivité coulombienne obtenu à partir du tableau3.1 et Eq. (3.3).pour $Z > 30$	51
Figure 3. 4 Valeurs du rapport $(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)$ pour les neutrons de 12,16 , 18 et 20 MeV montrant la dépendance linéaire de $\log(\sigma_{n\alpha} / \sigma_R)$ avec le terme quadratique d'asymétrie obtenu à partir du tableau3.1 et Eq. (3.3).....	52
Figure 3. 5 Rapport des sections efficaces calculées avec l'équation (3.23) aux sections efficaces expérimentales	57
Figure 3. 6 Ajustement du rapport $(\sigma_{n\alpha}(\text{expérimentale})/\sigma_{n\alpha}(\text{calculé}))$ par la surface $F(Z,E)$ (eq 3.25).	58
Figure 3. 7 sections efficaces des réactions (n, α) induites sur les noyaux cibles ^{59}Co , ^{75}As , ^{93}Nb , ^{94}Zr , ^{99}Tc , ^{95}Mo , ^{31}P , ^{39}K , ^{85}Rb , ^{127}I et ^{112}Cd évaluées par la formule (3.24), le code Empire3.2 et les données expérimentales.	64
Figure 3.8 sections efficaces des réactions nucléaires (n, α) sur les noyaux cibles ^{48}Ti , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{68}Zn , ^{62}Ni , ^{58}Ni , ^{45}Sc , ^{79}Br et ^{63}Cu évalué par la formule systématique	

Liste des Figures et Tableaux

normalisée obtenue dans le présent travail (eq 3.24)) et le code Empire3.2 et les données expérimentales.....	68
Figure 3. 9 Fonctions d'excitations des réactions $^{93}\text{Nb}(n,\alpha)^{90}\text{Y}$ et $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$ calculées avec l'éq.3.24 comparées à la systématique de Sheng Fan et al. [She04] et et aux données expérimentales et aux calculs du code Empire 3.2.	69
Figure 3. 10 Fonction d'excitation de la réaction $^{94}\text{Zr}(n,\alpha)^{91}\text{Sr}$ calculée calculées avec l'éq.3.24 comparée à la systématique de Zhao Zhixiang et al. [Zha88] et aux données expérimentales et aux calculs du code Empire 3.2.....	70
Figure 3. 11 Comportement de la section efficace (n,p) ($\sigma_{np}/\sigma_R=f(Z)$) en fonction du numéro atomique Z.	71
Figure 3. 12 Valeurs du rapport (σ_{np}/σ_R) pour les neutrons de 12 à 21 MeV montrant la dépendance linéaire de $\text{Log}(\sigma_{np}/\sigma_R)$ avec le terme de diffusivité coulombienne obtenu à partir de tableau3.7 et Eq. (3.3).....	71
Figure 3. 13 Valeurs du rapport (σ_{np}/σ_R) ^(1/3) pour les neutrons de 12 à 21 MeV montrant la dépendance quadratique de (σ_{np}/σ_R) ^(1/3) avec le terme de diffusivité coulombienne obtenu à partir du tableau3.7 et Eq(3.3) pour les noyaux avec $Z \leq 35$	72
Figure 3. 14. Valeurs du rapport (σ_{np}/σ_R) ^(1/3) pour les neutrons de 12 à 21 MeV montrant la dépendance quadratique de (σ_{np}/σ_R) ^(1/3) avec le terme d'asymétrie obtenu à partir du tableau3.7 et Eq(3.3) pour les noyaux avec $Z > 35$	72
Figure 3. 15 sections efficaces des réactions (n,p) ^{58}Ni , ^{89}Y , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{52}Cr , ^{91}Zr , ^{92}Zr , ^{53}Cr , ^{59}Co , ^{56}Fe , ^{61}Ni , ^{48}Ti , ^{117}Sn , ^{66}Zn , ^{112}Cd , ^{60}Ni , ^{94}Zr , ^{37}Cl , ^{109}Ag , ^{41}K , ^{99}Ru , ^{101}Ru , ^{76}Se , ^{77}Se , ^{74}Se , ^{99}Tc , ^{51}V évalué par la formule systématique obtenue dans le présent travail (eq 3.26) comparé par les données expérimentales.	87
Figure 3. 16 Ratios des sections efficaces expérimentales ($\sigma_{np}(\text{calculé})/(\sigma_{np}(\text{expérimentale}))$) du tableau 3.1 aux sections efficaces calculées avec l'équation (3.26) et les paramètres du tableau 3.7.	97
Figure 3. 17 L'organigramme de programme développé.....	98
Figure 3. 18 La probabilité p(n,t) du système de pré-équilibre dans l'état excité n calculé par notre programme.....	101
Figure 3. 19 sections efficaces des réactions (n, α) pour ^{50}Ti , ^{92}Mo , ^{54}Cr , ^{68}Zn , ^{98}Mo , ^{27}Al , ^{59}Co , ^{54}Fe , ^{51}V , ^{63}Cu et ^{75}As calculé par notre code comparée aux résultats expérimentaux et aux résultats de notre calcul par le Code Talys1.6.....	107
Figure 3.20 L'organigramme utilisé par notre programme pour prédire les sections efficaces doublement différentielles par l'approximation de Kalbakh.....	109
Figure 3. 21 Comparaison entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux de la réaction $^{149}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}\text{Nd}$	110
Figure 3. 22 Comparaison entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux de la réaction $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{139}\text{Ce}$	111
Figure 3. 23 Contribution de chaque processus MSD et MSC $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{139}\text{Ce}$	111

Liste des Figures et Tableaux

Tableaux :

Tableau 2. 1 : Les différents paramètres obtenus par la systématique de kalbach eq (2.80) [Kal88].	42
Tableau 3. 1 Comparaison entre les données expérimentales et les données calculées.	54
Tableau 3. 2 paramètres C_i (Eq3.21) résultant de l'ajustement aux sections efficaces expérimentales (n, α) énumérées dans le tableau3.1.	56
Tableau 3. 3 Paramètres P_i du facteur de normalisation $F(Z,E_n)$.	58
Tableau 3. 4 La bibliothèque de densité de niveau utilisée pour le calcul d'Empire3.2	69
Tableau 3. 5 Les paramètres C_i de l'équation (3.26) résultants de l'ajustement aux sections efficaces expérimentales (n,p) énumérées dans le tableau3.7.	74
Tableau 3. 6 paramètres utilisés pour le calcul de la section efficace des réactions (n,p) avec le code Talys1.6.	88
Tableau 3. 7 Comparaison entre les données expérimentales et calculées par l'équation 3.26 des sections efficaces de la réaction (n,p).	90
Tableau 3. 8 paramètres A et B optimum du facteur F obtenir par notre calculs.	99
Tableau 3. 9 Essentiels Paramètres utilisés dans notre programme de calculs.	100
Tableau 3. 10 les paramètres utilisés pour le calcul de Talys1.6 (la réaction (n, α)).	107