

République Algérienne Démocratique et Populaire
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Physique.



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN: PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires et Interaction Rayonnement-Matière

Par : M^r Sekal Smain

Sujet :

Etude des réactions (n,d) et (n,n'p) induites par neutrons rapides dans le cadre du modèle optique et le modèle de pré-équilibre.

Soutenu publiquement le 29/06/2010, devant le jury composé de :

Mr. A. AMOKRANE	Professeur à l'USTHB	Président
Mr. M. BELGAID	Professeur à l'USTHB	Directeur de mémoire
Melle. Z. Meliani	Professeur à l'USTHB	Examineur
Mr. M. Izerrouken	Maître de recherche/A au CRND	Examineur
Mr. R. Khelifi	Maître de Conférences/A à l'Univ de Blida	Examineur

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au laboratoire des sciences nucléaires et Interaction Rayonnement - Matière de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene.

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

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur BELGAID MOHAMED, Professeur à l'U.S.T.H.B, mon directeur de mémoire, pour la façon dont il a dirigé ce travail, en me guidant par ses précieux conseils, indispensables pour une activité de recherche, et en me laissant à la fois une marge d'autonomie considérable. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée. Je lui suis en même temps très reconnaissant pour tous les efforts qu'il a fournis afin de m'aider dans la rédaction de ce manuscrit.

J'exprime tous mes remerciements à Melle Z.MELIANI, Professeur à l'USTHB, Monsieur R.KHELIFI, Maître de conférences à l'université de Blida et Monsieur M. IZZEROUKEN, Maître de recherche au CRND, qui ont acceptés de faire partie de mon jury.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance et ma gratitude à SEGUINI TARIK, pour le soutien et l'aide qu'il m'a apportée dans l'élaboration du présent mémoire.

Je remercie aussi tous les membres du laboratoire des sciences nucléaires et Interaction Rayonnement-Matière, qui m'ont permis d'être dans de bonnes conditions durant la réalisation de ce travail.

Enfin, je remercie tous mes amis et mes collègues qui m'ont soutenu pendant toutes ces dernières années.

Introduction

Les réactions induites par des neutrons rapides font depuis long temps l'objet d'études intensives et les progrès réalisés en matière de fusion thermonucléaire (projet ITER) ont permis d'avoir de nouvelle perspective dans ce domaine de recherche. En plus, l'intérêt pour ce type de réactions a contribué au développement de nouvelles approches théoriques et à l'amélioration de celles existantes afin d'expliquer les résultats expérimentaux.

Les sections efficaces expérimentales pour ces réactions ont un intérêt en elles-mêmes et leur disponibilité pour de nombreux canaux de réactions et énergies de neutrons incidents est un pré-requis fondamental à toute évaluation de données nucléaires.

En effet, la majorité des données expérimentales des sections efficaces de l'interaction des neutrons rapides avec la matière correspondent à des neutrons ayant des énergies autour de 14 MeV, produits par la réaction D-T qui constitue un combustible majeur pour les futurs réacteurs de fusion, d'où la nécessité de déterminer les sections efficaces des réactions avec précision. En outre, dans le but de développer la technologie des futurs réacteurs de fusion, une sélection précise des matériaux de structures et de mesure demeure indispensable. Cette sélection doit tenir compte des effets engendrés par la chaleur nucléaire, de la multiplicité des neutrons à travers les réactions $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, du taux de production de gaz par les réactions (n,p) , (n, d) et (n, α) et les produits radioactifs qui peuvent s'échapper dans l'environnement du réacteur comme le tritium produit par la réaction (n, t) .

Dans certaines applications [Meu00], comme le développement de réacteurs couplés à des accélérateurs, une variété considérable de noyaux est impliquée. Or, les expériences sont coûteuses et prennent du temps, ce qui limite le nombre de mesures pouvant être réalisées. Pour cela, le calcul théorique devient une alternative fiable et pratique pour contourner les problèmes liés à la mesure expérimentale. Après adaptation des calculs aux données expérimentales existantes, les théoriciens sont supposés prédire des sections efficaces fiables pour une grande variété de noyaux et une large gamme d'énergie incidente.

Les théoriciens se sont orientés les dernières années vers l'utilisation des codes de calcul qui offrent un moyen utile et efficace pour l'évaluation des données nucléaires. Ces codes

doivent être testés et validés à travers les différents calculs pour servir après à enrichir les bibliothèques des données nucléaires.

La disponibilité de données nucléaires telles que les sections efficaces dans une large gamme d'énergie pour différents noyaux, permet un développement approfondi des approches théoriques qui décrivent les mécanismes d'interaction des neutrons avec l'ensemble des éléments. Des efforts pourront être entrepris vers une compréhension phénoménologique de l'ensemble des sections efficaces de production de particules chargées induites par neutrons rapides. En effet, beaucoup d'études systématiques des réactions telles que (n, p) , (n, α) , $(n, {}^3\text{He})$ et (n, t) , ont été réalisées [Bel02], [Bel05], [Bel08]. Ces études systématiques permettraient de prédire les sections efficaces pour des éléments non-mesurés, comme pour le cas des réactions (n, d) , où les données expérimentales sont rares à cause des difficultés techniques.

Dans ce travail, nous avons réalisé une étude théorique et une étude phénoménologique des réactions nucléaires $(n, d + n' p)$ et (n, d) .

Le premier chapitre est consacré à la description des mécanismes des réactions nucléaires induites par neutrons rapides. Nous commençons par la présentation du modèle statistique de Hauser-Feshbach [Hau52] à partir duquel nous déduisons les formules du modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing [Wei40]. Le modèle statistique dépend de l'utilisation du modèle optique pour le calcul des coefficients de transmission et du choix des formules de la densité de niveaux d'où la nécessité de donner un bref aperçu sur ce modèle et ses principales expressions. Notre travail se base aussi sur le modèle de pré-équilibre qui sera présenté en détail dans la dernière section.

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation des fonctions d'excitation des réactions $(n, d + n' p)$ calculées à l'aide du code GNASH et comparées aux données expérimentales existantes, pour pouvoir enfin interpréter les résultats du calcul théorique.

Afin de réaliser un calcul rapide des sections efficaces des réactions $(n, d + n' p)$ et (n, d) à l'énergie des neutrons incidents de 14.5 MeV ; nous allons essayer dans le troisième chapitre d'établir de nouvelles formules semi-empiriques dans le cadre d'une étude systématique basée sur le modèle d'évaporation, le modèle exciton de pré-équilibre ainsi que le modèle de la gouttelette, et enfin, nous terminons par une conclusion qui reprend les observations intéressantes soulevées lors de l'analyse et de la comparaison des calculs théoriques aux données expérimentales.

Chapitre 1

Modèles Théoriques

1.1. Introduction

Une étude théorique des nombreux processus qui suivent le choc entre un nucléon et un noyau atomique nécessite la résolution dynamique d'un problème à N corps dans le cadre de la mécanique quantique. De nombreuses approximations ont été introduites pour pouvoir traiter ce problème, et beaucoup d'observations expérimentales ont permis d'identifier plusieurs phases d'interaction plus ou moins indépendantes.

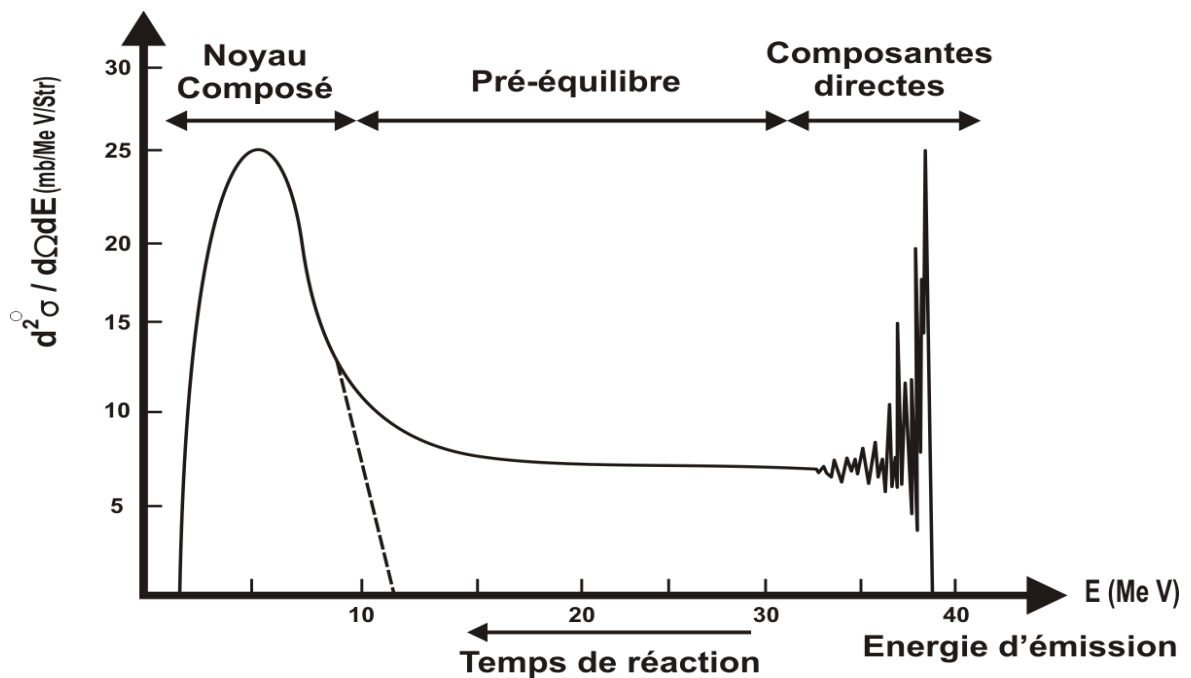


Fig.1.1. Spectre montrant les différents mécanismes intervenant dans une réaction nucléaire.

La distribution en énergie des particules émises, schématisée sur la figure (1.1) fait appel aux mécanismes qui contribuent à l'émission des particules lors des réactions nucléaires, où on distingue : les réactions directes, les réactions de pré-équilibre et la décroissance du noyau composé.

Les processus directs qui se manifestent à hautes énergies, sont caractérisés par des temps de réaction très courts de l'ordre de 10^{-22} secondes, typiquement le temps mis par le projectile pour traverser le noyau cible, tandis que les processus de pré équilibre mettent en jeu un grand nombre d'interactions entre la cible et le projectile, qui subsiste donc plus longtemps dans la zone d'interaction, mais sa contribution ne devient significative qu'au-delà d'une énergie incidente de 10 MeV . Pendant ce dernier processus, le projectile va partager progressivement son énergie avec les nucléons de la cible et le système va atteindre un état d'équilibre statistique que l'on appelle noyau composé pendant un temps très long (de l'ordre de $10^{-19} - 10^{-15}$ secondes), et on observe à basses énergies un spectre d'évaporation. Le système pourra émettre une ou plusieurs particules pendant toute la durée de la réaction, ce qui rend complémentaire l'utilisation de ces trois modèles.

Le calcul des sections efficaces nécessite d'utiliser ces trois modèles afin de traiter de manière cohérente l'ensemble des voies ouvertes. Comme on le voit sur la figure (1.2), on utilise d'abord le modèle du potentiel optique qui permet de séparer les composantes de réactions directes par opposition aux processus où la particule incidente est absorbée par la cible (noyau composé). Le potentiel optique fournit en outre des coefficients de transmission aux modèles du noyau composé et de pré-équilibre.

La section efficace de réaction est ensuite traitée par le modèle de pré-équilibre qui opère une deuxième séparation en décrivant les émissions rapides ayant lieu avant que le système n'atteigne une situation d'équilibre. Finalement, seule une fraction de la section efficace de réaction permet de former un noyau composé dont la décroissance va être décrite par le modèle du même nom. Comme indiqué sur la figure (1.2), tous les modèles alimentent directement les voies de sorties classiques. Seule la voie de fission est décrite exclusivement par le modèle du noyau composé.

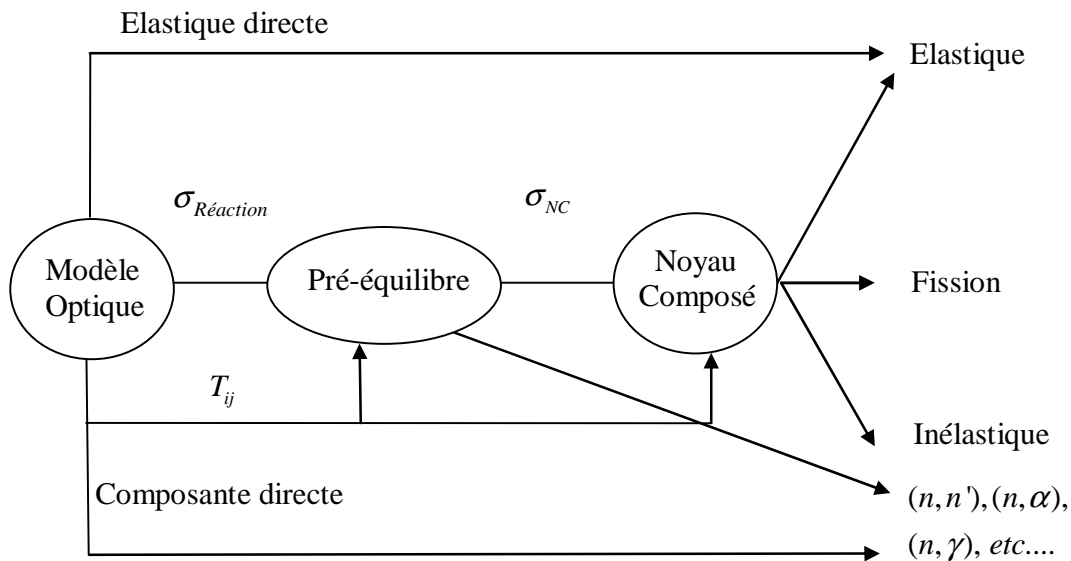


Fig 1.2. Enchaînement des différents modèles dans le calcul des sections efficaces

1.2. Modèles statistiques

Quand un noyau est percuté par un projectile, le noyau composé est formé dans un état excité. Lorsque l'énergie du projectile incident est élevée, l'énergie d'excitation du noyau composé est importante et la densité de niveaux est relativement grande, par conséquent, le nombre de niveaux qui contribuent à la détermination de la section efficace est important. Si la largeur moyenne d'un niveau $\bar{\Gamma}$ est grande par rapport à l'espacement moyen D entre deux niveaux voisins ($D \ll \bar{\Gamma}$), l'hypothèse statistique peut être retenue [Kik68].

1.2.1. Modèle du noyau composé

Dans le modèle de la goutte liquide, on suppose que l'interaction forte de courte portée existant entre les nucléons produit un mouvement désordonné des nucléons dans la matière nucléaire, avec des collisions fréquentes et un parcours moyen très faible. Par conséquent, on imagine que lors d'une réaction, la particule incidente répartit son énergie sur l'ensemble des nucléons du noyau. Ainsi, un noyau composé est formé dans un état excité à partir du noyau initial et de la particule incidente. L'énergie d'excitation est libérée ensuite, par émission de particules et des rayonnements γ .

Le modèle du noyau composé permet d'expliquer la présence des résonances dans les courbes de la section efficace totale de réactions des neutrons de basses énergies pour tous les noyaux.

Ces résonances correspondent aux états excités du noyau composé formé par la réaction. La largeur naturelle des résonances correspond au temps de vie des états excités qui est de l'ordre de 10^{-19} à 10^{-15} secondes. Ce temps est largement supérieur au temps nécessaire pour qu'un neutron traverse le noyau ($\sim 10^{-22}$ s), ce qui renforce l'idée que la particule incidente forme un noyau composé avec la cible.

Lorsque l'énergie de la particule incidente est suffisamment élevée, la désexcitation du noyau composé inclut l'émission des particules, ou « l'évaporation », à l'image des molécules qui s'évaporent d'une goutte liquide chaude.

L'hypothèse de Bohr [Boh36] consiste à supposer que l'étape de formation du noyau composé est indépendante de l'étape de sa désexcitation. Autrement dit, entre les deux étapes, le noyau composé perd la mémoire de la manière dont il a été formé, dans la mesure qui permet de respecter les lois de conservation. La désexcitation du noyau composé dépend uniquement de ses caractéristiques intrinsèques (énergie, moment angulaire, parité). Intuitivement, cette idée s'accorde bien avec un temps de vie du noyau composé très long par rapport au temps nécessaire pour que la particule incidente traverse le noyau.

Cette propriété d'indépendance entre la formation et la désexcitation du noyau composé, est particulièrement intéressante puisqu'elle permet de calculer les sections efficaces des différentes voies de réactions ouvertes à l'aide de considérations purement statistiques. Deux approches sont possibles. La première, développée par Weisskopf et Ewing [Wei40] ne prend pas en compte la conservation du moment angulaire. Elle 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. On lui préfère donc la théorie de Hauser et Feshbach [Hau52], qui pallie les manques de la théorie de Weisskopf-Ewing.

1.2.2. Modèle statistique de Hauser-Feshbach

Le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52] traite la désexcitation du noyau composé d'une façon statistique en utilisant les deux principes de bases suivants : l'hypothèse d'indépendance formulée par Bohr [Boh36], et le théorème de réciprocité des voies d'entrée et de sortie.

L'hypothèse concernant la réciprocité du processus, exprime l'invariance des éléments de la matrice de transition par renversement du temps. C'est à dire que pour une même énergie dans le centre de masse, l'amplitude de la réaction $A(a,b)B$ doit être égale à celle de la réaction $B(b,a)A$. La réciprocité du processus introduit la dépendance en spin et en parité.

On considère la section efficace totale $\sigma_{c,c'}$ de la réaction : $a + A \rightarrow b + B$, conduisant de la voie d'entrée c formée par $(a + A)$ vers la voie de sortie c' formée par $(b + B)$, $c \neq c'$, obtenue par désexcitation du noyau composé (NC).

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

$$\vec{I}_C = \vec{I}_a + \vec{I}_A, \quad \vec{I}_{C'} = \vec{I}_b + \vec{I}_B$$

Si le noyau composé est formé à l'énergie E_λ dans l'état λ , de moment angulaire J avec l'énergie propre complexe W_λ , on peut écrire alors :

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

Sachant que, par conservation du moment angulaire :

$$\vec{I}_C + \vec{\ell}_C = \vec{J} = \vec{I}_{C'} + \vec{\ell}_{C'}$$

où $\vec{\ell}_C$, $\vec{\ell}_{C'}$ sont les moments angulaires orbitaux caractérisant les mouvements relatifs des particules dans les voies c et c' respectivement.

La section efficace moyenne sur une gamme d'énergie s'écrit alors :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{JJ'I'I'} g_J \left| \overline{S_{c'c}^J} \right|^2 \quad (1.1)$$

où k_c est le vecteur d'onde dans la voie d'entrée c , donné par :

$$k_c = \sqrt{\frac{2\mu_c E_c}{\hbar^2}}$$

où μ_c est la masse réduite des particules dans la voie c , et $E_c = E - E_a - E_A$ est l'énergie du mouvement relatif des particules a et A (E est l'énergie totale du système, E_a et E_A sont les valeurs propres des énergies des particules a et A respectivement).

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

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \quad (1.2)$$

$S_{cc'}^J$ est la matrice de collision qui relie la voie d'entrée c à la voie de sortie c' , donnée par l'expression suivante :

$$S_{cc'}^J = i \sum_{\lambda JM} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*}}{(E - W_\lambda^J)} \quad (1.3)$$

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 $\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J$ et $\bar{\Gamma}_{\lambda c'}^J$ du noyau composé par :

$$\bar{u}_{\lambda c}^{J*} = (\Gamma_{\lambda c}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c \cdot a_c)^{1/2}}{U_{c\ell}^{(-)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda c}^J \quad (1.4)$$

$$u_{\lambda c'}^J = (\Gamma_{\lambda c'}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_{c'} \cdot a_{c'})^{1/2}}{U_{c'\ell}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \quad (1.5)$$

où $U_{c\ell}^{(+)}$ et $U_{c\ell}^{(-)}$ représentent respectivement les fonctions d'onde radiales sortante et entrante décrivant l'état des particules dans la région externe (région où le potentiel d'interaction est purement coulombien). Ces fonctions sont solutions de l'équation de Shrödinger :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2\mu_{c'} Z_b Z_B}{\hbar^2 r_{c'}} \right] U_{c'\ell}(k_{c'}, r_{c'}) = 0 \quad (1.6)$$

La valeur moyenne des carrés des éléments de la matrice de collision $S_{cc'}^J$ sur la gamme d'énergie de la particule incidente I est donnée par :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda\mu} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*} u_{\mu c'}^{J*} \bar{u}_{\mu c}^J}{(E_\lambda^J - E_\mu^J)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)^2} (\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J) \quad (1.7)$$

La contribution des termes $\lambda \neq \mu$ est de l'ordre de $(I\bar{\Gamma}_\lambda^J)^{1/2} / D$, elle est beaucoup plus faible que celle donnée par les termes $\lambda = \mu$ qui est de l'ordre de I/D , alors l'expression de l'élément de matrice $\overline{|S_{cc'}^J|^2}$ devient :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{I}{D} \cdot \frac{\pi}{I} \cdot |u_{\lambda c'}^J|^2 |\bar{u}_{\lambda c}^J|^2 \frac{2\bar{\Gamma}_\lambda^J}{\bar{\Gamma}_\lambda^J{}^2} \quad (1.8)$$

Compte tenu des relations (1.4) et (1.5), on obtient :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{\pi}{D} \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J \bar{\Gamma}_{\lambda c'}^J}{\bar{\Gamma}_\lambda^J{}^2} 2 \bar{\Gamma}_\lambda^J \quad (1.9)$$

En utilisant aussi la relation qui relie les coefficients de transmission $T_c^J (T_{c'}^J)$ à la largeur partielle $\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J$ donnée par :

$$T_c^J \equiv T_{c\ell}^J = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J}{D} \quad (1.10)$$

Et en substituant la relation (1.10) dans (1.9), on retrouve :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (1.11)$$

En remplaçant cette dernière expression de $\overline{|S_{cc'}^J|^2}$ dans l'équation (1.1), on obtient alors l'expression de la section efficace moyenne en fonction des coefficients de transmission :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell\ell'\ell''} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (1.12)$$

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

On peut mettre aussi la section efficace sous la forme suivante :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \sigma_{CN}^c \int_{E_c'} P_{c'}(E_{c'}) dE_{c'} \quad (1.13)$$

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

$P_c(E_c)$ est la probabilité de décroissance du noyau composé par émission d'une particule d'énergie E_c , dans la voie c' .

1.2.2.1 Expression de la section efficace de formation du noyau composé

A haute énergie, le grand nombre de voies ouvertes rend la désexcitation du noyau composé par la voie élastique peu probable, c'est à dire : $\bar{\Gamma}_{\lambda c} / \Gamma_{\lambda} \ll 1$. De ce fait, La section efficace totale de réaction σ_R , approximée à la section efficace de formation du noyau composé, est égale à la somme de $\sigma_{c'c}$ sur toutes les voies de sorties possibles dans la voie c' , soit :

$$\sigma_R \cong \sigma_{NC}^{(c)} = \sum_{c'} \sigma_{c'c} \quad (1.14)$$

En utilisant l'équation (1.12), l'expression de la section efficace de réaction en fonction des coefficients de transmission s'écrit alors,

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell} g_J T_{J\ell}^J \quad (1.15)$$

Les coefficients de transmission $T_{c\ell}^J$ dépendent essentiellement de l'énergie de la voie c et du moment orbital ℓ , soit :

$$T_{c\ell}^J = T_{c\ell}(E_c)$$

De plus, puisque $\vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$, on a :

$$\sum_J g_J = \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_J (2J + 1) = \frac{(2I + 1)(2\ell + 1)}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \quad (1.16)$$

En tenant compte de l'identité :

$$\sum_I (2I + 1) = (2I_a + 1)(2I_A + 1) \quad (1.17)$$

La section efficace de formation du noyau composé ne dépend que du coefficient de transmission $T_{c\ell}$ et du moment orbital $\vec{\ell}$, l'équation (1.15) devient alors :

$$\sigma_{NC}^{(c)} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_{c\ell}(E_c) \quad (1.18)$$

1.2.3. Modèle statistique de Weisskopf-Ewing

Historiquement la théorie de Weisskopf-Ewing [Wei40] précède celle de Hauser-Feshbach [Hau52] pour décrire le processus statistique. Ce modèle ne prend pas en compte la conservation du moment angulaire, il ne permet donc pas le calcul des distributions angulaires et la description des sections efficaces des réactions vers des niveaux discrets

Nous avons considéré dans l'expression de la section efficace (1.12), les noyaux finaux dans des états définis. Si le noyau résiduel est fortement excité, les états ne sont pas résolus et on ne pourra parler que de la section efficace moyenne sur ces états. Dans 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 $\omega(E_B, I_B)$, on peut donc écrire la section efficace par unité d'énergie, sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{Jl'l'I_B} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \omega(E_B, I_B) \quad (1.19)$$

La sommation sur toutes les voies de sortie c'' dans le dénominateur de l'expression précédente peut être approximée par :

$$\sum_{c''} \int_{I_{B'}}^{W_{B'}} T_{c''}^J \omega(E_{B'}, I_{B'}) dE_{B'} \quad (1.20)$$

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

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

La densité de niveaux $\omega(E_B, I_B)$ est donnée par [Kik68]:

$$\omega(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B (I_B + 1/2)^2} \omega_0(E_B) \quad (1.21)$$

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

\mathfrak{I}_B .

Pour des grandes valeurs du moment d'inertie, la densité de niveaux peut être approximée par:

$$\omega_0(E_B, I_B) = (2I_B + 1) \omega_0(E_B) \quad (1.22)$$

En utilisant l'équation (1.22), et compte tenu des relations de couplage, la sommation dans l'équation (1.19) sur le moment angulaire devient :

$$\sum_I \sum_J g_J \left[\frac{\sum_I \sum_{I_B} (2I_B + 1)}{\sum_{I''} \sum_{I_{B'}} (2I_{B'} + 1)} \right] = \frac{(2I_b + 1)(2\ell + 1)(2\ell' + 1)}{(2I_{b'} + 1)(2\ell'' + 1)} \quad (1.23)$$

En substituant les équations (1.20) et (1.22) dans l'expression (1.19) et en tenant compte des relations (1.23) et (1.15), on en déduit ainsi le spectre des particules émises:

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{NC}^c \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{c'} k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{c''} k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (1.24)$$

On peut écrire l'équation (1.24) sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_c} = \sigma_{CN}^c P_{c'}(E_{c'}) \quad (1.25)$$

où $P_{c'}(E_{c'})$ représente la probabilité de décroissance du noyau composé par émission d'une particule b d'énergie $E_{c'}$ dans la voie c' , donnée par :

$$P_{c'}(E_{c'}) = \frac{(2I_b + 1) \sigma_{CN}^{c'} k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{c''} k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (1.26)$$

La section efficace intégrée peut être déduite de l'équation (1.25), par intégration :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_{CN}^c \int_0^{W_b} P(E_{c'}) dE_{c'} \quad (1.27)$$

1.2.4. Modèle optique

Les modèles du noyau composé et de l'interaction directe décrivent deux mécanismes opposés de réactions nucléaires. Entre ces deux cas extrêmes, il existe cependant toute une gamme de processus intermédiaires. Les tentatives effectuées pour interpréter l'ensemble des phénomènes, et en fin de compte unifier la théorie des réactions nucléaires, ont été stimulées par

les succès du «modèle optique» qui rend compte de ces interactions, et tente d'obtenir une modélisation pouvant s'appliquer à tous les types d'interactions.

Ce modèle considère le noyau comme un milieu optique, à la fois absorbant et diffusant pour l'onde incidente; il en résulte des calculs assez simples, pour obtenir l'amplitude et la direction des ondes diffusées, d'où l'on déduira la distribution angulaire des particules diffusées.

Dans le cadre du modèle statistique d'évaporation, le spectre en énergie des particules émises décrit dans l'équation (1.24), dépend des coefficients de transmission qui peuvent être calculés dans le cadre du modèle optique. En 1954 Feshbach et al [Fes54] ont proposé un aspect quantique, qui consiste en la résolution de l'équation de Schrödinger pour un potentiel de forme carré dit «optique», composé d'un terme réel décrivant les états de diffusion élastique (partie réfléchissante du potentiel) et un terme imaginaire décrivant les états de diffusion inélastique (partie absorbante du potentiel).

1.2.4.1 Résolution de l'équation de Schrödinger

Le modèle optique est une approximation qui permet de ramener un problème de 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] :

$$\hat{H} \Psi = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 + V(\vec{r}_i) \right] \Psi = E \Psi \quad (1.28)$$

où $V(\vec{r}_i)$ est le potentiel existant entre les nucléons.

Malgré des progrès récents, il est encore impossible de résoudre numériquement cette équation pour des systèmes de N nucléons où N est supérieur à quelques unités [Barr02]. Il est donc nécessaire de trouver d'autres méthodes pour résoudre le problème à N corps.

Dans le cadre du modèle optique [Hodg71], toutes les interactions entre nucléons sont remplacées par une interaction moyenne et centrale $V(r)$ entre le projectile et la cible. L'équation de Schrödinger devient alors :

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) \Psi = 0 \quad (1.29)$$

où μ est la masse réduite du système projectile-cible possédant une énergie E dans le référentiel du centre de masse. La solution de l'équation précédente dans la région asymptotique est la somme d'une onde plane et d'une onde sphérique diffusée. En choisissant l'axe Oz comme direction du faisceau incident, la forme asymptotique ($r \rightarrow \infty$) de la fonction d'onde $\Psi(\vec{r})$ s'écrit :

$$\Psi \sim e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \quad (1.30)$$

où le nombre d'onde $k = \frac{(2\mu E)^{1/2}}{\hbar}$ et $f(\theta)$ étant l'amplitude de diffusion (homogène à une longueur) qui dépend des angles en général et constitue l'image de la cible.

Si on envoie une onde plane e^{ikz} vers l'origine, sans potentiel, on peut la développer en ondes sphériques (ou ondes partielles):

$$e^{ikz} = \frac{1}{kr} \sum_l (2l+1) i^l \sin(kr - l\frac{\pi}{2}) P_l(\cos\theta) \quad (1.31)$$

où ℓ est le moment angulaire orbital, et P_ℓ représente les polynômes de Legendre.

En supposant que le potentiel optique admet une symétrie sphérique, on peut écrire la fonction d'onde $\Psi(\vec{r})$ sous forme d'un produit de fonctions radiales et angulaires :

$$\Psi = \sum_\ell \frac{u_\ell(r)}{r} i^\ell P_\ell(\cos\theta) \quad (1.32)$$

$u_\ell(r)$ est la fonction d'onde radiale.

En reportant (1.32) dans (1.29), on trouve sans peine que $u_\ell(r)$ doit satisfaire à :

$$\frac{d^2 u_\ell(r)}{dr^2} + \left(\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) u_\ell(r) = 0 \quad (1.33)$$

Dans la mesure où le potentiel décroît suffisamment vite quand ($r \rightarrow \infty$), le comportement asymptotique de $u_\ell(r)$ est donné par :

$$u_\ell(r) \sim e^{i\delta_\ell} \sin\left(kr - \frac{\ell\pi}{2} + \delta_\ell\right) \quad (1.34)$$

où la constante δ_ℓ est appelée le déphasage.

En remplaçant (1.31) dans (1.30) et (1.34) dans (1.32), et en comparant les 2 expressions obtenues, on en déduit ainsi l'expression de l'amplitude de diffusion :

$$f(\theta) = \left(\frac{1}{2ik}\right) \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(S_{\ell}-1)P_{\ell}(\cos\theta) \quad (1.35)$$

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

$$S_{\ell} = e^{2i\delta_{\ell}} \quad (1.36)$$

Une relation simple existe entre la section efficace différentielle et l'amplitude de diffusion, tel que :

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (1.37)$$

Ainsi, le module au carré de l'amplitude de l'onde sphérique diffusée n'est rien d'autre que la section efficace cherchée : l'enjeu est bel est bien de trouver $f(\theta)$. Ceci permettra de comparer $|f(\theta)|^2$ à la section efficace mesurée et de valider un modèle ou un autre en vertu de (1.37).

1.2.4.2. Potentiel optique

Pour les noyaux de forme sphérique, le potentiel optique est composé d'une partie réelle décrivant les états de diffusion élastique et une partie imaginaire pour les états de diffusion inélastique. Feshbach et al [Fes54] ont proposé la formule suivante :

$$V(r) = V_c(r) - V_r f(r) - i[-4W_s g(r) + W_v f(r)] + \bar{\ell} \cdot \bar{s} C_{so} V_{so} h(r) \quad (1.38)$$

où les différentes termes $V_c(r)$, V_r , W_s , W_v , et V_{so} représentent respectivement, le potentiel coulombien, le potentiel réel de volume, le potentiel imaginaire de surface, le potentiel imaginaire de volume et le potentiel de l'interaction spin-orbite .

Le facteur de forme le plus souvent utilisé pour ces potentiels est celui dit de Woods-Saxon, qui a la même forme fonctionnelle que la distribution de Fermi de la matière nucléaire, pour assurer la propriété des forces nucléaires (l'interaction des nucléons avec uniquement leurs proches voisins), et qui s'écrit [Woo54] :

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_1}{a_1}\right) \right]^{-1} \quad (1.39)$$

Le paramètre de diffusivité, a_1 , estime l'épaisseur superficielle du noyau et le rayon du potentiel, R_1 , est donné par la relation :

$$R_1 = r_0 \left[A_p^{1/3} + A_c^{1/3} \right]$$

Le rayon réduit r_0 est de l'ordre de 1.2 à 1.4 fermi et les nombres de masse A_p et A_c se réfèrent au projectile et à la cible, respectivement.

La forme du facteur de forme de la partie imaginaire dépend de l'énergie incidente. (Inférieure à 10 MeV/nucléons), on considère que l'absorption est localisée à la surface nucléaire [Sat83].

Dans ce cas, le facteur de forme $g(r)$ est représenté par la dérivée de la fonction $f(r)$ de Woods-Saxon concentrée à la surface du noyau :

$$g(r) = 4a_1 \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (1.40)$$

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

$$h(r) = \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} = \frac{1}{ra_4} \exp\left(\frac{r-R_4}{a_4}\right) \left[1 + \exp\frac{r-R_4}{a_4} \right]^{-2} \quad (1.41)$$

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

$$\begin{aligned} r_i &= r_i^0 + r_i^1 \times E \quad (\text{avec } R_i = r_i A^{1/3}) \\ a_i &= a_i^0 + a_i^1 \times E \end{aligned} \quad (1.42)$$

Avec $i = 1, \dots, 4$ selon le type de potentiel.

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

Il est indispensable d'introduire un potentiel coulombien dont la forme correspond à celle de l'interaction entre une particule ponctuelle chargée, Z_p , et une sphère uniformément chargée, Z_c , de rayon R_1 et de diffusivité nulle (Pol76). Sa forme analytique est donc :

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_c e^2}{2R_1} \left(3 - \frac{r_0^2}{R_1^2}\right) & r_0 \leq R_1 \\ \frac{Z_p Z_c e^2}{r_0} & r_0 > R_1 \end{cases} \quad (1.43)$$

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

$$V_{so}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{V_{so}}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{\ell} \cdot \vec{S} \quad (1.44)$$

où V_{so} est la profondeur du potentiel, $f(r)$ est le facteur de forme de la partie réelle du potentiel.

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

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

$$V = V_0 + V_1 \times E + V_2 \times E^2 + V_3 \times E^3 + V_4 \times \ln(E) + V_5 \sqrt{E} \quad (1.45)$$

1.2.4.3. Coefficients de transmission

En utilisant le modèle optique, on peut déterminer les coefficients de transmission qui vont être utilisés dans le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé, qui seront par la suite, utilisées dans le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52]. Les coefficients de transmission représentent la probabilité de traverser une barrière de potentiel par une particule incidente avec une énergie donnée.

La résolution de l'équation de Shrodinger dans la région interne ($r_0 \leq R_1$), où le potentiel coulombien est donné par :

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_1} \left(3 - r_0^2 / R_1^2\right) \quad (1.46)$$

et la région externe ($r_0 > R_1$), où le potentiel optique est nul ($V_c(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r_0$), permet de déterminer l'élément de matrice de diffusion $\eta_{\ell j}(E)$, relié au déphasage de la fonction d'onde sortante $\delta_{\ell j}$, et on obtient :

$$\eta_{\ell j} = \frac{(u'_{\ell j} F_{\ell} - u_{\ell j} F'_{\ell}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})}{(u_{\ell j} F'_{\ell} - u'_{\ell j} F_{\ell}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})} = \exp(2i \delta_{\ell j}) \quad (1.47)$$

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

Les coefficients de transmission $T_{\ell j}(E)$ sont déterminés à partir de l'élément de matrice $\eta_{\ell j}(E)$ par la relation :

$$T_{\ell j}(E) = 1 - |\eta_{\ell j}|^2 \quad (1.48)$$

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

$$T_{\ell} = \frac{(\ell + 1)T_{\ell}^{j=\ell+1/2} + \ell T_{\ell}^{j=\ell-1/2}}{2\ell + 1} \quad (1.49)$$

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

$$T_{\ell} = \frac{(2\ell + 3)T_{\ell}^{j=\ell+1} + (2\ell + 1)T_{\ell}^{j=\ell} + (2\ell - 1)T_{\ell}^{j=\ell-1}}{3(2\ell + 1)} \quad (1.50)$$

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

$$T_{\ell} = \frac{1}{(2s + 1)(2\ell + 1)} \sum_{j=|s-\ell|}^{\ell+s} (2j + 1) T_{\ell j} \quad (1.51)$$

1.2.5. Densité de niveaux

La description du continuum des états du noyau composé intervient de façon importante dans la compétition entre les différentes voies de décroissance du noyau composé. Il est donc important de bien décrire la densité de niveaux qui quantifie, en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé, les états nucléaires accessibles au système. En effet, comme cette densité de niveaux croît de façon exponentielle avec l'énergie d'excitation ; il est illusoire de vouloir décrire

niveau par niveau les densités de niveaux à l'énergie de séparation d'un neutron S_n , qui à cette énergie sont de l'ordre du million de niveaux par MeV. On décrit donc cette densité de niveaux de façon statistique dès que l'on rentre dans le domaine du continuum (au-delà du dernier niveau discret).

Les différents paramètres qui apparaissent dans la densité de niveaux, font varier de façon appréciable le résultat des calculs numériques des sections efficaces, celles-ci doivent être en bon accord avec les mesures expérimentales; donc leur choix est du moins important.

Pour un noyau d'énergie d'excitation U et de spin J , on peut écrire l'expression de la densité de niveaux selon la mécanique statistique [Bet36], sous la forme suivante :

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

où $D(J, U)$ est la distribution de spin donnée par Gilbert et Cameron [Gil65] :

$$D(J, U) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3(U)} \exp\left[\frac{-(J+1/2)^2}{2\sigma^2(U)}\right] \quad (1.52)$$

Avec $\sigma^2(U) = C_{sc} a T A^{2/3}$ désignant le spin de coupure, C_{sc} est un paramètre libre qui peut prendre la valeur 0.0888 [Gil65] ou 0.146 [Ref82], a est le paramètre de densité de niveaux et T est la température nucléaire donnée par : $T = \sqrt{U/a}$.

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

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp 2\sqrt{aU}}{U^{5/4} a^{1/4}} \quad (1.53)$$

Les modèles les plus utilisés pour exprimer $\rho(U)$ sont : de Gilbert et Cameron [Gil65] et celui nommé Back-Shifted Fermi Gas Model (B.S.F.G.M) [Dil73] qui ont pour appui, le modèle de gaz de Fermi.

1.2.5.1. Modèle de Gilbert et Cameron

Dans ce modèle, on distingue deux régions, la première région ($E < E_0$: les états discrets), où la température T est considérée comme constante, l'expression de la densité de niveaux est donnée par :

$$\rho_T(U) = \frac{1}{T} \exp\left[\frac{U + \Delta - E_0}{T}\right] \quad (1.54)$$

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

La quantité U est reliée à l'énergie d'excitation E du noyau résiduel (énergie d'excitation sans correction d'appariement) par $U = E - \Delta$, où Δ est l'énergie d'appariement.

Par contre, dans la deuxième région ($E > E_0$: les états du continuum), l'expression s'écrit sous la forme :

$$\rho_F(U) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2} \sigma(U) U (aU)^{1/4}} \quad (1.55)$$

où a est le paramètre de densité de niveaux du noyau résiduel et U son énergie d'excitation avec la correction d'appariement.

E_0 peut être déterminée par la continuité de ρ_F et ρ_T .

1.2.5.2. Modèle dit \prec Back-shifted Fermi Gas Model \succ (B.S.F.G.M)

L'introduction de la température nucléaire dans la formule du gaz de Fermi, initialement utilisée pour les hautes énergies d'excitation, permet de généraliser l'utilisation de cette formule même pour la région de basse énergie d'excitation (température constante). Dans ce cas, une seule formule décrit la densité de niveaux à toutes les énergies d'excitation, [Dil73] et elle est donnée par :

$$\rho(U') = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma(U') a^{1/4}} \frac{\exp(\sqrt{2aU'})}{(U' + T)^{5/4}} \quad (1.56)$$

où le spin de coupure dans ce cas est donné par :

$$\sigma^2(U) = 0.015T(U)A^{5/4}$$

La température nucléaire est reliée à l'énergie d'excitation U et au paramètre de densité de niveaux a par :

$$U = aT^2 - T.$$

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

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

1.2.5.3. Correction de couches

Les formules des densités de niveaux données par Gilbert et Cameron et Back shifted Fermi Gas Model (B.S.F.G.M.) utilisent un paramètre de densité de niveaux "a" constant pour toute la gamme d'énergie d'excitation. Or, à basses énergies d'excitation, les niveaux ne sont pas équidistants l'un par rapport à l'autre, à cause de l'effet de couches. Pour tenir compte de cet effet, Ignatyuk [Ign75] a proposé l'utilisation d'un paramètre de densité de niveaux qui dépend de l'énergie d'excitation U à travers la relation suivante :

$$a(U) = a_0 \left[1 + f(U) \frac{\delta W}{U} \right] \quad (1.57)$$

où a_0 représente la valeur asymptotique de $a(U)$ vers les hautes énergies d'excitation.

L'effet de couche apparaît dans le terme $\delta W = M_{\text{exp}} - M_{\text{ldm}}(Z, A)$, où M_{exp} est la masse atomique expérimentale et M_{ldm} est la masse atomique calculée dans le cadre du modèle de la goutte liquide sans correction de couches.

$f(U)$ est reliée à l'énergie d'excitation U du noyau résiduel B comme suit :

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U) \quad (1.58)$$

avec $\gamma = 0.05 \text{ MeV}^{-1}$.

Ainsi, ce modèle permet d'introduire l'effet de couches à basses énergies d'excitation, tandis qu'à des énergies plus élevées, cet effet disparaît et $a(U)$ atteint la valeur asymptotique a_0 , qui dépend empiriquement [Ign75] du nombre de masse A par l'expression suivante :

$$\frac{a_0}{A} = \alpha + \beta A \quad (1.59)$$

où α et β sont des paramètres libres.

1.3. Le processus de pré-équilibre

Dans les spectres en énergie des particules émergentes de réactions nucléaires, la composante due à l'évaporation se manifeste à basse énergie (fig 1.1), et elle est caractérisée par une distribution angulaire presque uniforme, en conséquence de l'hypothèse de Bohr. Par contre, la composante directe est caractérisée par des pics aux énergies proches de l'énergie incidente, et par une distribution angulaire qui favorise fortement les petits angles. Entre ces deux régions, on observe une composante caractérisée par une évolution douce de la section efficace en fonction

de l'énergie et par une distribution angulaire intermédiaire. La distribution angulaire de cette composante est orientée vers l'avant, mais beaucoup moins focalisée que celle de l'interaction directe. Il s'en suit que cette région témoigne de la présence d'un mécanisme de réaction où le noyau garde une partie de la mémoire de la voie d'entrée. Ceci implique un temps d'interaction intermédiaire entre celui du modèle du noyau composé et celui de l'interaction directe. Cette composante est généralement attribuée au processus dit « du pré-équilibre ». C'est en 1947 [Gad92], qu'a été pour la première fois suggéré l'existence d'un processus d'émission intermédiaire entre les processus directs et la formation de noyau composé. L'accumulation des données expérimentales a permis de confirmer cette hypothèse.

Parmi ces résultats; le spectre d'émission mesuré par Bertrand et Peele [Ber73] dans la réaction $^{54}\text{Fe}(p, xp)$ constitue une bonne illustration. Les distributions angulaires des protons émis pour une énergie incidente de 39 MeV schématisées sur la figure (1.3), permettent de décrire les mécanismes qui contribuent à l'émission des protons dans l'interaction.

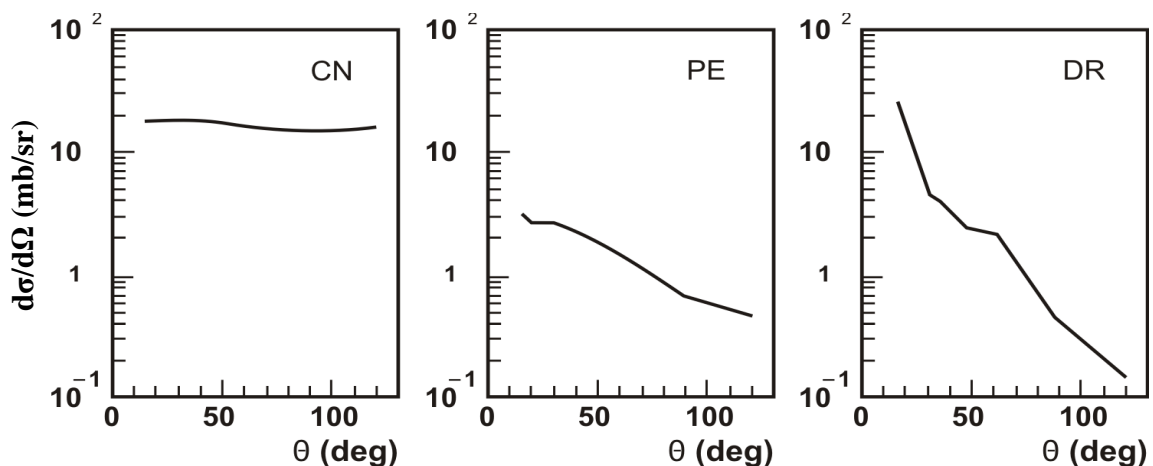


Fig. 1.3 Les distributions angulaires et l'identification des mécanismes de réaction.

L'idée à la base de l'approche théorique de ce processus est que des particules peuvent être émises lors de chacune des multiples collisions conduisant vers le noyau excité et avant que celui-ci n'atteigne son équilibre. Du point de vue du calcul, il s'agit d'un problème complexe du système hors équilibre.

Il est possible de classer les approches théoriques utilisées actuellement pour décrire la production de particules induites par l'interaction des nucléons avec les noyaux en deux catégories : les approches phénoménologiques, celles développées dans le cadre de la théorie quantique et enfin celles, stochastiques, basées sur des simulations au niveau microscopique.

La première catégorie inclut les modèles historiques et leurs développements ultérieurs comme le modèle exciton. La théorie statistique de Feshbach-Kerman-Koonin [Fes80] ainsi que les modèles de Tamura-Udagawa-Lenske [Tam82] utilisent des traitements quantiques. Enfin, parmi les modèles de simulation microscopique, nous citons les modèles QMD (Quantum Molecular Dynamics), AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) [Mar92], INCL4 (IntraNuclear Cascade de Liege) [Bou02] et plus récemment DYWAN (Dynamical Wavelet in Nuclei) [Jou98].

1.3.1. Le modèle exciton

Un modèle phénoménologique a été introduit par Griffin et il est connu aujourd'hui comme le modèle exciton [Gri66]. Dans ce modèle l'état du système est caractérisé par le nombre de particules excités (p) et des trous (h) qu'il contient, ou de façon équivalente par le nombre d'excitons correspondant $n=p+h$. Le processus d'excitation d'un noyau est présenté de façon schématique sur la figure (1.4).

L'interaction du projectile avec la cible donne naissance à une configuration initiale simple caractérisée par un petit nombre d'excitons $n=p+h$. La réaction est alors supposée évoluer à travers des étapes à complexité croissante (n augmente). Chaque étape est caractérisée par le nombre de particules excitées (p) et le nombre de trous (h) définis par rapport à l'énergie de Fermi dans la cible. Pour chaque nombre exciton n , il existe des configurations où on trouve des particules non-liées. Dans la Figure 1.4, E_b et B_b sont l'énergie de la particule produite et son énergie de liaison dans le noyau respectivement et U est l'énergie d'excitation du noyau après émission d'une particule. Griffin fait l'hypothèse que :

1. Chaque répartition de l'énergie pour un nombre d'excitons n donné, est équiprobable durant le processus vers l'équilibre, c-à-d que tous les états ayant la même configuration p et h , la même énergie d'excitation E et la même parité sont équiprobables.

2. Tous les modes de désintégration ont la même probabilité. Il suppose aussi la prédominance des transitions vers des états plus complexes par rapport à ceux vers des états plus simples, étant donné que la densité des états croît rapidement avec le nombre d'excitons.

Comme toutes les transitions sont supposées être le résultat d'interactions à deux corps, lors de l'évolution du système vers l'équilibre, chaque étape a une particule et un trou en plus que la précédente et donc la somme sur tous les états évolue par pas de $\Delta n=0, \pm 2$ ($\Delta p=0, \pm 1$, $\Delta n=0, \pm 1$).

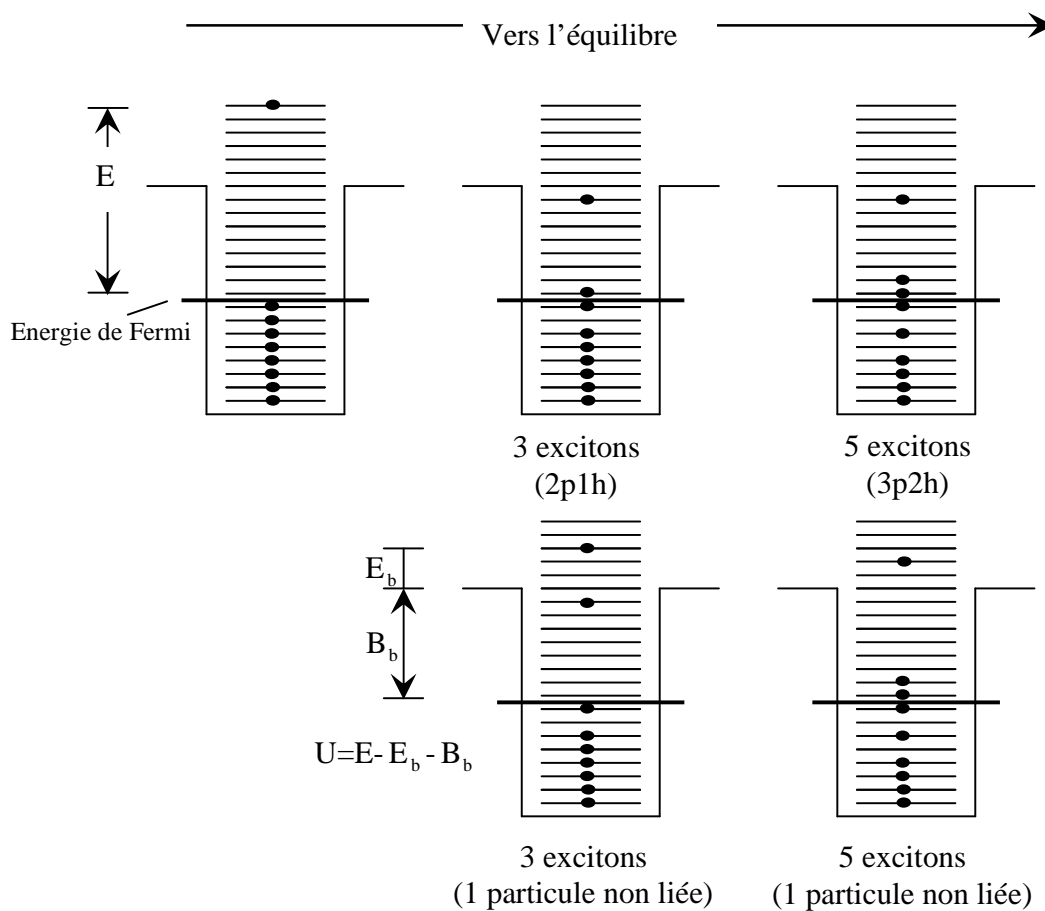


Fig 1.4. Représentation du processus de pré-équilibre tel qu'il est décrit par le modèle exciton.

1.3.1.1. La densité d'états

L'analyse de nombreux résultats en physique nucléaire confirme que même à des énergies moyennes, la désintégration d'un système composé (noyau cible + projectile) laisse souvent le noyau résiduel à une énergie d'excitation où la densité des états (nombre d'états par MeV) est tellement haute qu'il est impossible de considérer chaque état individuellement.

Dans les modèles de pré-équilibre, comme le modèle exciton, la densité des états $\omega(n, E)$ est supposée être une fonction du nombre d'excitons $n=p+h$ et de l'énergie d'excitation E du noyau intermédiaire (noyau + projectile). Dans ce cas la formule de Williams [Wil71], [Kal77], [You92] est souvent adoptée:

$$\omega(n, E) = \omega(p, h, E) = g^n \frac{(E - A_{p,h})^{n-1}}{p!h!(p+h-1)!} \quad (1.60)$$

où g est l'inverse de l'espacement entre les niveaux d'énergies des états à particules individuelles, relié au paramètre de densité de niveaux du gaz de Fermi a (*Fermi gas level density parameter*) par : $g = 6a / \pi^2$ [You92] et $A_{p,h}$ est le facteur de correction de Pauli:

$$A_{p,h} = \frac{p^2 + h^2 + p - 3h}{4g} \quad (1.61)$$

En négligeant les effets de couches (shell effects), on adopte souvent l'expression $g = A/13$ [Gru83], [You92].

1.3.1.2. Les taux d'émission

L'hypothèse d'équiprobabilité permet d'évaluer la distribution en énergie pour un nombre exciton n donné, en utilisant la densité d'états $\omega(p, h, E)$. Le nombre de particules qui peuvent être émis d'une configuration à nombre exciton n , avec une énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$, en laissant le noyau résiduel avec une énergie d'excitation U , $p-1$ particules excitées et h trous, est lié au rapport [Bla75] :

$$\frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} d\varepsilon \quad (1.62)$$

Griffin en déduit une formule pour la probabilité d'émission d'un neutron avec une énergie entre ε et $\varepsilon+d\varepsilon$:

$$W(\varepsilon)d\varepsilon \propto \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} e^{1/2} \frac{\omega(p-1, h, E)}{\omega(p, h, E)} d\varepsilon \quad (1.63)$$

où la somme se fait avec $\Delta n = +2$.

Ces expressions ont été modifiées plus tard pour inclure les réflexions internes et la pénétrabilité de la barrière de potentiel pour les particules chargées ainsi que le temps de vie limité des états. Le taux d'émission pour une particule b d'énergie ε est alors donné par :

$$W_b(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{(2s_b + 1)}{\pi^2 h^3} \mu_b \varepsilon \sigma_{inv}(\varepsilon) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} \tau(n) d\varepsilon \quad (1.64)$$

et qui s'écrit aussi :

$$W_b(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} W_b(p, h, \varepsilon) \tau(n) d\varepsilon$$

où s_b est le spin de la particule b sortante.

μ_b est la masse réduite de la particule b sortante.

$\sigma_{inv}(\varepsilon)$ est la section efficace d'absorption du processus inverse de la réaction.

$\tau(n)$ est le temps de vie moyen de l'état à nombre exciton n , $n = p+h$.

La formule pour $W_b(p, h, \varepsilon)$ est obtenue en utilisant la règle d'or de Fermi et le principe de la balance détaillée [You92], [Kal77], [Gad92]. Elle peut être généralisée pour donner le taux d'émission du stade $n=p+h$ d'une particule de type b (nucléon ou cluster), de nombre de masse p_b et d'énergie ε :

$$W_b(p, h, E) = \frac{(2s_b + 1)}{\pi^2 h^3} \mu_b \varepsilon \sigma_{inv}(\varepsilon) \frac{\omega(p-p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} F_b(p_b) \quad (1.65)$$

$F_b(p_b)$ est un facteur qui tient compte de la différenciation entre neutrons et protons.

Le taux d'émission total pour l'émission à partir du stade $n = p+h$ intégré sur tous les types de particules et toutes les énergies est donné par:

$$W_{total}(p, h) = \sum_b \int_0^{\varepsilon_{max}} W_b(p, h, E) d\varepsilon \quad \text{et} \quad \sum_n W_{total}(p, h) \tau(n) = 1 \quad (1.66)$$

Le fait d'utiliser le principe de la balance détaillée, (terme avec σ_{inv}) permet d'obtenir l'échelle absolue pour les sections efficaces.

1.3.1.3. Les taux de transition

La désexcitation par émission d'une particule du noyau composé (noyau + projectile) est en compétition avec la transition vers une configuration plus complexe ou moins complexe ($\Delta n = 0, \pm 2$). La suggestion initiale de Griffin était que les taux de transition λ peuvent être calculés dans le cadre de la théorie des perturbations, indépendantes du temps avec une approximation de premier ordre en utilisant la règle d'or de Fermi et en supposant que la matrice caractérisant l'interaction effective résiduelle à deux corps soit indépendante de l'énergie [Gad92]:

$$\lambda(n, n', E) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \overline{M^2}_{f \rightarrow i} \right| Y_f \quad (1.67)$$

où $n' = n$ ou $n \pm 2$

$\left| \overline{M^2}_{f \rightarrow i} \right|$ est la moyenne du carré de l'élément de matrice caractérisant l'interaction à deux corps entre un état final f et état initial i et Y_f est l'espace de phase final accessible.

Des comparaisons des résultats théoriques et des données expérimentales ont pourtant montré que cette approximation est seulement correcte à basse énergie. Y_f est relatif aux densités des états atteints en moyenne par une interaction à deux corps. Plusieurs formules pour Y_f en fonction de p , h et de l'énergie E ont été proposées. Pour simplifier, on ne donnera ici que les formules utilisées dans le code GNASH [You92].

La transition $\lambda_-(p, h, E)$

$$\lambda_-(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \overline{M^2} \right| \frac{gph(n-2)}{2} \left[1 - \frac{(n-1)(p-1)(p-2) + (h-1)(h-2)}{(n-2)8g[E - E_{pauli}(p, h)]} \right] \quad (1.68)$$

terme ajouté pour tenir compte du principe d'exclusion de Pauli

La transition $\lambda_+(p, h, E)$

$$\lambda_+(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \overline{M^2} \right| \frac{[E - E_{pauli}(p, h)]^2}{2(n+1)} \quad (1.69)$$

1.3.1.4. L'équation principale de Boltzmann et le calcul de sections efficaces

La probabilité de trouver un noyau composé avec une énergie d'excitation E au temps t dans une configuration caractérisée par $n = p+h$ excitons est appelée la probabilité d'occupation et elle est indiquée par $P(p,h,E,t)$. Elle peut être obtenue en résolvant l'équation principale de Boltzmann qui tient compte du fait que le nombre d'excitons peut augmenter ou diminuer [You92], [Bla75]:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt}(p,h,E,t) = & P(p-1,h-1,E,t)\lambda_+(p-1,h-1,E) \\ & + P(p+1,h+1,E,t)\lambda_-(p+1,h+1,E) \\ & - [\lambda_+(p,h,E) + \lambda_-(p,h,E) + W_{total}(p,h)]P(p,h,E,t) \end{aligned} \quad (1.70)$$

La condition initiale pour les solutions de cette équation est:

$$P(p,h,E,0) = \delta(p,p_0) \delta(h,h_0)$$

où le nombre initial $p_0=2$ pour les particules et $h_0=1$ pour les trous (pour les réactions induites par des nucléons), δ est la fonction de Dirac.

Les probabilités d'occupation sont alors utilisées pour calculer les spectres en énergie des particules b émises:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon}(a,b) = \sigma_a \sum_{n=p+h} W_b(p,h,\varepsilon) \tau(n) \quad \text{avec} \quad \tau(n) = \int_0^{\infty} P(n,t) dt \quad (1.71)$$

où σ_a est la section efficace de formation du noyau composé (noyau + projectile) et $\tau(n)$ est le temps de vie moyen de l'état. On trouve que si n augmente, l'énergie est répartie sur un nombre croissant de degrés de liberté et la probabilité d'émettre une particule de haute énergie diminue.

1.3.1.5. Emission de particules complexes

Jusqu'à présent, on a simplement considéré l'émission de nucléons dans la région de pré-équilibre. L'expérience montre que même à de petites énergies incidentes, il y a un grand nombre de particules complexes (d, t, ^3He , α) qui sont émises avec une énergie suffisamment grande pour vaincre la barrière coulombienne. Néanmoins, pour toutes les hypothèses qui ont été faites lors de l'émission de nucléons, au moins un ordre de grandeur en incertitude est ajouté si l'on calcule des spectres d'émission de particules complexes. Ceci vient des difficultés de calculer la probabilité

de formation de particules complexes à l'intérieur d'un noyau, le nombre d'états par MeV pour ces particules et les probabilités de transition.

Différentes approches ont été faites pour aborder le problème [Bla75]. Dans le modèle de Kalbach [Kal77], on suppose que parmi toutes les répartitions d'énergie pour les particules excitées et trous, une fraction aura juste le bon groupe de nucléons pour permettre l'émission de particules complexes. Dans l'équation (1.65), le facteur $F_b(p_b)$ va alors être exprimé de la manière suivante:

$$F_b(p_b) = \left(\frac{A}{Z}\right)^{\pi_b} \left(\frac{A}{N}\right)^{\nu_b} \frac{\pi_b! \nu_b!}{P_b!} R_b(p_b) \quad (1.72)$$

où π_b et ν_b sont les nombres de protons et de neutrons respectivement dans la particule émise, et $R_b(p_b)$ est la probabilité qu'une particule complexe sortant avec p_b nucléons aura la bonne combinaison de protons et de neutrons [Kal77].

Dans une autre approche par contre, on suppose que la particule complexe est préformée dans le noyau et va diffuser selon les mêmes règles de cinématique qu'un nucléon. Cette approche a surtout été utilisée pour traiter les réactions (n, α) et (p, α) .

1.4. L'interaction directe

Dans le modèle de l'interaction directe [Opp35]; on imagine que la particule incidente n'interagit qu'avec un seul nucléon à la fois, tandis que le « cœur » du noyau reste inerte ou dans un mouvement simple. Le temps de l'interaction est de l'ordre du temps nécessaire pour que la particule incidente traverse la cible et la distribution angulaire des particules émergentes est très piquée vers l'avant. Ce type d'interaction se manifeste surtout dans les réactions où un nucléon est éjecté ou arraché au noyau. La notion du « cœur » inerte rappelle immédiatement le modèle en couches où les nucléons sont arrangés en couches, obéissant au principe de Pauli, dans un potentiel moyen. Le principe de Pauli interdit les collisions entre nucléons menant vers un état déjà occupé, et rallonge ainsi le parcours moyen effectif des nucléons. Les caractéristiques essentielles des interactions directes se manifestent aux énergies où la longueur d'onde de la

particule incidente est inférieure à l'espacement moyen des nucléons dans la cible, ce qui comprend l'ordre de magnitude de plusieurs dizaines de MeV dans le cas du neutron incident.

Les réactions directes se manifestent par des processus de pick-up (un ou plusieurs nucléons sont retirés du noyau cible par le projectile formant une particule complexe) et des processus de knock-out qui supposent l'existence de particules complexes préformées dans le noyau cible et qui emmènent l'essentiel de l'énergie du projectile.

Pour les réactions directes de pick-up et de knock-out, une description des sections efficaces peut être faite par la théorie de Born des ondes planes PWBA (Plane Wave Born Approximation) ou des ondes distordues DWBA (Distorted Wave Born Approximation) [Sat83].

Chapitre 2

Calcul Théorique et résultats

2.1. Introduction

Les données nucléaires des réactions induites par des neutrons rapides dans la région des énergies intermédiaires sont d'une importance majeure pour de nombreuses applications, comme, la transmutation des déchets radioactifs de longue durée de vie avec une source de neutrons de spallation, besoins médicaux et biomédicaux, et la recherche des effets du rayonnement cosmique sur les vaisseaux spatiaux et les astronautes.

Les mesures expérimentales sont longues, coûteuses, et à certains points de vue, comme la multiplicité d'émissions nucléoniques totale lors des réactions de spallation, à la bordure de la technologie disponible. L'option la plus attrayante est d'utiliser des codes de calcul pour ces réactions nucléaires. Il y en a beaucoup; nous avons besoin de connaître les limites de validation de ces codes, et de savoir avec quelle précision les résultats pourraient être acceptés.

On pourrait se demander quel est l'intérêt d'évaluer des sections efficaces alors que les données expérimentales existent. Il faut savoir que pour les codes de calcul, il est important d'avoir un ensemble homogène de données sur les sections efficaces mais aussi sur les spectres d'émission et les distributions angulaires des particules secondaires. Donc le calcul des sections efficaces contribue à la validation des codes de calcul et à tester la fiabilité des modèles théoriques par la comparaison des calculs effectués aux données expérimentales, ce qui permet de sélectionner les valeurs des paramètres nucléaires utilisés pour chaque modèle, pour pouvoir ensuite passer à l'évaluation des grandeurs plus complexes, comme les distributions angulaires, et ainsi contribuer à compléter les bibliothèques des données nucléaires.

Dans ce contexte, nous présentons dans le présent chapitre le calcul des sections efficaces intégrées pour les réactions $(n, d + n' p)$, sur une gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV et une gamme de noyaux cibles de nombre de masse compris entre 47 et 158, en utilisant le code de calcul GNASH [You92]. L'émission du deuton dans ce processus, ainsi que l'émission séquentielle des deux nucléons dans les réactions $(n, n' p)$ et (n, pn') , nous renseignent sur la structure nucléaire et les différents mécanismes des réactions nucléaires. Elles sont également importantes pour les applications pratiques, concernant notamment les dommages d'irradiations (radiation damage) dus à la formation des gaz d'hydrogène et du deutérium dans les matériaux de la première paroi des réacteurs de fusion [Li04].

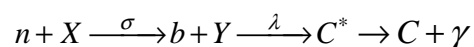
2.2. La réaction (n, d)

La réaction (n, d) se caractérise par un manque de données expérimentales par rapport aux réactions (n, p) et (n, α) . Quand la technique d'activation est utilisée pour mesurer la section efficace de la réaction (n, d) , la contribution des réactions $(n, n' p)$ et (n, pn') est aussi incluse, puisque les trois réactions sont énergétiquement possibles et produisent le même noyau résiduel. Par contre, en utilisant la technique de mesure prompt (parag 2.2.2), il est possible de déterminer la section efficace de la réaction (n, d) . Dans le cas où un proton est détecté, alors la section efficace mesurée est celle des réactions (n, p) , $(n, n' p)$ et (n, pn') . Ceci est vrai, lorsqu'il n'y a pas d'émission de neutrons supplémentaires.

Nous présentons brièvement dans ce qui suit, les deux techniques utilisées pour mesurer la section efficace de la réaction (n, d) .

2.2.1. Technique d'activation neutronique (méthode indirecte)

L'analyse par activation neutronique consiste à irradier un échantillon connu "X" avec un flux de neutrons, et à identifier ensuite, après irradiation, les isotopes radioactifs créés par les réactions nucléaires étudiées. On mesure donc à l'aide d'un détecteur gamma, le spectre des rayons gamma émis lors de la désexcitation du noyau final "C* ". On choisit pour la mesure de chaque élément, le pic photoélectrique le plus intense. L'aire de ce pic est une mesure de l'abondance de l'élément initial. L'ensemble de la chaîne de réaction est le suivant :



L'activité " A " d'un échantillon comportant " n " noyaux cibles irradié par un flux de neutrons " Φ " est donnée à la fin d'un temps d'irradiation t_i par :

$$A = n\Phi\sigma(1 - e^{-\lambda t_i}) \quad (2.1)$$

où σ est la section efficace de la réaction nucléaire $X(n, b)Y$.

L'aire du pic photoélectrique d'intensité I_γ associée à l'activité du noyau Y à l'état fondamental de constante radioactive λ , mesurée par un détecteur gamma d'efficacité ε , pendant un temps de comptage t_c et après un temps de décroissance t_d , est donnée par :

$$N_\gamma = n\Phi\sigma I_\gamma \varepsilon (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c}) / \lambda \quad (2.2)$$

Si θ est l'abondance isotopique du noyau cible et M est la masse atomique de l'élément naturel présent avec une concentration P dans un échantillon de masse m , le nombre de noyaux cibles n est donné par :

$$n = mN\theta P / M \quad (2.3)$$

où N est le nombre d'Avogadro

2.2.2. Mesure prompte (Méthode directe)

La méthode directe appelée aussi mesure prompte des sections efficaces, consiste à détecter les deutons émis durant l'irradiation de l'échantillon par des neutrons de 14.5 MeV , à l'aide d'un détecteur télescope de type $\Delta E - E$, couplé à la chambre de réaction. Ce détecteur représenté schématiquement sur la figure 2.1, est composé de trois scintillateurs : le premier est un disque plastique percé d'un trou pour la partie ΔE , il définit par anti-coïncidence l'angle solide vu par le télescope. Le deuxième détecteur est un cristal $CsI(Tl)$, permettant de mesurer la quantité dE/dx . Le troisième scintillateur, qui mesure l'énergie totale des deutons, est un gros cristal de $CsI(Tl)$.

L'identification et la séparation des particules chargées détectées dans les télescopes se font sur la base des représentations $\Delta E - E$ et "partie rapide-partie lente" du signal du détecteur $CsI(Tl)$.

Après la calibration en temps et en énergie des détecteurs, les spectres en énergie des particules chargées sont normalisés afin d'obtenir les sections efficaces intégrées.

Cette méthode est peu utilisée pour mesurer des sections efficaces à cause des difficultés techniques, comme la détérioration des détecteurs utilisés et le bruit de fond énorme qui masque toute mesure directe ; ce qui explique le manque de données expérimentales pour la réaction (n,d) seule. Pour cela, le calcul effectué dans ce chapitre ne concerne que les données expérimentales mesurées par la technique d'activation.

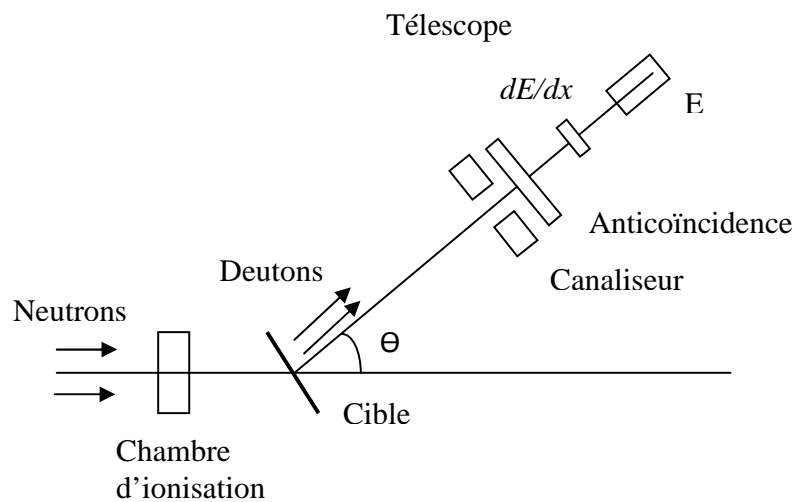


Fig 2.1. Dispositif expérimental utilisé dans la mesure prompt des sections efficaces

Pour le reste du manuscrit, les notations suivantes seront adoptées pour définir les différentes réactions :

(n,d) : réaction (n,d) seule.

$(n,n'p)$: réaction $(n,n'p)$ + réaction (n,pn') .

$(n,d+n'p)$: réaction (n,d) + réaction $(n,n'p)$ + réaction (n,pn') .

Le comportement des trois réactions est représenté sur la figure 2.2.

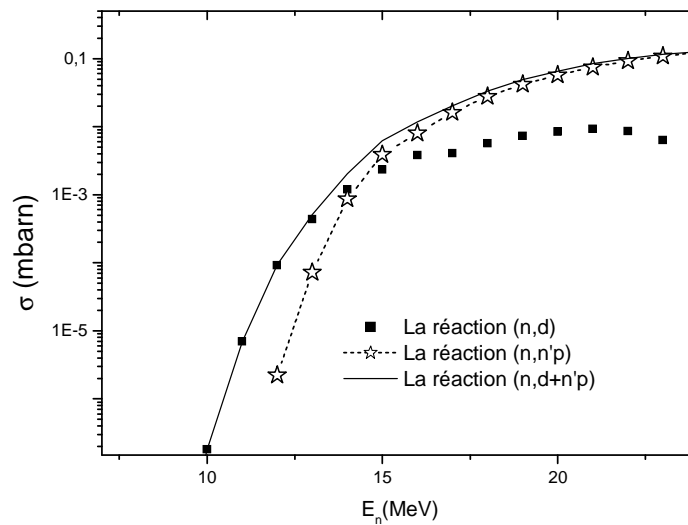


Fig 2.2. Les fonctions d'excitation des réactions (n,d) , $(n,n'p)$ et $(n,d+n'p)$.

2.3. Les codes de calcul

Il existe deux types de codes de calcul de sections efficaces. Les codes à caractère prédictif comme le code HMS-ALICE [Bla05], permettent d'obtenir des valeurs de sections efficaces pour des noyaux sur lesquels n'existe aucune mesure. Les paramètres de ces codes sont ajustés globalement. Les codes d'évaluation, quant à eux, permettent d'obtenir des informations supplémentaires, comme les distributions angulaires et en énergie, à partir des mesures expérimentales de sections efficaces. Les paramètres sont ajustés pour chaque noyau afin de reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Le code d'évaluation le plus intéressant est le code GNASH, [You92] qui a été utilisé dans ce travail pour le calcul des sections efficaces.

2.3.1. Principe de calcul des sections efficaces

La section efficace d'absorption est une donnée essentielle pour le calcul des sections efficaces à l'aide des modèles nucléaires. Elle peut, soit être calculée directement par un modèle théorique, soit être donnée comme paramètre d'entrée à partir des données expérimentales. La plupart des modèles déterminent la probabilité de décroissance selon une voie de réaction en fonction de l'énergie d'excitation. La section efficace d'absorption permet alors de normaliser les résultats obtenus, en calculant la valeur absolue des sections efficaces des différentes réactions.

Pour ce type de calcul, deux modèles de réactions successifs sont pris en considération : Le modèle de pré-équilibre [Gri66], [Bla71] et le modèle d'évaporation [Wei37], [Wei40], [Hau52].

Le pré-équilibre décrit les interactions nucléon-nucléon à l'intérieur du noyau suite à l'interaction avec une particule incidente et ce jusqu'à l'équilibre thermique du noyau. Des nucléons peuvent être émis pendant la phase de pré-équilibre.

Il existe au moins deux versions du modèle de pré-équilibre, le modèle exciton [Gri66] et le modèle hybride [Bla71], qui dérive toutefois du modèle exciton. Les deux modèles décrivent une succession d'états caractérisée par le nombre d'excitons n . On part d'un niveau initial n_0 pour arriver à l'état n pour l'équilibre, par une série d'interactions à deux corps. À chaque étape, le noyau peut émettre une particule ou décroître dans un état plus complexe. Le pré-équilibre est atteint lorsqu'il n'y a plus d'interaction à deux corps possible.

Une fois le pré-équilibre atteint, le modèle d'évaporation est employé. Il peut être décrit par la théorie de Weisskopf-Ewing [Wei40] ou par la théorie de Hauser-Feshbach [Hau52] qui tient compte de la conservation du spin et de la parité. L'évaporation décrit la probabilité associée aux différentes voies de désexcitation du noyau pour revenir à l'équilibre.

2.3.2. Le code GNASH

Le code GNASH a été développé à Los Alamos par Young et ses collaborateurs en 1992 [You92]. Il permet de calculer les sections efficaces sur une gamme d'énergie allant de 1 *KeV* jusqu'à 150 *MeV* pour des réactions induites par neutrons et jusqu'au *GeV* pour les réactions induites par protons. Dans ce code, le modèle exciton est utilisé pour décrire le processus de pré-équilibre dans cette région. La région d'évaporation, quant à elle, est décrite par le modèle de Hauser-Feshbach.

Selon Oblozinsky [Obl02], GNASH est le meilleur code d'évaluation qui possède la possibilité d'émettre plusieurs particules lors du pré-équilibre et de l'émission statistique de particules à l'équilibre. À la différence des autres codes de calcul, de nombreux paramètres peuvent être ajustés afin de reproduire les résultats des sections efficaces expérimentales. GNASH est un code destiné à l'évaluation de données et non un code à caractère prédictif.

Le code GNASH met en oeuvre la théorie de Hauser-Feshbach dans une composition non limitée de chaînes de réaction. La version du code utilisée pour le présent travail est

dimensionnée pour 10 noyaux composés primaires. Jusqu'à 6 types de particules (neutron, proton, deuton, alpha, triton, et helium3) peuvent être émises par chaque système composé, de sorte qu'un maximum de 60 voies de réaction peuvent être traitées dans un seul calcul. La figure 2.3 représente un exemple de calcul avec le code GNASH pour le ^{93}Nb , avec l'émission de quatre particules seulement (neutron, proton, deuton et alpha).

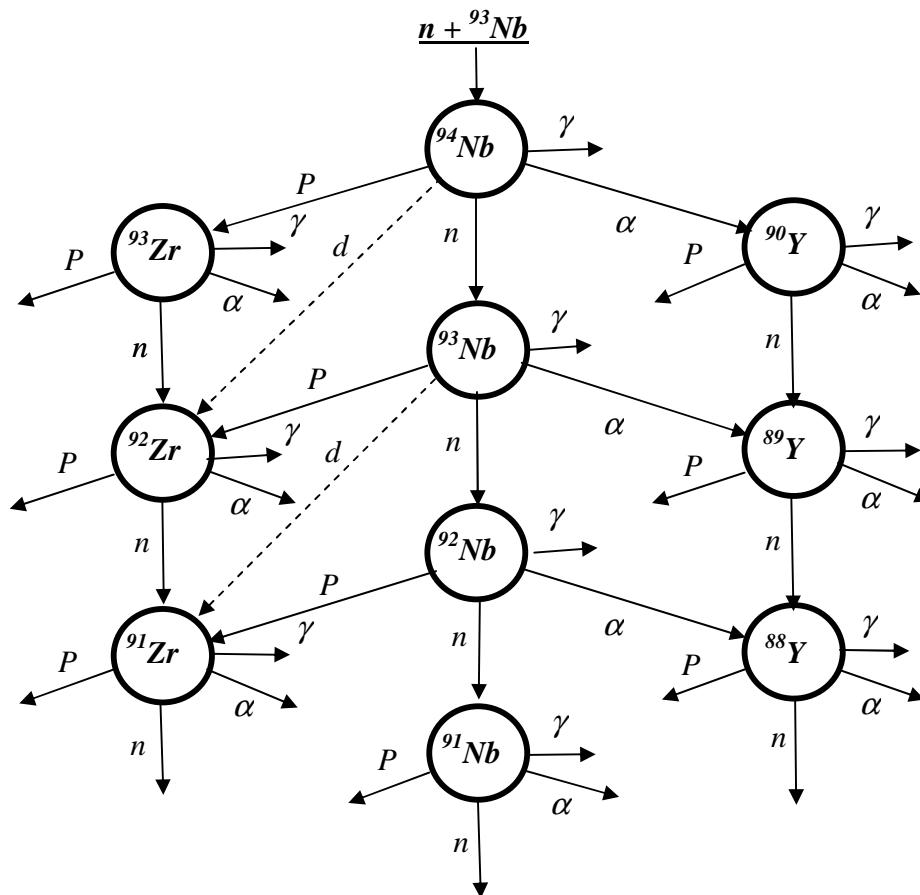


Fig 2.3. L'enchaînement des voies de réaction intervenant dans le calcul des sections efficaces des réactions induites par neutrons pour le ^{93}Nb .

2.3.2.1. La structure du code GNASH

L'approche suivie dans le code GNASH consiste à utiliser un programme principal "MAIN" pour guider l'ensemble des fichiers inputs et outputs. Un ensemble de sous-routines et de fonctions effectuent les calculs des divers modèles ainsi que la manipulation des différents paramètres.

La structure du code GNASH est illustrée dans la figure 2.4. Le module du programme principal est lu dans le problème des informations spécifiques à partir du fichier d'entrée. Il détermine également les masses, les énergies de liaison, les états fondamentaux, les spins et les parités en faisant appel à la fonction "ENERGY".

L'appel des fonctions "LEVPREP" et "TCPREP", permet de lire les niveaux discrets et les coefficients de transmission à partir des fichiers TAPE8 et TAPE10 respectivement. Un appel de la fonction "SETUP", permet d'initialiser la densité de niveaux et les réactions directes.

La fonction "SETUP2" est appelée pour déterminer les énergies et les coefficients de transmission pour le canal incident.

Les sections efficaces des réactions directes sont également évaluées à l'énergie incidente spécifique. La fonction "SPECTRA" est appelée pour effectuer les calculs des sections efficaces de Hauser Feshbach. Si la correction du pré-équilibre est souhaitée, la fonction "PRECMP" est appelée par "SPECTRA", après avoir terminé les calculs pour le premier noyau composé. Après l'achèvement des calculs dans "SPECTRA", le programme principal appelle "PREGAM1" pour effectuer les calculs de la capture radiative semi-directe et pour combiner aussi ces résultats avec l'output de "SPECTRA".

Enfin, la fonction "DATAOUT" est appelée pour imprimer les résultats du fichier output. Tout ce processus est ensuite répété pour l'énergie incidente suivante.

Les fonctions les plus importantes utilisées dans le code GNASH sont décrites brièvement ci-dessous :

LCSPACE- met en place le stockage des données, détermine les séquences de décroissance des réactions principales et assigne des mémoires virtuelles pour les différents noyaux composés.

CHAINS- construit les séquences des réactions automatiques optionnelles.

ENERGY- lit les masses, les spins, les parités et les états fondamentaux à partir du fichier TAPE13.

LEVPREP6- lit les données des niveaux discrets à partir de TAPE8.

SORTS- trie les données ZA (numéro atomique, nombre de masse) dans l'ordre croissant.

TCPREP- lit les coefficients de transmission à partir du fichier TAPE10.

SETUP- détermine les énergies de séparation pour les noyaux en décroissance, identifie les particules secondaires et les photons issus des réactions, initialise les paramètres de la densité de niveaux et lit les sections efficaces des réactions directes à partir du fichier TAPE33.

SETUP2- détermine les énergies appropriées pour l'exécution du problème, génère les coefficients de transmission pour le canal incident à une énergie donnée dans le système du laboratoire et détermine aussi les sections efficaces pour les réactions directes qui correspondent à cette énergie.

SPECTRA- la fonction principale pour le calcul des sections efficaces.

PREGAM1- calcule les sections efficaces de pré équilibre pour l'émission des rayons gamma.

LCMLOAD- calcule et sauvegarde les coefficients de transmission pour un noyau composé donné.

INCHSUM- effectue la somme sur S (spin) et I (parité) du canal incident pour un spin et une parité d'un noyau composé donné.

GRLINES- calcule les sections efficaces d'émission des rayons gammas.

COMDEN- détermine les densités d'états des noyaux composés.

EMISS- calcule le taux d'émission des particules pour une configuration p-h donnée.

PICNOC- détermine les contributions du pick-up et du knock-out.

PRECOC- appelle COMDEN, TTRANS, EMISS, PICNOC.

TTRANS- calcule les taux d'interaction résiduelle λ_+ , λ_- , λ_0 .

RESOL- résout l'équation principale de Boltzmann.

PRESPEC- détermine le spectre d'émission du pré équilibre.

DATAOUT- la fonction principale des résultats.

PRECMP- normalise les spectres, les sections efficaces et les populations.

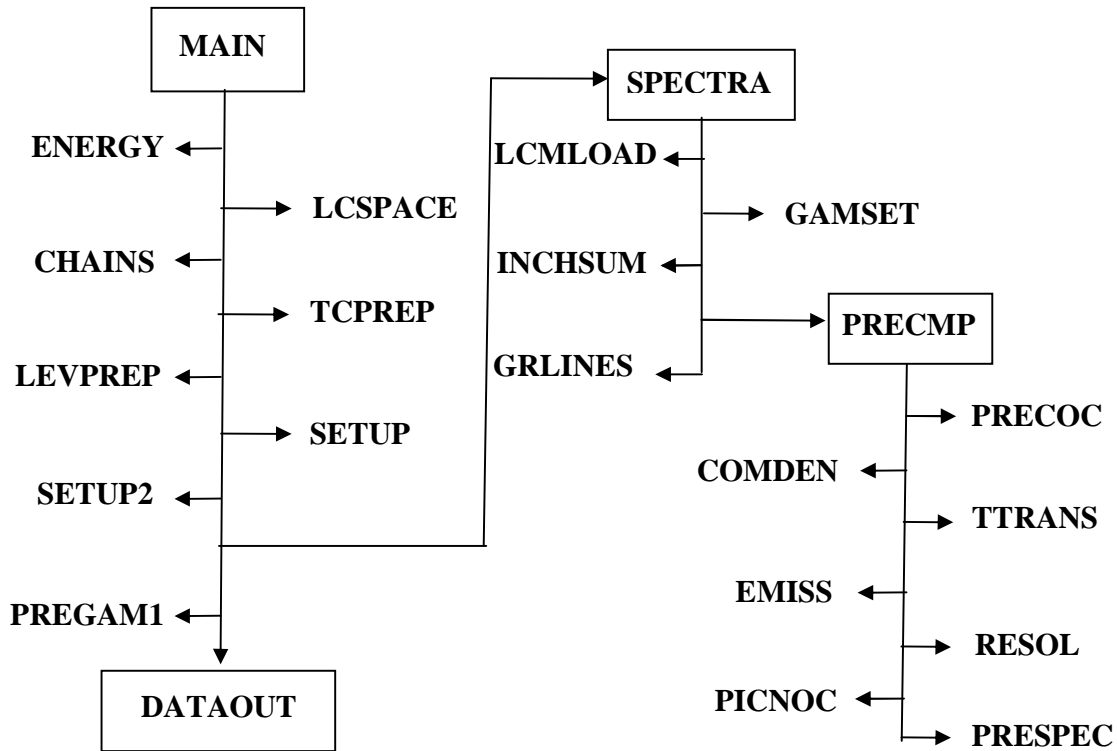


Fig 2.4. Schéma illustratif de la structure du code GNASH.

2.3.2.2. Les fichiers input du code GNASH

De nombreux fichiers d'entrée sont requis pour effectuer les calculs dans le code GNASH, en particulier ceux contenant les coefficients de transmission et les niveaux discrets de chaque noyau étudié. Les fichiers input et output du code GNASH sont illustrés sur la figure 2.5.

Les fichiers d'entrée sont : le fichier TAPE8, le fichier TAPE10, le fichier TAPE13 et le fichier TAPE33.

Le fichier TAPE10 contient l'information sur les coefficients de transmission générés par le code de calcul SCAT2 [Ber92]. Ce code consiste à résoudre l'équation de Schrödinger dans la région interne en utilisant le potentiel optique sphérique et le potentiel purement coulombien dans la région externe. Le format des coefficients de transmission générés par le code SCAT2 est

modifié par la suite à l'aide d'un programme numérique pour l'adapter au format requis par le code GNASH.

Les données des niveaux discrets de chaque noyau résiduel (spin, parité, isospin, demi-vie du niveau) tirées de la bibliothèque RIPL [Rip03], sont incluses dans le fichier TAPE8 avec un format bien spécifique au code GNASH.

Tous les calculs effectués par le code GNASH nécessitent la lecture des données concernant les masses, les spins, les parités et les états fondamentaux dans le fichier TAPE13. Les données du fichier TAPE13 se basent sur les travaux de Wapstra [Wap88], et les calculs de Möller [Mol81] dans le cas de l'absence des mesures.

La contribution de l'interaction directe aux diffusions inélastiques, calculée avec le code ECIS [Ray94], constituent les données du fichier TAPE33. Le code ECIS basé sur la méthode des voies couplées [Tam75], fournit l'information sur la section efficace directe à travers le traitement des niveaux discrets des énergies d'excitation et les transitions γ avec leurs rapports d'embranchement.

On doit noter que l'étude de la contribution du processus des réactions directes ne constitue pas un objectif pour le présent travail, et donc le fichier TAPE33 n'a pas été pris en compte.

Le fichier TAPE61 est un fichier output qui contient les résultats du calcul pour les différentes voies de réaction. Les sections efficaces des réactions (n, d) et $(n, n' p)$ sont calculées à partir du fichier TAPE61 à travers les expressions suivantes :

$$\sigma_{(n,d)} = S_d(Z, A+1) - \sum_{i=n,p,\alpha,d} S_i(Z-1, A-1) \quad (2.4)$$

$$\sigma_{(n,n'p)} = S_p(Z, A) + S_n(Z-1, A) - \sum_{i=n,p,\alpha,d} S_i(Z-1, A-1) \quad (2.5)$$

où S_i est la section efficace intégrée qui correspond à l'émission de la particule i , Z et A sont le numéro atomique et le nombre de masse du noyau cible respectivement.

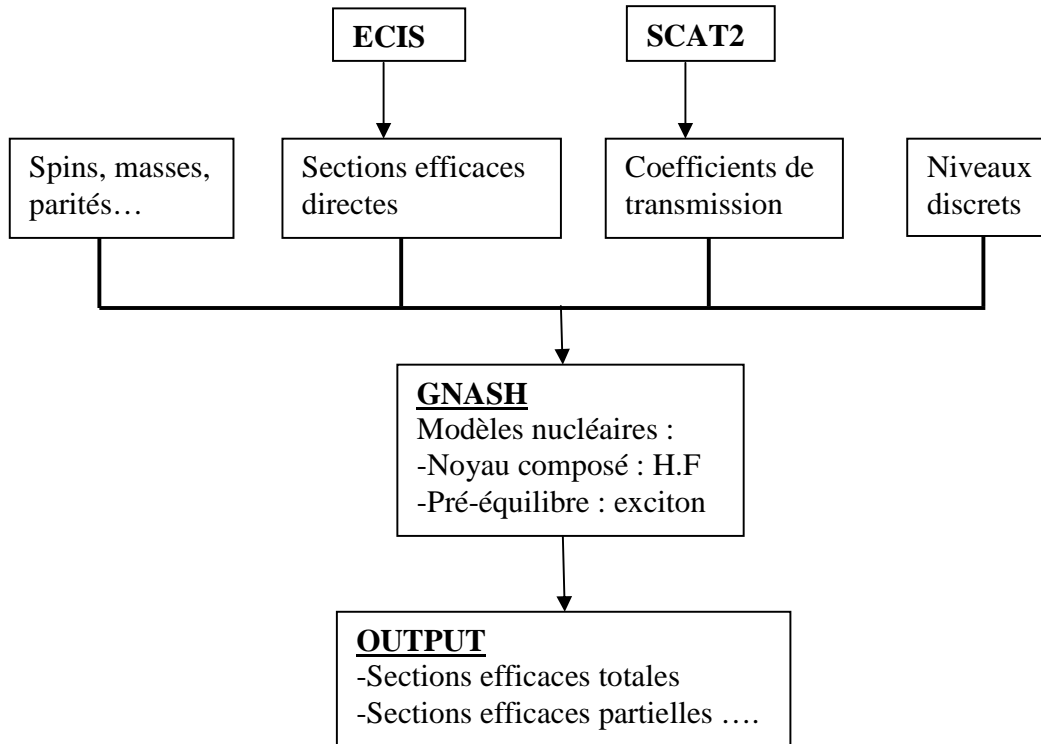


Fig 2.5. Schéma illustratif des fichiers input et output du code GNASH.

2.4. Choix des paramètres du modèle optique

D'après l'équation (1.18), la section efficace de formation du noyau composé dépend des coefficients de transmission dont le calcul a été réalisé en utilisant le code de calcul SCAT2 [Ber92]. De plus, ce code permet aussi d'effectuer un calcul des distributions angulaires des diffusions élastiques. Ceci nous renseigne sur la validité du choix des paramètres du modèle optique utilisés, en faisant une comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus à partir des tabulations EXFOR [Rip03].

Nous allons présenter dans ce qui suit, le calcul des distributions angulaires de la diffusion élastique des différentes particules pour quelques noyaux, comparées aux données expérimentales dans la gamme d'énergie considérée. Cette étape consiste à choisir les paramètres du modèle optique pour toutes les voies possibles (neutron, proton, deuton et alpha) qui jouent un rôle prédominant dans la détermination de la section efficace de la réaction $(n, d + n' p)$.

Les paramètres du modèle optique utilisés dans notre calcul sont : les paramètres globaux de Wilmore [Wil64] et Koning [Kon03] pour les neutrons, les paramètres globaux de Koning [Kon03] pour les protons, les paramètres globaux de Lohr [Loh74] et Perey [Per63] pour les deutons et les paramètres globaux de Avrigeanu [Avr94] pour les particules alpha. Ces différents paramètres sont représentés sur les tableaux 2-1 à 2-6.

Le choix de ces paramètres est basé sur la reproduction des données expérimentales des sections efficaces différentielles par le calcul du modèle optique [Seg04]. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 2.6 à 2.15.

2.5. Choix des paramètres de la densité de niveaux

La formule d'Ignatuk [Ign75] du modèle de gaz de fermi a été utilisée pour le calcul de la densité de niveaux afin de mieux reproduire les données expérimentales. Elle permet aussi une bonne description de la densité de niveaux à hautes énergies d'excitation.

La valeur asymptotique du paramètre de densité de niveaux « a » est incluse dans le code GNASH en utilisant la Paramétrisation de Arthur [Art80] de l'équation (1.58), avec les valeurs: $\alpha=0.1375$ et $\beta = -8.36 \times 10^{-5}$. La constante de densité d'états "g" utilisée dans le modèle de pré-équilibre est généralement définie dans le code GNASH par $g = A/13$ ou $g = 6a/\pi^2$. Un léger ajustement a été effectué pour le paramètre de densité de niveaux de quelques noyaux dans la limitation $a = A/5 - A/9$ pour améliorer l'accord du calcul théorique avec les données expérimentales [Vuo02].

Tableau 2-1 : Paramètres du modèle optique de Wilmore [Wil64] pour les neutrons d'énergie $0 \leq E \leq 25$ MeV et $40 \leq A \leq 238$.

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

Tableau 2-2 : Paramètres du modèle optique de Lohr [Loh74] pour les deutons d'énergie $8 \leq E \leq 11 \text{ MeV}$ et $40 \leq A \leq 209$.

	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_1(\text{MeV})$	$V_2(\text{MeV})$
V_r	1.05	0.86	$91.13 + 2.2 \times Z/A^{1/3}$	0	0
W_v	1.43	$0.50 + 0.013 \times A^{2/3}$	$218.0/A^{2/3}$	0	0
W_s	0	0	0	0	0
V_{so}	0.75	0.50	7.0	0	0

Tableau 2-3 : Paramètres du modèle optique de Perey [Per63] pour les deutons d'énergie $11 \leq E \leq 27 \text{ MeV}$ et $40 \leq A \leq 208$.

	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_1(\text{MeV})$	$V_2(\text{MeV})$
V_r	1.15	0.81	$81.0 + 2.0 \times Z/A^{1/3}$	-0.22	0
W_v	1.34	0.68	14.4	$0.24 \square$	0
W_s	0	0	0	0	0
V_{so}	0	0	0	0	0

Tableau 2-4 : Paramètres du modèle optique pour les particules alpha [Avr94] d'énergie $1 \leq E \leq 73 \text{ MeV}$ et $40 \leq A \leq 208$.

	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_1(\text{MeV})$	$V_2(\text{MeV})$
V_r	1.245	0.817	101.100	-0.248	0
W_v	0	0	0	0	0
W_s	1.570	0.692	12.640	0.200	0
V_{so}	0	0	0	0	0

Tableau 2-5 : Paramètres du modèle optique pour les neutrons [Kon03] d'énergie $0 \leq E \leq 200$ MeV et $27 \leq A \leq 209$.

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0	V_1	V_2	V_3
V_r	$1.3039-0.4054 \times A^{-1/3}$	$0.6778-1.487 \times 10^{-4} \times A$	$59.3-21.0(N-Z)/A-0.024 \times A$ (MeV)	$0.007228-1.48 \times 10^{-6} \times A$ (MeV ⁻¹)	$1.994 \times 10^{-5}-2.0 \times 10^{-8} \times A$ (MeV ⁻²)	7×10^{-9} (MeV ⁻³)
W_v	0	0	$12.195+0.0167 \times A$ (MeV)	$73.55+0.0795 \times A$ (MeV)	0	0
W_s	$1.3424-0.01585 \times A^{1/3}$	$0.5446-1.656 \times 10^{-4} \times A$	$16.0-16.0 \times (N-Z)/A$ (MeV)	$0.018+0.0038/(1+\exp[(A-156)/8])$ (MeV ⁻¹)	11.5 (MeV)	0
V_{so}	$1.1854-0.647 \times A^{-1/3}$	0.59	$5.992+0.003 \times A$ (MeV)	0.004 (MeV ⁻¹)	0	0
W_{so}	0	0	-3.1(MeV)	160 (MeV)	0	0

Tableau 2-6 : Paramètres du modèle optique pour les protons [Kon03] d'énergie $0 \leq E \leq 200$ MeV et $27 \leq A \leq 209$.

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0	V_1	V_2	V_3
V_r	$1.3039-0.4054 \times A^{-1/3}$	$0.6778-1.487 \times 10^{-4} \times A$	$59.3+21.0(N-Z)/A-0.024 \times A$ (MeV)	$0.007067+4.23 \times 10^{-6} \times A$ (MeV ⁻¹)	$1.729 \times 10^{-5}+1.136 \times 10^{-8} \times A$ (MeV ⁻²)	7×10^{-9} (MeV ⁻³)
W_v	0	0	$14.667+0.009629 \times A$ (MeV)	$73.55+0.0795 \times A$ (MeV)	0	0
W_s	$1.3424-0.01585 \times A^{1/3}$	$0.5187+5.205 \times 10^{-4} \times A$	$16.0+16.0 \times (N-Z)/A$ (MeV)	$0.018+0.0038/(1+\exp[(A-156)/8])$ (MeV ⁻¹)	11.5 (MeV)	0
V_{so}	$1.1854-0.647 \times A^{-1/3}$	0.59	$5.992+0.003 \times A$ (MeV)	0.004 (MeV ⁻¹)	0	0
W_{so}	0	0	-3.1 (MeV)	160 (MeV)	0	0

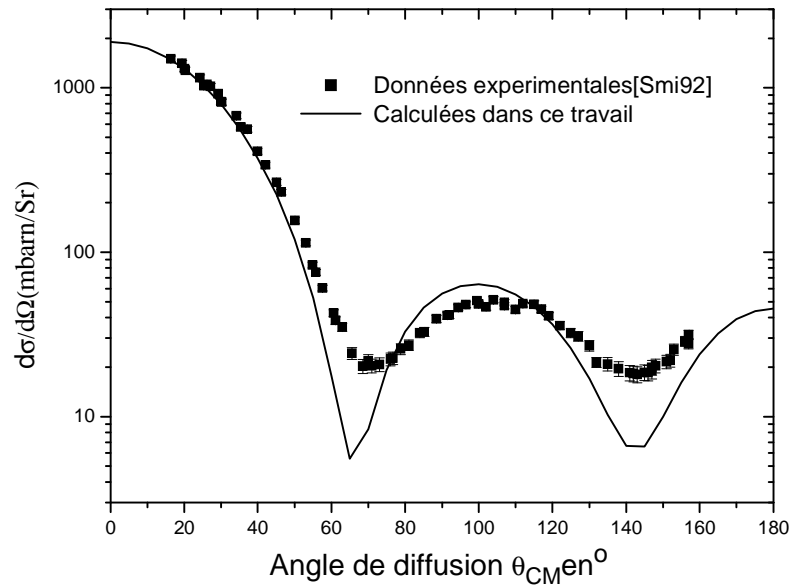


Fig 2.6. Distributions angulaires de la diffusion élastique des neutrons de 4.5 MeV sur le ^{58}Ni .

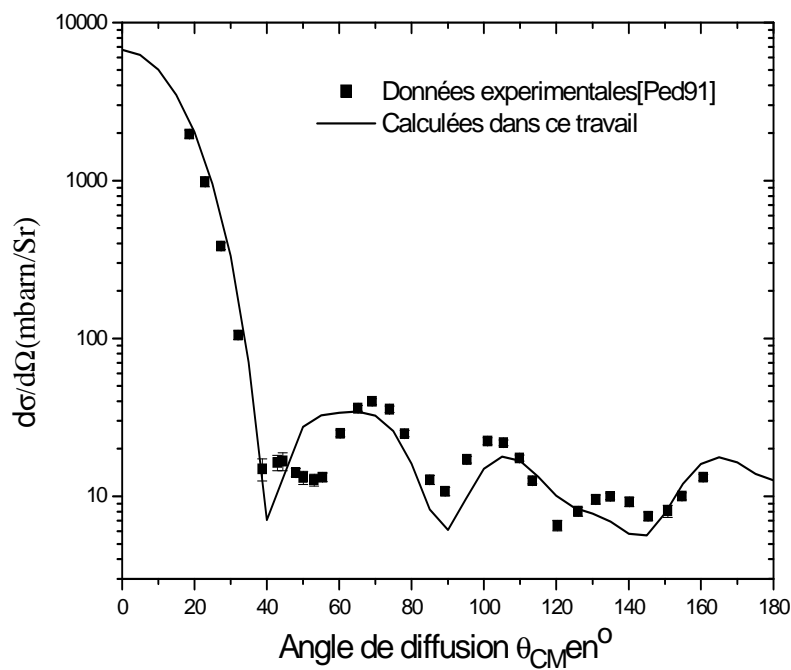


Fig 2.7. Distributions angulaires de la diffusion élastique des neutrons de 16.91 MeV sur le ^{93}Nb .

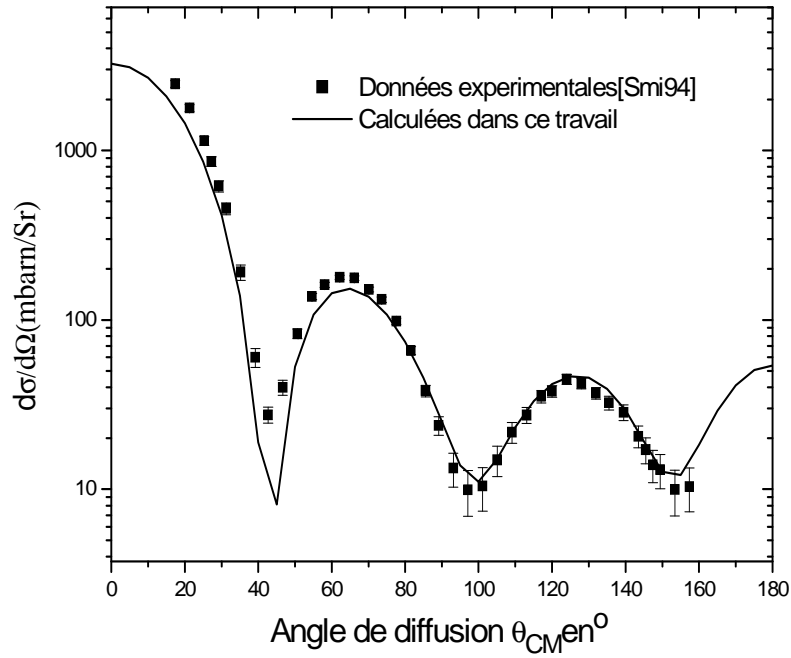


Fig 2.8. Distributions angulaires de la diffusion élastique des neutrons de 6.5 MeV sur le ^{103}Rh .

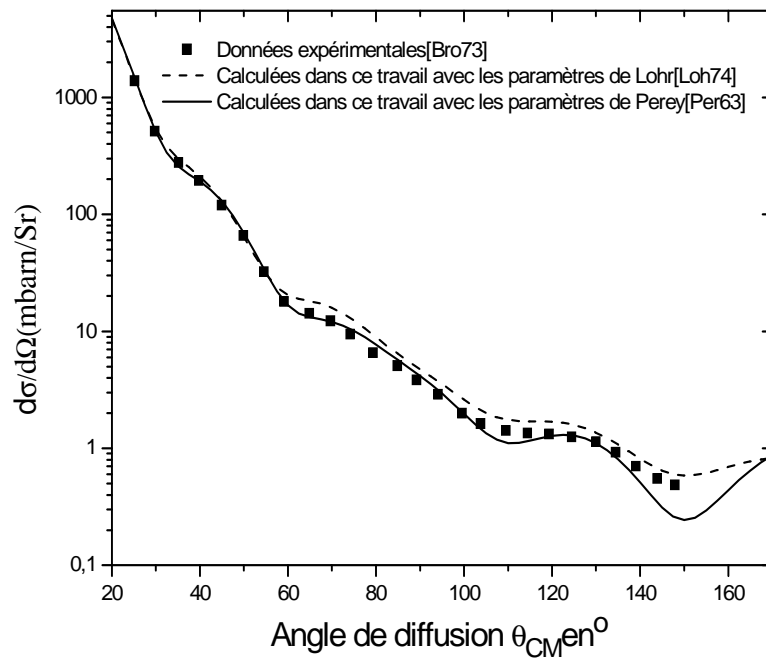


Fig 2.9. Distributions angulaires de la diffusion élastique des deutons de 12.3 MeV sur le ^{56}Fe .

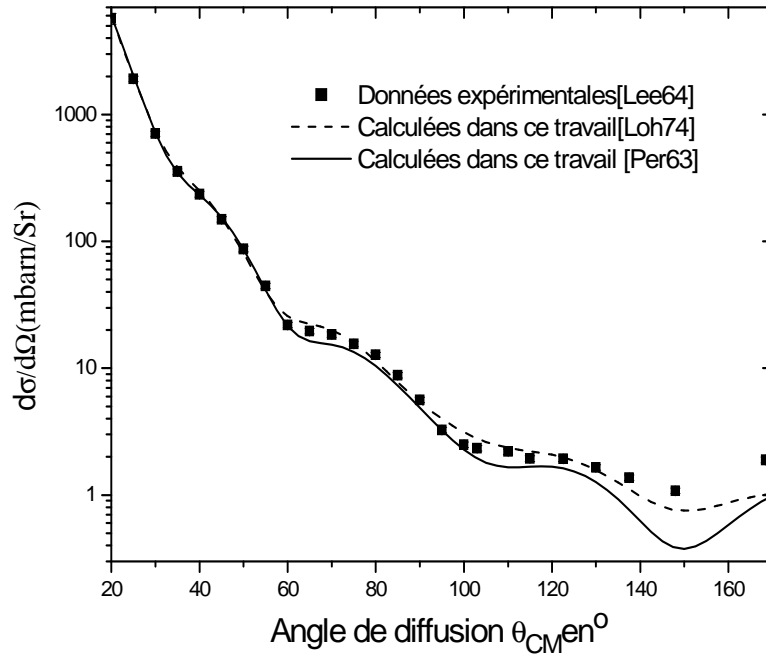


Fig 2.10. Distributions angulaires de la diffusion élastique des deutons de 12 MeV sur le ^{58}Ni .

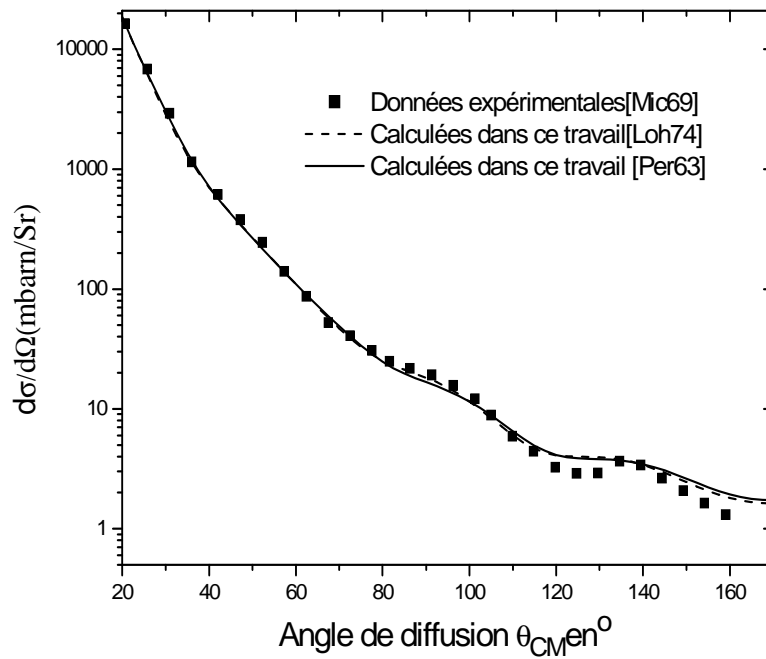


Fig 2.11. Distributions angulaires de la diffusion élastique des deutons de 11 MeV sur le ^{90}Zr .

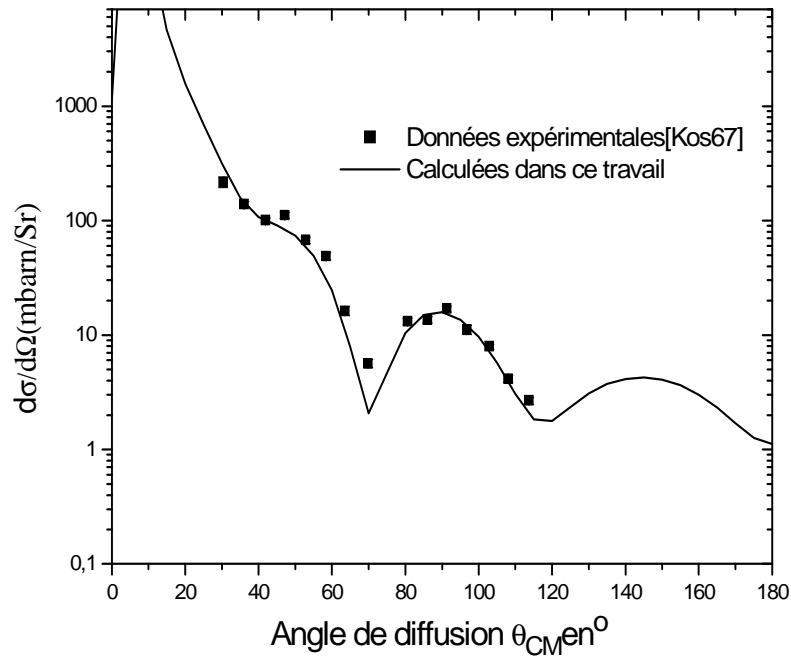


Fig 2.12. Distributions angulaires de la diffusion élastique des protons de 18.6 MeV sur le ^{52}Cr .

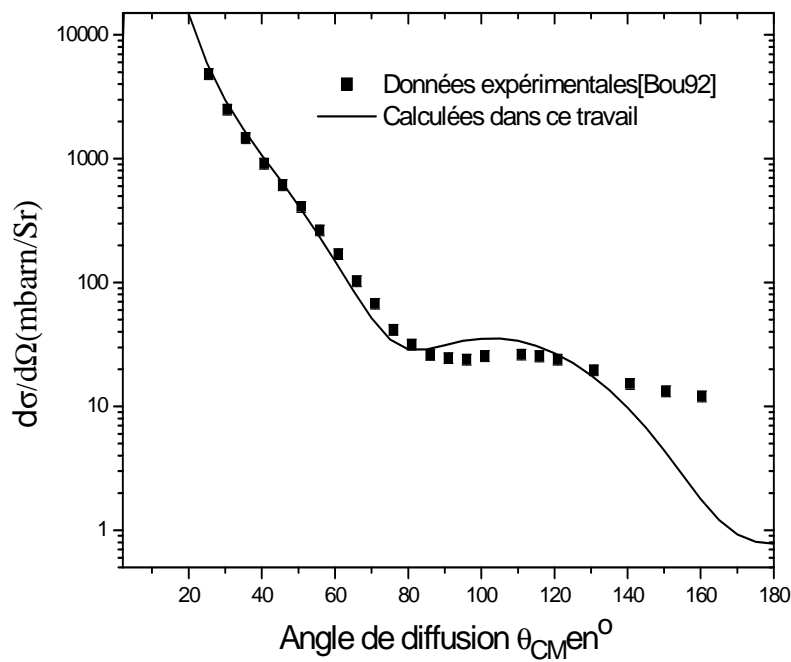


Fig 2.13. Distributions angulaires de la diffusion élastique des protons de 7.74 MeV sur le ^{56}Fe .

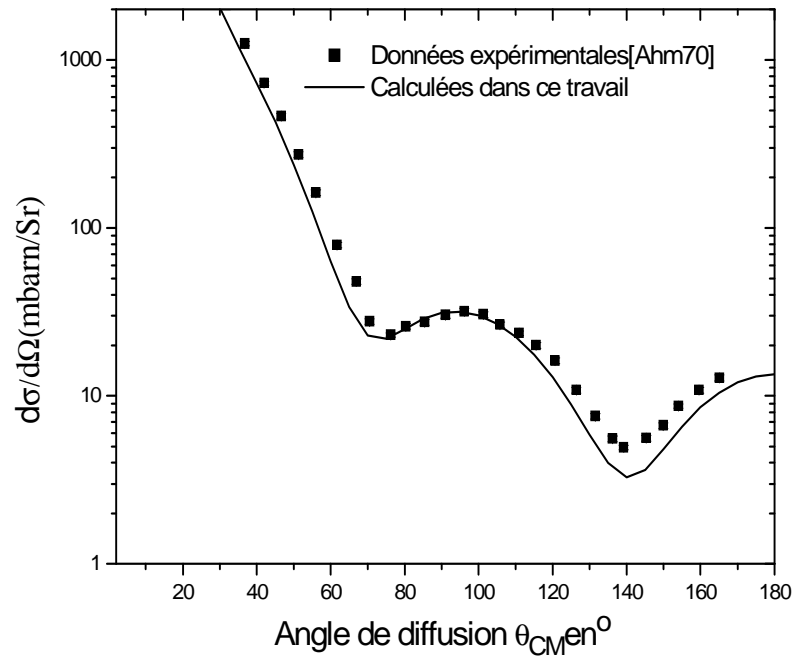


Fig 2.14. Distributions angulaires de la diffusion élastique des protons de 10 MeV sur le ^{60}Ni .

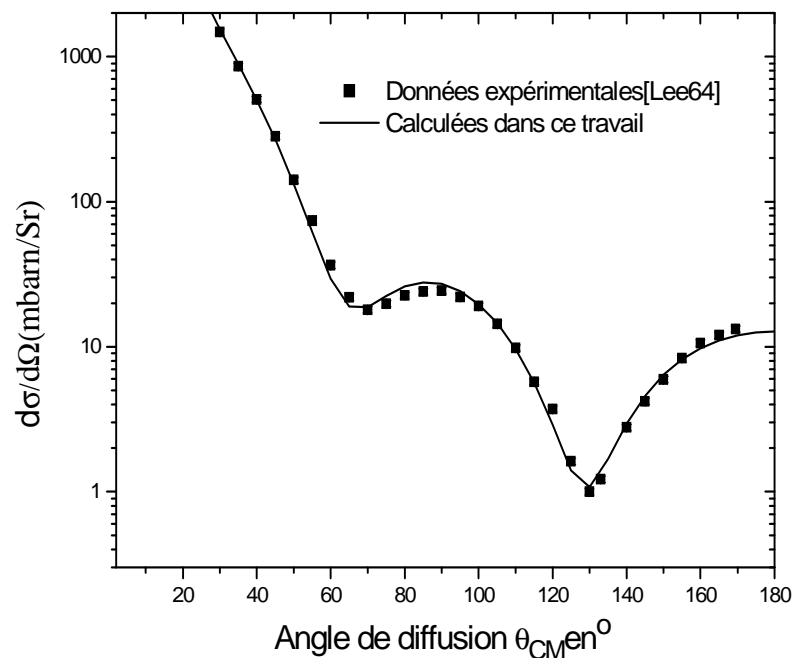


Fig 2.15. Distributions angulaires de la diffusion élastique des protons de 12 MeV sur le ^{63}Cu .

Les figures précédentes montrent un accord satisfaisant entre les données expérimentales et le calcul du modèle optique des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour la diffusion de différentes particules incidentes sur divers noyaux, en utilisant les paramètres donnés dans les tableaux précédents.

2.6. Résultats

Les sections efficaces de la réaction $(n,d+n'p)$ dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV ont été calculées en utilisant le code GNASH dans le cadre du modèle optique et le modèle de pré-équilibre et en tenant compte du modèle d'évaporation. Les résultats obtenus pour les 21 noyaux étudiés (^{47}Ti , ^{48}Ti , ^{49}Ti , ^{50}Cr , ^{57}Fe , ^{58}Ni , ^{62}Ni , ^{67}Zn , ^{68}Zn , ^{73}Ge , ^{84}Sr , ^{91}Zr , ^{94}Zr , ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{96}Ru , ^{108}Pd , ^{106}Cd , ^{112}Sn , ^{142}Ce) avec la comparaison aux données expérimentales prises des tabulations EXFOR, sont représentés sur les figures 2.16 à 2.36. Les résultats de l'étude systématique réalisée dans le troisième chapitre, ont été aussi comparés aux données expérimentales et au calcul théorique.

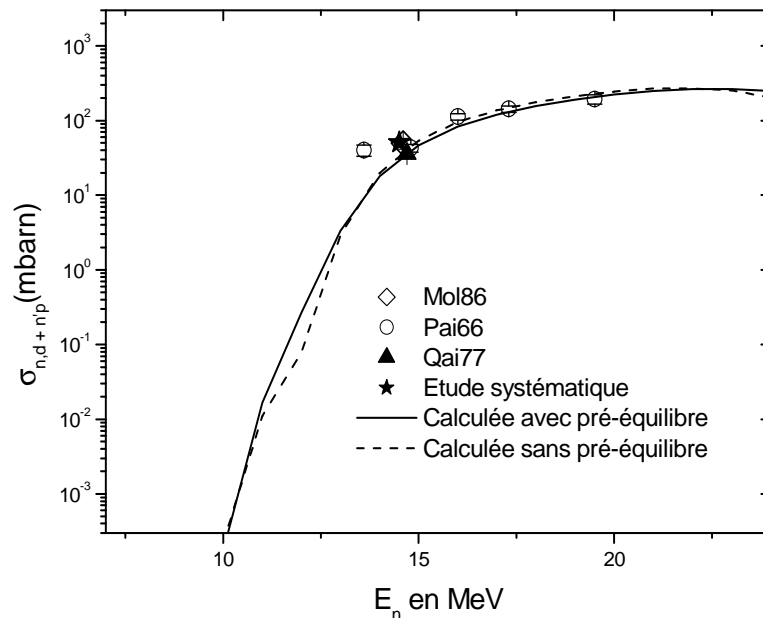


Fig 2.16. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{47}Ti .

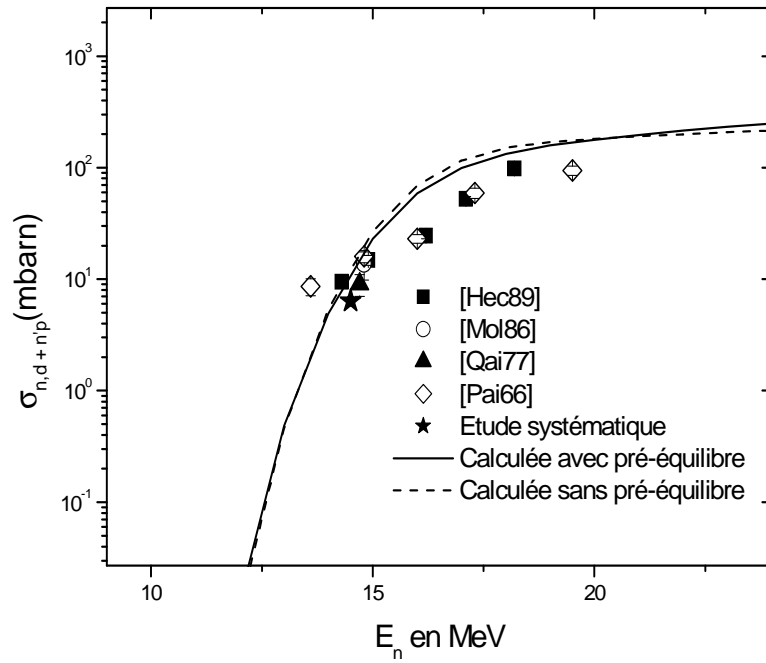


Fig 2.17. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{48}Ti .

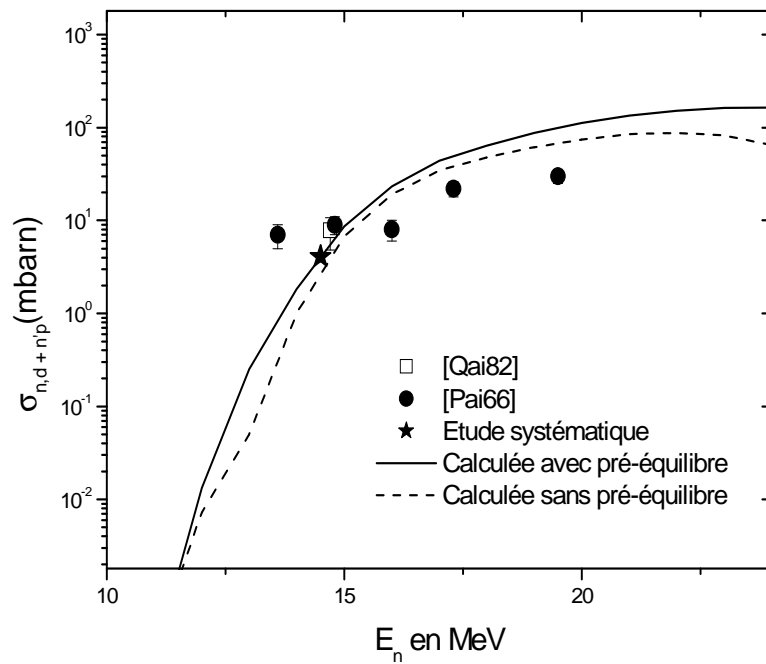


Fig 2.18. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{49}Ti .

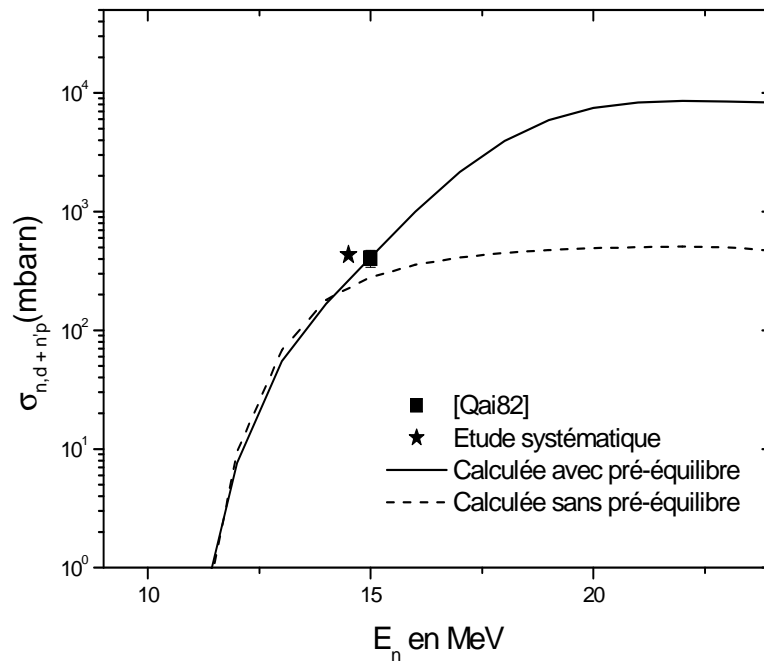


Fig 2.19. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{50}Cr .

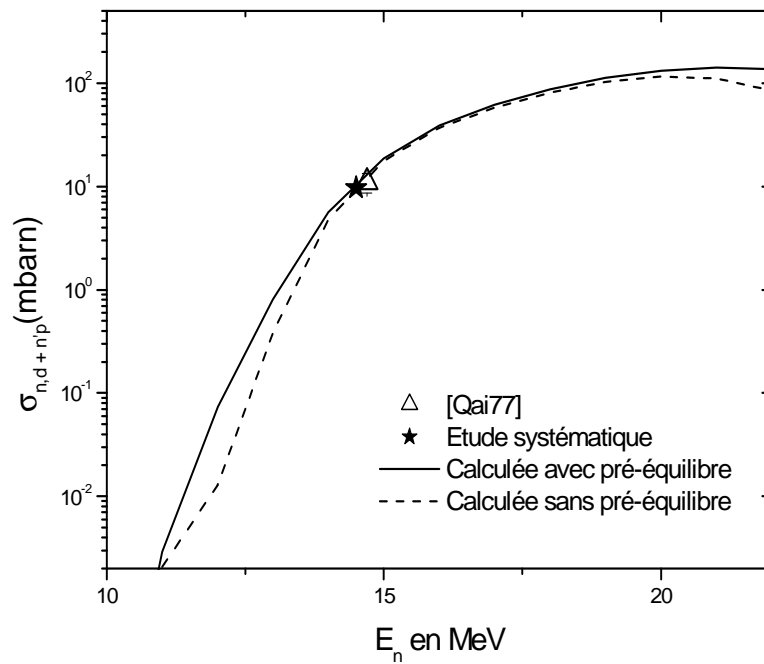


Fig 2.20. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{57}Fe .

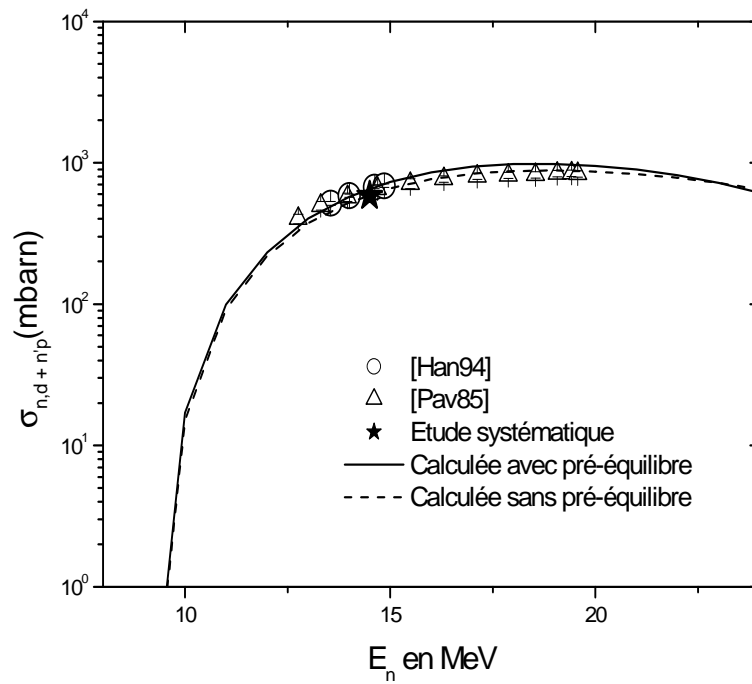


Fig 2.21. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{58}Ni .

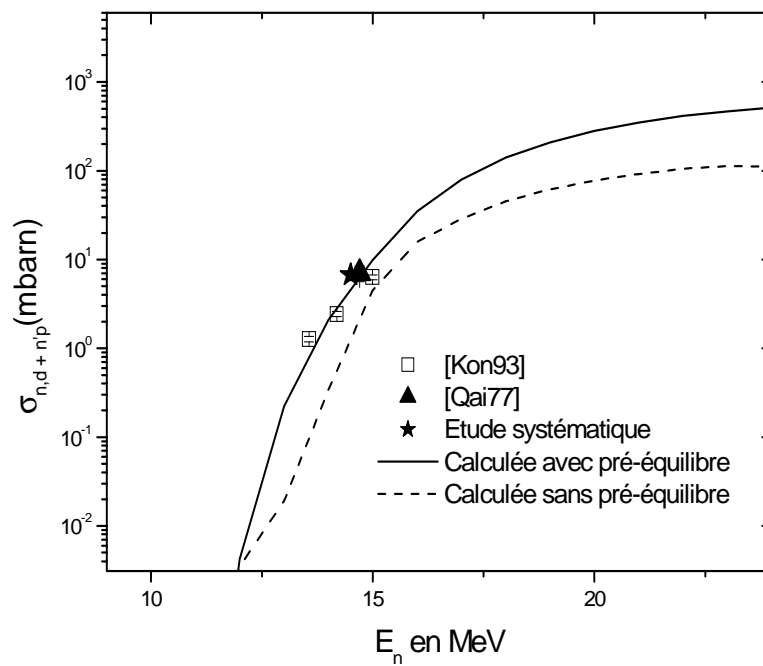


Fig 2.22. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{62}Ni .

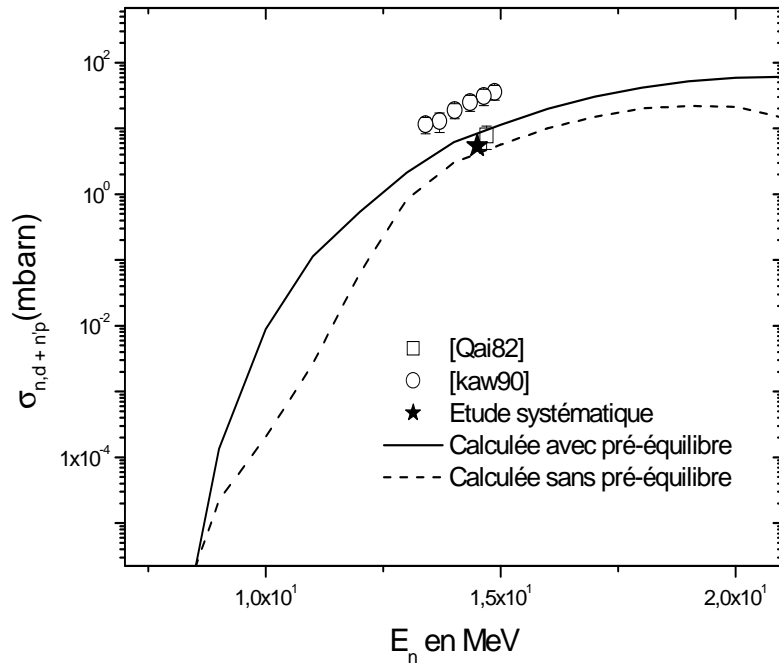


Fig 2.23. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{67}Zn .

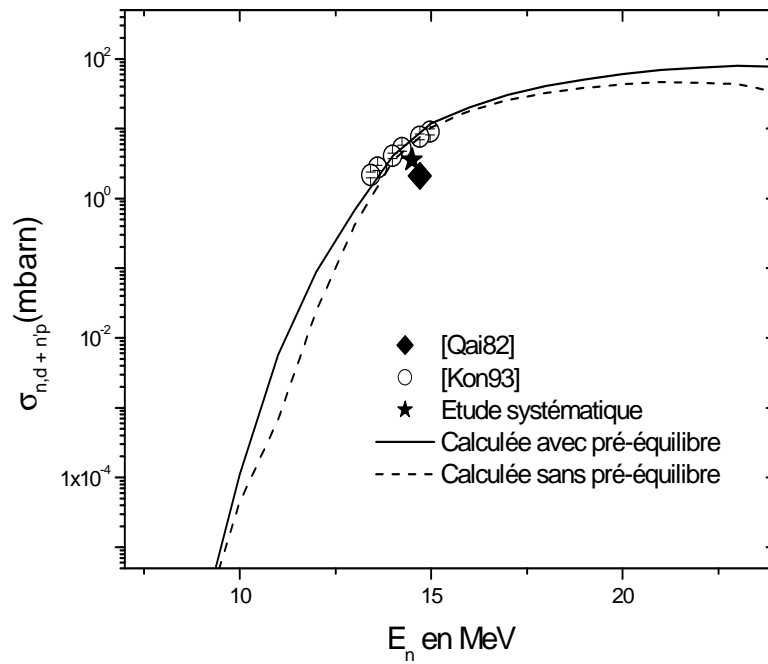


Fig 2.24. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{68}Zn .

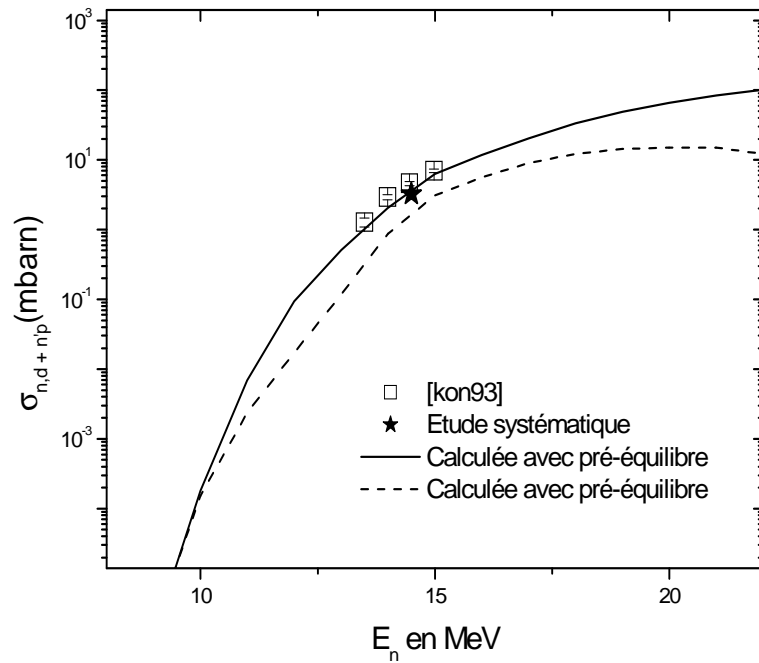


Fig 2.25. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{73}Ge .

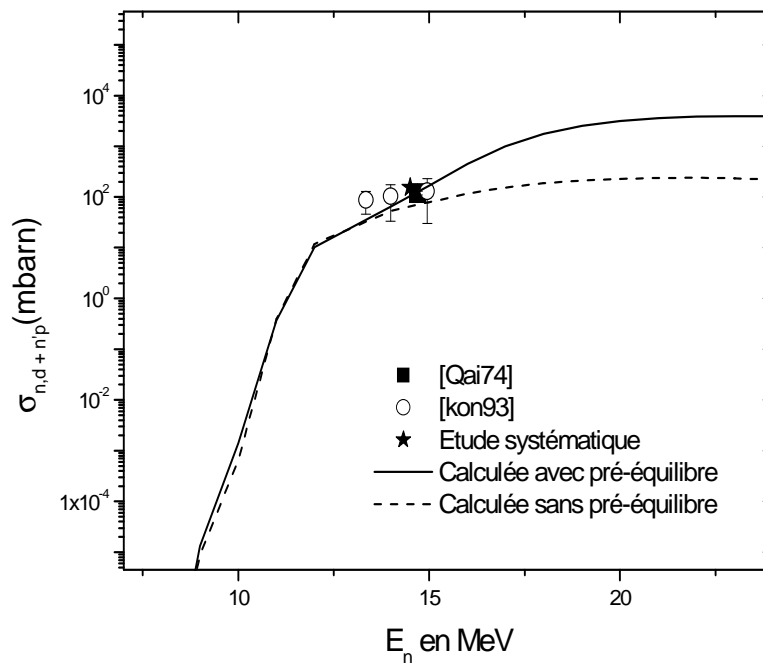


Fig 2.26. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{84}Sr .

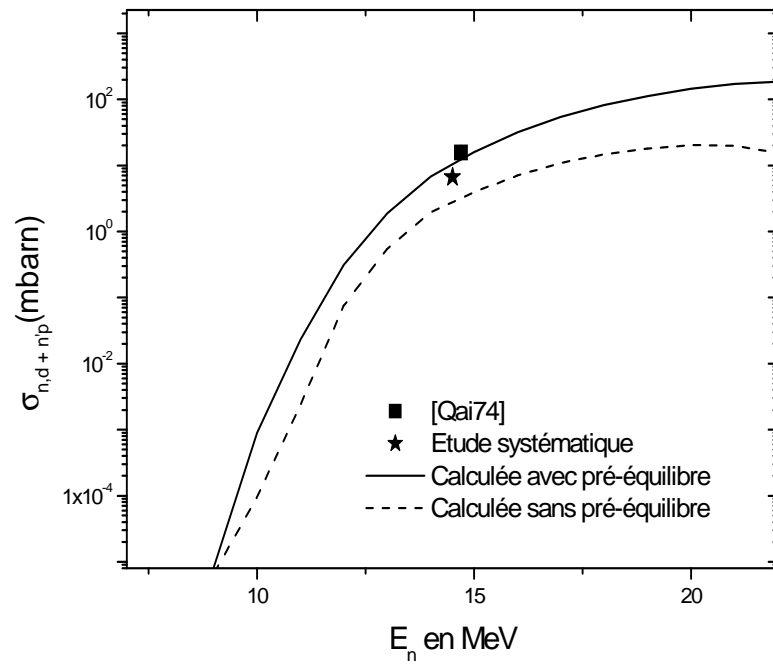


Fig 2.27. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{91}Zr .

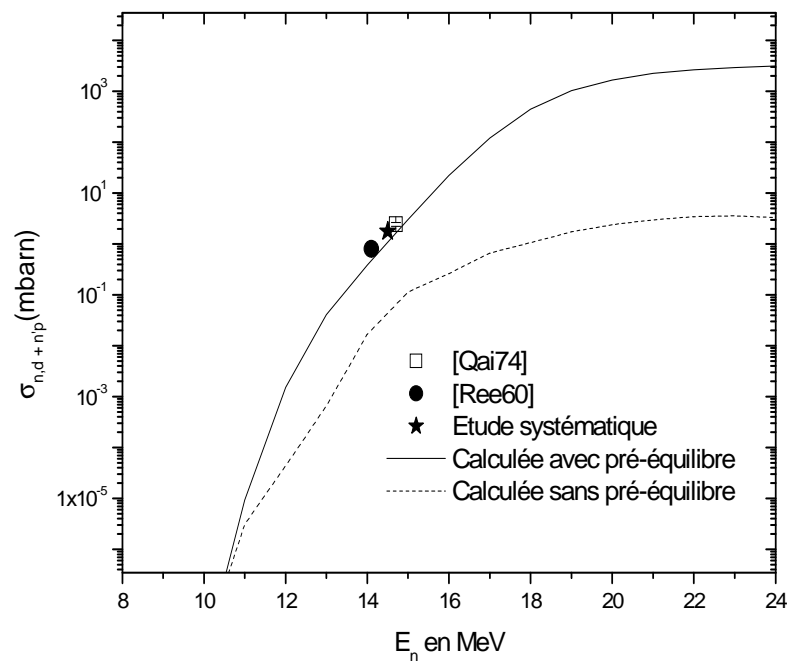


Fig 2.28. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{94}Zr .

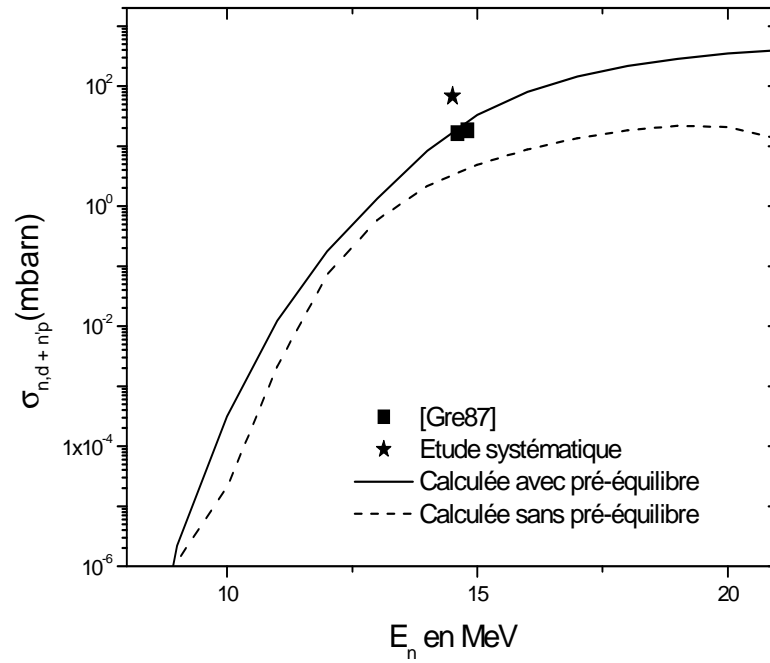


Fig 2.29. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{95}Mo .

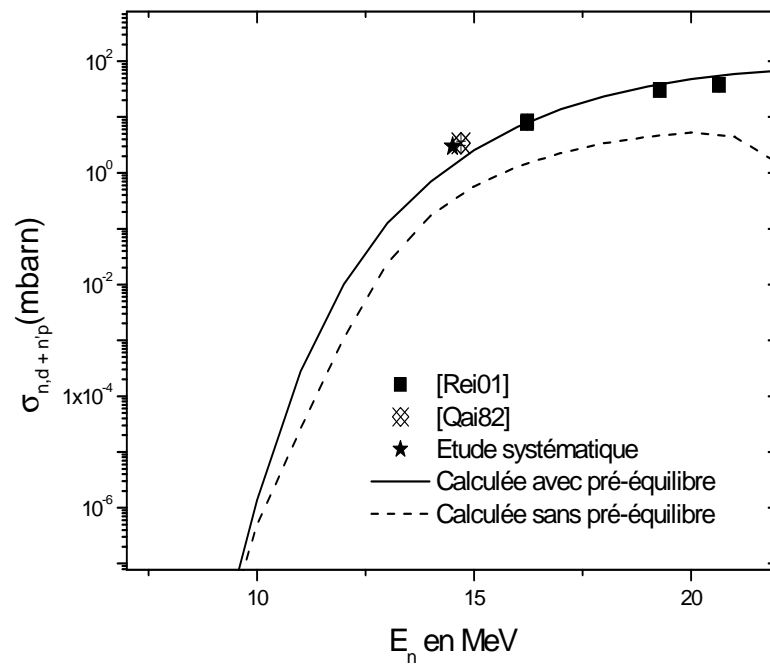


Fig 2.30. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{97}Mo .

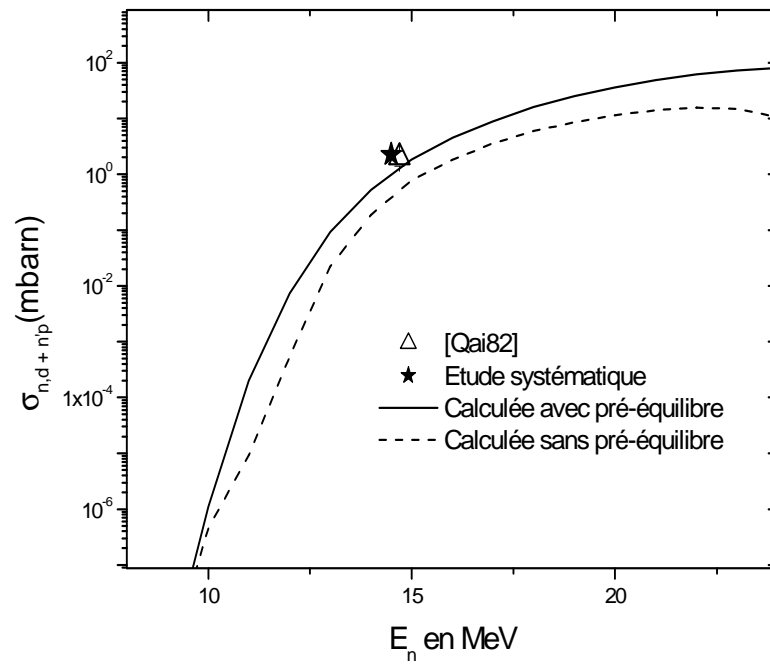


Fig 2.31. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{98}Mo .

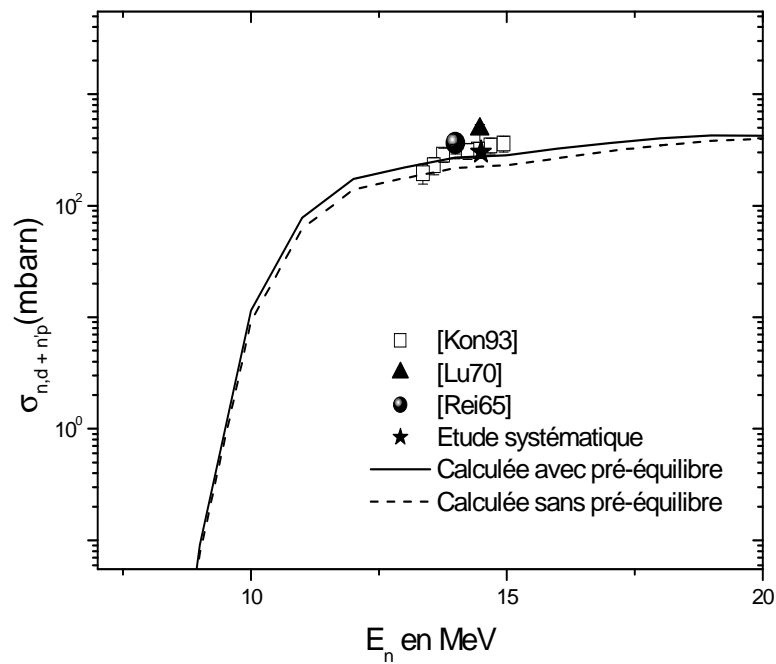


Fig 2.32. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{96}Ru .

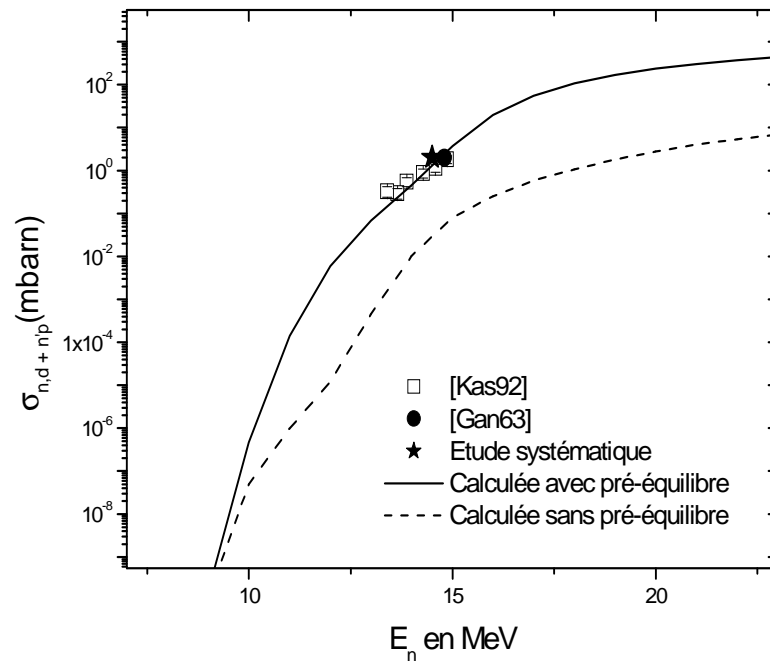


Fig 2.33. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{108}Pd .

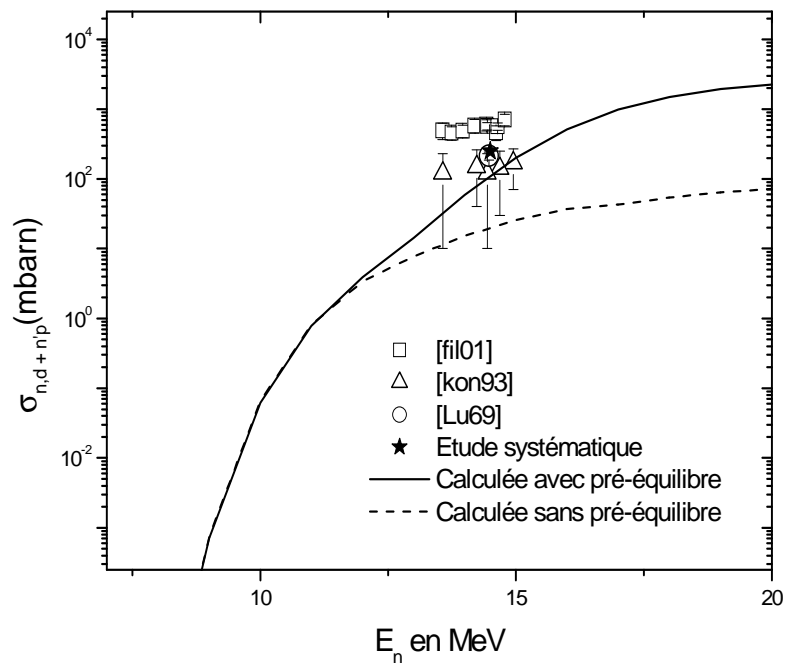


Fig 2.34. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{106}Cd .

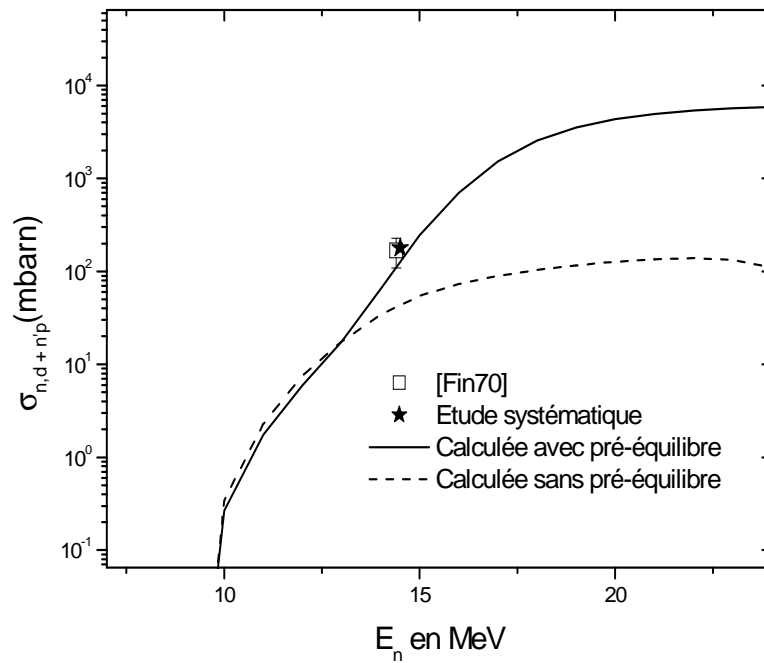


Fig 2.35. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{112}Ti .

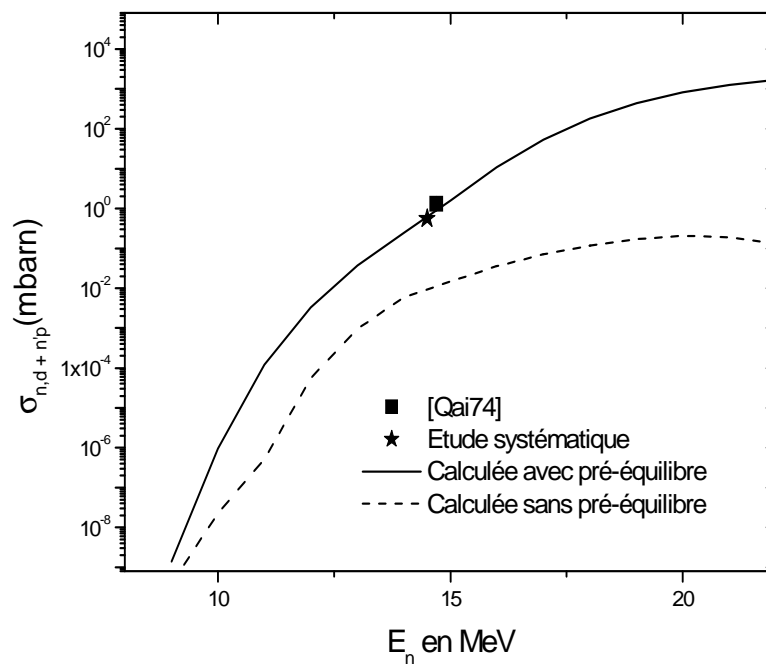


Fig 2.36. Fonction d'excitation calculée pour le noyau ^{142}Ce .

2.7. Discussions

Tout d'abord, nous avons constaté que toutes les valeurs des bilans de réactions Q pour les réactions (n, d) et $(n, n' p)$ sont négatives ; il s'agit de réactions à seuil (tableau 2.7).

Le calcul montre que les fonctions d'excitation (variation de la section efficace en fonction de l'énergie) augmentent rapidement à partir de l'énergie seuil, et au-delà de 14.5 MeV , elles croissent faiblement pour atteindre une saturation autour de 20 MeV sauf pour le ^{58}Ni et ^{96}Ru , où la saturation commence à partir de 16 MeV .

D'après le tableau 2.7, le seuil de la réaction (n, d) est moins important que celui de la réaction $(n, n' p)$, ce qui justifie la présence de la réaction (n, d) seulement au dessous d'une énergie de 9 MeV à 13 MeV , selon la réaction considérée.

Juste après l'apparition de la réaction $(n, n' p)$ par émission multiple (émission du neutron par pré-équilibre suivit par le proton d'évaporation), la réaction (n, d) reste toujours dominante avec une contribution de 90 % dans une petite gamme d'énergie qui ne dépasse pas 1.5 MeV . Avec la croissance d'énergie, la contribution de la réaction $(n, n' p)$ commence à augmenter et devient très importante autour de 18 MeV avec des valeurs moyennes de 65 % à 95 % de la section efficace totale de la réaction $(n, d + n' p)$.

En ce qui concerne les phénomènes d'ordre secondaire ajoutés au code GNASH ; les calculs ont montré par exemple que les corrections de l'effet de surface de Kalbach [Kal88] peuvent être négligées. Le pré-équilibre multiple intervient seulement pour la réaction $(n, n' p)$ avec une correction de 0.16 %, mais ce processus peut devenir important à haute énergie et doit être pris en compte. Le facteur de normalisation F_2 utilisé avec le modèle de pré-équilibre de Kalbach [Kal77], peut prendre seulement les valeurs 1.3 et 1.6. L'utilisation de ces deux valeurs montre une différence de 2.5 % pour la réaction $(n, n' p)$, et 12 % pour la réaction (n, d) dans les calculs de la section efficace intégrée.

Tableau 2.7. Les bilans de réactions et les énergies seuil pour les réactions (n,d) et (n,n'p).

Noyau	$Q_{(n,d)}$ (MeV)	$E_{seuil (n,d)}$ (MeV)	$Q_{(n,np)}$ (MeV)	$E_{seuil (n,np)}$ (MeV)
${}_{22}^{47}Ti$	- 8.238	8.413	- 10.426	10.648
${}_{22}^{48}Ti$	- 9.220	9.412	- 11.444	11.682
${}_{22}^{49}Ti$	- 9.130	9.316	- 11.354	11.586
${}_{24}^{50}Cr$	- 7.362	7.509	- 9.587	9.779
${}_{26}^{57}Fe$	- 8.335	8.481	- 10.559	10.744
${}_{28}^{58}Ni$	- 5.948	6.051	- 8.172	8.313
${}_{28}^{62}Ni$	- 8.912	9.056	- 11.137	11.317
${}_{30}^{67}Zn$	- 6.687	6.787	- 8.912	9.045
${}_{30}^{68}Zn$	- 7.769	7.883	- 9.993	10.140
${}_{32}^{73}Ge$	- 7.775	7.882	- 9.999	10.136
${}_{38}^{84}Sr$	- 6.636	6.715	- 8.860	8.965
${}_{40}^{91}Zr$	- 6.468	6.539	- 8.692	8.788
${}_{40}^{94}Zr$	- 8.107	8.193	- 10.331	10.441
${}_{42}^{95}Mo$	- 6.408	6.475	- 8.632	8.723
${}_{42}^{97}Mo$	- 7.002	7.074	- 9.226	9.321
${}_{42}^{98}Mo$	- 7.567	7.644	- 9.794	9.894
${}_{44}^{96}Ru$	- 5.120	5.173	- 7.344	7.421
${}_{46}^{108}Pd$	- 7.729	7.801	- 9.950	10.042
${}_{48}^{106}Cd$	- 5.131	5.179	- 7.355	7.424
${}_{50}^{112}Sn$	- 5.335	5.383	- 7.559	7.626
${}_{58}^{142}Ce$	- 6.665	6.712	- 8.889	8.952

Si on considère seulement le modèle statistique et le modèle de pré-équilibre, on constate que la contribution du processus statistique aux fonctions d'excitation de la réaction (n,d) est assez faible. En effet, au-delà de l'énergie $E_n = 11$ MeV (énergie des neutrons incidents), la contribution relative du processus statistique diminue, et autour de $E_n = 15$ MeV, elle est inférieure à 20 %. Cela vient confirmer les résultats des travaux antérieurs [Qai82] [Qai85] [Pav85] [Dim97] qui ont montré la faible contribution du processus statistique à la section efficace totale de la réaction (n,d). Ceci est en accord aussi avec les résultats connus pour les

réactions (p, d) et (α, d) [Qai82], où il a été montré que l'émission du deuton n'est pas un processus statistique.

Même après l'introduction du modèle de pré-équilibre, le calcul théorique pour quelques noyaux sous-estime toujours les sections efficaces expérimentales de la réaction (n, d) . En effet, d'après le travail de Dimitrova [Dim97], la contribution principale dans les sections efficaces de la réaction (n, d) pour la plupart des noyaux de masses moyennes ($A = 50 - 70$), est due au mécanisme du pick-up qui se manifeste presque sur toute la gamme d'énergie considérée dans ce travail, contrairement au mécanisme du knock-out qui ne devient significatif qu'à basse énergie ($E_n < 9 \text{ MeV}$).

Pour la réaction $(n, n' p)$, le modèle statistique décrit bien les données expérimentales avec une contribution qui peut dépasser 90 % de la section efficace totale au-delà d'une énergie de 15 MeV , mais avec l'augmentation de la masse des noyaux, le modèle de pré-équilibre commence à apparaître, et il intervient d'une manière significative dans l'émission du neutron suivi par le proton d'évaporation (émission multiple).

La qualité du calcul théorique doit être jugée par la comparaison aux données expérimentales disponibles.

Dans les figures 2.16 et 2.30, les fonctions d'excitation des réactions $^{47}\text{Ti}(n, d + n' p)^{46}\text{Sc}$ et $^{97}\text{Mo}(n, d + n' p)^{95}\text{Nb}$ montrent un bon accord entre notre calcul et les données expérimentales disponibles, sauf pour les énergies 13.5 MeV et 14.5 MeV respectivement.

Pour les réactions $^{48}\text{Ti}(n, d + n' p)^{47}\text{Sc}$ et $^{49}\text{Ti}(n, d + n' p)^{48}\text{Sc}$ représentées sur les figures 2.17 et 2.18 respectivement, un bon accord est observé autour de 14 MeV , puis au-delà de cette énergie, il y a une surestimation des valeurs expérimentaux.

Pour les figures 2.19, 2.20, 2.27, 2.28, 2.29, 2.31, 2.35 et 2.36, un bon accord est observé entre le calcul théorique et les données expérimentales disponibles, avec des petites sous-estimations pour les réactions $^{94}\text{Zr}(n, d + n' p)^{93}\text{Y}$, $^{98}\text{Mo}(n, d + n' p)^{96}\text{Nb}$ et $^{112}\text{Sn}(n, d + n' p)^{111}\text{In}$. L'information sur le comportement de la fonction d'excitation reste

toujours utile même si la qualité du calcul ne peut pas être jugée pour quelques réactions, vu le manque de données expérimentales.

La fonction d'excitation de la réaction $^{67}\text{Zn}(n, d + n' p)^{66}\text{Cu}$ (figure 2.23) coïncide avec la donnée expérimentale de Qaim [Qai82] à l'énergie 14.5 MeV et sous-estime les données expérimentales de Kawade [Kaw90]. Cette dernière situation est inversée pour la réaction $^{68}\text{Zn}(n, d + n' p)^{67}\text{Cu}$ (figure 2.24) ; où la surestimation de la donnée de Qaim [Qai82] à 14.5 MeV est nettement visible, alors que les données de Konno [Kon93] sont bien reproduites.

Les fonctions d'excitation pour les réactions $^{58}\text{Ni}(n, d + n' p)^{57}\text{Co}$, $^{62}\text{Ni}(n, d + n' p)^{61}\text{Co}$, $^{73}\text{Ge}(n, d + n' p)^{72}\text{Ga}$, $^{84}\text{Sr}(n, d + n' p)^{83}\text{Rb}$, $^{96}\text{Ru}(n, d + n' p)^{95}\text{Tc}$ et $^{108}\text{Pd}(n, d + n' p)^{107}\text{Rh}$ représentées sur les figures 2.21, 2.22, 2.25, 2.26, 2.32 et 2.33 respectivement, présentent un accord raisonnable avec les données expérimentales.

Pour la fonction d'excitation de la réaction $^{106}\text{Cd}(n, d + n' p)^{105}\text{Ag}$ (figure 2.34), le calcul théorique coïncide aux barres d'erreurs près avec les données expérimentales de Konno [Kon93] et sous-estime légèrement la donnée de Lu [Lu69] à 14.5 MeV, tandis que les données de Filatenkov [Fil01] sont fortement sous-estimées. En effet, l'étude systématique réalisée dans le troisième chapitre a montré que les données de Filatenkov [Fil01] surestiment fortement le comportement suivi par le groupe de noyaux dont $S_p - S_n < -1$ (voir chapitre 3).

S_p et S_n étant les énergies de séparation du proton et du neutron respectivement.

Le présent travail nous a permis de suivre le comportement des fonctions d'excitation avec l'introduction du modèle statistique et le modèle de pré-équilibre, et d'estimer aussi la contribution de ces deux modèles dans le calcul de la section efficace totale de la réaction $(n, d + n' p)$.

Il a été constaté que le modèle statistique domine pour les réactions $^{47}\text{Ti}(n, d + n' p)^{46}\text{Sc}$, $^{48}\text{Ti}(n, d + n' p)^{47}\text{Sc}$, $^{57}\text{Fe}(n, d + n' p)^{55}\text{Mn}$ et $^{58}\text{Ni}(n, d + n' p)^{57}\text{Co}$, avec des contributions qui dépassent 90 %. Cette contribution devient moins importante pour les réactions

$^{96}\text{Ru}(n, d + n' p)^{95}\text{Tc}$, $^{68}\text{Zn}(n, d + n' p)^{67}\text{Cu}$, $^{49}\text{Ti}(n, d + n' p)^{48}\text{Sc}$ et $^{108}\text{Pd}(n, d + n' p)^{107}\text{Rh}$, avec des valeurs moyennes de 80 %, 70 %, 60 et 50 % respectivement.

Le modèle de pré-équilibre commence à apparaître d'une manière significative pour certains noyaux comme dans les réactions $^{62}\text{Ni}(n, d + n' p)^{61}\text{Co}$, $^{67}\text{Zn}(n, d + n' p)^{66}\text{Cu}$, $^{73}\text{Ge}(n, d + n' p)^{72}\text{Ga}$ et $^{98}\text{Mo}(n, d + n' p)^{96}\text{Nb}$, où la contribution moyenne du pré-équilibre est autour de 70 %. Cette dernière valeur devient de plus en plus importante et dépasse 85 % pour les réactions $^{91}\text{Zr}(n, d + n' p)^{90}\text{Y}$, $^{95}\text{Mo}(n, d + n' p)^{93}\text{Nb}$ et $^{97}\text{Mo}(n, d + n' p)^{95}\text{Nb}$.

Pour les réactions $^{50}\text{Cr}(n, d + n' p)^{49}\text{V}$ et $^{84}\text{Sr}(n, d + n' p)^{83}\text{Rb}$, l'effet du pré-équilibre ne devient important qu'au-delà d'une énergie de 14 MeV, avec une contribution moyenne qui dépasse 75 %.

Pour les réactions $^{106}\text{Cd}(n, d + n' p)^{105}\text{Ag}$ et $^{112}\text{Sn}(n, d + n' p)^{111}\text{In}$, le modèle statistique est prépondérant à basse énergie mais à partir de 15 MeV, le pré-équilibre commence à dominer avec une contribution moyenne de 85 %.

Les cas les plus marquants de cette étude concernent les réactions $^{94}\text{Zr}(n, d + n' p)^{93}\text{Y}$ et $^{142}\text{Ce}(n, d + n' p)^{141}\text{La}$, où le pré-équilibre s'impose sur toute la gamme d'énergie en dépassant la valeur de 95 % de la totalité de la section efficace calculée.

L'effet du pré-équilibre n'a pas été observé pour les réactions $^{47}\text{Ti}(n, d + n' p)^{46}\text{Sc}$, $^{48}\text{Ti}(n, d + n' p)^{47}\text{Sc}$, $^{57}\text{Fe}(n, d + n' p)^{55}\text{Mn}$ et $^{58}\text{Ni}(n, d + n' p)^{57}\text{Co}$. En effet, nous avons parlé précédemment de la faible contribution du pré-équilibre dans la réaction $(n, n' p)$ qui ne dépasse pas 10 % pour les noyaux légers et les noyaux de masses moyennes, cette dernière réaction se caractérise par une grande section efficace par rapport à la réaction (n, d) et par conséquent, une contribution plus importante dans la réaction $(n, d + n' p)$, ce qui rend l'observation de l'effet du pré-équilibre quasi-impossible pour certaines réactions comme pour les cas précédents, où la réaction $(n, n' p)$ contribue au-delà de son énergie seuil à plus de 85 % de la section efficace totale de la réaction $(n, d + n' p)$.

Le pré-équilibre intervient d'une manière significative dans la réaction (n, d) et donc l'augmentation de la contribution de cette réaction fait augmenter aussi l'importance du pré-équilibre, comme pour les réactions : $^{67}\text{Zn}(n, d + n' p)^{66}\text{Cu}$, $^{73}\text{Ge}(n, d + n' p)^{72}\text{Ga}$, $^{97}\text{Mo}(n, d + n' p)^{95}\text{Nb}$, et $^{98}\text{Mo}(n, d + n' p)^{96}\text{Nb}$, où la contribution moyenne de la réaction (n, d) est autour de 35 %.

Pour les cas où la réaction $(n, n' p)$ domine fortement, Le pré-équilibre se manifeste surtout dans des réactions faisant intervenir des éléments lourds comme : $^{106}\text{Cd}(n, d + n' p)^{105}\text{Ag}$, $^{108}\text{Pd}(n, d + n' p)^{107}\text{Rh}$, $^{112}\text{Sn}(n, d + n' p)^{111}\text{In}$, et $^{142}\text{Ce}(n, d + n' p)^{141}\text{La}$, dans lesquelles la réaction $(n, n' p)$ contribue avec des valeurs moyennes qui dépassent 85 %.

Le mécanisme des réactions directes et plus particulièrement l'effet du pick-up qui apparaît dans la réaction (n, d) pour quelques noyaux, n'est pas aussi important pour la réaction $(n, d + n' p)$ [Dim97].

D'après les résultats précédents, il est clair que l'effet du pick-up n'intervient pas d'une manière significative dans la réaction $(n, d + n' p)$, vu la faible contribution de la réaction (n, d) . Ceci a été observé pour quelques réactions comme $^{58}\text{Ni}(n, d + n' p)^{57}\text{Co}$, $^{96}\text{Ru}(n, d + n' p)^{95}\text{Tc}$, $^{106}\text{Cd}(n, d + n' p)^{105}\text{Ag}$, $^{108}\text{Pd}(n, d + n' p)^{107}\text{Rh}$, $^{112}\text{Sn}(n, d + n' p)^{111}\text{In}$, et $^{142}\text{Ce}(n, d + n' p)^{141}\text{La}$, où la sous-estimation de l'effet du pick-up apparaît dans les fonctions d'excitation de la réaction (n, d) et le calcul théorique ne reproduit pas bien les données expérimentales [Dim97], mais avec l'introduction de la réaction $(n, n' p)$, cet effet disparaît complètement et on arrive à mieux décrire les données expérimentales de la réaction $(n, d + n' p)$ en introduisant seulement le modèle statistique et le modèle de pré-équilibre.

Pour les réactions qui présentent la plus grande contribution de la réaction (n, d) avec des valeurs moyennes autour de 35 % à l'image des réactions $^{97}\text{Mo}(n, d + n' p)^{95}\text{Nb}$ et $^{73}\text{Ge}(n, d + n' p)^{72}\text{Ga}$, l'effet du pick-up n'a pas été observé et le modèle statistique et le modèle

de pré-équilibre reproduisent bien les données expérimentales. Néanmoins, la correction des réactions directes est toujours nécessaire pour un bon calcul théorique.

Parfois, le mécanisme des réactions directes peut être un choix judicieux pour décrire l'émission du deuton, comme pour les réactions, $^{48}\text{Ti}(n, d + n' p)^{47}\text{Sc}$ et $^{49}\text{Ti}(n, d + n' p)^{48}\text{Sc}$, même si la réaction $(n, n' p)$ domine fortement.

D'après les figures précédentes, le calcul théorique a bien reproduit en générale les données expérimentales avec des sous-estimations parfois pour quelques noyaux, des surestimations de quelques données expérimentales et un léger désaccord pour certaines réactions.

En effet, l'étude réalisée lors de ce travail est une étude globale basée sur l'unification des différents paramètres, comme les paramètres du modèle optique et les paramètres de la densité de niveaux, en plus le potentiel optique utilisé est un potentiel sphérique qui ne tient pas compte de la déformation de quelques noyaux. Le mécanisme des réactions directes qui a été négligé dans notre analyse, peut contribuer parfois à décrire l'émission du deuton et donc la sous-estimation de ce mécanisme peut influencer sur la qualité du calcul.

On doit noter aussi que les paramètres du modèle optique pour les deutons sont rares et les seuls paramètres qui existent dans la littérature ne sont pas valables pour tous les noyaux et ne couvrent pas toute la gamme d'énergie considérée dans ce travail.

Nous avons constaté que l'étude de l'effet de pré-équilibre pour la réaction $(n, d + n' p)$ est une tâche très délicate vu la contribution de trois réactions, alors nous nous sommes intéressés beaucoup plus dans notre analyse à la reproduction des données expérimentales de la réaction $(n, d + n' p)$ avec l'introduction du modèle statistique et du modèle de pré-équilibre.

Une étude séparée des réactions (n, d) et $(n, n' p)$ peut apporter plus d'informations sur les différents mécanismes qui décrivent le comportement des fonctions d'excitation, et dans ce cas, on doit contourner le manque de données expérimentales par l'utilisation des autres codes de calcul.

Chapitre 3

Études systématiques

3.1. Introduction

Les sections efficaces et les différentes données nucléaires ont une importance critique dans le domaine de la technologie des futurs réacteurs et plus particulièrement, les réacteurs de fusion et les réacteurs hybrides. Ces données peuvent être largement utilisées pour l'étude de la structure des matériaux, le calcul du taux de transmutation nucléaire, la chaleur nucléaire et l'estimation du taux d'endommagement dû aux radiations et à la formation de gaz dans la structure des réacteurs de fusion. Tandis que pour un réacteur hybride, qui est une combinaison des processus de fusion et de fission, on doit s'assurer de la rentabilité de la réaction deutérium-tritium ($d-t$), productrice de neutrons pour la fission, où le rapport de surgénération du tritium doit dépasser une valeur critique de 1.05 [Şah02] [Şah03] [Şah05] [Übe03]. Pour cela, l'élaboration de la systématique des réactions (n,t) et (n,d) est d'une grande importance pour la détermination du comportement des fonctions d'excitation pour une large gamme de noyaux et pour des énergies au-dessous de 20 MeV .

L'étude théorique des fonctions d'excitation effectuée dans le chapitre précédent, nécessite une étude précise et détaillée des différents modèles, en introduisant plusieurs paramètres. Cependant, les évaluations basées sur les études systématiques permettent la détermination rapide des sections efficaces qui ne sont pas accessibles à la mesure.

Deux études systématiques ont été réalisées au cours de ce travail ; afin d'aboutir à de nouvelles formules semi-empiriques, permettant la détermination rapide des sections efficaces des réactions de type $(n,d+n'p)$ et (n,d) , induites par des neutrons de 14.5 MeV .

En se basant sur le modèle d'évaporation et le modèle exciton (Pré-équilibre), une première étude systématique a été réalisée pour les sections efficaces de la réaction $(n, d + n' p)$. Tandis que la deuxième systématique concerne les sections efficaces de la réaction (n, d) , et en introduisant seulement le modèle d'évaporation.

Ces nouvelles formules dépendent implicitement du nombre de masse A et du numéro atomique Z . Toutefois, plusieurs formules semi-empiriques ont été proposées pour systématiser les sections efficaces de ces réactions.

L'utilisation du bilan de réaction Q_{nd} (Eq. 3.22), donnée 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.

Notre analyse est basée sur l'étude de la dépendance des données expérimentales aux différents termes de l'énergie de réaction Q_{nd} , afin de sélectionner les termes adéquats qui donnent une meilleure description des sections efficaces des réactions $(n, d + n' p)$ et (n, d) .

3.2. Formalisme

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 utilisés 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 .

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

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

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

En se basant sur le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing, la section efficace d'une réaction de type (n, b) est donnée par [Bla52] :

$$\sigma_{nb}^{eq} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{\sum F_{b'}} \quad (3.1)$$

où σ_{CN}^n est la section efficace de formation du noyau composé par la voie neutron, et F_b une grandeur proportionnelle à la largeur partielle de la désexcitation du noyau composé Γ_b pour la particule émise dans la voie de sortie c' . $\sum F_{b'}$ est définie plus bas (Eq. 3.3).

D'après le principe de la balance détaillée, la quantité F_b est donnée par l'expression suivante [Wei51] :

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

où m_b et I_b représentent respectivement la masse réduite et le spin de la particule émise b par le noyau composé dans la voie c' et $\omega_0(E_B)$ la densité de niveaux du noyau résiduel B à l'énergie d'excitation E_B .

La probabilité d'émission d'une particule neutre est beaucoup plus importante que celle de l'émission d'une particule chargée; à cause de la barrière coulombienne, donc la sommation

$\sum_{b'} F_{b'}$ peut être approximée par :

$$\sum_{b'} F_{b'} = F_n + F_p + F_\alpha + F_d + F_{He} + \dots \simeq F_n \quad (3.3)$$

Au voisinage de l'énergie d'excitation E_{NC} du noyau composé, le développement limité du logarithme de la densité de niveaux s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} \log \omega_0(E_B) &= \log \omega_0(E_{CN} - S_b - E_b) \\ &\simeq \log \omega_0(E_{CN}) - (E_b + S_b) \left. \frac{d \log \omega_0(E_B)}{dE_B} \right|_{E_B = E_{CN} - S_b - E_b} \end{aligned} \quad (3.4)$$

En utilisant la relation élémentaire de la thermodynamique qui relie la température nucléaire T du noyau résiduel à l'énergie d'excitation E_B ($T = \left[\frac{d \text{Log} \omega_0(E_B)}{dE_B} \right]^{-1}$), nous obtenons alors :

$$\text{Log} \omega_0(E_B) = \text{Log} \left[\omega_0(E_{CN}) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) \right] \quad (3.5)$$

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

$$\omega_0(E_B) = \omega_0(E_{CN}) \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) \quad (3.6)$$

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

En substituant l'équation (3.6) dans l'équation (3.2), on obtient :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_0(E_{CN}) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \exp\left(-\frac{E_b + S_b}{T}\right) dE_b \quad (3.7)$$

La quantité F_b peut être calculée en connaissant la section efficace de formation du noyau composé σ_{CN}^b . À l'énergie considérée, la section efficace de formation du noyau composé varie peu avec l'énergie et la température est pratiquement insensible à la variation de l'énergie de la particule émise, donc nous allons essayer de déterminer les sections efficaces de formation du noyau composé pour les deux types de particules : les particules chargées et les particules neutres.

3.2.1 Expression de la section efficace du noyau composé

a) Cas des neutrons

Aux énergies de neutrons autour de 14 MeV, les coefficients de transmission pour les ondes de moment orbital $\ell \leq \ell_{\max} = R/\lambda$ (avec $\lambda = 1/k_c$) qui interviennent au cours de l'interaction, sont voisins de l'unité, on peut ainsi écrire la section efficace comme suit :

$$\sigma_{CN}^n = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} (2\ell + 1) \simeq \pi (R + \lambda)^2 \quad (3.8)$$

avec $R = r_0 A^{1/3}$ est le rayon nucléaire.

b) Cas des particules chargées

Dans ce cas, les coefficients de transmission doivent tenir compte de la barrière coulombienne existant entre la particule chargée et le noyau cible, si bien que la section efficace σ_{CN}^c peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned}\sigma_{CN}^b &= \pi R^2 \left(1 - \frac{V_b}{E_b}\right) && \text{si } E_b > V_b \\ &= 0 && \text{si } E_b \leq V_b\end{aligned}\quad (3.9)$$

où V_b est la hauteur de la barrière coulombienne.

On peut ainsi déterminer la quantité F_b pour les particules chargées et les neutrons, en portant les relations (3.8) et (3.9) dans l'équation (3.7), la quantité F_b s'écrit dans le cas de l'émission d'un neutron :

$$F_n = \frac{2m_n}{\hbar^2} (2I_n + 1) \omega_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_n}{T}\right) \quad (3.10)$$

et pour l'émission de particule chargée, l'équation (3.7) devient :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_b + V_b}{T}\right) \quad (3.11)$$

En substituant les expressions (3.10) et (3.11) dans (3.1) et en tenant compte de l'approximation (3.3), la section efficace du processus d'évaporation d'une réaction de type $A(n,b)B$ s'écrit comme suit :

$$\sigma_{nb}^{eq} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{F_n} = \sigma_{CN}^n \frac{m_b(2I_b + 1)}{m_n(2I_n + 1)} \exp\left(\frac{S_n - S_b - V_b}{T}\right) \quad (3.12)$$

où la différence $S_n - S_b$ représente le bilan Q_{nb} de la réaction (n,b) .

Soit :

$$\sigma_{nb}^{eq} = \sigma_{CN}^n \frac{m_b(2I_b + 1)}{m_n(2I_n + 1)} \exp\left(\frac{Q_{nb} - V_b}{T}\right) \quad (3.13)$$

D'autre part, la contribution de l'émission du pré-équilibre basée sur le modèle d'exciton [Gri66] décrit dans le chapitre 1, permet d'écrire le spectre en énergie des particules émises sous la forme :

$$\frac{d\sigma_{nb}^{pre}}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \frac{(2I_b + 1)m_b \sigma_{CN}^b E_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \sum_{n=3} \frac{\omega(n-1, U)}{\omega(n, E)} \tau_n \quad (3.14)$$

où $\omega(n, E)$ est la densité des états excitons, g est l'inverse de l'espacement entre les niveaux d'énergies des états à particules individuelles, lié au paramètre de densité de niveaux a , défini dans le modèle d'espacement équidistant entre niveaux, par la relation : $g = 6a/\pi^2$, et τ_n est la durée de vie de l'état exciton n .

L'expression de la densité d'états excitons utilisée ici est donnée par [Wil71] :

$$\omega(n, E) = \frac{g^n E^{n-1}}{p! h! (p+h-1)!} \quad (3.15)$$

où p et h sont respectivement les nombres de particules et de trous excités, reliés au nombre d'excitons n par $n = p + h$.

Avec la substitution de $\omega(n, E)$ donnée par l'équation. (3.15) dans l'équation (3.14), nous obtenons l'expression du spectre en énergie des particules émises pour la composante de pré-équilibre :

$$\frac{d\sigma_{nb}^{pre}}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \frac{(2I_b + 1)m_b \sigma_{CN}^b E_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \sum_{n=3} \left(\frac{U}{E}\right)^{n-2} p(n-1)\tau_n \quad (3.16)$$

où la sommation est effectuée sur tous les états d'excitons n .

La majeure contribution à la section efficace du pré-équilibre est essentiellement due au nombre exciton $n = 3$. En utilisant l'expression de la section efficace géométrique donnée par l'équation (3.9), la section efficace du pré-équilibre s'obtient en intégrant sur l'énergie de la particule émise b :

$$\sigma_{nb}^{pre} = \sigma_{CN}^n \int_{V_b}^{E_n + Q_{nb}} \frac{(2I_b + 1)m_b \pi R^2 (1 - V_b / E_b) E_b \left(\frac{E_n + Q_{nb} - E_b}{E}\right)}{\pi^2 \hbar^3 g E} 4\tau_3 dE_b \quad (3.17)$$

On obtient après intégration :

$$\sigma_{nb}^{pre} = \sigma_{CN}^n \frac{(2I_b + 1)m_b \pi R^2 (E_n + Q_{nb} - V_b)^3}{\pi^2 \hbar^3 g E^2} 4\tau_3 \quad (3.18)$$

En tenant compte des deux processus (évaporation et Pré-équilibre), La section efficace totale peut s'écrire :

$$\sigma_{nb} = \sigma_{CN}^n \left(\beta_1 \exp\left(\frac{Q_{nb} - V_b}{T}\right) + \beta_2 (E_n + Q_{nb} - V_b)^3 \right) \quad (3.19)$$

$$\text{Avec } \beta_1 = \frac{m_b(2I_b + 1)}{m_n(2I_n + 1)} \text{ et } \beta_2 = \frac{(2I_b + 1)m_b\pi R^2}{\pi^2 \hbar^3 g E^2} 4\tau_3.$$

L'utilisation de la formule de masse de Meyer et Swiatecki pour la description de $Q_{n,b}$ dans les travaux antérieures [Bel98], [Bel99], a montré une meilleure description des études systématiques par rapport à celles existantes dans la littérature.

En se basant sur le modèle de la gouttelette de Myers et Swiatecki [Mye66], l'énergie de séparation de la particule b à partir du noyau composé [Kal88], est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned} S_b = & \alpha_1(A_C - A_B) + \alpha_2 \left(\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B} \right) + \alpha_3(A_C^{2/3} - A_B^{2/3}) + \\ & \alpha_4 \left(\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C^{4/3}} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B^{4/3}} \right) + \alpha_5 \left(\frac{Z_C^2}{A_C^{1/3}} - \frac{Z_B^2}{A_B^{1/3}} \right) + \alpha_6 \left(\frac{Z_C^2}{A_C} - \frac{Z_B^2}{A_B} \right) - w_b \end{aligned} \quad (3.20)$$

où w_b est l'énergie minimum nécessaire pour libérer un nucléon de la particule émise b et les symboles C et B désignent le noyau composé et le noyau résiduel respectivement.

En utilisant la relation $Q_{nb} = S_n - S_b$, l'énergie de réaction Q_{nb} en fonction des différents termes traduisant les effets de la structure du noyau, sera donnée par :

$$Q_{nb} = c_1 S_1 + c_2 S_2 + c_3 S_3 + c_4 B_1 + c_5 B_2 + c_6 B_3 + d \quad (3.21)$$

S_1 : terme d'asymétrie entre le nombre de neutrons et de protons.

S_2 : terme d'asymétrie de surface, relié à l'excès de neutrons par rapport au nombre de protons à la surface du noyau..

S_3 : terme d'anharmonicité proportionnel à $(N - Z)^4$, déduit à partir d'un potentiel nucléaire, où les pulsations ne sont pas symétriques selon les trois axes (potentiel anharmonique).

B_1 : terme décrivant l'interaction coulombienne moyenne des Z protons constituant le noyau.

B_2 : terme de diffusivité coulombienne, associé au gradient du champ coulombien apparaissant au niveau de la surface diffuse.

B_3 : terme de redistribution coulombienne de volume, décrivant, la variation de la densité de charge des protons à l'intérieur du noyau.

d : termes de faible contribution.

3.3. Formule semi-empirique de la section efficace de la réaction (n,d)

Pour une réaction de type (n,d) , où la particule émise est un deuton, les termes qui peuvent être retenus dans l'expression (3.21) sont, S_1, S_2, B_1 , et B_2 , on écrit alors :

$$Q(n,d) = \alpha_1 \frac{N-Z+0.5}{A} + \alpha_2 \frac{N-Z+0.5}{A^{4/3}} + \alpha_3 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} + \alpha_4 \frac{2Z-1}{A} \quad (3.22)$$

où les α_i sont des paramètres libres, $S_1 = \frac{N-Z+0.5}{A}$ terme d'asymétrie, $S_2 = \frac{N-Z+0.5}{A^{4/3}}$

terme d'asymétrie de surface, $B_1 = \frac{2Z-1}{A^{1/3}}$ terme coulombien, et $B_2 = \frac{2Z-1}{A}$ terme de

diffusivité coulombienne (les autres termes ont une faible contribution).

En substituant l'expression de Q_{nd} de l'équation (3.22) dans celle de la section efficace de l'équation (3.19) pour une réaction de type (n,d) , nous obtenons :

$$\sigma_{nd} = \sigma_{NC}^n \left[\begin{array}{l} \beta_1 \exp \frac{1}{T} \left(\alpha_1 \frac{N-Z+0.5}{A} + \alpha_2 \frac{N-Z+0.5}{A^{4/3}} + \alpha_3 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} + \alpha_4 \frac{2Z-1}{A} - V_d \right) + \\ \beta_2 \left(E_n + \left(\alpha_1 \frac{N-Z+0.5}{A} + \alpha_2 \frac{N-Z+0.5}{A^{4/3}} + \alpha_3 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} + \alpha_4 \frac{2Z-1}{A} \right) + V_d \right)^3 \end{array} \right] \quad (3.23)$$

La section efficace de formation du noyau composé σ_{NC}^n à une énergie de neutrons autour de 14 MeV, est approximativement égale à la section efficace totale de réaction, et on peut écrire :

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

3.4. La Réaction (n, d + n'p)

Dans cette étude systématique, nous avons effectué une analyse des données expérimentales de 37 noyaux rapportées dans le tableau (3.2), en fonction des différents termes de l'équation (3.23), afin d'aboutir à une expression finale de la section efficace $\sigma_{n,d+n'p}$ qui décrit mieux ces données. Nous avons adopté lors de cette analyse la répartition de Qaim [Qai82], qui a choisi de classer les données expérimentales en deux groupes distincts, selon la valeur de ξ , $\xi = S_p - S_n$.

où S_n et S_p sont les énergies de séparation du neutron et du proton respectivement.

Cette répartition peut être justifiée sur la figure (3.1), où les sections efficaces de la réaction $(n, d + n' p)$ se regroupent en deux régions, selon la valeur de ξ .

Qaim [Qai82] a choisi la valeur $\xi = 0$, pour partager les données expérimentales. L'utilisation de cette valeur conduit à placer les éléments de faibles valeurs négatives de ξ (^{48}Ti et ^{68}Zn qui ont de faibles sections efficaces) dans le mauvais groupe (groupe de noyaux ayant des sections efficaces élevées). Pour cela, nous avons opté pour la valeur $\xi = -1$ [For86], qui présente une meilleure cohérence dans la classification des données expérimentales.

Pour le groupe de noyaux dont $\xi > -1$, Les figures (3.2) et (3.3), montrent une dépendance quadratique et linéaire du rapport $(\sigma_{n,d+n'p} / \sigma_R)$ (rapport de la section efficace expérimentale à celle de réaction en échelle logarithmique) en fonction des termes d'asymétrie $S_1 = (N - Z + 0.5) / A$ et de coulomb $B_1 = \frac{2Z - 1}{A^{1/3}}$ respectivement.

Sur la figure (3.4), le rapport $(\sigma_{n,d+n'p} / \sigma_R)^{1/3}$ montre une dépendance linéaire en fonction du terme d'asymétrie S_1 , qui peut être introduit dans le second membre de l'équation (3.19).

Les coefficients de corrélation étant de 0.95, 0.84, et 0.90 pour les figures (3.2), (3.3), et (3.4) respectivement.

Le deuxième groupe contient les noyaux dont $\xi < -1$, La figure (3.5) montre une dépendance quadratique du rapport $(\sigma_{n,d+n'p} / \sigma_R)$ en fonction du terme décrivant l'asymétrie de surface $S_2 = \frac{N - Z + 0.5}{A^{4/3}}$, avec un coefficient de corrélation de 0.96.

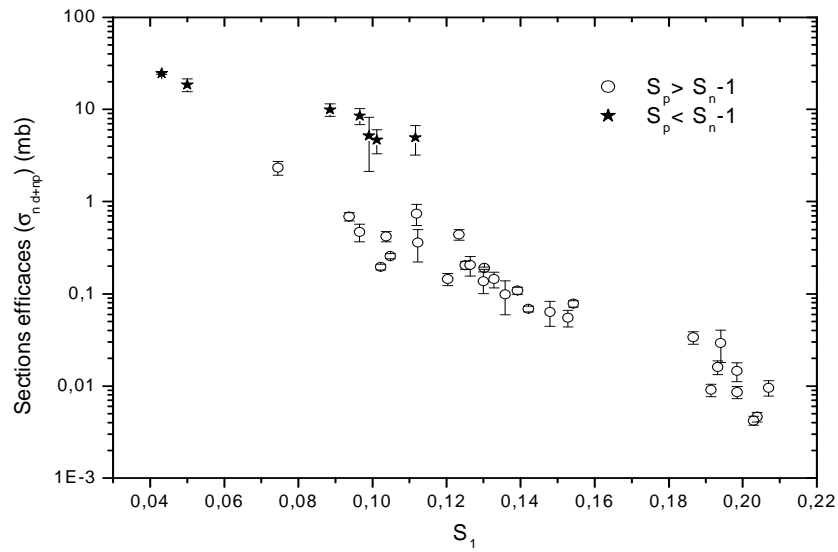


Fig 3.1 Les sections efficaces expérimentales de la réaction $(n,d + n'p)$ tirées de la bibliothèque Rip1 [Rip03] en fonction du terme d'asymétrie S_1 .

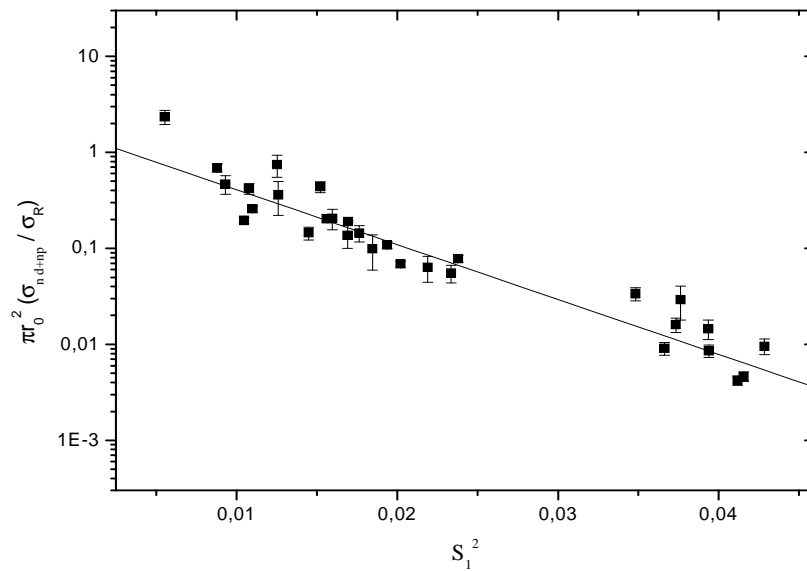


Fig 3.2 Variation du rapport $\sigma_{(n,d+n'p)} / \sigma_R$ en fonction du terme d'asymétrie S_1 à l'échelle semi-logarithmique.

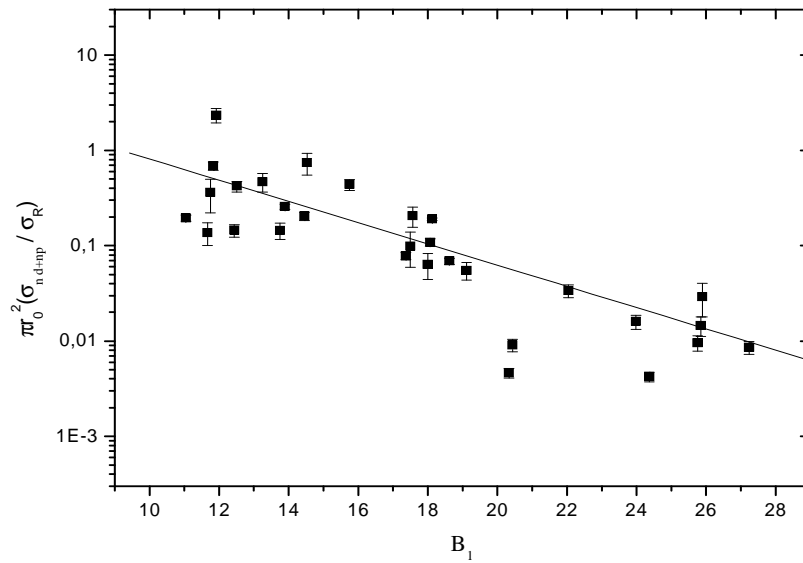


Fig 3.3 Variation du rapport $\sigma_{(n,d+n'p)} / \sigma_R$ en fonction du terme de coulomb B_1 à l'échelle semi-logarithmique.

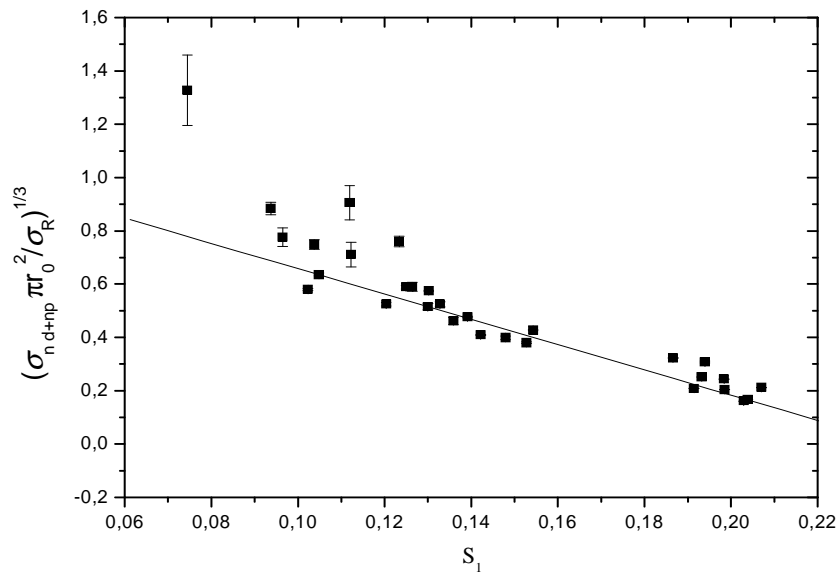


Fig 3.4 Variation du rapport $\sigma_{(n,d+n'p)} / \sigma_R$ à la puissance 1/3 en fonction du terme d'asymétrie S_1 .

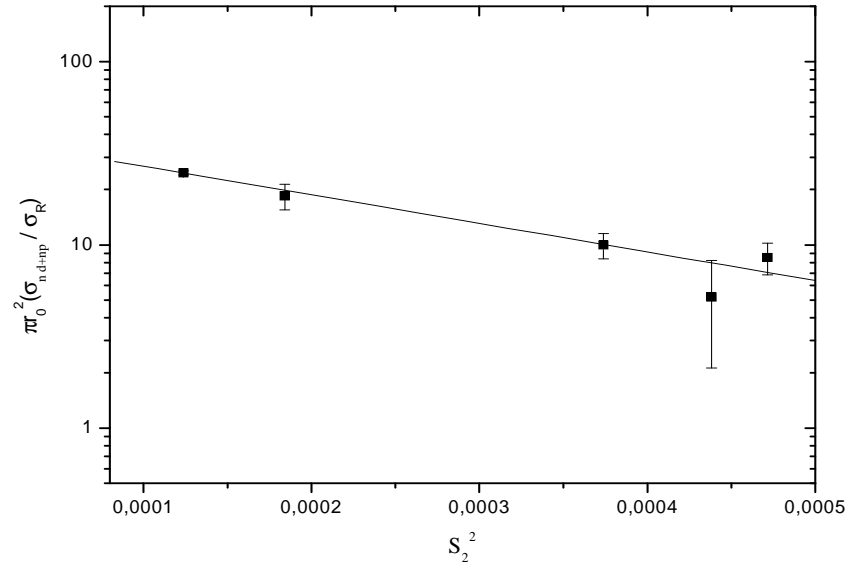


Fig 3.5 Variation du rapport $\sigma_{(n,d+n'p)}/\sigma_R$ en fonction du terme d'asymétrie de surface S_2 à l'échelle semi-logarithmique.

A partir des quatre figures présentées ci-dessus, nous pouvons alors retenir les termes qui représentent une bonne description de la section efficace $\sigma_{(n,d+n'p)}$ qui peut s'écrire à l'énergie de 14.5 MeV en négligeant le terme V_d/T :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{n,d+n'p} = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \left\{ \exp(C_1 + C_2 S_1^2 + C_3 B_1) + (C_4 + C_5 S_1)^3 \right\} \quad \xi > -1 \\ \sigma_{n,d+n'p} = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_6 + C_7 S_2^2) \quad \xi < -1 \end{array} \right. \quad (3.24)$$

où C_i ($i = 1, 2, \dots, 7$) sont des paramètres libres.

3.4.1. Ajustement des données expérimentales

Les valeurs expérimentales des sections efficaces à l'énergie 14.5 MeV présentées dans le tableau (3.2), ont été ajustées par l'équation (3.24), en utilisant la méthode des moindres carrés. Cela nous a permis de déterminer les différents paramètres libres de cette expression.

Le meilleur ajustement a été obtenu, en minimisant la valeur du χ^2 à partir de l'expression suivante :

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

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

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

où σ_i^{exp} et σ_i^{cal} sont respectivement les sections efficaces expérimentales et celles calculées par l'expression (3.24); $\Delta\sigma_i^{\text{exp}}$ représente l'erreur sur la valeur expérimentale.

3.4.2. Résultats et Comparaison avec d'autres systématiques

Qaim [Qai82] a été le premier à partager les données expérimentales en deux groupes distincts, selon la valeur de la différence entre les énergies de séparation du proton et du neutron. Les expressions des sections efficaces de la réaction $(n, d + n' p)$ proposées par Qaim sont les suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{n,d+n'p} = C_1 \exp(C_2 S) & \xi > 0 \\ \sigma_{n,d+n'p} = C_3 \times \sigma(\xi > 0) & \xi < 0 \end{cases} \quad (3.25)$$

avec $S = (N - Z) / A$ est le terme d'asymétrie.

Les résultats de Qaim ont été recalculés pour la nouvelle répartition, qui utilise la valeur $\xi = -1$ pour partager les données expérimentales.

Forrest [For86] a proposé une seule formule qui prévoit la valeur de la section efficace $\sigma_{n,d+n'p}$ pour les différentes variations de ξ . Cette formule doit avoir la propriété suivante : pour les grandes valeurs négatives de ξ ; σ est supérieure d'environ un facteur 14 que lorsque ξ est positive (l'introduction d'un facteur $\tanh(\xi + 1)$).

$$\sigma_{n,d+n'p} = C_1 (A^{1/3} + 1)^2 (1 - C_2 \tanh(\xi + 1)) \exp(-C_3 S - C_4 f) \quad (3.26)$$

où $f = 1/A$

Nous présentons dans le tableau (3.1) les résultats de notre étude systématique, ainsi que les travaux de Qaim [Qai82] et de Forrest [For86], avec les valeurs des χ^2 associées. Notre systématique présente une valeur de χ^2 plus faible par rapport aux études antérieures et donc une meilleure description dans l'évaluation des sections efficaces de la réaction $(n, d + n' p)$.

Tableau 3.1 : Les paramètres C_i des différentes systématiques avec leurs Σ et leurs χ^2 .

Formule Equation	Zone	Σ	χ^2	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7
Ce travail	$\xi > -1$	169.96	6.79	-16.164	-1425.109	2.076	1.070	-4.425		
(3.24)	$\xi < -1$	2.26	0.45						3.668	-3739.391
	Total	172.22	5.74							
Qaim	$\xi > -1$	706.80	25.24	121.886	-30.374					
(3.25)	$\xi < -1$	28.47	4.74			1679.866				
	Total	735.27	21.62							
Forrest (3.26)	Total	209.906	6.36	449.916	0.654	48.061	99.810			

Le tableau (3.2) récapitule les résultats obtenus par notre systématique en utilisant la formule semi-empirique (3.24), ainsi que les valeurs expérimentales des sections efficaces pour les différents noyaux à l'énergie des neutrons 14.5 MeV, avec les valeurs des χ^2 associées.

Nous allons comparer par la suite, le rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée par les trois systématiques. On voit bien que d'après notre systématique (figure (3.6)) ; la majorité des points sont concentrés autour de l'unité et ils sont contenus dans un intervalle de rapport 3 et 7/10, comparée aux travaux de Qaim et Forrest représentés sur les figures (3.7) et (3.8) respectivement, qui s'éloignent plus de l'unité.

Les résultats de l'étude systématique ont été comparés aux données expérimentales et au calcul théorique réalisé par le code GNASH dans le deuxième chapitre. Un bon accord a été observé lors de cette comparaison, et les résultats de l'étude systématique coïncident avec le calcul théorique et les données expérimentales pour la plupart des noyaux étudiés.

Tableau 3.2 : Les sections efficaces des 37 noyaux calculées par notre systématique, comparées aux données expérimentales à l'énergie des neutrons 14.5 MeV.

Noyau	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}}$ (mb)	σ^{cal} (mb)	$((\sigma^{\text{exp}} - \sigma^{\text{cal}}) / \Delta\sigma^{\text{exp}})^2$	Ref. (σ^{exp})
⁴⁴ ₂₀ Ca	4.00 ± 0.30	4.83	7.654	[Qai82]
⁴⁷ ₂₂ Ti	49.70 ± 8.40	50.47	0.008	[Mol86]
⁴⁸ ₂₂ Ti	14.80 ± 1.50	6.38	31.509	[Hec89]
⁴⁹ ₂₂ Ti	7.80 ± 3.00	4.09	1.529	[Qai82]
⁵⁰ ₂₂ Ti	3.00 ± 0.80	2.65	0.191	[Qai77]
⁵⁰ ₂₄ Cr	405.00 ± 65.00	431.64	0.167	[Qai82]
⁵³ ₂₄ Cr	9.50 ± 1.23	5.24	11.995	[Kaw90]
⁵⁴ ₂₄ Cr	3.30 ± 0.50	3.54	0.230	[Kob91]
⁵⁷ ₂₆ Fe	11.00 ± 2.40	9.72	0.284	[Qai77]
⁵⁸ ₂₈ Ni	585.00 ± 16.00	584.62	0.000	[Han94]
⁶² ₂₈ Ni	6.32 ± 0.41	6.73	1.000	[Kon93]
⁶⁴ ₂₈ Ni	3.60 ± 0.70	2.80	1.306	[pep84]
⁶⁷ ₃₀ Zn	19.00 ± 4.94	5.40	7.579	[Kaw90]
⁶⁸ ₃₀ Zn	5.28 ± 0.52	3.57	10.813	[Kon93]
⁷⁷ ₃₄ Se	12.10 ± 1.60	4.13	24.812	[Iva68]
⁸⁴ ₃₈ Sr	135.00 ± 39.00	154.00	0.237	[Kon90]
⁸⁸ ₄₀ Zr	253.00 ± 50.00	199.37	1.150	[For86]
⁹¹ ₄₀ Zr	6.20 ± 1.50	6.64	0.086	[Qai82]
⁹² ₄₀ Zr	3.00 ± 1.20	3.19	0.025	[Qai82]
⁹⁴ ₄₀ Zr	2.40 ± 0.20	1.78	9.610	[Qai74]
⁹⁶ ₄₂ Mo	5.91 ± 0.18	5.87	0.049	[Kat85]
⁹⁷ ₄₂ Mo	3.40 ± 0.30	2.99	1.867	[Qai82]
⁹⁸ ₄₂ Mo	2.00 ± 0.60	2.25	0.173	[Qai82]
⁹⁶ ₄₄ Ru	310.00 ± 49.00	301.21	0.032	[Kon93]
¹⁰² ₄₄ Ru	2.21 ± 0.16	2.81	14.062	[Kas92]
¹⁰⁸ ₄₆ Pd	1.83 ± 0.38	2.03	0.277	[Kas92]
¹⁰⁶ ₄₈ Cd	170.00 ± 100.00	250.19	0.643	[Kon93]
¹¹² ₅₀ Sn	168.00 ± 59.00	178.77	0.033	[Fin70]
¹²⁸ ₅₂ Te	0.33 ± 0.05	0.40	1.960	[Qai82]
¹³⁰ ₅₂ Te	0.17 ± 0.02	0.17	0.000	[Qai82]
¹⁴² ₅₈ Ce	1.30 ± 0.20	0.56	13.690	[Qai74]

$^{163}_{66}\text{Dy}$	0.668 ± 0.113	0.41	5.212	[Sak96]
$^{170}_{68}\text{Er}$	0.18 ± 0.02	0.21	2.250	[Qai82]
$^{183}_{74}\text{W}$	1.30 ± 0.50	0.42	3.097	[Qai75]
$^{184}_{74}\text{W}$	0.65 ± 0.15	0.31	5.137	[Qai75]
$^{186}_{74}\text{W}$	0.43 ± 0.08	0.16	11.390	[Qai82]
$^{199}_{80}\text{Hg}$	0.40 ± 0.06	0.32	1.777	[Han72]

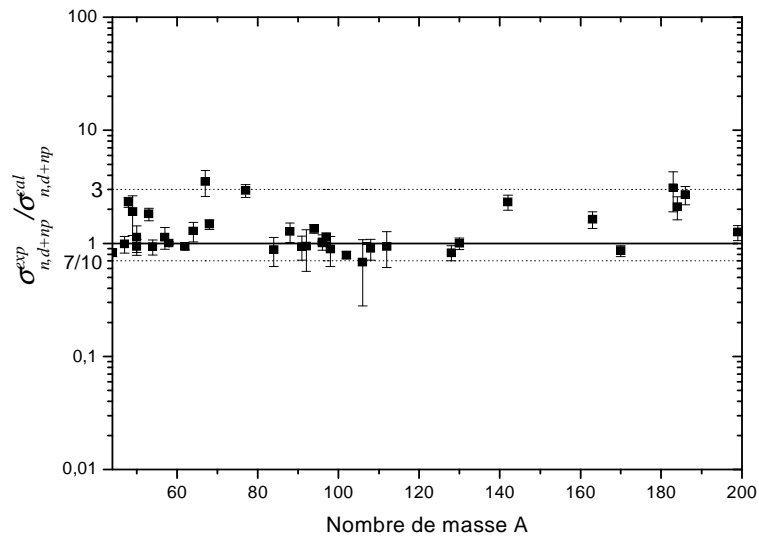


Fig 3.6 : Rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée dans notre travail par l'équation (3.23) en fonction du nombre de masse du noyau cible.

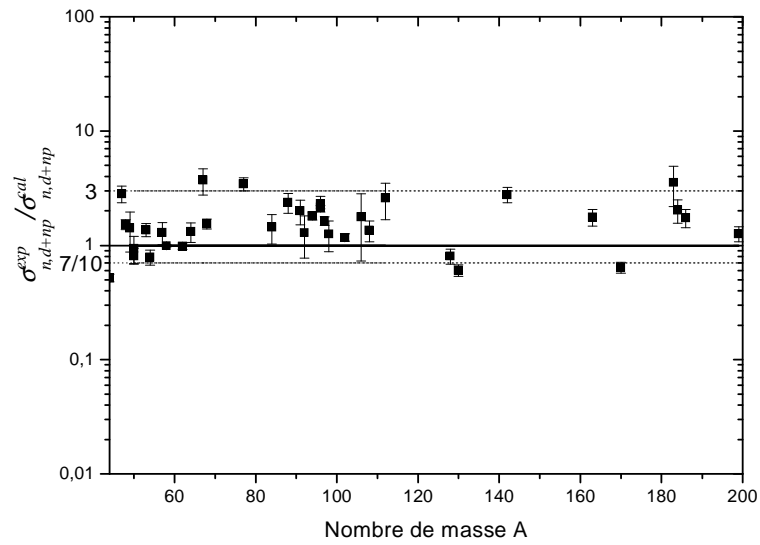


Fig 3.7 : Rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée avec l'équation du Qaim (3.25) en fonction du nombre de masse du noyau cible.

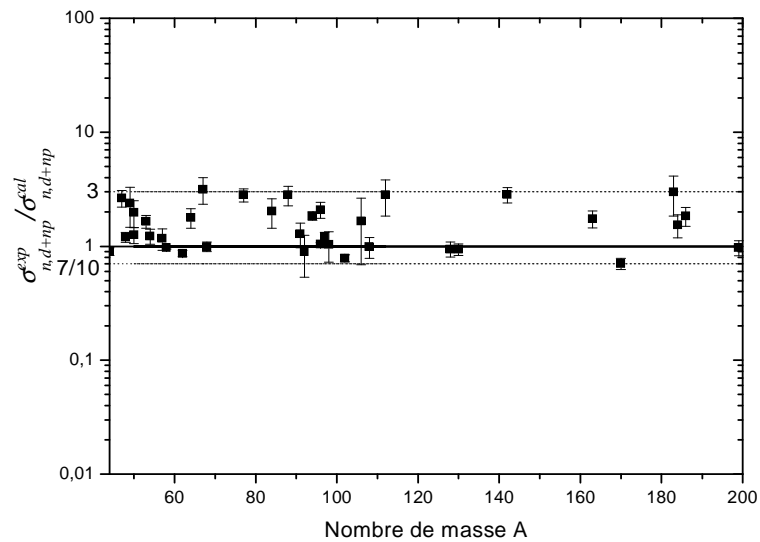


Fig 3.8 : Rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée avec l'équation du Forrest (3.26) en fonction du nombre de masse du noyau cible.

La différence moyenne relative entre les données expérimentales et celles calculées pour toutes les systématiques est donnée dans le tableau (3.3). Cette différence est de l'ordre de 14.5% si nous tenons compte des barres d'erreurs et de 25.3 % pour un calcul sans barres d'erreurs. Il est clair que notre calcul présente un meilleur résultat, avec la plus faible différence relative moyenne parmi les autres systématiques.

Tableau 3.3 : la différence moyenne relative entre la section efficace expérimentale et celle calculée par les différentes systématiques

Formules	Equations	La différence moyenne relative %
Notre travail	(3.24)	25.3
Qaim[Qai82]	(3.25)	40.3
Forrest[For86]	(3.26)	32.5

La Figure (3.9) représente les distributions des fréquences (nombre de points ayant la même différence moyenne par rapport aux données expérimentales) des différences relatives moyennes calculées dans notre travail, comparées à celles calculées par les relations des autres auteurs. Notre résultat présente un minimum de différence relative par rapport aux distributions de Qaim et de Forrest, données par les relations (3.25) et (3.26) respectivement.

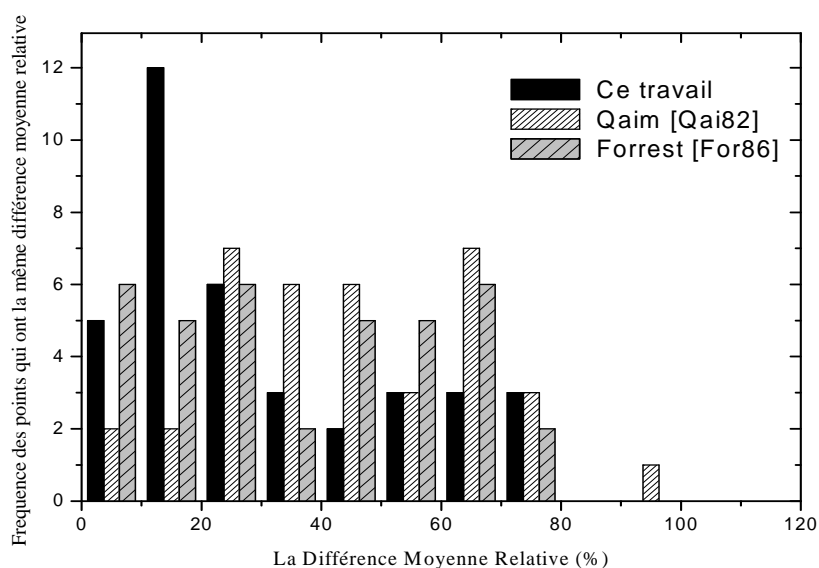


Fig 3.9 Distribution des fréquences des différences relatives moyennes calculées par les différentes systématiques

3.5. La Réaction (n,d)

On procède dans cette section à l'analyse des données expérimentales mesurées par la méthode directe. Cette méthode se base sur un comptage des deutons et permet donc la mesure de la réaction (n,d) seule.

Afin d'aboutir à une meilleure description dans l'évaluation des section efficaces, nous allons procéder dans notre systématique à la classification des données expérimentales en trois différents groupes : les noyaux pair-pair, les noyaux impair-pair, et les noyaux pair-impair pour une compilation de 26 noyaux, cette répartition est illustrée sur la figure (3.10); en représentant le rapport de la section efficace expérimentale sur celle de réaction (σ_{nd} / σ_R) en échelle logarithmique, en fonction du terme d'asymétrie S_1 défini précédemment.

Notre analyse permet de choisir les différents termes à partir de la relation (3.23), qui permettent d'établir les expressions finales des sections efficaces σ_{nd} , en se basant seulement sur le modèle statistique de Weisskopf-ewing. Nous allons procéder par la suite, à une comparaison entre les sections efficaces calculées pour tous les noyaux sans distinction et celles calculées en tenant compte de la répartition de la figure (3.10).

Pour tous les noyaux sans distinction, les figures (3.11) et (3.12) montrent que le rapport (σ_{nd} / σ_R) varie linéairement avec les termes décrivant l'asymétrie S_1 , et l'asymétrie de surface S_2 , avec des coefficients de corrélation R^2 de 0.84 et 0.67 respectivement.

Pour les noyaux pair-pair et les noyaux impair-pair, Les figures (3.13) et (3.15) montrent une dépendance quadratique du rapport (σ_{nd} / σ_R) en fonction du terme d'asymétrie S_1 , avec des coefficients de corrélation de 0.90 et 0.97 respectivement. Tandis que pour les noyaux pair-impair, on constate sur la figure (3.14) une forte dépendance linéaire du rapport (σ_{nd} / σ_R) en fonction du terme d'asymétrie de surface S_2 , avec un coefficient de corrélation de 0.99.

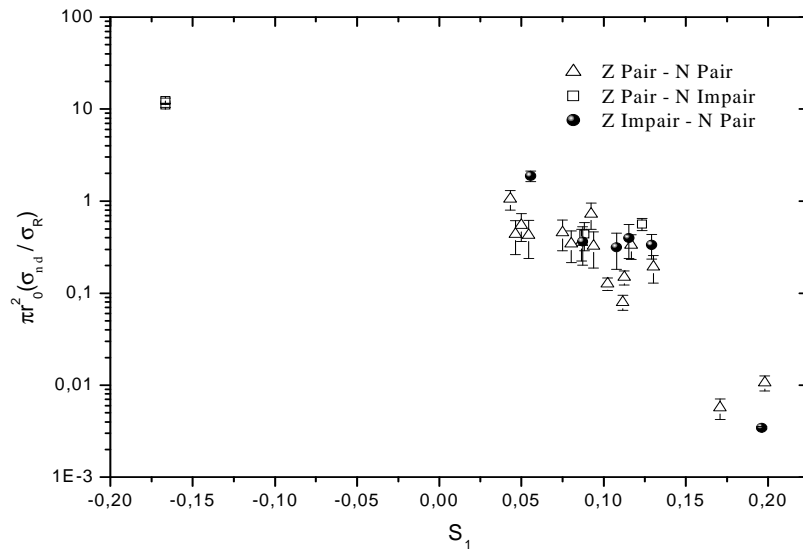


Fig 3.10 Variation du rapport $\sigma_{(n,d)}/\sigma_R$ en fonction du terme d'asymétrie S_1 à l'échelle semi-logarithmique pour les différents groupes de noyaux.

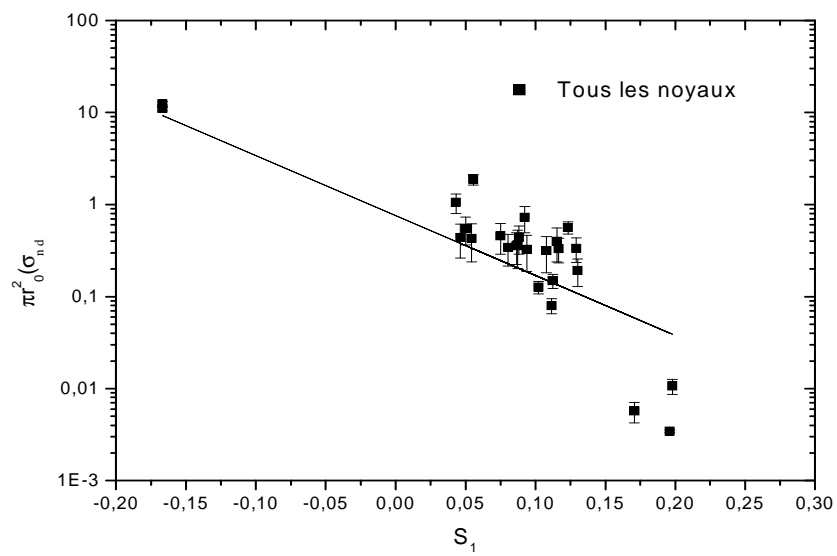


Fig 3.11 Variation du rapport $\sigma_{(n,d)}/\sigma_R$ en fonction du terme d'asymétrie S_1 à l'échelle semi-logarithmique pour tous les noyaux.

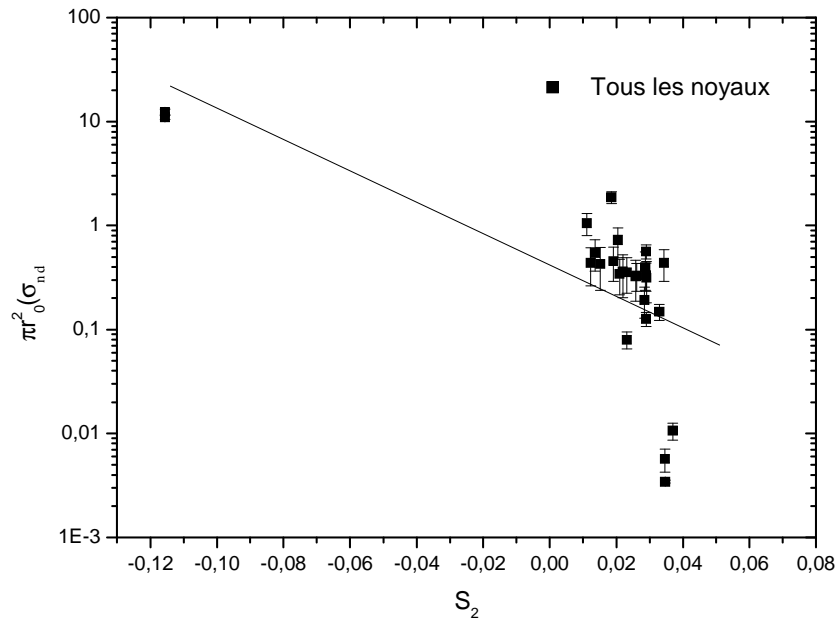


Fig 3.12 Variation du rapport $\sigma_{(n,d)}/\sigma_R$ en fonction du terme d'asymétrie de surface S_2 à l'échelle semi-logarithmique pour tous les noyaux.

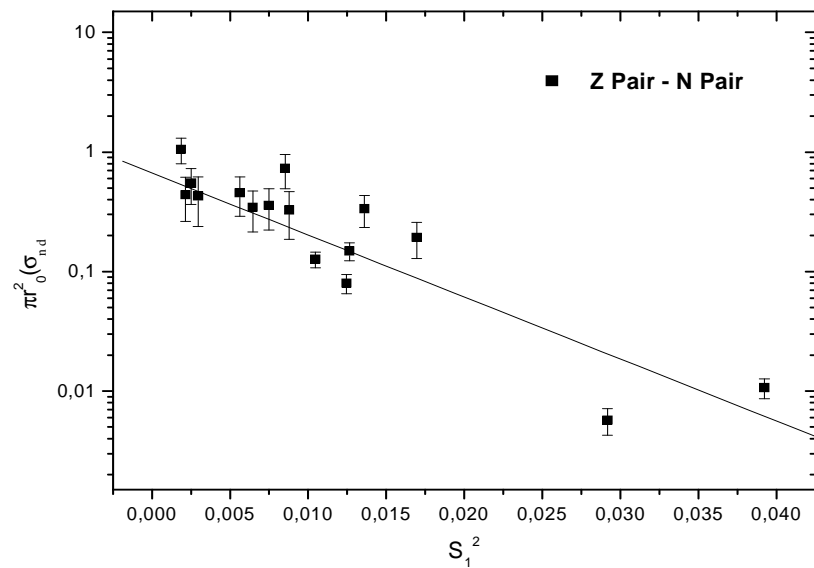


Fig 3.13 Variation du rapport $\sigma_{(n,d)}/\sigma_R$ en fonction du carré du terme d'asymétrie S_1^2 à l'échelle semi-logarithmique pour les noyaux pair-pair.

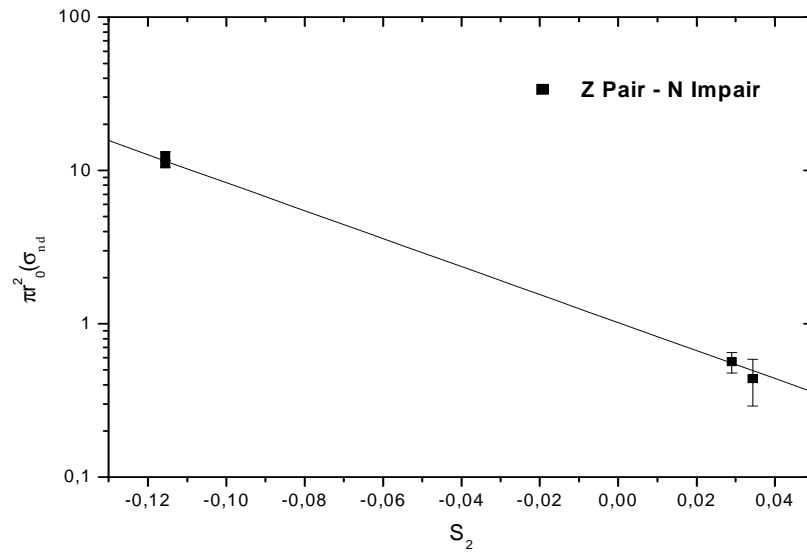


Fig 3.14 Variation du rapport $\sigma_{(n,d)}/\sigma_R$ en fonction du terme d'asymétrie de surface S_2 à l'échelle semi-logarithmique pour les

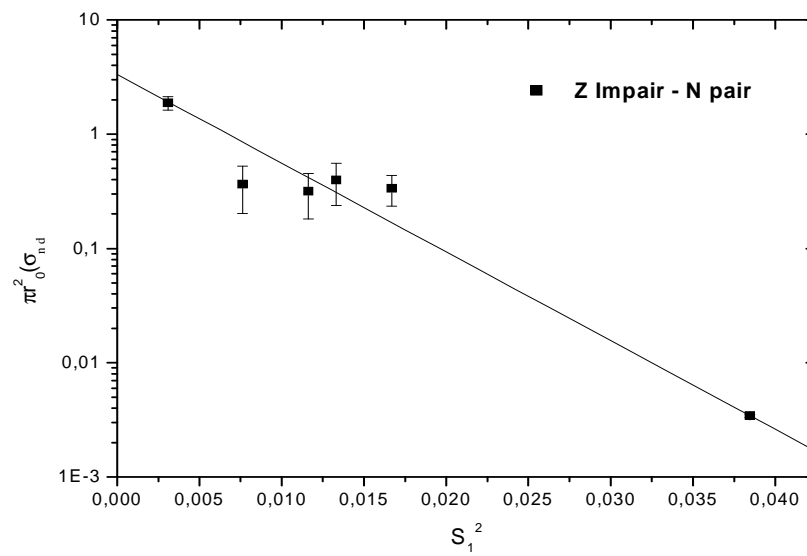


Fig 3.15 Variation du rapport $\sigma_{(n,d)}/\sigma_R$ en fonction du carré du terme d'asymétrie à l'échelle semi-logarithmique pour les noyaux impair-pair.

L'analyse précédente permet d'écrire la sections efficace σ_{nd} pour les différents groupes comme suit :

$$\sigma_{nd} = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_1 + C_2 S_1 + C_3 S_2) \quad \text{tous les noyaux} \quad (3.27)$$

$$\begin{cases} \sigma_{nd} = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_1 + C_2 S_1^2) & \text{noyaux pair - pair} \\ \sigma_{nd} = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_1 + C_2 S_2) & \text{noyaux pair - impair} \\ \sigma_{nd} = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_1 + C_2 S_1^2) & \text{noyaux impair - pair} \end{cases} \quad (3.28)$$

où C_1 , C_2 , et C_3 sont des paramètres libres.

L'ajustement des données expérimentales des sections efficaces σ_{nd} à 14.5 MeV, par les équations (3.27) et (3.28), permet de déterminer les différents paramètres libres en utilisant la méthode des moindres carrés.

3.5.1. Autres systématiques

Konobeev [Kon96] a proposé une systématique à 3 paramètres pour tous les noyaux sans distinction à partir de l'expression :

$$\sigma_{nd} = \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 A^{-1/3} (C_1 + C_2 \frac{Z}{A^{1/3}} + C_3 S) \quad (3.29)$$

avec $S = (N - Z) / A$

Aydin [Ayd08] a utilisé la même expression pour décrire l'ensemble des noyaux ainsi que les trois différents groupes de la figure (3.10). La section efficace s'écrit comme suit :

$$\sigma_{nd} = C_1 \pi r_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \exp(C_2 S) \quad (3.30)$$

3.5.2. Résultats et comparaison

Une comparaison entre les calculs issus des équations (3.27) et (3.28) est représentée dans le tableau (3.4), où la répartition des noyaux en trois différents groupes présente une nette amélioration dans l'évaluation des sections efficaces que celle de la compilation entière des noyaux sans distinction.

Nous proposons aussi de comparer les résultats des différents travaux dans le tableau (3.5), où nous constatons que notre systématique présente la plus faible valeur du χ^2 et donc une meilleure évaluation des sections efficaces par rapport aux travaux antérieurs.

Tableau 3.4 : Les sections efficaces des 26 noyaux calculées par les équations (3.27) et (3.28) et les valeurs des Σ associées, comparées aux données expérimentales à l'énergie des neutrons 14.5 MeV.

Noyau	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}}$ (mb)	σ^{cal} (mb) Equation (3.27)	Σ	σ^{cal} (mb) Equation (3.28)	Σ	Ref. (σ^{exp})
${}^3_2\text{He}$	66.00 ± 3.50	68.25	0.413	68.65	0.573	[Ant67]
${}^3_2\text{He}$	74.00 ± 5.00	68.25	1.322	68.65	1.145	[Hae83]
${}^{17}_8\text{O}$	5.60 ± 1.90	0.97	5.938	6.26	0.121	[Nor98]
${}^{27}_{13}\text{Al}$	30.00 ± 4.00	7.27	32.291	25.62	1.199	[Glo61]
${}^{40}_{18}\text{Ar}$	2.90 ± 0.50	1.11	12.816	1.98	3.386	[Gra65]
${}^{44}_{20}\text{Ca}$	2.60 ± 0.40	1.84	3.61	2.98	0.902	[Tiw68]
${}^{46}_{22}\text{Ti}$	9.00 ± 4.00	18.0	5.063	10.42	0.126	[Gri77]
${}^{48}_{22}\text{Ti}$	7.00 ± 3.00	4.08	0.947	4.10	0.934	[Gri77]
${}^{51}_{23}\text{V}$	7.00 ± 3.00	22.73	27.493	8.04	0.120	[Gri78]
${}^{50}_{24}\text{Cr}$	12.00 ± 4.00	5.63	2.536	11.73	0.005	[Gri79]
${}^{52}_{24}\text{Cr}$	8.00 ± 3.00	7.47	0.031	5.29	0.816	[Gri79]
${}^{54}_{26}\text{Fe}$	10.00 ± 4.00	27.82	19.847	12.95	0.544	[Gri79]
${}^{56}_{26}\text{Fe}$	8.00 ± 3.00	4.69	1.217	6.51	0.247	[Gri79]
${}^{58}_{28}\text{Ni}$	25.00 ± 6.00	1.55	15.275	14.09	3.306	[Glo61]
${}^{60}_{28}\text{Ni}$	11.00 ± 4.00	1.16	6.052	7.74	0.664	[Gri79]
${}^{63}_{29}\text{Cu}$	9.00 ± 4.00	1.91	3.142	18.06	5.130	[Gri79]
${}^{65}_{29}\text{Cu}$	10.00 ± 4.00	5.18	1.452	6.83	0.628	[Gri79]
${}^{77}_{34}\text{Se}$	15.60 ± 2.40	1.18	36.1	15.16	0.034	[Iva69]
${}^{89}_{39}\text{Y}$	10.00 ± 3.00	0.12	10.846	4.49	3.373	[Hai81]
${}^{90}_{40}\text{Zr}$	10.00 ± 3.00	0.15	10.78	2.60	6.084	[Hai81]
${}^{92}_{42}\text{Mo}$	22.00 ± 7.00	2.82	7.508	6.05	5.192	[Hai81]
${}^{96}_{42}\text{Mo}$	6.00 ± 2.00	1.30	5.523	1.56	4.928	[Hai81]
${}^{112}_{50}\text{Sn}$	2.70 ± 0.50	2.76	0.014	3.55	2.890	[Gop87]
${}^{120}_{50}\text{Sn}$	0.20 ± 0.05	13.86	74638.240	0.23	0.360	[Gop87]
${}^{154}_{62}\text{Sm}$	0.43 ± 0.08	1.69	248.063	0.05	22.563	[Kir93]
${}^{181}_{73}\text{Ta}$	0.152 ± 0.005	0.29	761.76	0.15	0.160	[Beg02]

Tableau 3.5 : les paramètres C_i des différentes systématiques avec leurs Σ et leurs χ^2 .

Formule	Zone	Σ	χ^2	C_1	C_2	C_3
Ce travail	Tous les noyaux	126.12	5.48	1.175	-44.345	52.992
	Pair-Pair	52.80	3.76	-0.216	-163.666	
	Pair-Impair	1.87	0.93	1.111×10^{-2}	-21.045	
	Impair-Pair	10.43	2.61	1.007	-173.722	
	Total	65.10	3.25			
Aydin	Tous les noyaux	307.85	12.82	6.879×10^{-2}	-15.379	
	Pair-Pair	59.97	3.92	2.706	-33.959	
	Pair-Impair	6.15	3.07	1.048	-7.180	
	Impair-Pair	12.17	3.04	8.828	-40.602	
	Total	78.29	3.91			
Konobeev	Total	183.73	7.98	1.146	-3.15×10^{-3}	-4.330

Conclusion

Dans ce travail, nous avons réalisé une étude théorique et une étude systématique des réactions nucléaires $(n, d + n' p)$ et (n, d) induites par des neutrons rapides.

L'étude théorique réalisée est basée sur le modèle statistique de Hauser-Feshbach et le modèle exciton qui décrit le mécanisme de pré-équilibre. Le code de calcul GNASH a été utilisé pour calculer les fonctions d'excitation des réactions $(n, d + n' p)$ pour des énergies de neutrons incidents s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV.

Les coefficients de transmission déterminés par le modèle optique et les paramètres de la densité de niveaux ont été unifiés pour toutes les fonctions d'excitation des réactions $(n, d + n' p)$.

Ces fonctions d'excitation calculées pour 21 noyaux cibles, ont été comparées aux données expérimentales afin d'évaluer la qualité du calcul théorique.

Nous avons observé que les sections efficaces augmentent rapidement à partir de l'énergie seuil pour atteindre une saturation autour de 20 MeV.

Le calcul théorique a montré la faible contribution de la réaction (n, d) dans le calcul de la section efficace totale de la réaction $(n, d + n' p)$ pour tous les noyaux cibles avec des valeurs moyennes qui ne dépassent pas 35 % dans les meilleurs cas. Ce résultat était bénéfique pour l'évaluation des sections efficaces puisque les travaux antérieurs ont montré que le mécanisme des réactions directes et plus particulièrement l'effet du pick-up, est le plus adapté pour décrire le comportement des fonctions d'excitation de la réaction (n, d) , et c'est ce qui a été observé dans notre analyse pour quelques réactions, où la correction des réactions directes devient une nécessité.

Le potentiel optique utilisé lors de cette analyse, est un potentiel sphérique qui ne tient pas compte de la déformation de quelques noyaux.

Un bon accord a été observé en général entre le calcul théorique et les résultats expérimentaux quand le modèle de pré-équilibre est inclus. L'effet de ce modèle devient de plus en plus important pour les noyaux cibles lourds et pour les cas où la contribution de la réaction (n, d) devient importante. À travers cette étude, aucune règle ne peut être établie pour décrire

l'influence du modèle de pré-équilibre vu l'interférence des réactions (n, d) et $(n, n' p)$ avec des contributions qui diffèrent d'un noyau à l'autre, ce qui nécessite une étude séparée de ces deux réactions pour une bonne compréhension des mécanismes qui entrent en jeu.

Dans le but d'obtenir une évaluation rapide des sections efficaces ; nous avons consacré la deuxième partie du travail à l'étude systématique qui nous a permis d'établir des formules semi-empiriques pour systématiser les sections efficaces des réactions $(n, d + n' p)$ et (n, d) . dans le formalisme du modèle statistique d'évaporation et le modèle exciton de pré-équilibre.

L'analyse des données expérimentales de la réaction $(n, d + n' p)$ nous a permis de classer les noyaux en deux groupes distincts selon la différence ξ entre les énergies de séparation du proton et du neutron.

Dans un premier temps, nous avons remarqué une forte dépendance de la section efficace en fonction du terme d'asymétrie $(N - Z + 0.5)/A$ et du terme coulombien $\frac{2Z - 1}{A^{1/3}}$ pour le groupe de noyaux dont $\xi > -1$, alors que pour le groupe de noyaux dont $\xi < -1$, une dépendance importante en fonction du terme d'asymétrie de surface $\frac{N - Z + 0.5}{A^{4/3}}$ a été introduite.

La comparaison de notre étude systématique à celles proposées par Qaim [Qai82] et Forrest [For86], montre une nette amélioration dans la description des sections efficaces de la réaction $(n, d + n' p)$.

Le même travail a été effectué pour la réaction (n, d) en partageant les noyaux cette fois en trois différents groupes ; les noyaux pair-pair, les noyaux impair-pair, et les noyaux pair-impair. Cette classification permet une meilleure reproduction des données expérimentales que celle obtenue avec tous les noyaux sans distinction, ainsi qu'une amélioration dans l'évaluation des sections efficaces par rapport aux travaux précédents de Konobeev [Kon96] et Aydin [Ayd08].

Les résultats présentés dans ce travail pourraient être éventuellement complétés avec l'introduction du mécanisme des réactions directes et l'augmentation de la gamme d'énergie incidente ainsi que l'utilisation des autres codes de calcul comme, EMPIRE et TALYS pour contourner le manque de données expérimentales.

REFERENCES

- [Ahm70] M. Ahmed, J. Lowe, P.M. Rolph, O. Karban, Nuc Phys, Section A .147, P.273 (1970).
- [Ant67] B. Antolkovic, G.Paic, P.Tomas, D.Rendic. Phys Rev. Vol.159, P.777 (1967).
- [Art80] E. D. Arthur, P. G. Young, and W. K. Mattes, Proc. Sym. On neutron Cross section from 10 to 50 MeV, Brookhaven National Laboratory, Upton, N.Y, 12-14 May (1980).
- [Avr94] V.Avrigeanu, P.E.Hodgson, and M.Avrigeanu, Report OUNP-94-02, Phys Rev. C49, 2136 (1994).
- [Ayd08] A. Aydin, E. Tel, A. Kaplan, J Fusion Energ 27: 308–313 (2008).
- [Barr02] B. R. Barrett et al., Nucl. Phys. A704, (2002) 254.
- [Beg02] S.V.Begun, I.M.Kadenko, V.K.Maidanyuk, V.M.Neplyuev, G.I.Primenko, V.K.Tarakanov, J.Nucl.Science and Technol.Tokyo, Supplement. Vol.2, Issue.1, P.425 (2002).
- [Bel98] M.Belgaïd, M. Asghar, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 142 463-472 (1998).
- [Bel99] M.Belgaïd, M. Asghar, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 149 383-389 (1999).
- [Bel02] M. Belgaid, T. Seguni, F. Kadem, M. Asghar, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 201, 545-550 (2002).
- [Bel05] M.Belgaïd, A. Tassadit, F. Kadem, A. Amokrane, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 239, 303-313 (2005).
- [Belg8] M.Belgaïd, F. Kadem, A. Amokrane, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 226, 3213-3220 (2008).
- [Ber73] F. E. Bertrand and R. W. Peele, Phys. Rev. C8 1045 (1973).
- [Ber92] O. Bersillon, Optical Model Calculation and Use of the computer Code SCAT2, W.C.A.N.D.R.N.E.S., H4.SMR 614/9, IAEA, Trieste (1992).
- [Bet36] H.A. Bethe (1936), Phys. Rev. 50, 332; Rev. Mod. Phys. 9, 69 (1937).
- [Bla52] J. M. Blatt and V. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, Inc.,New York) USA (1952).

- [Bla71] M. Blann. Physical Review Letters, 27:p337, (1971).
- [Bla75] M. Blann, Nucl. Sci. 25, p. 123-166 (1975).
- [Bla05] M. Blann: Manual for code Alice. Communication privée, (2005).
- [Boh36] N. Bohr, Neutron Capture and Nuclear Constitution, Nature 344 137 (1936).
- [Bou92] N. Boukharouba, C.E.Brient, S.M.Grimes, V.Mishra, R.S.Pedroni. Phys.Rev, Part C, Nucl. Phys.46, P.2375 (1992).
- [Bou02] A. Boudard et al, Phys. Rev. C66. 044615, (2002).
- [Bro73] R.C.Brown, A.A.Debenham, J.A.R.Griffith, O.Karban, D.C.Kocher, S.Roman, Nuclear Physics, Section A, J, NP/A, 208, 589, (1973).
- [Dil73] Dilg W., Schantl W., Vonach H. and Uhl M., Nucl. Phys. A 217, 269 (1973).
- [Dim97] S. S. Dimitrova, G. Z. Krumova, P. E. Hodgson, V. Avrigeanu, and A. N. Antonov, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23, 961–969, (1997).
- [For86] R.A Forrest, AERE R 12419, Harwell, UK, (1986).
- [Fes54] Feshbach.H., C.E. Porter and V.F. Weisskopf, Phys Rev.96, 448. (1954).
- [Fes80] H. Feshbach, A. Kerman and S. Koonin, Annals of Physics 125, 429, (1980).
- [Fil01] A.A.Filatenkov, S.V.Chuvaev. Report: Khlopin Radiev. Inst., Leningrad Reports. No.258 (2001).
- [Fin70] R.W.Fink, W.-D.Lu. Bulletin of the American Physical Society. No.15, P.1372 (1970).
- [Gad92] E. Gadioli and P. E. Hodgson, Pre-equilibrium Nuclear Reactions, Oxford Science Publications, (1992).
- [Gan63] A.K.Ganguly, H.Bakhru. Conf.: Nucl.and Sol.State Physics Symp., Bombay, No.240 (1963).
- [Gil65] Gilbert A. and Cameron A.G.W, Can J. Phys.43, 1446 (1965).
- [Glo61] R.N.Glover, E.Weigold, Nuclear Physics. No.24, P.431 (1961).
- [Gop87] P.M.Gopych, M.N.Demchenko, I.I.Zalyubovskiy, P.S.Kizim, V.V.Sotnikov, A.F.Shchus`. Conf.: 1.Int.Conf.on Neutron Physics, Kiev, No.3, P.29, Sep (1987).
- [Gra65] P.R.Gray, A.R.Zander, T.G.Ebrey, Nuclear Physics. No.62, P.172 (1965).
- [Gre87] L.R.Greenwood, D.G.Doran, H.L.Heinisch, Phys Rev, Part C, Nuclear Physics. No.35, P.76 (1987).
- [Gri66] J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17, 478 (1966).
- [Gri77] S.M.Grimes, R.C.Haight, J.D.Anderson, Nuclear Science and Engineering. No.62, P.287 (1977).

- [Gri78] S.Grimes, R.C.Haight, J.Anderson. Phys Rev, Part C, Nuclear Physics. No.17, P.508 (1978).
- [Gri79] S.M.Grimes, R.C.Haight, K.R.Alvar, H.H.Barschall, R.R.Borchers, Phy Rev C. No.19, P.2127 (1979).
- [Gru83] H. Gruppelaar, Stichting Energieonderzoek Centrum Nederland, Petten, ECN-83-064 Avril (1983).
- [Hae83] B.Haesner, W.Heeringa, H.O.Klages, H.Dobiasch, G.Schmalz, P.Schwartz, J.Wilczynski, B.Zeitnitz, F.Kaeppler, Phy Rev C, Vol. 28, Issue.3, P.995 (1983).
- [Hai81] R.C.Haight, S.M.Grimes, R.G.Johnson, H.H.Barschall, Phys Rev C, No.23, P.700 (1981).
- [Han72] A.K.Hankla, R.W.Fink, J.H.Hamilton, Nuclear Physics, Section A. No.180, P.157 (1972).
- [Han94] Lu Hanlin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang, Chinese Jour.of Nuclear Physics (Beijing). No.16, Issue.3, P.263 (1994).
- [Hau52] Hauser.W and Feshbach.H, Phys. Rev. 87. 366. (1952).
- [Hec89] W.V.Hecker, J.R.Williams, W.L.Alford, S.K.Ghorai, Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.B. Vol.40, P.478 (1989).
- [Hec89] W.V.Hecker, J.R.Williams, W.L.Alford, S.K.Ghorai. No. 27, P.241 (1989).
- [Hod71] Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford (1971).
- [Ign75] A.V. Ignatyuk, K.K. Istekov and Smirenkin G.N., Sov. Jour of Nucl. Phys. 21, 255 (1975).
- [Iva68] V.V.Ivanenko, K.A.Petrzhak, V.I. Potamanov, Sov.J. Nucl. Phys. 6, 7, (1968).
- [Iva69] V.V.Ivanenko, K.A.Petrzhak. Yadernaya Fizika. Vol.9, Issue.2, P.258 (1968).
- [Jou98] B. Jouault, F. Sebillie and V. de la Mota, Nucl. Phys. A628, 119, (1998).
- [Kal77] C. Kalbach, Z. Phys. A 283, p. 401-411 (1977).
- [Kal88] C. Kalbach, Phys. Rev. C. 37, 2350. (1988).
- [Kas92] Y.Kasugai, T.Tokushima, K.Kawade, H.Yamamoto, T.Katoh, A.Takahashi, T.Iida. Conf.Rep.: JAERI-M Reports. No.27, P.268 (1992).
- [Kat85] Katoh T., Kawade K., Yamamoto H., Ishii T., Yoshida M., Mijade H., Atsumi H., Takahashi A. and Ida T., NEANDC(J) 116/U, 75, (1985).
- [Kaw90] K.Kawade, H.Yamamoto, T.Yamada, T.Katoh, T.Iida, A.Takahashi. Conf.Rep.: Japanese report to NEANDC. No.149, P.251 (1990).
- [Kaw90] K.Kawade, H.Yamamoto, T.Yamada, T.Katoh, T.Iida, A.Takahashi. Report: JAERI-M Reports. No.171 (1990).

- [Kik68] Kikuchi K. and Kawai M, Nuclear Matter and Nuclear Reactions North Holland. Publishing Company, Amsterdam (1968).
- [Kir93] A.Kirov, N.Nenoff, E.Georgieva, C.Necheva, I.Ephtimov Zeitschrift fuer Physik, Section A. Vol.245, Issue.3, P.285 (1993).
- [Kob91] T.Kobayashi, A.Taniguchi, T.Ikuta, K.Kawade, H.Yamamoto, T.Katoh, T.Iida, A.Takahashi. Conf.Rep.: JAERI-M Reports. No.32, P.265 (1991).
- [Kon90] C.Konno, Y.Ikeda, T.Nakamura. Prog.Rep.: Japanese report to NEANDC. No.155, P.15 (1990).
- [Kon93] C.Konno, Y.Ikeda, K.Oishi, K.Kawade, H.Yamamoto, H.Maekawa. Report: JAERI Reports. No.1329 (1993).
- [Kon96] A. Yu. Konobeev, V. P. Lunev, and Yu. N. Shubin, Preprint No. FI3I 2494 [in Russian], Physics and Power Institute, Obninsk (1996).
- [Kon03] A.J.Koning, J.P.Delaroche, Nucl. Phys. A713, 231 (2003).
- [Kos67] Kossanyi-Demay.P, De Swiniarski.R, Glashausser. C. Nuclear,Section A.94, p.513 (1967).
- [Loh74] J.M.Lohr and W.Haeberli, Nucl. Phys. A 232, 381(1974).
- [Lee64] L. L. Lee Jr, J.P.Schiffer, Phys Rev, J, PR, 134, B765, (1964).
- [Li04] X. Li, R. Henkelmann, F. Baumgärtner. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 215:p246, (2004).
- [Lu69] W.Lu, R.W.Fink, Radiochimica Acta. No.12, P.61. (1969).
- [Lu70] W.D.LU, N.RANAKUMAR, R.W.FINK, Phys Rev C, Nuclear Physics No.1, P.358 (1970).
- [Mar92] T. Maruyama et al., Phys. Rev. Lett., 68, 2898, (1992).
- [Meu00] J. P. Meulders S.Benck, I.Slypen, E. M. Raeymackers, V. Corcalciuc, Physicalia Mag. 3. 125-43. (2000).
- [Mic69] L.S.Michelman, S.Fiarman, E.J.Ludwig, A.B.Robbins, Phys Rev, J, PR, 180, 1114 (1969).
- [Möl81] P. Möller and J. R. Nix, "Atomic Masses and Nuclear Ground-State Deformations Calculated with a New Macroscopic-Microscopic Model, "At. Data and Nucl. Data Tables 16, 165 (1981).
- [Mol86] N.I.Molla, M.M.Rahman, S.Khatun, A.K.M.Fazlul Hoque, Rahezuddin Miah, Ayesha Akhter Kha. Report: Bangladesh report to the I.N.D.C. No3 (1986).
- [Mye66] W. D. Myer and W. J. Swiatecki, Nuclear Masses and Deformations, Nucl. Phys. 81, 1 (1966).

- [Nor98] E.B.Norman, B.Sur. Phys Rev, Part C, Nuclear Physic. Vol.57, P.2043 (1998).
- [Obl02] P. Oblozinsky: Photonuclear data. Journal of Nuclear Science and Technology, Supplement 2: p31, mars (2002).
- [Opp35] J. R. Oppenheimer, M. Phillips, *Note on the Transmutation Function for Deuterons*, Phys Rev **48** 500 (1935).
- [Pai66] H.L.Pai. Canadian Journal of Physics. No.44, P.2337 (1966).
- [Pav85] A.Pavlik, G.Winkler, M.Uhl, A.Paulsen, H.Liskien, Nuclear Science and Engineering. No. 90, P.186 (1985).
- [Ped91] R.S.Pedroni, R.C.Byrd, G.M.Honore, C.R.Howell, R.L.Walter, Phys Rev C, PR/C, 43, 2336, 9105 (1991).
- [Pep84] Pepelink R., Anders B., Fanger H.U. and Michealis W, NEANDC(E) 252/U, Vol. V, 28,(1984).
- [Per63] C.M.Perey and F.G.Perey, Phys. Rev. 132,755 (1963).
- [Pol76] J.E. Poling, E. Norbeck et R.R. Carlson, Phys. Rev. C13 (1976) 648 (1976).
- [Qai74] S.M.Qaim, G.Stoecklin. Report: Euratom Reports. No.939 (1974).
- [Qai75] S.M.Qaim, C.Graca, Nuclear Physics, Section A. No.242, P.317 (1975).
- [Qai77] S.M.Qaim, N.I.Molla, Nuclear Physics, Section A. Vol.283, P.269 (1977).
- [Qai82] S.M.Qaim, Nuclear Physics, Section A. Vol.382, Issue.2, P.255 (1982).
- [Qai85] S.M.Qaim and R. Wölfle, Phys. Rev C. 32. 305 (1985).
- [Ray94] J. Raynal, *Notes on ECIS94*, CEA Saclay Report No. CEA-N-2772, (1994).
- [Ree60] C.H.Reed. Report: Div. of Tech. Info. U.S. AEC Reports. (1960).
- [Ref82] G. Reffo, M. Herman, Lett. Al Nuovo Cimento 34, 261 (1982).
- [Rei65] R.Rieder, H.Muenzer. Prog.Rep.: Report from misc. OECD Countries to EANDC. No38, P.1 (1965).
- [Rei01] P.Reimer, M.Hult, A.J.M.Plompen, P.N.Johnston, V.Avrigeanu, S.M.Qaim. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Tsukuba (2001).
- [Rip03] IEAE-NDS, <http://www-nds.iaea.or.at>, RIPL-2, IAEA, 1400 Vienna, Austria, (2003).
- [Şah02] S. Şahin, Energy Convers. Manage. 43, 6 (2002).
- [Şah03] S. Şahin, Ann. Nucl. Energy 30, 669 (2003).
- [Şah05] S. Şahin, Kerntechnik 70, 4 (2005).
- [Sak96] H.Sakane, T.Iida, A.Takahashi, H.Yamamoto, K.Kawade. Conf.Rep.: Japanese report to the I.N.D.C. No.178, P.193 (1996).
- [Sat83]G. R. Satchler. Direct nuclear reaction. Oxford University Press, New York, (1983).

- [Seg04] Segueni Tarik, thèse de Magister Lab. Physique Nucléaire, Université des sciences et de la Technologie Houari Boumediene (2004).
- [Smi92] A.B.Smith, P.T.Guenther, J.F.Whalen, S.Chiba, Jour of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.) J, JP/G, 18, 629, (1992).
- [Smi94] A.B.Smith, P.T.Guenther, Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.), J, JP/G, 20, 795, (1994).
- [Tam75] T. Tamura, Rev. Mod. Phys. 37, 679 (1975).
- [Tam82] T. Tamura, T. Udagawa, H. Lenske, Phys. Rev. C26. 379, (1982).
- [Tiw68] P.N.Tiwari, E.Kondaiah, Phys Rev. No.167, P.1091 (1968).
- [Übe03] M. Übeyli, E. Tel, J. Fusion Energy 22, 2 (2003).
- [Vuo02] H. T. Vuong. Nuclear Science and Technology, No.1, (2002).
- [Wap88] A. H. Wapstra, G. Audi, and R. Hockstra, “Atomic Masses from Experimental Data, “At. Data and Nucl. Data Tables 39. 281 (1988).
- [Wei37] V. Weisskopf. Phys Rev, 52:p295, (1937).
- [Wei40] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev. 57 (1940) 472 (1940).
- [Wei51] V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 87, 1073, (1951).
- [Wil64] D.Wilmore, P.E.Hodgson, Nucl. Phys. 55, 673 (1964).
- [Wil71] J. F.C. Williams, Nucl. Phys. A 166, p. 231-240 (1971).
- [Woo54] R.D. Woods et D.S. Saxon, Phys. Rev. 95, 688 (1954).
- [You92] P.G. Young, E. D Arthur, M. B. Chadwick, Los Alamos National Laboratory Report, No. LA.-12343-MS (1992)