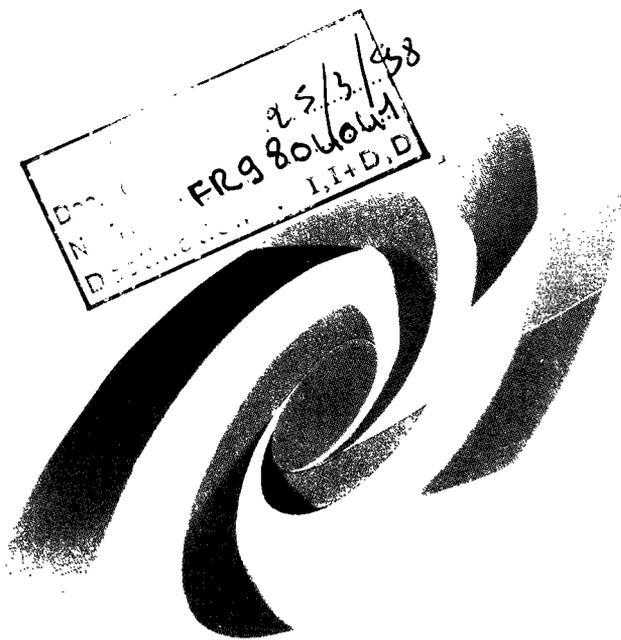
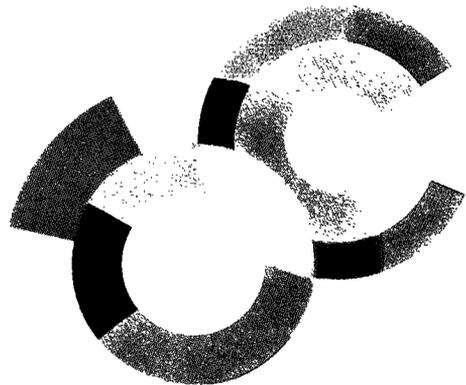


97002540
NT 11E



25/3/98
FR9806041
I.H.D.D.



DAPNIA/SPhN-96-04T

12/1996

**Etude de l'effet du halo du ^{11}Be sur la fusion
sous-coulombienne**

DAPNIA

Valentin Fekou Youmbi

ORSAY
N° D'ORDRE : 4616

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

le **GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES**
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Valentin FEKOU YOUMBI

SUJET: Etude de l'effet du halo du ^{11}Be
sur la fusion sous-coulombienne

Soutenue le 11 décembre 1996 devant la commission d'examen

| | | |
|---------|-------------|--------------|
| M. J.C. | Roynette | (Président) |
| M. N. | Alamanos | |
| M. M.G. | Kwato Njock | |
| M. W. | Mittig | (Rapporteur) |
| M. N. | Rowley | |
| M. J.L. | Sida | |
| M. C. | Signorini | (Rapporteur) |

**ETUDE DE L'EFFET DU HALO DU
 ^{11}Be SUR LA FUSION
SOUS-COULOMBIENNE**

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 1 |
| 1 Motivations | 5 |
| 1.1 Propriétés des noyaux à halo | 5 |
| 1.1.1 Distribution de matière | 5 |
| 1.1.2 Résonances géantes de basse énergie | 7 |
| 1.1.3 Dissociation du projectile | 9 |
| 1.2 Effet du halo sur la fusion sous-coulombienne | 9 |
| 2 Méthode expérimentale | 19 |
| 2.1 Méthode de production d'ions radioactifs | 19 |
| 2.1.1 Fission | 19 |
| 2.1.2 Réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons | 20 |
| 2.1.3 Réactions de spallation | 20 |
| 2.1.4 Réactions de fusion-évaporation | 20 |
| 2.1.5 Fragmentation | 21 |
| 2.2 Méthodes de séparation | 24 |
| 2.2.1 Méthodes ISOL | 24 |
| 2.2.2 Méthodes de Séparation des Fragments (SF) | 26 |
| 2.3 Production du faisceau secondaire | 27 |
| 2.3.1 Ganil et aires expérimentales | 28 |
| 2.3.2 Ralentissement du faisceau secondaire | 33 |
| 2.3.3 Choix du faisceau secondaire | 34 |
| 2.3.4 Choix du faisceau primaire | 35 |
| 2.3.5 Choix de la cible primaire | 35 |
| 2.4 Mesure de la section efficace de fusion | 35 |
| 2.4.1 Détecteur FUSION | 37 |
| 2.5 Analyse des données | 42 |
| 2.5.1 Détermination des coordonnées et calcul de l'angle | 42 |
| 2.6 Mesure de la section efficace de fission ${}^{9,11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ | 53 |
| 2.6.1 Détermination des sections efficaces de fission | 55 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3 | Calcul de pénétration de barrière de potentiel | 67 |
| 3.1 | méthode semi-classique | 67 |
| 3.2 | Interaction nucléaire noyau-noyau | 74 |
| 3.2.1 | Potentiel phénoménologique | 74 |
| 3.2.2 | Potentiel de convolution | 75 |
| 3.2.3 | Interaction effective | 78 |
| 3.2.4 | Distribution de densité | 79 |
| 3.3 | Application au système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ | 80 |
| 3.3.1 | Paramètres du potentiel phénoménologique | 80 |
| 3.3.2 | Paramètres du potentiel de convolution | 80 |
| 3.3.3 | Variations de la section efficace de fusion avec les différents paramètres de la barrière | 82 |
| 3.4 | Méthode exacte | 84 |
| 3.4.1 | Potentiel nucléaire pour le calcul de la section efficace de fusion $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$ | 87 |
| 3.4.2 | Calcul de fusion $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$ | 92 |
| 4 | Couplage aux voies inélastiques | 97 |
| 4.1 | Effet de la déformation statique du noyau sur la section efficace de fusion | 99 |
| 4.2 | Traitement semi-classique du couplage | 102 |
| 4.3 | Traitement réaliste du couplage | 114 |
| 4.3.1 | Potentiel de transition \mathcal{V}_{cpl} pour différentes multipolarité ℓ | 114 |
| 4.3.2 | Résultats et discussions | 121 |
| | Conclusion | 131 |
| A | Wong: Quelques expressions utiles | 135 |
| A.1 | Expression de V_B^ℓ en fonction de ℓ | 135 |
| A.2 | Coefficient de transmission $T^\ell(E)$ | 136 |
| A.3 | Section efficace de fusion dans l'approximation de Wong | 138 |
| B | Coefficient de transmission T_ℓ dans le cas du couplage | 139 |

Introduction

La carte des noyaux connus comportait environ 800 noyaux dans les années 60. Les carrés noirs représentent les noyaux stables. Les carrés blancs représentent

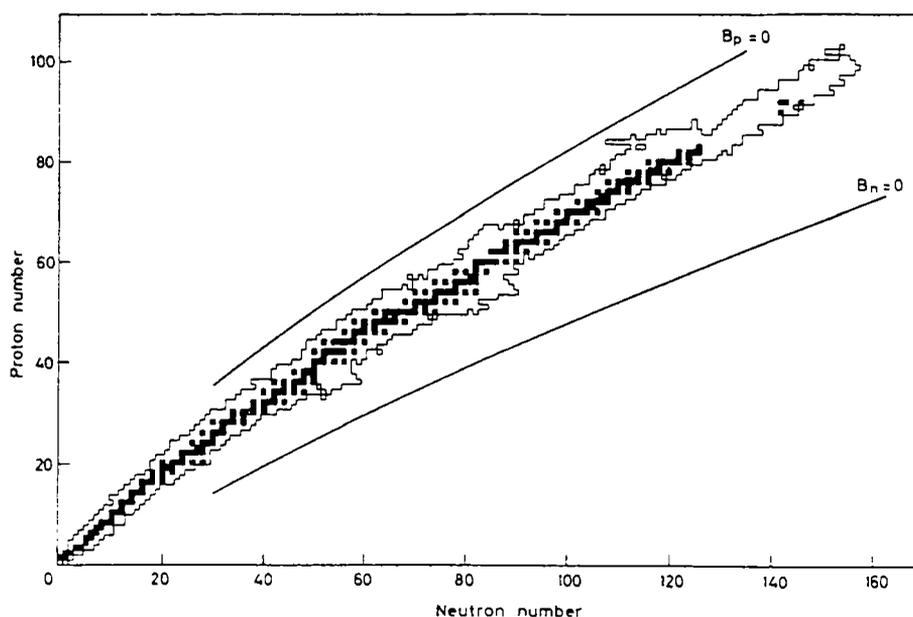


Figure 0.1: *Carte des noyaux connus dans les années 60. Les carrés noirs et blancs représentent respectivement les noyaux stables et instables. Les courbes B_n , $B_p = 0$ sont appelées driplines [Berg 66].*

les noyaux instables (ou noyaux radioactifs) qui se désintègrent principalement par émission de particules α , β ou par fission. Les deux courbes en trait plein, délimitent les régions au delà desquelles les noyaux ne sont plus liés; $B_n = 0$ (respectivement $B_p = 0$) correspond à une énergie de liaison nulle pour le dernier neutron (proton). Ces courbes sont appelées driplines. Les noyaux compris entre ces limites n'ont pas tous été synthétisés. Deux mille nouveaux noyaux ont cependant été étudiés et ont pu être ajoutés à cette carte.

L'étude des noyaux instables est essentielle pour affiner notre connaissance du noyau. La connaissance précise de leur masse permet d'améliorer et/ou d'imposer des contraintes sur les modèles utilisés pour les décrire. Par exemple, la formule de type hydrodynamique de Bethe et Weizsäcker a été rapidement insuffisante et il a fallu inclure des termes issus d'une vision microscopique pour reproduire certaines masses expérimentales. L'étude de leurs désintégrations nous apprend comment les noyaux instables peuvent se réarranger pour avoir une plus grande stabilité et a permis de découvrir de nouvelles radioactivités: neutrons, protons, double protons ou encore cluster (^{14}C , ...)

Les physiciens nucléaires ont donc été amenés à investiguer les régions situées de part et d'autre de la vallée de stabilité. A cause de leur courte durée de vie, les noyaux situés dans ces régions ne se trouvent pas dans la nature. Ils doivent être produits au préalable. Différents mécanismes de réaction ont été exploités pour la production de ces noyaux: le transfert d'un ou plusieurs nucléons, la fusion-évaporation, la spallation, la fragmentation du projectile ou de la cible ou bien encore la fission. Le choix de l'une ou l'autre de ces méthodes dépend du noyau et du phénomène à étudier, de sa région de masse et de sa section efficace de production. Ces mécanismes de production ne sont pas très sélectifs (excepté le transfert), dans ce sens que le noyau à étudier est produit en même temps que tout un ensemble d'autres noyaux stables et instables voisins. La section efficace de production de ces noyaux radioactifs ne constitue en général qu'une infime partie de la section efficace de réaction. Étant donné les courtes durées de vie de ces noyaux, une méthode rapide, sélective et efficace doit être utilisée pour séparer le noyau à étudier du bruit de fond constitué par les noyaux voisins.

Les principaux dispositifs de séparation existant dans le monde; LISE à Ganil, ISOLDE au Cern, RIPS à Riken (Japon) ou encore A1200 à MSU (États-unis), peuvent être classés en deux grands groupes; le groupe utilisant la technique ISOL (Isotope Separation OnLine) et celui utilisant la technique de séparation des fragments (SF).

C'est grâce à l'un de ces dispositifs qu'a pu être réalisé, dès 1985, le premier faisceau secondaire d'ions radioactifs obtenu par fragmentation du projectile. Cette disponibilité de faisceaux d'ions radioactifs a permis de commencer l'étude des réactions avec ce type de noyau et d'en extraire, par exemple, le rayon nucléaire et les distributions de charge et de matière. Au cours d'une expérience avec un faisceau de ^{11}Li , on a remarqué que ce noyau possédait un rayon nucléaire qui s'écarte de la systématique décrite par la loi $r_0 A^{1/3}$, suivie par les noyaux stables [Tani 85a, Tani 85b]. Hansen et Jonson [Hans 87] proposent un modèle simple pour expliquer cette observation expérimentale. Ils considèrent le noyau de ^{11}Li comme constitué d'un cœur, le ^9Li , et de deux neutrons fortement liés dont la fonction d'onde a une grande extension spatiale. Ainsi naquit l'image du halo de neutrons.

Cette découverte a motivé d'importants travaux, tant sur le plan expérimental

que théorique. Les travaux expérimentaux portent sur la recherche de nouveaux noyaux ayant un comportement similaire à celui du ^{11}Li et sur la caractérisation du halo. Cette recherche est effectuée autant dans la région des noyaux riches en neutrons que dans celui des noyaux déficients en neutrons. Aujourd'hui, les noyaux de ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B , ^{19}C ,... sont reconnus comme des noyaux développant un halo de neutrons. Par contre, le halo de protons n'a pas été clairement observé à ce jour.

Des calculs ont été effectués pour étudier l'influence du halo de neutrons sur la section efficace de fusion aux énergies proches de la barrière coulombienne (fusion sous-coulombienne). A ces énergies, la fusion de deux noyaux s'effectue par un processus d'effet tunnel. Contrairement au halo de neutrons, la fusion n'est pas un nouveau domaine d'étude. Elle a largement été étudiée dans les années 60 à 80. Deux observations importantes ont été faites:

- Un calcul de pénétration de barrière de potentiel, similaire à celui utilisé pour décrire la radioactivité α , sous-estime les sections efficaces mesurées. Si on prend en compte le couplage aux voies inélastiques, on obtient un meilleur accord avec l'expérience.
- La fusion est extrêmement sensible à la structure des noyaux dans la voie d'entrée.

En étudiant la fusion induite par les noyaux à halo, il est possible d'obtenir des informations nouvelles ou complémentaires sur leur structure et leur interaction. C'est sans doute ce qui a le plus motivé des équipes de physiciens nucléaires à réaliser des mesures de section efficace de fusion sous-coulombienne induite par des noyaux développant un halo de neutrons.

Nous allons commencer par une présentation succincte des noyaux à halo suivie d'une présentation du débat théorique sur les calculs de fusion à des énergies voisines de la barrière coulombienne. Dans le deuxième chapitre, nous décrirons l'expérience telle qu'elle a été réalisée au Ganil en utilisant le spectromètre LISE et le détecteur FUSION. Les calculs de section efficace de fusion dans le modèle de pénétration de la barrière de potentiel seront présentés dans le troisième chapitre. Ensuite, et ce sera l'objet du quatrième chapitre, nous prendrons en compte le couplage aux voies inélastiques. Conclusions et perspectives constitueront la dernière partie de ce travail.

Ce travail peut être divisé en une partie expérimentale (chapitres 1 et 2) et une partie analyse semi-théorique (chapitres 3 et 4). Ces parties sont presque indépendantes et, par conséquent, leur lecture peut s'effectuer dans un ordre indifférencié. Par contre, pour le lecteur qui n'aurait "aucune" notion sur les calculs de fusion, l'auteur conseille de procéder à une première lecture rapide du chapitre 3 qui lui permettra de se familiariser avec le vocabulaire des calculs de fusion utilisés dans la présentation des motivations (chapitre 1).

Chapitre 1

Motivations

1.1 Propriétés des noyaux à halo

1.1.1 Distribution de matière

Dans une série d'expériences [Tani 85a, Tani 85b], Tanihata et ses collaborateurs mesurèrent les sections efficaces d'interactions σ^I de noyaux radioactifs avec des cibles de Be, C et Al. Ces sections efficaces, à haute énergie (> 200 A.MeV), ne dépendent que de la taille des noyaux. Ils observèrent pour certains noyaux légers, riches en neutrons (^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be , ^{17}B , ...), une section efficace d'interaction anormalement grande par rapport à celle des isotopes voisins. Après s'être assuré que la faible énergie de liaison des neutrons de ces noyaux n'est pas seule responsable de cette forte augmentation de la section efficace d'interaction, Tanihata et ses collaborateurs postulèrent l'existence, pour ces noyaux, d'une grande déformation et/ou d'une queue dans la distribution de matière. Ces observations ont été faites en développant des faisceaux secondaires d'ions radioactifs par fragmentation du projectile. L'apport de cette nouvelle technique a permis de découvrir de nouvelles propriétés au ^{11}Li alors que ce noyau avait été identifié dès les années 60.

Ces observations suscitèrent un très grand intérêt pour ces noyaux. Des travaux expérimentaux furent réalisés afin de mieux caractériser ces noyaux au comportement étrange. On peut résumer les principales observations [Aust 95]:

- Les deux derniers neutrons du noyau de ^{11}Li possèdent une énergie de séparation de l'ordre de quelques centaines de keV.
- L'isotope ^{10}Li est un noyau non lié. Ceci laisse supposer une forte corrélation d'appariement entre les deux derniers neutrons.
- Les mesures des propriétés électriques et magnétiques du ^{11}Li , conduisent à des valeurs proches de celles du noyau de ^9Li . La corrélation entre les neutrons du halo et le cœur est faible.

Ces observations auxquelles on pourrait ajouter la distribution angulaire des neutrons piquée à 0° lors de la dissociation [Anne 90] et la forme étroite de la distribution en impulsion transverse [Kola 92] confortent l'image d'un noyau constitué d'un corps de ${}^9\text{Li}$ et d'un halo de deux neutrons.

Comme c'est généralement le cas en Physique Nucléaire plusieurs modèles sont en mesure de rendre partiellement compte des observations expérimentales. L'un des plus simples a été proposé par Hansen et Jonson [Hans 87]. Ils supposent que l'énergie d'appariement entre les deux neutrons du halo est si forte qu'ils peuvent être considérés, en première approximation, comme une seule particule qu'ils appellent le dineutron. Ils réduisent ainsi d'une unité le problème à trois corps initial (cœur + $2n$). Avec leur modèle, ils reproduisent la taille du noyau et sa probabilité de dissociation mais ils ne reproduisent pas la faible énergie de liaison des neutrons du halo. Aujourd'hui, de nouvelles données expérimentales semblent remettre en cause ce modèle [Ieki 93, Sack 93]

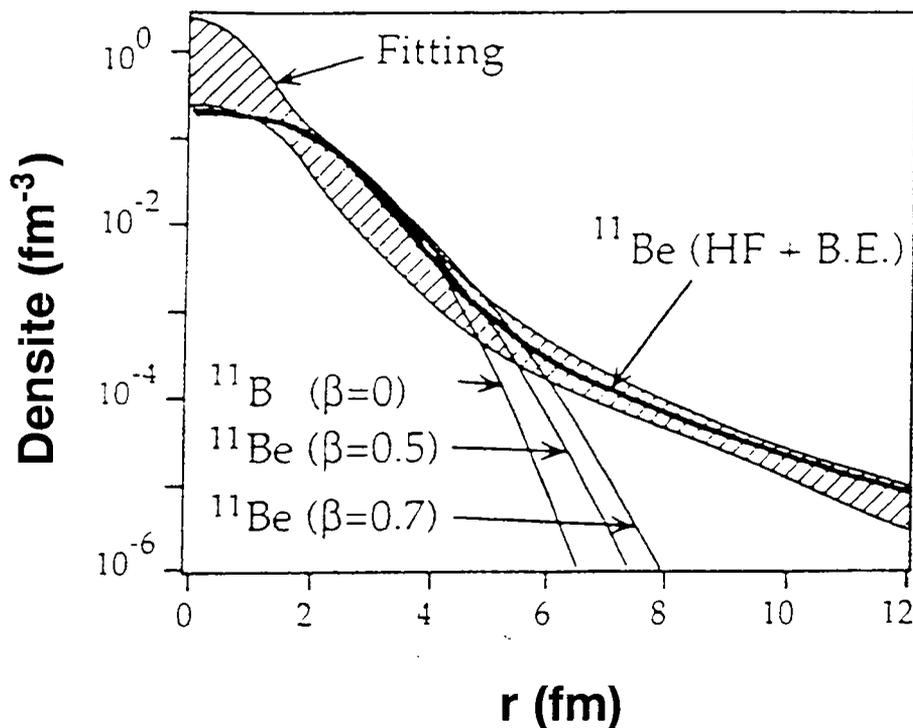


Figure 1.1: Différentes formes de densité de matière du ${}^{11}\text{Be}$ utilisée dans le calcul de la section efficace de réaction [Fuku 91].

Un peu plus tard, en étudiant le ${}^{11}\text{Be}$, Fukuda [Fuku 91] et ses collaborateurs montrèrent que les larges sections efficaces de réaction observées pour ce noyau

pouvaient être reproduites en utilisant dans les calculs, une densité de matière possédant une queue qui s'étend jusqu'à de très grands rayons (figure 1.1).

En effet, pour reproduire les sections efficaces de réaction du ^{11}Be avec des cibles de carbone et d'aluminium, ils étudient plusieurs formes de densité de matière. Ils commencent par étudier l'effet de la déformation β . La densité du ^{11}B , obtenue par diffusion d'électrons, est utilisée pour simuler la densité de matière du ^{11}Be , ces deux noyaux possédant le même nombre de nucléons. La déformation est ensuite prise en compte. Les densités de matière ainsi obtenues (figure 1.1) ne permettent pas de reproduire les données expérimentales. Pour y arriver, ils utilisent une densité de forme gaussienne à laquelle ils rajoutent une queue représentée par une fonction de type Yukawa au carré. Ils font varier les paramètres de cette densité phénoménologique pour obtenir la meilleure reproduction des données expérimentales. La zone hachurée de la figure 1.1 représente le domaine de validité de cette densité. La densité calculée par Sagawa à l'aide d'un modèle microscopique renforce leur analyse. Cette densité qui permet également de reproduire les données est représentée par la courbe en trait plein de la figure 1.1. Elle est obtenue dans un calcul Hartree-Fock avec la contrainte de reproduire l'énergie de liaison du dernier neutron du ^{11}Be . Ces résultats, obtenus par des méthodes différentes, montrent que l'existence d'une queue dans la distribution de matière du ^{11}Be est nécessaire pour reproduire les données expérimentales. Cette queue doit son existence au dernier neutron faiblement lié du ^{11}Be .

1.1.2 Résonances géantes de basse énergie

Nous allons maintenant présenter une caractéristique liée à la structure des noyaux à halo, les résonances de basse énergie ou résonances pygmées. Avant d'introduire la résonances de basse énergie, nous allons faire un rappel général sur les résonances géantes.

La figure 1.2 montre la section efficace de photoabsorption du ^{208}Pb en fonction de l'énergie du photon incident. Cette section efficace a le comportement d'un système résonant. Pour une certaine valeur de l'énergie du photon incident, elle croît brusquement et passe par un maximum (courbe en cloche). L'énergie correspondant au maximum de la section efficace est l'énergie de la résonance. Pour avoir une image qualitative de ce phénomène, on considère que le champ électrique du photon exerce une force sur les protons du noyau, ce qui entraîne la création d'un dipôle. L'énergie moyenne de cette vibration dipolaire est donnée par:

$$\hbar\omega = \left(\frac{3\hbar^2 b_{sym}}{m \langle r^2 \rangle} \right)^{1/2} \sim 80A^{-1/3},$$

où b_{sym} est le coefficient de symétrie de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker,

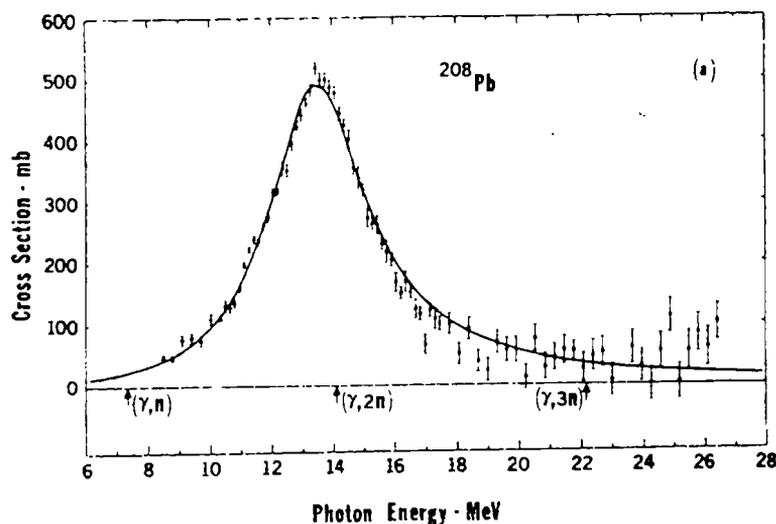


Figure 1.2: Section efficace de photoabsorption du ^{208}Pb mettant en évidence l'excitation de la résonance dipolaire géante.

m est la masse du nucléon et $\langle r^2 \rangle$ est le rayon carré moyen. On note que l'énergie de la résonance géante dipolaire (GDR) est inversement proportionnelle au rayon du noyau. Pour les noyaux à halo, cette GDR peut avoir deux composantes. Une première composante, dite GDR "normale", correspond aux oscillations des protons du cœur en opposition de phase avec les neutrons du cœur. Son énergie moyenne sera de l'ordre de $E = 80 \times (11)^{1/3} = 35.0 \text{ MeV}$. La deuxième composante correspond aux oscillations du cœur en opposition de phase avec les neutrons du halo. Cette deuxième composante est appelée "soft" GDR. Elle est prédite à très basse énergie compte tenu des grands rayons des orbitales des neutrons du halo. On notera E_{SGDR} son énergie moyenne. Aujourd'hui, une meilleure connaissance des noyaux à halo indique que la résonance n'est pas assez collective et que le terme "soft" GDR qui fût utilisé à l'origine était un abus de langage. Nous avons choisi néanmoins de conserver cette terminologie pour rester en conformité avec les différents auteurs dont nous allons, dans la suite, présenter les calculs.

Quand deux noyaux interagissent, on peut avoir, pendant un temps assez court, création d'un fort champ électromagnétique (EM) dans la région d'interaction. La dépendance en temps de ce champ EM peut induire des transitions et la résonance géante dipolaire (GDR) du projectile peut ainsi être excitée. La GDR peut aussi être excitée par les forces nucléaires. Cette GDR se désexcite préférentiellement par émission d'une particule, principalement des neutrons dans le cas d'un noyau ayant un numéro atomique élevé (la barrière coulombienne rend plus difficile l'émission de particules chargées). Pour les noyaux de faible

numéro atomique, il peut y avoir compétition entre les émissions des deux types de particules.

1.1.3 Dissociation du projectile

La dissociation ou break-up est définie comme le processus au cours duquel le projectile perd un ou plusieurs nucléons. Cette perte de nucléons peut être d'origine nucléaire ou coulombienne [Hill 88, Heck 76].

On voit apparaître le processus de dissociation au travers de l'excitation et de la désexcitation de la "soft" GDR. De même, on peut avoir une dissociation du projectile sans excitation préalable de la résonance géante. Dans ce cas de figure, c'est l'interaction cible-projectile qui est responsable de la perte du nucléon du projectile.

Il n'y a pas de confirmation expérimentale de l'existence de la résonance de basse énergie ("soft" GDR) dans les noyaux à halo. Néanmoins, Kobayashi [Koba 89] extrait les sections efficaces de dissociation EM (ou dissociation coulombienne) des noyaux à halo à partir des sections efficaces expérimentales d'interaction. Il propose que les grandes sections efficaces de dissociation EM, qu'il trouve ainsi, sont le reflet de la résonance de basse énergie.

1.2 Effet du halo sur la fusion sous-coulombienne

La section efficace de fusion sous-coulombienne est sensible à la structure des noyaux de la voie d'entrée. De nombreux travaux expérimentaux ([Stok 81], [Beck 88]) ont montré que la section efficace de fusion sous-coulombienne, pour un élément donné, augmente avec la déformation (figure 1.3). Avec la découverte des noyaux à halo, les physiciens se sont demandés comment la structure particulière de ces noyaux allait influencer sur la probabilité de fusion pour des énergies voisines de la barrière de potentiel.

Les calculs théoriques que nous allons présenter concernent essentiellement le noyau de ^{11}Li . Au moment où ces calculs ont été effectués, seul ce noyau avait été identifié et reconnu comme un noyau développant un halo de neutrons.

Takigawa et Sagawa [Ta-Sa 91] ont été les premiers à proposer un potentiel d'interaction pour le système $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$. Ils adoptent le modèle présenté par Hansen et Jonson [Hans 87] pour décrire le ^{11}Li (un cœur de ^9Li et le dineutron). La partie réelle du potentiel nucléaire d'interaction $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ s'écrit alors comme une somme de deux termes. Le premier terme (\mathcal{V}_{core}) représente l'interaction du cœur avec la cible et le second terme (\mathcal{V}_d) décrit l'interaction du dineutron avec la cible:

$$\mathcal{V}_{nuc} = \mathcal{V}_{core} + \mathcal{V}_d.$$

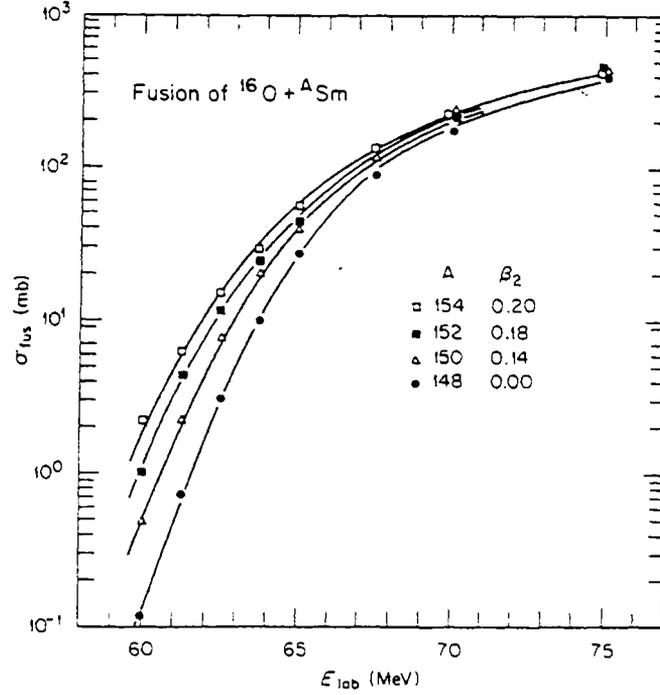


Figure 1.3: Section efficace de fusion de $^{16}\text{O} + ^{148-154}\text{Sm}$. On observe une augmentation de la section efficace pouvant atteindre un ordre de grandeur entre l'isotope 148 de déformation nulle et l'isotope 154 possédant une déformation $\beta_2 = 0.2$ [Stok 81].

Pour déterminer \mathcal{V}_{core} , ils utilisent la paramétrisation d'Akyüz-Winther [Akyu 00]. C'est un potentiel phénoménologique de type Wood-Saxon qui, pour les éléments stables, décrit assez bien l'interaction noyau-noyau. \mathcal{V}_d qui décrit l'interaction dineutron-cible est calculé par double convolution:

$$\mathcal{V}_d = \int \rho_c(\eta) v_{NN}(\mathbf{r} + \xi - \eta) \rho_d(\xi) d\xi d\eta$$

où ρ_c et ρ_d sont des fonctions représentant respectivement les densités de la cible et du dineutron. v_{NN} est l'interaction nucléon-nucléon effective. Celle utilisée par Takigawa et Sagawa est l'interaction M3Y.

La densité du dineutron est paramétrisée par:

$$\rho_d(s) = \rho_d^{(0)} \frac{e^{-2\kappa s}}{s^2} \quad ; \quad \rho_d^{(0)} = \frac{\kappa}{2\pi} \Delta N. \quad (1.1)$$

où s est la distance qui sépare les centres du cœur et du dineutron, ΔN est le nombre de neutrons constituant le halo ($\Delta N = 2$ pour le ^{11}Li), κ est un paramètre qui dépend de l'énergie de séparation $\epsilon_{\Delta N}$ des neutrons du halo, du nombre de masse du cœur A_c , de la masse du nucléon m et de ΔN .

$$\kappa = \left[2 \frac{\Delta N A_c}{\Delta N + A_c} \frac{m c^2}{(\hbar c)^2} \epsilon_{\Delta N} \right]^{1/2}.$$

Les potentiels d'interaction, somme des potentiels nucléaire et coulombien, obtenus sont représentés sur la figure 1.4 pour différentes valeurs de l'énergie de sépara-

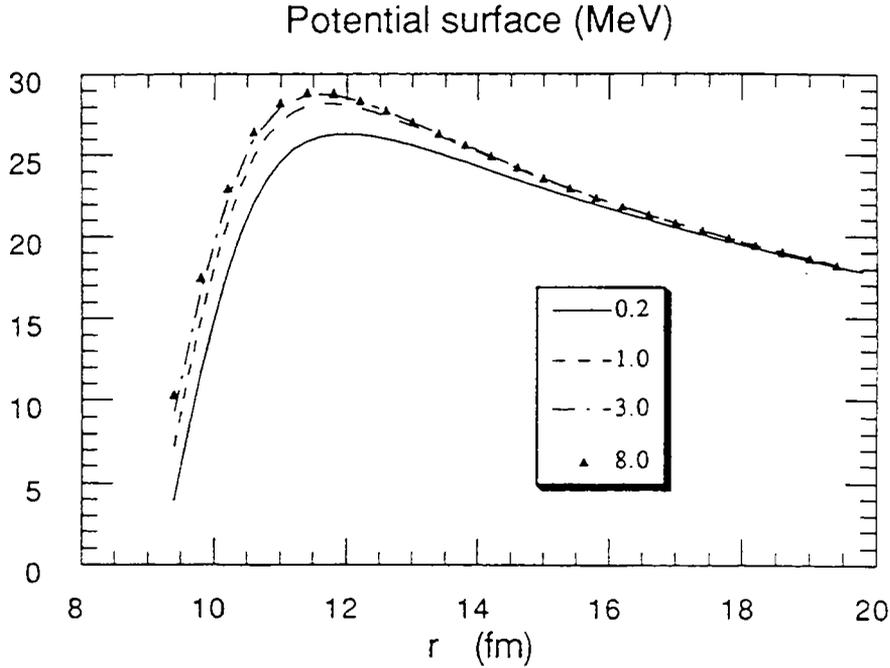


Figure 1.4: Variation de la hauteur de la barrière de potentiel, V_B , en fonction de l'énergie de séparation des neutrons du halo. Des énergies de liaison au dessus de 3 MeV, n'induisent aucun effet sur V_B . Par contre, V_B diminue si l'énergie de liaison est très faible.

tion des neutrons du halo $\epsilon_{\Delta N} = 0.2; 1.0; 3.0; 8.0$ MeV. Ces valeurs de $\epsilon_{\Delta N}$ varient de l'énergie de liaison caractéristique des noyaux à halo à l'énergie de liaison moyenne des neutrons pour des noyaux stables. Le potentiel centrifuge est nul puisque la représentation est faite pour l'onde partielle $\ell = 0$. Chaque courbe passe par un maximum situé à une distance d'environ 11.5 fm. Ce maximum est

appelé hauteur de la barrière coulombienne V_B . C'est un paramètre très important dans les calculs de section efficace de fusion car, pour des énergies inférieures à cette valeur, le processus se fera par effet tunnel. Dans un calcul de pénétration de barrière de potentiel (calcul de type Wong à une dimension), une variation de V_B de 1% conduit, par exemple, pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, à une variation d'un facteur 5 de la section efficace de fusion pour une énergie E égale à la hauteur de la barrière coulombienne¹. Les hauteurs de barrière varient avec

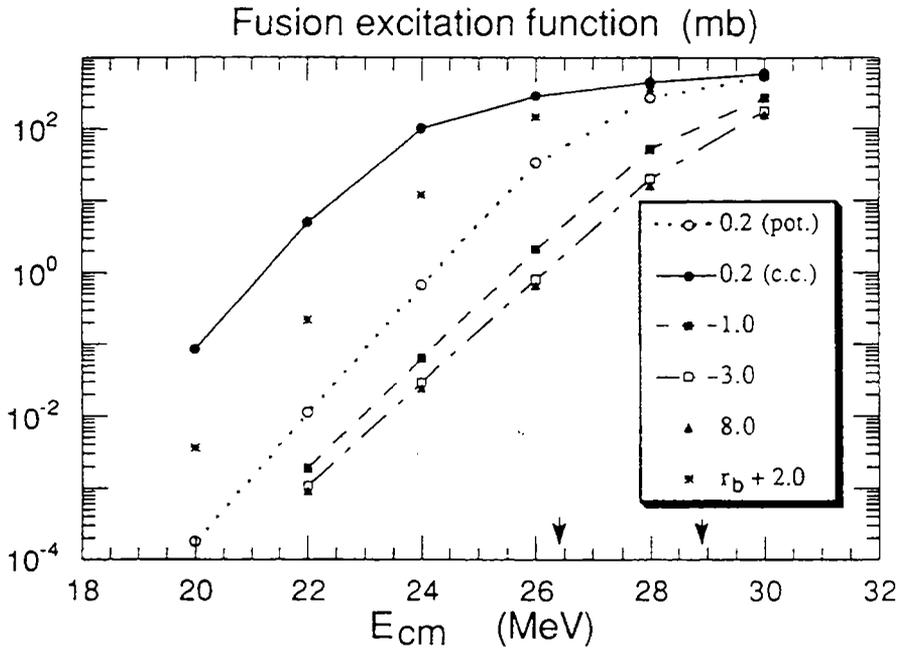


Figure 1.5: Section efficace de fusion $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ pour différentes valeurs de l'énergie de liaison des neutrons du halo. Les différentes courbes sont expliquées dans le texte [Ta-Sa 91].

l'énergie de séparation des neutrons du halo. Au dessus de 3 MeV, l'énergie de séparation n'a plus aucun effet sur la hauteur de la barrière coulombienne. Par contre, en dessous de cette valeur, V_B diminue quand $\epsilon_{\Delta N}$ diminue. Pour une variation de $\epsilon_{\Delta N}$ de 3 à 0.2 MeV, V_B varie de près de 2.5 MeV soit près de 10%, ce qui conduit à des effets importants dans la section efficace de fusion, figure 1.5. Sur cette figure, on présente les sections efficaces de fusion correspondant à différentes valeurs de $\epsilon_{\Delta N}$ calculées à l'aide d'un modèle de pénétration de barrière et d'un modèle de voies couplées. Nous allons nous intéresser d'abord au

¹La hauteur V_B de la barrière pour ce système est de 101.5 MeV

calcul à une dimension. On note une forte augmentation de la section efficace de fusion pour $\epsilon_{\Delta N} = 0.2$ MeV (courbe en pointillés avec des cercles ouverts) par rapport à celle correspondant à la valeur $\epsilon_{\Delta N} = 3$ MeV (courbe en tirets et carré ouvert). Ce résultat illustre l'abaissement de la hauteur de la barrière. A 22 MeV, par exemple, l'augmentation est de près d'un ordre de grandeur. Dans ce cadre, la faible énergie de liaison des neutrons du halo favorise la fusion aux énergies sous-coulombiennes. Takigawa et Sagawa ont pris en compte le couplage à une voie inélastique qui dans ce cas est l'excitation de la "soft" GDR (courbe en trait plein). Elle conduit à une augmentation de trois ordres de grandeur de la section efficace de fusion à $E = 22$ MeV. En effet, le couplage à une voie inélastique a pour effet de "splitter" la barrière coulombienne. La barrière coulombienne initiale de hauteur V_B est remplacée par deux barrières dont l'une a une hauteur V_B^1 plus basse que V_B et l'autre une hauteur V_B^2 plus haute. L'augmentation des sections efficaces de fusion, par rapport au calcul à une dimension, prédite par les calculs de couplage est principalement due à la barrière de hauteur V_B^1 . Plus l'abaissement sera grand, plus grande sera l'augmentation des sections efficaces de fusion aux énergies inférieures à V_B . Le couplage à une voie inélastique est caractérisé par le facteur de forme de couplage qui, dans le cas de la fusion de deux noyaux dont l'un développe un halo de neutrons, est de la forme [Ta-Sa 91]:

$$F(r) \propto [E_{SGDR}]^{-1/2} \quad (1.2)$$

où E_{SGDR} est l'énergie de la "soft" GDR. Elle peut être évaluée en fonction de l'énergie $\epsilon_{\Delta N}$ de séparation des neutrons du halo [Ta-Sa 91]:

$$E_{SGDR} = 6\epsilon_{\Delta N} \quad (1.3)$$

Dans un traitement semi-classique du couplage, le facteur de forme de couplage est calculé à $r = R_B$. Plus la valeur de F est élevée, plus l'augmentation de la section efficace de fusion par rapport au calcul à une dimension sera importante. Une valeur importante de F est obtenue si l'énergie de séparation $\epsilon_{\Delta N}$ des neutrons du halo est petite.

En résumé, selon les auteurs, la faible énergie de séparation $\epsilon_{\Delta N}$ des neutrons du halo conduit à deux effets importants:

- L'abaissement de la barrière coulombienne V_B qui induit une augmentation d'environ un ordre de grandeur de la section efficace de fusion dans un calcul à une dimension.
- Une valeur élevée du facteur de forme du couplage F qui entraîne une augmentation de près de trois ordres de grandeur dans un calcul de voies couplées.

Hussein & al. [Huss 92] reprochent à Takigawa et Sagawa de n'avoir pas pris en compte le couplage au break-up dans leurs calculs. La "soft" GDR peut se désexciter avant que le noyau de ^{11}Li ait pu fusionner avec le noyau cible. D'après Hussein et ses collaborateurs, il ne faut prendre en compte que la fusion induite par le noyau de ^{11}Li "entier".

La section efficace de fusion à une dimension, exprimée en fonction des ondes partielles, s'écrit:

$$\sigma^{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}^f \quad (1.4)$$

Où T_{ℓ}^f , pour l'onde partielle ℓ , est la probabilité pour la particule de passer à travers la barrière de potentiel (coefficient de transmission).

Si T_{ℓ}^{bu} est la probabilité de break-up du ^{11}Li pour l'onde ℓ , alors $(1 - T_{\ell}^{bu})$ est la probabilité du ^{11}Li de rester "entier". Le produit de cette probabilité par la probabilité de fusion pour l'onde ℓ , T_{ℓ}^f , conduit à la probabilité de fusion du ^{11}Li "entier". L'expression 1.4 devient [Huss 92]:

$$\sigma^{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}^f (1 - T_{\ell}^{bu}).$$

L'expression de la probabilité de break-up T_{ℓ}^{bu} peut se trouver dans la référence [Huss 92]. Pour établir cette expression, ils ont négligé le break-up coulombien, ce qui se justifie car seules les premières ondes partielles ℓ interviennent dans la sommation 1.4. Or la probabilité de break-up coulombien ne devient importante que pour des grandes valeurs de ℓ , valeurs pour lesquelles la section efficace de fusion partielle est négligeable. Hussein et ses collaborateurs remarquent que la probabilité de break-up, T_{ℓ}^{bu} , est très sensible à l'énergie de séparation des neutrons du halo.

Les résultats des calculs sont présentés sur la figure 1.6. La courbe en pointillés est le calcul à une dimension. Le calcul avec couplage à la "soft" GDR est représenté par la courbe en tirets. Comme dans les résultats de Takigawa et Sagawa, on observe une augmentation de la section efficace de fusion par rapport au calcul à une dimension pour les énergies en dessous de la barrière coulombienne. Cette augmentation est de près de deux ordres de grandeurs à 22 MeV. Le résultat le plus intéressant est représenté par la courbe en trait plein. Ce résultat prend en compte, en plus de la "soft" GDR, l'effet du break-up. Il diminue la section efficace autour de la barrière. A 25 MeV par exemple, cette diminution est de deux ordres de grandeur. Entre 24 et 28 MeV, la section efficace de fusion avec couplage à la "soft" GDR et tenant compte du break-up est même inférieure à celle prédite par le calcul à une dimension! Pour des énergies inférieures à 24 MeV, l'augmentation par rapport au calcul à une dimension est plus douce et l'effet du break-up disparaît complètement pour des énergies inférieures à 10

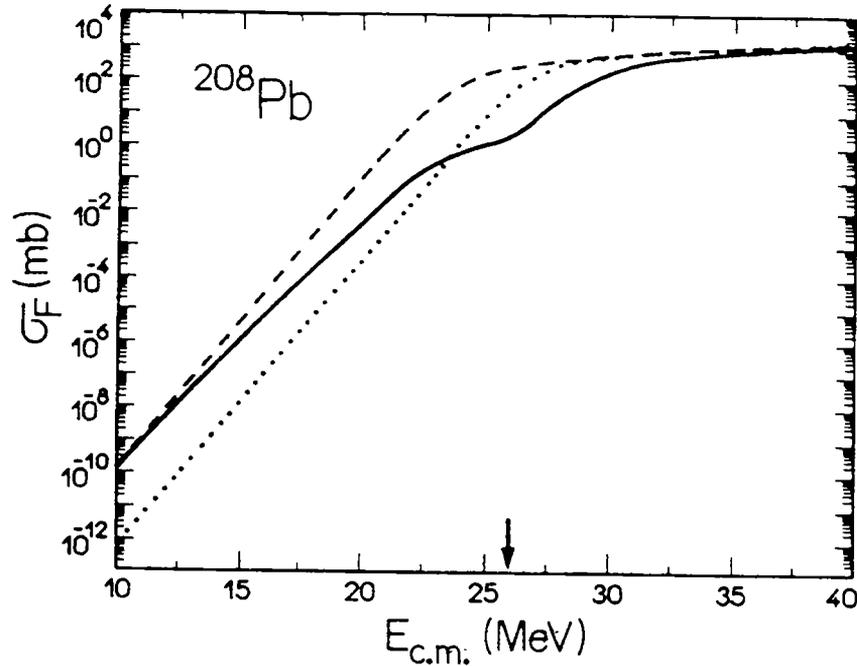


Figure 1.6: Section efficace de fusion $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ calculée par Hussein [Huss 92]. La section efficace de fusion augmente quand on couple la "soft" GDR (tirets) et diminue pour des énergies autour de la barrière si on ajoute le couplage au break-up (trait plein). La courbe en pointillés est le calcul à une dimension.

MeV. Un calcul analogue pour le système $^{11}\text{Li} + ^{238}\text{U}$, prenant en compte, en plus des couplages déjà cités, le couplage au niveau 2^+ de l'uranium a aussi été effectué. Il présente un comportement identique autour de la barrière.

Takigawa et al. [Taki 93], à leur tour, émettent des objections sur la méthode de calcul suivie par Hussein et al.:

- Hussein et al. prennent en compte dans leurs calculs, l'effet du break-up aussi bien dans la voie d'entrée que dans la voie de sortie.
- Il existe une probabilité non-nulle pour que le cœur (^9Li) issu du break-up du ^{11}Li induise une réaction de fusion. Cette probabilité n'a pas été prise en compte par Hussein et al.

Takigawa et ses collaborateurs reprennent les calculs et trouvent des résultats en accord avec ceux de Hussein et al. Le break-up, pour des énergies autour de la barrière, a pour effet de diminuer la section efficace de fusion. Le seul désaccord entre ces deux calculs concerne les ordres de grandeurs de ces effets.

Dasso et Vitturi [Dass 94] contestent les résultats présentés par Hussein et al. (H&al) et par Takigawa et al. (T&al). Ils ne sont pas d'accord sur la manière dont le break-up a été pris en compte dans les calculs précédents. D'après ces auteurs, il ne faut pas traduire l'effet du break-up par une simple multiplication des probabilités T_l et $(1-T^{bu})$. Le calcul doit s'effectuer dans un formalisme d'équations de voies couplées dans lequel une voie sera explicitement associée au break-up. Dans ce contexte, Dasso et Vitturi ont recalculé la section efficace de fusion $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$. Les résultats sont présentés par la figure 1.7. Sur cette figure, la courbe en pointillés est le résultat du calcul à une dimension. La courbe en tirets prend en compte le couplage à la "soft" GDR. Comme pour les deux calculs présentés précédemment, on observe une nette augmentation de la section efficace de fusion.

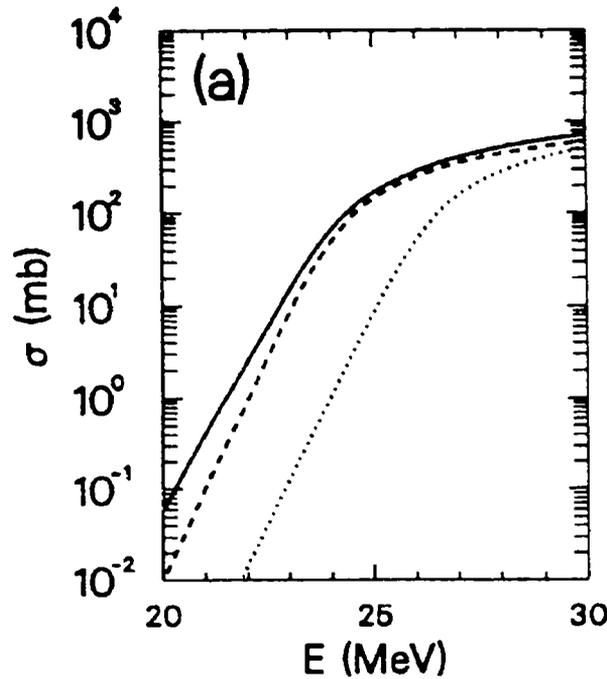


Figure 1.7: Section efficace de fusion $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ calculée par Dasso [Dass 94]. Elle augmente quand on prend en compte le couplage à la "soft" GDR (tirets). De même quand on inclut le break-up (trait plein). La courbe en pointillés est le calcul à une dimension.

La courbe en trait plein, représente un calcul qui, en plus de la "soft" GDR, prend en compte le break-up. On a toujours le comportement d'une décroissance exponentielle en dessous de la barrière. Le break-up n'induit aucun changement au voisinage de la barrière. Pour les énergies très inférieures à la hauteur de la barrière coulombienne V_B , le couplage au break-up conduit à une augmentation

supplémentaire de la section efficace de fusion.

En résumé, tous les calculs présentés, Takigawa et al. (T&al), Hussein et al. (H&al) et Dasso et al. (D&al), conduisent à une augmentation de la section efficace de fusion quand on prend en compte le couplage à la "soft" GDR. Par contre, il y a divergence entre les différents calculs quant à l'effet du break-up:

- dans un cas (T&al, H&al) le break-up diminue la section efficace pour les énergies autour de la barrière coulombienne, dans l'autre cas (D&al), il n'a aucun effet pour la même gamme d'énergie.
- pour les énergies très inférieures à la barrière coulombienne, l'effet du break-up dans un cas disparaît (T&al, H&al) et conduit à une augmentation supplémentaire de la section efficace de fusion dans l'autre cas (D&al).

Un débat similaire a déjà eu lieu sur l'influence des voies de transfert sur la fusion sous-coulombienne. L'étude expérimentale des noyaux stables n'avait pas permis de trancher et d'apporter des preuves de leur influence. Les études théoriques avaient par contre convergé sur la prise en compte de ces voies au travers des calculs en voies couplées même si cette tâche est particulièrement difficile. Les nouvelles questions soulevées (rôle du halo, des résonances de basse énergie, de la dissociation) et les questions restantes de l'étude des noyaux stables (rôle des réactions de transfert) nous ont conduit à un programme d'étude de la fusion sous-coulombienne avec des faisceaux radioactifs. Pour des raisons pratiques, nous avons décidé d'étudier le système $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$. Les raisons de ce choix seront exposées dans le prochain chapitre qui décrit la réalisation de l'expérience.

Chapitre 2

Méthode expérimentale

Les prédictions théoriques divergentes de l'effet du halo sur la fusion et la récente disponibilité, de faisceaux d'ions radioactifs, nous ont conduit à un programme expérimental d'étude de la fusion avec des faisceaux exotiques (programme EFFE). Les méthodes de production et de séparation d'ions radioactifs constitueront la première partie de ce chapitre. La réalisation de l'expérience sera décrite dans la deuxième partie et les résultats seront présentés dans la troisième.

2.1 Méthode de production d'ions radioactifs

Les ions radioactifs peuvent être produits en exploitant différents mécanismes de réactions. On peut citer, entre autres, la fission, la fusion-évaporation, les réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons, la spallation de la cible ou la fragmentation.

2.1.1 Fission

La fission des actinides produit des isotopes riches en neutrons dans la région de masse $A = 70 - 180$. En effet, on retrouve dans les noyaux fils le rapport A/Z du noyau père. Par exemple, les isotopes de Ni ($Z = 28$) produits par fission thermique de ^{235}U auront des masses au voisinage de 72 ($\frac{236}{92} \times 28$) alors que l'isotope stable le plus lourd est le ^{64}Ni . La fission peut être induite par des neutrons d'énergie thermique ou d'énergie plus élevée [Bocq 72], par des protons [Trac 72], ou encore par des ions lourds [Ogan 70]. La section efficace de production décroît rapidement pour des éléments légers ($Z < 40$). Dans cette région, d'autres méthodes de production doivent donc être utilisées.

2.1.2 Réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons

Les noyaux riches en neutrons, produits dans les réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons sont le résultat de:

- Stripping des protons du projectile
- Pick-up des neutrons par le projectile
- Réactions d'échange de nucléons

Les réactions de transfert sont adaptées pour la production des noyaux légers riches en neutrons. Des résultats expérimentaux montrent que les sections efficaces de transfert d'un ou plusieurs nucléons croissent avec la masse de la cible et qu'elles dépendent de la chaleur de réaction. Plusieurs éléments légers riches en neutrons ont été produits par ce mécanisme [Artu 69, Artu 71a, Artu 71b]. Ces réactions sont sélectives mais ne présentent pas la souplesse nécessaire pour produire différents isotopes avec un même couple projectile-cible or, dans notre projet d'expérience, nous avons l'ambition d'étudier la fusion pour tous les isotopes de Be.

2.1.3 Réactions de spallation

Les réactions de spallation sont adaptées pour la production des isotopes déficients en neutrons. Dans ces réactions, des protons de haute énergie (600 MeV au CERN par exemple) bombardent une cible généralement épaisse. Il s'ensuit une cascade de nucléons rapides qui induisent à leur tour d'autres réactions. Ceci a pour effet de former un large domaine de noyaux possédant de grandes énergies d'excitation. Ces noyaux se dés excitent en évaporant préférentiellement des neutrons. Par conséquent, on produit par spallation des noyaux déficients en neutrons de Z proche de celui de la cible. Si on utilise des cibles d'actinides, la section efficace de fission devient importante. C'est ce qui ressort de la figure 2.1 tirée de [Ruds 65]. On y représente la distribution en masse de l'iode issue de l'irradiation des cibles de lanthane et d'uranium par des protons de 590 MeV. Avec la cible de lanthane, on a une réaction de spallation. Le maximum de la section efficace de production correspond à une masse de 121, c'est-à-dire dans la région des isotopes déficients en neutrons. La droite située à $A=127$ correspond à l'isotope stable de l'iode. Avec la cible d'uranium, l'irradiation conduit à la fission avec la formation d'isotopes riches en neutrons. Le mécanisme de spallation n'est pas approprié pour la formation des noyaux légers riches en neutrons.

2.1.4 Réactions de fusion-évaporation

A des énergies voisines de la barrière coulombienne, la fusion suivie de l'évaporation d'un ou plusieurs nucléons est le mécanisme de réaction dominant. Cette réaction

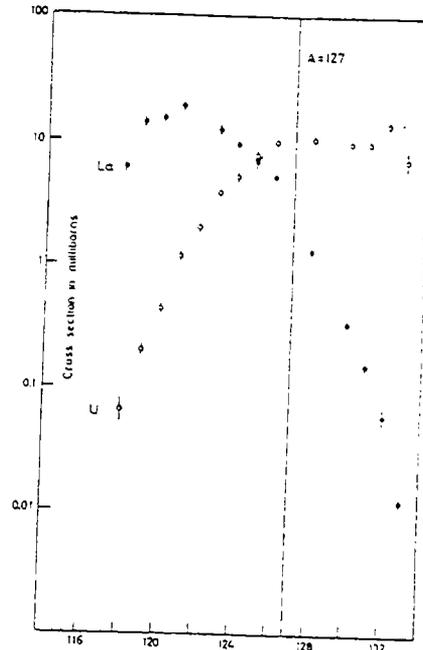


Figure 2.1: Section efficace de production des isotopes de l'iode par irradiation d'une cible de La et d'une cible d'uranium par des protons de 590 MeV. L'isotope stable de l'iode a une masse de 127. La désexcitation s'effectue par émission de neutrons pour le La conduisant à des isotopes déficients en neutrons. Elle s'effectue par fission pour l'uranium produisant des isotopes riches en neutrons [Ruds 65].

conduit à des noyaux riches en protons pour deux raisons. Premièrement, la vallée de stabilité s'écartant de $N = Z$ au fur et à mesure que la masse augmente, la fusion génère des isotopes riches en protons. Le noyau composé ainsi formé se désexcite préférentiellement par émission de neutrons. Cette réaction a permis l'étude des noyaux riches en protons allant de $Z=50$ à $Z=111$ [List 90, Gell 91, Bard 88, Hofm 95a, Hofm 95b]. Si la cible, le projectile et l'énergie incidente sont bien choisis, la réaction peut être très sélective [Mori 63]. La production des noyaux légers riches en neutrons n'est pas envisageable par ce processus.

2.1.5 Fragmentation

L'avènement de faisceaux d'ions lourds de haute énergie a permis de renverser les rôles joués par la cible et le projectile. Par exemple, une expérience de fission d'un faisceau incident d'uranium sur des cibles de beryllium et de plomb a permis de mettre en évidence le noyau de ^{78}Ni doublement magique riche en neutrons

[Bern 96]. De même, des faisceaux radioactifs sont obtenus par fragmentation de projectiles lourds sur des cibles légères. Les propriétés cinématiques de telles réactions (focalisation des fragments dans un petit cône de révolution autour de 0°) sont favorables pour la production de faisceaux secondaires. Dès les premières expériences de fragmentation induite par des ions lourds à des énergies relativistes, on a noté un certain nombre d'observations:

- Les fragments détectés à 0° ont une vitesse qui diffère très peu de celle du faisceau incident [Heck 71, Heck 72].
- Les produits de la réaction provenant de la fragmentation du projectile sont prédominants aux petits angles. On est arrivé à cette conclusion en identifiant tous les fragments produits dans la réaction de fragmentation de ^{14}N à 2.1 GeV/u. On a constaté que les fragments avaient une masse inférieure ou égale à 14. [Heck 71, Heck 72].
- La distribution de la composante parallèle (dans le repère lié au projectile) de l'impulsion, pour chaque isotope, peut être reproduite par une Gaussienne. Les mesures effectuées, pour un projectile donné et différentes cibles (Be, CH_2 , C, Al, Cu, Ag, Pb), montrent qu'à très haute énergie cette distribution est indépendante de la cible utilisée.
- Les distributions des impulsions des produits de la fragmentation d'un projectile donné à différentes énergies sont similaires. Par exemple, dans la fragmentation du ^{12}C à 2.1 et 1.05 GeV/u, le rapport des largeurs de cette distribution est voisin de 1 et l'écart entre les valeurs moyennes voisin de 0 [Grei 75]. On retrouve un comportement analogue dans les distributions des fragments pour des projectiles d'oxygène de 2.1 GeV/u [Grei 75] et de 20 MeV/u [Buen 76]. Au dessus d'une certaine énergie seuil, le processus de fragmentation est indépendant de l'énergie du faisceau incident.
- La déviation standard $\sigma_{P_{//}}$ de la Gaussienne dépend de la nature du projectile.

Des modèles ont été utilisés pour expliquer ces observations. Feshbach & al. [Fesh 73] supposent que le processus de fragmentation dépend uniquement de l'énergie et de l'impulsion communiquées au projectile pendant la collision et non d'un mécanisme particulier qui aurait lieu durant ce transfert. Le rôle de la cible se réduit à injecter de l'énergie au projectile qui possède alors une certaine énergie d'excitation qui lui permet de se casser en plusieurs fragments. La probabilité de production d'un fragment donné est indépendante de la façon dont le projectile a été excité. On reconnaît l'analogie avec le modèle de Bohr du noyau composé qui stipule que le mode de désexcitation du noyau composé ne dépend pas de la façon dont il a été formé. Dans ce modèle, on fait les hypothèses suivantes:

- Les fragments proviennent essentiellement du projectile.

- Il n'y a pas de corrélation entre les différentes impulsions des nucléons dans le projectile.

Goldhaber [Goldh 74], à l'aide de ce modèle, établira la relation entre la déviation standard $\sigma_{p//}$ de la gaussienne, la masse du projectile A_p et celle du fragment M_f :

$$\sigma_{p//}^2 = \sigma_0^2 M_f (A_p - M_f) / (A_p - 1), \quad (2.1)$$

où σ_0 est une constante.

On déduit de cette relation que la largeur de la distribution de la composante parallèle de l'impulsion pour un fragment donné croît avec la différence entre la masse du projectile et celle du fragment.

De même, en supposant que le projectile a atteint l'équilibre thermique, Goldhaber retrouve l'expression 2.1 et peut ainsi relier la constante σ_0 à la température T du projectile:

$$kT = 4\sigma_0^2 / m_n A_p,$$

où k est la constante de Boltzman, A_p et m_n sont les masses du projectile et du nucléon respectivement.

Hüfner [Hufn 78] établit l'analogie entre le processus de fragmentation et les sections efficaces de réaction noyau-noyau. On sait que celles-ci parviennent rapidement à la valeur géométrique πR^2 ($R = r_0(A_c^{1/3} + A_p^{1/3})$) et deviennent alors indépendantes de l'énergie. L'indépendance, en énergie du projectile, de la distribution en moment des fragments, laisse supposer que la fragmentation a une origine géométrique. Hüfner & al. [Hufn 75] proposent de décrire la fragmentation dans le modèle d'abrasion-ablation. Dans ce modèle, on considère un projectile relativiste incident sur une cible avec un paramètre d'impact b , tel que les deux noyaux possèdent une zone de recouvrement. Après la collision, les deux noyaux seront amputés de cette zone qui possède une grande énergie d'excitation. La partie restante du projectile (quasi-projectile) sera très peu perturbée et continuera sa trajectoire avec une vitesse très proche de celle du faisceau incident. Le nombre de nucléons de la zone chaude est proportionnel au volume de la zone de recouvrement.

Les produits de la fragmentation ont des caractéristiques favorables à la production d'un faisceau secondaire: focalisation à l'avant, vitesse proche de celle du faisceau primaire. Nous allons donc exploiter cette méthode pour réaliser nos faisceaux secondaires. Les noyaux situés loin de la vallée de stabilité sont produits en même temps que de nombreux autres isotopes (stables et instables) et ne constituent le plus souvent qu'une infime partie de la section efficace de réaction totale. Il faut pouvoir, dans cet énorme bruit de fond, sélectionner l'événement rare cherché afin de pouvoir l'utiliser comme faisceau secondaire.

2.2 Méthodes de séparation

Les sections efficaces de production des noyaux radioactifs étant généralement faibles, les méthodes de séparation doivent être sélectives, rapides et efficaces. Ces méthodes peuvent être classées en deux grands groupes: celles dites ISOL (Isotopes Separation OnLine) et celles dites de séparation en vol (ou encore FRS pour Fragment Recoil Separator).

2.2.1 Méthodes ISOL

L'une des méthodes utilisée pour produire des faisceaux d'ions radioactifs consistait à irradier une cible épaisse avec des faisceaux intenses d'ions, généralement des protons de haute énergie (spallation). Cette cible était ensuite traitée par des méthodes chimiques pour extraire les noyaux exotiques produits lors de l'irradiation. Après l'extraction, les différents isotopes sont ionisés, accélérés et séparés par un spectromètre de masse. La méthode a connu un certain succès et plusieurs isotopes éloignés de la vallée de stabilité ont pu être synthétisés. Plus on s'éloigne de cette vallée, plus les durées de vie des noyaux instables sont courtes et la méthode "OffLine" décrite ci-dessus atteint ses limites. On comprend donc immédiatement qu'il faut minimiser le temps qui s'écoule entre la production des noyaux et leur séparation par le champ magnétique.

La méthode OnLine consiste à produire les noyaux radioactifs (à l'arrêt dans la cible), à les extraire de la cible, les ioniser, les accélérer et les séparer par un champ magnétique dans un processus continu. Le dispositif de séparation est donc porté directement auprès de l'accélérateur où est irradiée la cible. La figure 2.2 montre un schéma de principe du dispositif entier. Sachant que les noyaux radioactifs sont produits en même temps que de nombreux isotopes d'autres éléments, le système ISOL doit être sélectif, non seulement en A mais aussi en Z .

Pour extraire de la cible les noyaux produits lors de la réaction, on exploite le processus de la diffusion thermique. Cette diffusion doit se réaliser en un temps court. Le nombre d'atomes diffusant d'une cible solide par unité de temps est proportionnel à la racine carrée du coefficient de diffusion D qui est donné par [Ruds 65]:

$$D = D_0 e^{-\frac{\Delta H}{RT}}. \quad (2.2)$$

Où ΔH est l'énergie d'activation, R est une constante qui dépend de l'élément à extraire et T est la température.

A quelques exceptions près comme les gaz rares qui diffusent de certains composés même à température ambiante, la cible doit être chauffée pour, d'une part favoriser la diffusion (équation 2.2) et d'autre part, maintenir le noyau à extraire dans sa phase gazeuse. La limite supérieure de la température est imposée par

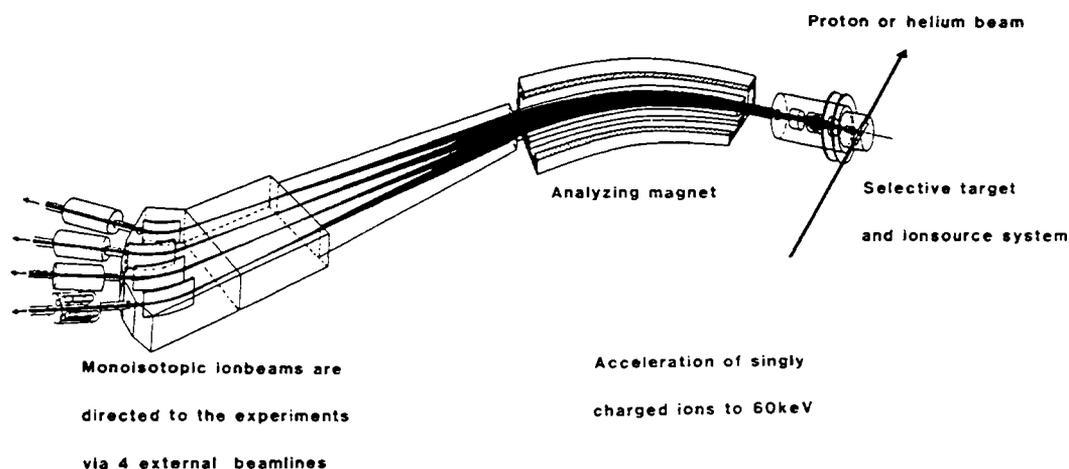


Figure 2.2: Schéma de principe de la méthode de séparation ISOL

la température critique T_c à laquelle la cible subit un changement de phase. Par exemple, une cible d'uranium fond pour une température de 1130 °C.

La diffusion thermique dépend de la nature des atomes à extraire et de l'élément chimique constituant la cible. Cette propriété peut être exploitée pour procéder à une séparation chimique des produits de réactions. A température peu élevée par exemple, la diffusion thermique sera plus grande pour les gaz rares. La méthode d'ionisation des atomes extraits de la cible constitue aussi un moyen de séparation chimique. Si elle est bien choisie, elle peut être très sélective. A cause de leur faible potentiel d'ionisation, il est plus facile d'ioniser les atomes alcalins que les gaz rares. C'est l'une des raisons pour laquelle les premiers noyaux radioactifs produits étaient ceux des atomes alcalins [Klap 67]. En général, à chaque groupe d'éléments (alcalins, alcalino-terreux, gaz rares, terre rares ...) correspond une méthode de diffusion et d'ionisation [Bjor 87].

On se rend compte que l'ensemble cible-source d'ions est un point très important et très délicat de cette méthode et doit être réalisé avec beaucoup de soins. Les cibles ne doivent pas contenir de contaminants. Cette précaution permet d'éviter que ceux-ci ne s'évaporent et diffusent en même temps que le noyau que l'on cherche à produire. Les cibles sont donc généralement constituées des métaux purs, préférentiellement des métaux réfractaires (qui résistent à de très hautes températures) tels Nb, Mo, Ta, W, Re ... pour la simple raison qu'ils ne s'évaporent pas facilement. Pour cette raison, on a eu des difficultés à produire des isotopes riches ou déficients en neutrons de ces métaux.

Beaucoup de travaux ont été et continuent d'être effectués sur l'ensemble cible-source d'ions, sur l'épaisseur optimale de la cible à utiliser ou encore sur

l'ionisation. Le choix de l'épaisseur de cible est un compromis entre une cible de faible épaisseur qui générera un faible taux de production mais une bonne diffusion et une cible épaisse favorisant la production au détriment de la diffusion.

L'efficacité d'ionisation est aussi un paramètre essentiel pour l'intensité des faisceaux. Les noyaux produits sont en général très faiblement ionisés. Pour obtenir des faisceaux d'énergies élevées, on gagnerait à produire des ions multichargés. En effet, l'énergie W d'un ion qui traverse une différence de potentiel U est proportionnel à son état de charge q ($W=qU$).

2.2.2 Méthodes de Séparation des Fragments (SF)

Ici, nous n'allons donner que des caractéristiques générales de la méthode SF. Cette méthode sera décrite en détail pour le cas particulier du spectromètre LISE de Ganil.

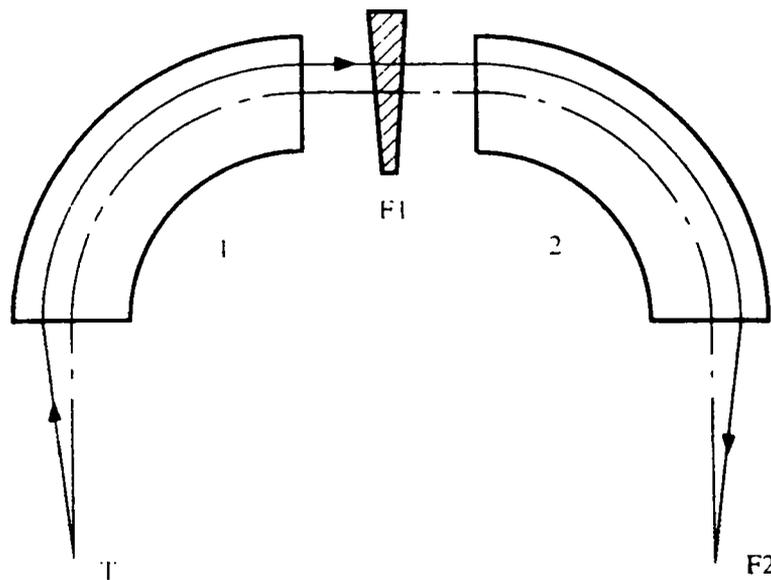


Figure 2.3: Schéma de principe de la méthode de séparation SF. Les deux secteurs magnétiques sont placés de part et d'autre du dégradeur achromatique.

Les produits de certaines réactions telles la fusion-évaporation à basse énergie et la fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires et relativistes sont focalisé dans un petit cône de révolution autour de l'axe du faisceau. Cette propriété est exploitée par la méthode de séparation SF qui est basée sur l'utilisation d'un système magnétique combiné à un matériau placé dans le faisceau et dans

lequel les particules du faisceau perdent une partie de leur énergie. Le système magnétique est un spectromètre achromatique, c'est-à-dire que les coordonnées de la particule au plan focal image du spectromètre, ne dépendent pas des dispersions en moment et en angle au plan focal objet. Le spectromètre agit comme un intégrateur des distributions angulaires et d'impulsions à l'intérieur de ses acceptances. Le schéma de principe est représenté par la figure 2.3. La dispersion générée par le premier dipôle est corrigée par le deuxième dipôle qui focalise les noyaux au point objet. Un tel spectromètre est particulièrement adapté à la réalisation des faisceaux secondaires.

Pour améliorer la sélectivité on place dans le plan focal intermédiaire un dégradeur dont la forme doit être adaptée pour préserver l'achromatisme général du spectromètre. Les particules qui le traversent perdent de l'énergie en fonction de leur numéro atomique Z . Son association au second dipôle permet de purifier le faisceau secondaire que l'on utilise pour induire des réactions nucléaires. Les méthodes de séparation des noyaux radioactifs vues ci-dessus ont chacune des avantages et des inconvénients.

Les systèmes ISOL délivrent un faisceau de grande qualité. La contamination par les noyaux voisins peut être inférieure à 10^{-4} pour un faisceau incident pouvant atteindre 10^{11} particules par seconde. La dispersion en énergie de ces faisceaux est généralement faible et des émittances comprises entre 2π et 10π mm.mrad peuvent être obtenues. Mais, l'énergie des particules incidentes n'est en général que de quelques centaines de keV.

Les systèmes SF ont l'avantage d'avoir un temps de séparation très court de l'ordre de la micro-seconde, ce qui permet d'étudier des noyaux de très courte durée de vie. La corrélation en temps entre la production et la détection du noyau est conservée. L'existence de cette corrélation permet de réaliser des mesures de coïncidence. L'efficacité de séparation de cette méthode n'est pas fonction d'un élément ou d'un groupe d'éléments. Enfin, le système est parfaitement adapté pour les mécanismes de réaction dont les produits sont focalisés aux petits angles. Les fragments sont produits à des énergies relativistes ou intermédiaires. Le faisceau peut être ralenti pour effectuer des mesures à des énergies autour de la barrière coulombienne. Nous utiliserons cette méthode pour réaliser les faisceaux secondaires de l'expérience.

2.3 Production du faisceau secondaire

L'expérience s'est déroulée auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen. Le spectromètre LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés) a été utilisé pour la production du faisceau secondaire. Ce spectromètre appartient au groupe des SF.

2.3.1 Ganil et aires expérimentales

Le système d'accélération du GANIL (voir figure 2.4) est composé d'un petit cyclotron classique CO1 (ou CO2) et de deux cyclotrons à secteurs séparés CSS1 et CSS2. Le rôle des cyclotrons CO1 ou CO2 est d'accélérer les ions faiblement chargés produits par la source jusqu'à l'énergie nécessaire pour être injecté sur la première orbite de CSS1. A la sortie de celui-ci, les ions (d'une énergie voisine de 5 MeV/u) traversent une très mince feuille (éplucheur), de l'ordre de quelques millièmes de millimètre d'épaisseur, où ils perdent des électrons et augmentent ainsi leur rapport q/A (ce rapport conditionne l'efficacité des systèmes d'accélération) où A et q sont respectivement la masse et la charge de l'ion. Les ions peuvent alors être efficacement accélérés par CSS2 jusqu'à des énergies entre 50 et 100 MeV/u. Le faisceau d'ions est ensuite transporté par les lignes optiques jusqu'aux différentes aires expérimentales. La ligne optique qui nous intéresse est celle nommée LISE3 représentée avec un peu plus de détails sur la figure 2.5. Cette ligne est composée de deux dipôles identiques D1 et D2 et d'un filtre de vitesse.

Ligne LISE

Le faisceau primaire produit, par fragmentation sur une cible primaire situé avant le premier dipôle D1, tout un ensemble de noyaux allant des noyaux stables jusqu'aux noyaux très éloignés de la vallée de stabilité. Les noyaux produits passent par le premier dipôle D1 où ils sont soumis au champ magnétique \vec{B}_1 . Dans ces conditions, l'équation (non relativiste) du mouvement s'écrit:

$$B\rho = \frac{mv}{q},$$

où ρ est le rayon du dipôle. Sa valeur est de 2.003 m pour les dipôles de LISE. m , v , et q sont respectivement la masse, la vitesse et la charge de l'ion. Au Ganil, les ions des noyaux légers sont généralement épluchés. La charge q de l'ion est donc égale à son numéro atomique Z .

Le membre de gauche de cette équation, pour une valeur du champ choisi, étant une constante, tous les ions de même rapport mv/q vont être transmis par le dipôle D1. Il faut trouver un moyen d'opérer une sélection supplémentaire pour purifier le faisceau secondaire. Pour cela, on place, de la matière d'une certaine épaisseur appelée dégradeur, dans la trajectoire du faisceau. En effet, un ion d'énergie E , traversant de la matière, va perdre une quantité d'énergie donnée, en première approximation, par la loi de Bethe:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E}.$$

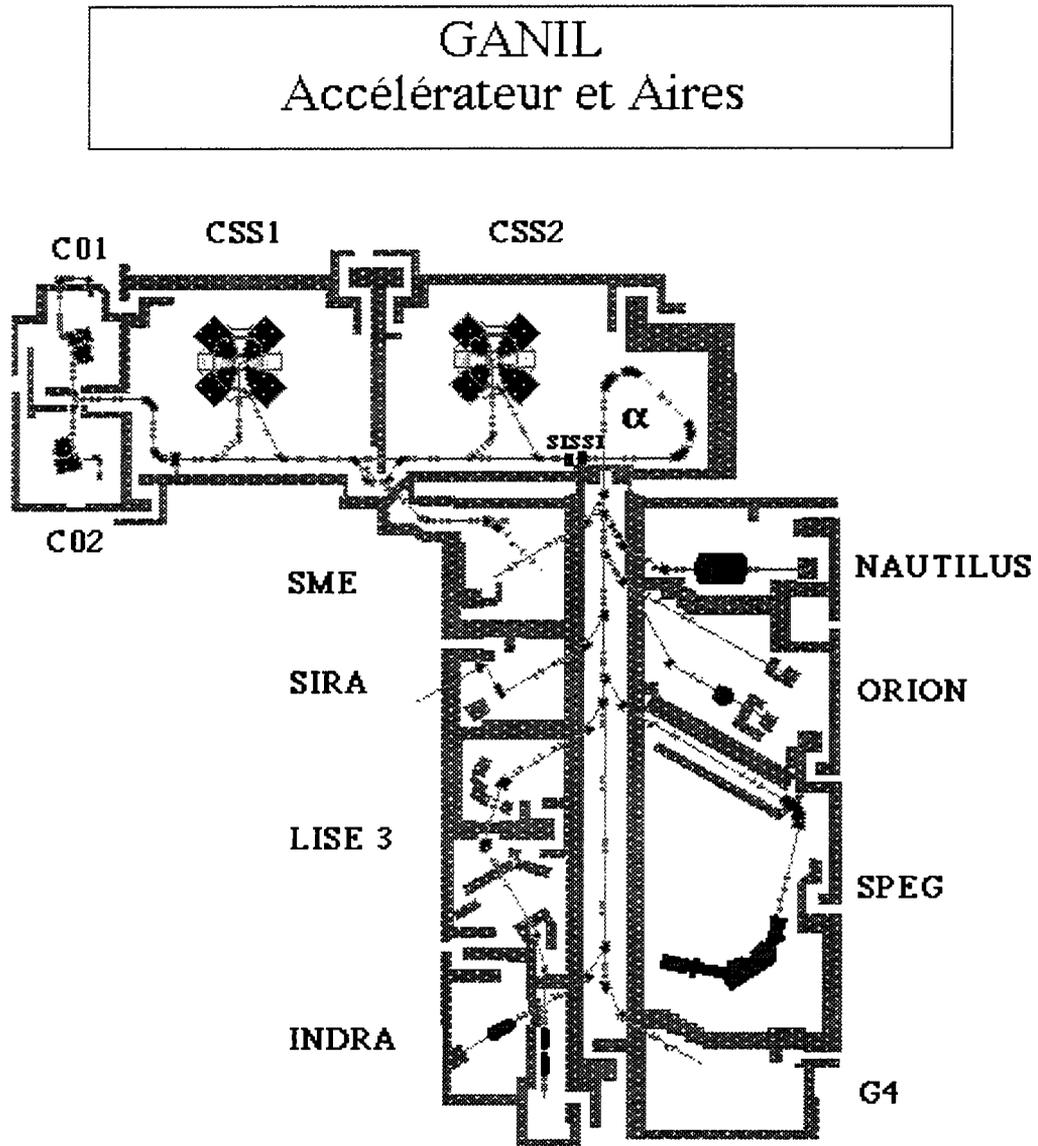


Figure 2.4: *Plan du GANIL et des aires expérimentales.*

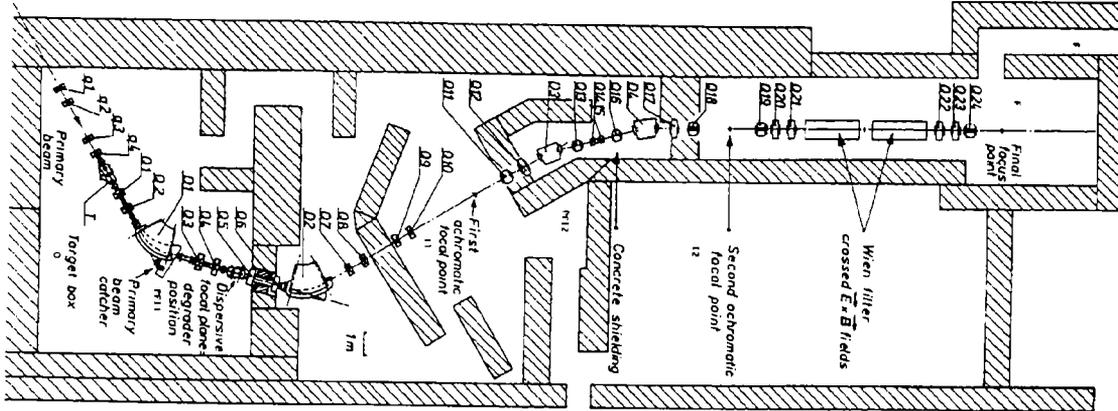


Figure 2.5: Schéma détaillé de la ligne LISE. Cette figure est tirée de [Anne 92].

Les équations de la cinématique¹ montrent que l'énergie des particules après le premier dipôle D1 est proportionnelle à Z^2/A . La perte d'énergie relative dans le dégradeur est alors donnée par [Anne 87, Dufo 86, Hoat 86]:

$$\frac{dE}{E} \sim K \frac{A^3}{Z^2} e,$$

où K est une constante dépendant du matériau qui constitue le dégradeur et e est son épaisseur.

Les particules ayant perdu de l'énergie, la rigidité magnétique ($B\rho$) du second dipôle D2 doit être plus faible. En appliquant à celui-ci un champ \mathcal{B}_2 tel que la variation relative par rapport au champ \mathcal{B}_1 de D1 vérifie la relation:

¹La relation entre la rigidité magnétique et l'énergie des particules est donnée par:

$$\frac{q^2}{A} = \frac{2E}{(B\rho)^2} \frac{U}{c^2}.$$

$U = 931.502 MeV$ et c est la célérité de la lumière.

$$\frac{dB}{B_1} \sim \frac{1}{2} \frac{dE}{E},$$

on est capable de sélectionner les noyaux vérifiant le rapport A^3/Z^2 .

Le dégradeur, situé dans le plan focal du dipôle D1 doit être achromatique afin de préserver l'achromatisme général du spectromètre. Cela veut dire que le rapport des énergies entre deux particules séparées d'une distance x au plan focal de D1 doit être le même avant et après le dégradeur. Soit β ce rapport, son expression en fonction de la dispersion d_1 du dipôle D1 est donnée par [Anne 87]:

$$\beta = \left(1 + \frac{x}{100d_1}\right)^2$$

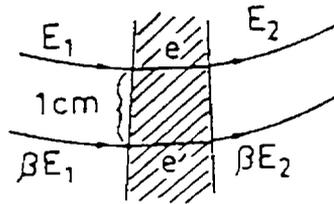


Figure 2.6: Schéma de principe d'un dégradeur achromatique. Le rapport des énergies des particules doit être le même avant et après le dégradeur.

Si on écrit les relations entre les énergies avant et après traversée du dégradeur, on obtient:

$$\begin{aligned} E_1 - (dE/dx)_{E_1} e &= E_2 \\ \beta E_1 - (dE/dx)_{\beta E_1} e' &= \beta E_2 \end{aligned}$$

E_1 et E_2 sont les énergies avant et après le dégradeur de la particule notée 1. βE_1 et βE_2 sont celles de la particule 2. e et e' sont les épaisseurs "vues" par les particules 1 et 2 respectivement. Sachant que la perte d'énergie est proportionnelle à AZ^2/E , on en déduit le rapport des épaisseurs e et e' :

$$\frac{e'}{e} = \beta^2$$

Ce rapport ne dépend que de la dispersion en moment $d_1 = 1.71 \text{ cm}/\%$ du dipôle D1 et pas de la nature de l'ion à sélectionner. Il est de $e'/e = 1.0238$ pour deux trajectoires séparées de 1 cm au plan focal.

Pour améliorer la sélection, on adjoint au spectromètre, un filtre de vitesse ou filtre de Wien. Le principe du filtre de Wien (figure 2.7) est assez simple. Il s'agit d'orienter les champs magnétique \vec{B} et électrique \vec{E} de telle manière que les forces magnétique, \vec{F}_m , et électrique, \vec{F}_e , qui s'exercent sur la particule aient la même direction mais des sens opposés. S'il y a égalité entre ces deux forces,

$$qE = qvB,$$

seuls les noyaux possédant une vitesse $v_0 = E/B$ seront transmis par le filtre de vitesse. Les autres seront déviés. Les champs sont orientés de telle sorte que le filtre de vitesse disperse dans un plan vertical.

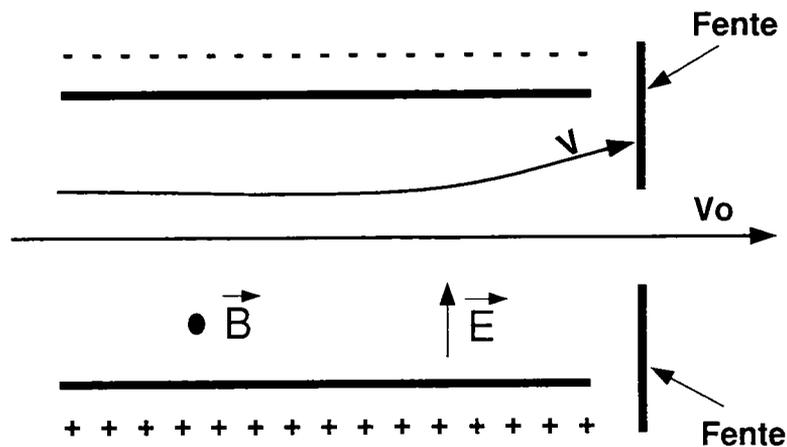


Figure 2.7: Schéma de principe du filtre de Wien ou filtre de vitesse. Les particules de vitesse V , différente de V_0 , sont déviées. Dans le cas du filtre de vitesse de LISE, la dispersion est verticale.

En résumé, la ligne LISE permet trois sélections:

- Une première sélection en mv/Z par le dipôle D1.
- Une seconde sélection par le dégradeur achromatique combiné au dipôle D2 en fonction du rapport A^3/Z^2 .
- Enfin, une troisième sélection en fonction de la vitesse par le filtre de Wien.

Le faisceau secondaire est donc obtenu par séparation du noyau désiré de l'ensemble des noyaux produits par fragmentation du projectile sur une cible primaire. Dans ce qui suit, on justifiera les différents choix des faisceaux secondaire et primaire ainsi que des cibles primaires et secondaires. Mais, nous allons commencer par présenter la méthode qui a été utilisé pour ralentir le faisceau.

2.3.2 Ralentissement du faisceau secondaire

On a vu dans ce qui précède que les produits de la fragmentation du projectile possèdent une vitesse voisine de celle du projectile (75 MeV/u). Or, on a besoin d'un faisceau secondaire d'énergie proche de la barrière coulombienne (5 MeV/u). Le faisceau produit nécessite donc un ralentissement. La méthode généralement utilisée pour ralentir un faisceau est de le faire passer à travers de la matière dans laquelle les ions composant le faisceau perdent de l'énergie. Dans la ligne LISE, il existe plusieurs emplacements où l'on peut placer de la matière dans la trajectoire des particules du faisceau: au point objet du spectromètre, dans le plan focal intermédiaire ou encore au point focal du spectromètre. Nous avons éliminé l'utilisation d'un ralentisseur après le spectromètre car, d'une part, nous n'aurions plus eu de mesure spectrométrique de l'énergie du faisceau et, d'autre part, il aurait produit des contaminants qui auraient pu gêner nos mesures. Une bonne mesure de temps de vol aurait permis cependant de corriger ces défauts mais nécessite l'utilisation de détecteurs supplémentaires dont nous ne disposions pas.

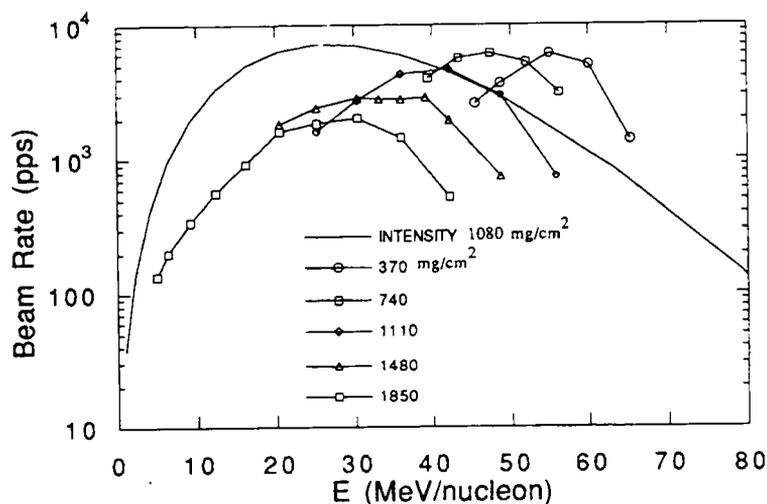


Figure 2.8: Taux de production de ^{11}Be en fonction de son énergie par nucléon. Les différentes courbes représentent différentes épaisseurs de cible primaire de ^9Be . Figure extraite de [Feng 93].

Une expérience [Feng 93] a été réalisée au Ganil dans le but de déterminer laquelle des deux méthodes, utilisation d'une cible primaire épaisse ou d'un dégradeur épais, permet de ralentir le faisceau secondaire avec perte minimum d'ions dans la transmission. La figure 2.8 montre le taux de production du ^{11}Be en fonction de son énergie par nucléon, en utilisant différentes cibles primaires épaisses et sans dégradeur. La mesure a été effectuée pour cinq épaisseurs différentes de cible de ^9Be . Un faisceau primaire de ^{18}O à 63 MeV/u et d'une intensité de $2 \mu\text{A}_e$ a été utilisé. On constate que pour chaque épaisseur de cible, le taux de production passe par un maximum. La position de ce maximum se déplace vers les petites énergies quand augmente l'épaisseur de cible. Sa valeur est inversement proportionnelle à l'épaisseur de cible utilisée. On remarque aussi que pour une même énergie du faisceau secondaire, le taux de production le plus élevé est obtenu en utilisant la cible la moins épaisse.

Des mesures similaires ont été effectuées en utilisant cette fois une cible de production et un dégradeur (plastique NE102) épais (802 mg.cm^{-2}) pour le ralentissement. On a remarqué que le taux de production dans cette configuration était, de l'ordre de trois fois moins élevé qu'en utilisant une cible d'épaisseur optimale seule sans dégradeur.

Au vu des conclusions de cette expérience, on utilisera une cible primaire qui servira en même temps de cible de production et de ralentisseur. Un dégradeur de très petite épaisseur sera utilisé pour purifier le faisceau. Le faisceau secondaire obtenu aura donc à l'entrée du dipôle D1, une énergie proche de la barrière coulombienne.

2.3.3 Choix du faisceau secondaire

Les sections efficaces de fusion au voisinage de la barrière coulombienne sont faibles. Pour que son étude soit possible avec des faisceaux exotiques, il est nécessaire que le faisceau soit suffisamment intense. L'intensité du faisceau de ^{11}Li disponible au Ganil avant ralentissement est de l'ordre de 10^3 particules par seconde. Elle est trop faible pour réaliser une expérience dans de bonnes conditions. Lors de la proposition de l'expérience, les deux noyaux à halo qui avaient été largement étudiés et reconnus comme tels, étaient le ^{11}Li et le ^{11}Be . Nous avons donc porté notre choix sur le ^{11}Be dont le taux de production est de 10^5 particules par seconde.

Le ^{11}Be a en plus l'avantage d'avoir une charge plus importante et donc nécessite un moindre ralentissement que le ^{11}Li pour atteindre la barrière coulombienne. La perte due au ralentissement du faisceau sera minimisée pour les isotopes de Be.

2.3.4 Choix du faisceau primaire

Le choix du faisceau secondaire conditionne celui du faisceau primaire. En effet, la déviation standard de la distribution de la composante parallèle de l'impulsion $\sigma_{P_{//}}$, dépend de la différence (expression 2.1) ($A_p - M_f$). Si le fragment possède une masse qui s'éloigne de celle du projectile, la distribution en impulsion devient large. Ceci entraîne une perte dans la transmission car l'ouverture en moment du spectromètre est finie. De plus, pour un élément donné (Z fixé), le maximum de la distribution isotopique est situé proche du rapport N/Z du projectile. Nous avons donc choisi d'utiliser le ^{13}C comme faisceau primaire qui est le noyau stable "riche en neutrons" le plus proche du ^{11}Be . Ce faisceau primaire d'une intensité de l'ordre de $2 \mu\text{A}_e$ est accéléré à 75 MeV/u .

2.3.5 Choix de la cible primaire

Nous avons vu que dans les réactions de fragmentation du projectile à des énergies relativistes, la distribution isotopique pour un élément donné, est indépendante de la cible utilisée. Par contre, aux énergies intermédiaires ($20 \leq E \leq 80 \text{ MeV/u}$), il existe une corrélation entre le rapport N/Z de la cible et le taux de production des fragments. Le taux de production de fragments riches en neutrons est plus important pour une cible ayant le rapport N/Z le plus élevé. Seulement, cette différence entre les taux de production n'est importante que pour les rapports élevés de N/Z du fragment [Guer 83, Bor 86].

Le passage du faisceau dans la matière entraîne un élargissement de la distribution angulaire (stragglng angulaire) et une augmentation de la dispersion en énergie (stragglng en énergie). Ces effets sont moins importants si la matière traversée est composée d'un atome de faible numéro atomique. La focalisation sera donc meilleure. L'élément naturel solide qui a le plus faible Z est le Be. Le faisceau incident est arrêté dans la cible dans laquelle il dépose toute son énergie. Le Be étant très toxique, il faut éviter de le volatiliser. Nous avons donc placé du carbone à l'épaisseur correspondant au parcours des particules du faisceau. Nous avons utilisé comme cible primaire, une cible composite de Be et de C. Une épaisseur de 6 mm de C est placée entre des épaisseurs de 5 et 2 mm de Be.

2.4 Mesure de la section efficace de fusion

Dans ce chapitre, nous allons présenter la signature expérimentale choisie pour la fusion ainsi que le dispositif utilisé: le détecteur FUSION (Fusion Utility for Secondary Ions). Lors de l'expérience, une partie de la détection (détecteur "start" de la base de temps de vol) n'a pas fonctionné rendant inutilisable l'exploitation complète des données (séparation fusion et transfert). Nous avons fait le choix de présenter quand même l'ensemble du dispositif.

Quand deux noyaux fusionnent, on a la formation d'un noyau composé dont la désexcitation ne dépend pas du mode de formation mais plutôt des facteurs statistiques. Ce noyau composé peut se désexciter par évaporation de particules légères tel les neutrons, les protons et les α , suivis par une ou plusieurs émissions de γ . La détection du résidu d'évaporation en coïncidence avec les particules légères signe la fusion d'une façon non ambiguë. Mais, ces résidus d'évaporation, aux basses énergies sont focalisés dans un petit cône de révolution autour de l'axe du faisceau. Ce qui rend leur détection difficile car ils sont noyés dans le bruit de fond constitué par le faisceau incident. Pour s'affranchir de ce bruit de fond, on a choisi un système dont le noyau composé correspondant se désexcite préférentiellement par fission. La fusion est alors signée par la détection en coïncidence des fragments de fission.

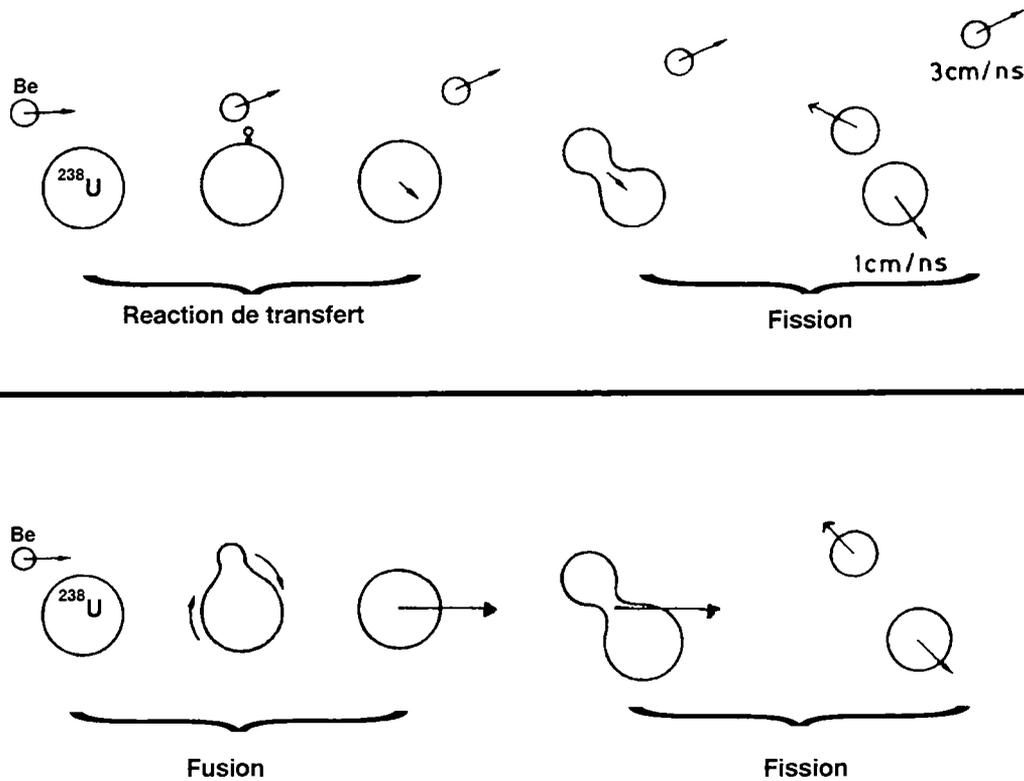


Figure 2.9: Différents processus pouvant conduire à la fission du noyau d'uranium: réaction de transfert ou réaction de fusion complète. Dans le premier cas, en plus des deux fragments de fission, on a la présence du quasi-projectile.

En plus des réactions de fusion complète qui conduisent à la fission, on peut avoir d'autres réactions telles la diffusion inélastique, les réactions de trans-

fert d'un ou plusieurs nucléons. Si ces dernières communiquent assez d'énergie d'excitation au noyau d'uranium, elles conduisent à la fission de la quasi-cible. Dans ce cas, on a, en plus des deux fragments de fission, la présence d'un quasi-projectile. Ces deux cas de figure sont schématisés ci-dessous. La détection du quasi-projectile va permettre de distinguer la fission provoquée par une réaction de transfert (d'énergie ou de matière) de celle qui résulte d'une réaction de fusion complète. La détection efficace des neutrons étant lourde et difficile, le détecteur ne différenciera pas les réactions de transfert massif où le quasi-projectile sera composé d'un ou plusieurs neutrons.

De plus, les éléments fissiles ont un numéro atomique élevé et vont conduire à une haute barrière coulombienne ce qui limitera la perte de faisceau secondaire lié au ralentissement. Nous avons choisi d'utiliser une cible d'uranium 238. En fait, nous utiliserons une cible d'oxyde d'uranium.

Des calculs effectués avec le code CASCADE montre que pour les systèmes que nous voulons étudier ($^9,^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$), la fusion complète conduit à la fission du noyau composé. Mais, si l'énergie d'excitation du noyau composé devient importante, la désexcitation par fission n'est plus de 100%. Pour les domaines d'énergie que nous allons étudier, la désexcitation du noyau composé par fission est de 100%.

Nous voulons mesurer de très petites sections efficace de fusion avec de faibles faisceaux incidents, nous avons décidé d'utiliser un détecteur qui couvre le plus grand angle solide possible. Pour identifier le quasi-projectile, nous allons exploiter le fait qu'il possède des propriétés cinématiques différentes de celles des fragments de fission; le quasi-projectile a une vitesse de l'ordre de 4.5 cm.s^{-1} soit, près de trois fois la vitesse moyenne des fragments qui est de l'ordre de 1.17 cm.s^{-1} . D'autre part, leurs parcours sont très différents de celui des fragments de fission.

Nous allons utiliser un système de détection à deux étages. Un premier étage qui arrête les fragments de fission et est transparent au quasi-projectile et un deuxième étage qui arrête les quasi-projectiles.

La séparation se fait essentiellement par des mesures de vitesse, il nous faut des détecteur ayant une bonne résolution en temps. Nous avons choisi d'utiliser des plaques parallèles pour le premier étage de la détection et les scintillateurs plastiques pour le second.

2.4.1 Détecteur FUSION

Plusieurs plaques parallèles ont été agencées de façon à obtenir une forme cubique. En effet, deux cubes (figure 2.10) composés chacun de cinq plaques parallèles ont été formés. La cible d'uranium est située à la juxtaposition de ceux-ci. Le faisceau traverse le détecteur dans toute sa longueur; c'est-à-dire de gauche à droite. Une surface circulaire de 50 mm de diamètre n'a pas été métallisée à l'or pour les deux cathodes des plaques parallèles perpendiculaires à l'axe du faisceau incident. Elles

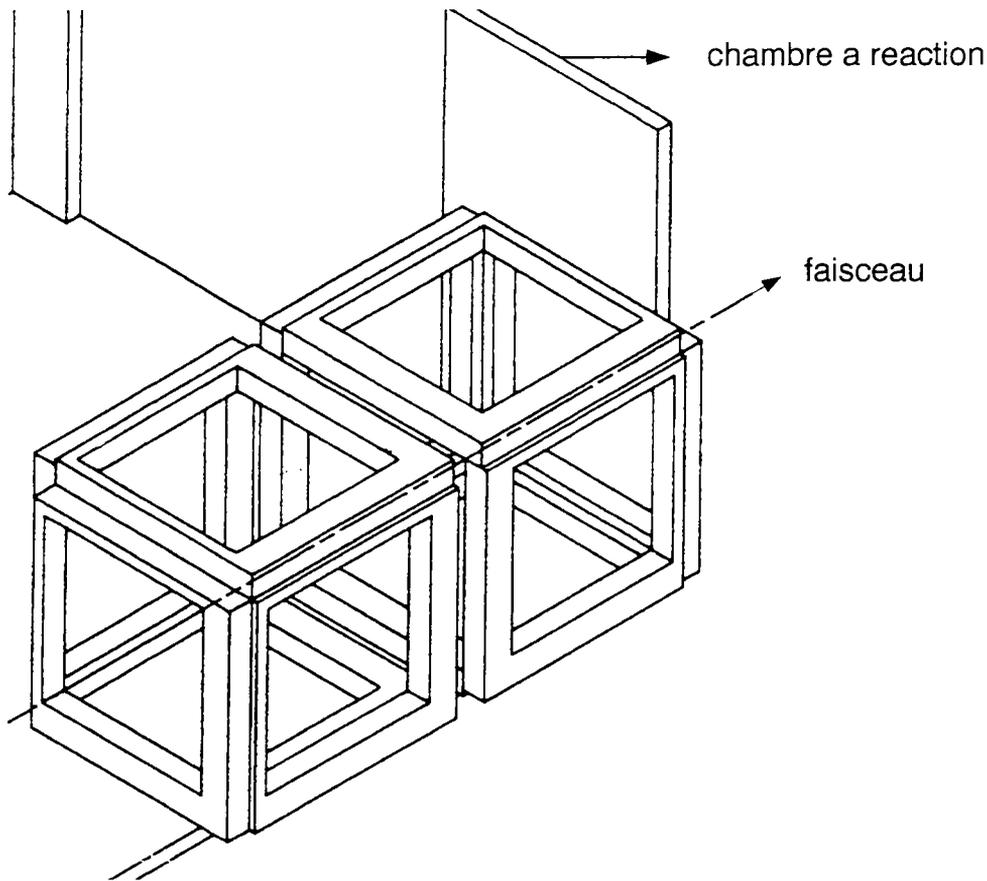


Figure 2.10: *Disposition des plaques parallèles sous forme de cubes. La cible est au centre des deux cubes. Seule la mécanique est ici représentée. Les électrodes, feuilles de mylar aluminisé, sont tendues sur chacun des 10 cadres. Le faisceau traverse les plaques parallèles avant et arrière. On voit aussi une partie de la chambre à réaction.*

devraient, en principe, être insensibles au passage du faisceau. Une simulation [Sida 93] effectuée pour cette configuration montre que l'on couvre ainsi 80% de 4π .

Le quasi-projectile traverse complètement les plaques parallèles en déposant une petite partie de son énergie. Pour leur détection, les cubes de plaques parallèles sont entourés de scintillateurs plastiques (figure 2.11). Comme dans le cas des plaques parallèles, les scintillateurs placés perpendiculairement à l'axe du faisceau doivent posséder une zone inactive pour le passage du faisceau. Dans ce cas, il s'agit d'un trou circulaire de 50 mm de diamètre.

Nous allons décrire en détail, le type de détecteur que nous avons utilisé pour construire les cubes: le détecteur gazeux à plaques parallèles à localisation.

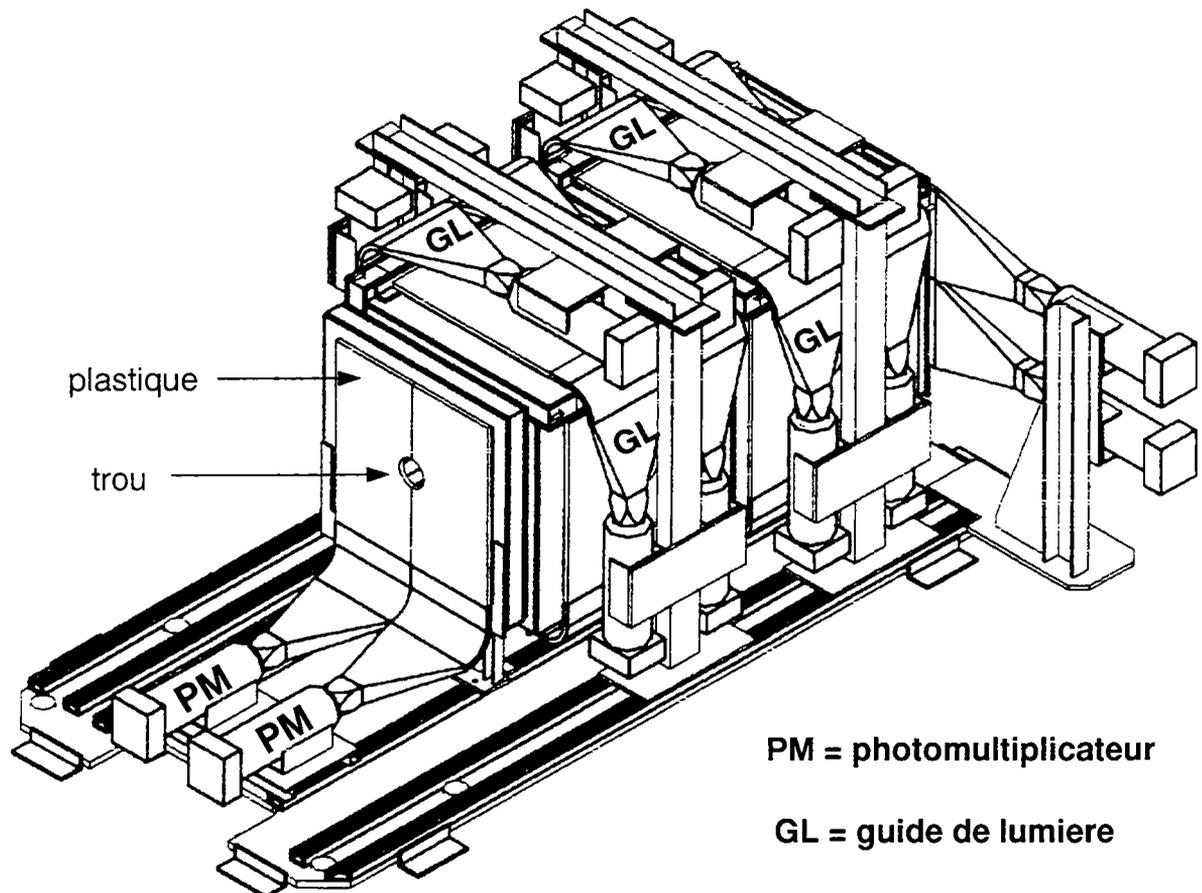


Figure 2.11: *Vue d'ensemble du détecteur FUSION. On voit principalement les plastiques qui entourent les plaques parallèles et une grande partie de la mécanique.*

Plaques parallèles à localisation

Les plaques parallèles ont longtemps été utilisées pour la détection des fragments de fission (voir par exemple [Just 78, Van 80, Günt 79]). Ses caractéristiques sont les suivantes [Sern 93]:

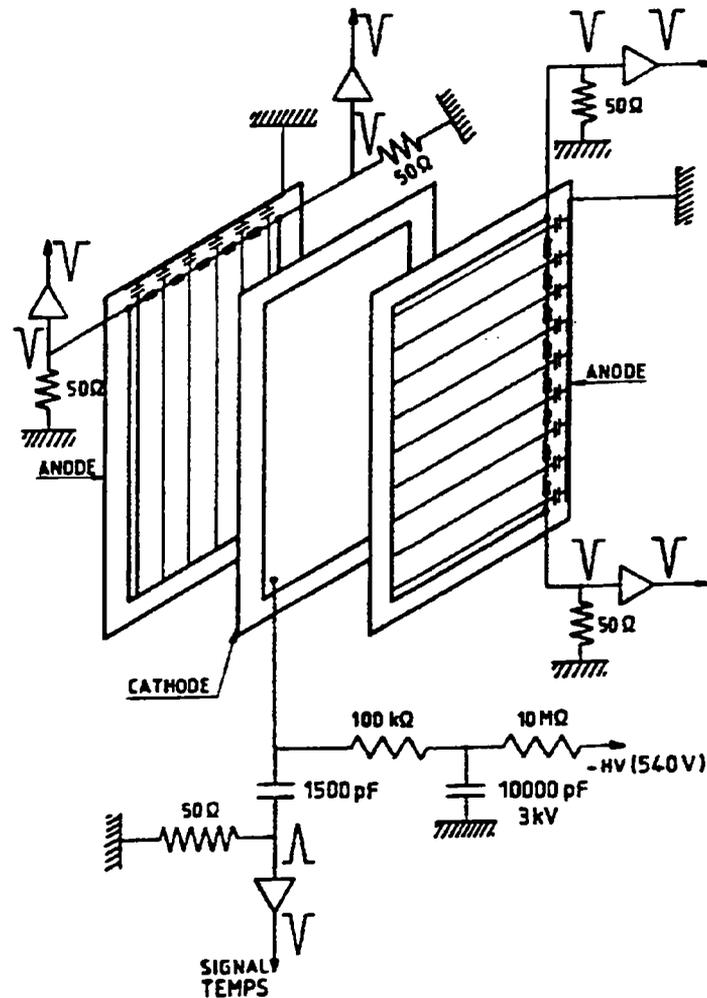


Figure 2.12: Schéma de principe d'un détecteur à plaques parallèles à localisation dans un plan.

- 100 % d'efficacité de détection pour les particules chargées.
- résolution en temps inférieure à 1 ns
- Résolution en énergie des fragments de fission de l'ordre de 15 %.

- Supporte un haut taux de comptage: 10 kHz.
- Possibilité de détecter les ions lourds en présence des particules légères ou des radiations électromagnétiques.
- Possibilité de large angle solide.

Pour interpréter certains résultats expérimentaux, on a eu besoin d'avoir de plus en plus d'informations sur les fragments de fissions telles, la mesure simultanée de l'énergie, de la vitesse et de la distribution angulaire. Toutes ces exigences ont contribué au développement des plaques parallèles à localisation dans un plan. Le schéma de principe de la plaque parallèle à localisation utilisée lors de cette expérience est représenté par la figure 2.12 tirée de [Mazu 83]. Elle est composée d'une cathode et de deux anodes. Les anodes sont situées de part et d'autre de la cathode à une distance de 3 mm. La cathode est une feuille de mylar de $1.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur tendue sur un cadre en verre epoxy d'épaisseur 2.4 mm . Ses deux faces sont ensuite métallisées sous vide à l'or. L'épaisseur de la couche d'or est d'environ 300 \AA . Les anodes sont également constituées d'une feuille de mylar de $1.5 \mu\text{m}$ tendue sur un cadre en verre epoxy de même épaisseur que la cathode. Une des faces de l'anode comporte un circuit imprimé constitué de 57 bandes de cuivre. La connexion entre les bandes est assurée par des boîtiers de ligne à retard. Le temps de retard de chaque cellule est de 5 ns. L'ensemble est ensuite métallisé sous vide à l'or au travers d'un masque constitué de fils de 200μ de diamètre. L'espacement entre les fils est de 5.08 mm. On obtient ainsi 57 bandes qui sont connectées aux bandes cuivrées du circuit imprimé. Les deux anodes sont disposées de telle sorte que leurs bandes soient perpendiculaires. La surface utile des électrodes est de $290 \times 290 \text{ mm}^2$. L'ensemble (cathode + anodes) est ensuite monté dans un corps en altuglass. La plaque parallèle en entier est un parallélépipède rectangle de surface de base $371.6 \times 371.6 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur 42.8 mm. On a utilisé de l'isobutane (C_4H_8) comme gaz de fonctionnement à une pression de l'ordre de 4.5 Torr. On applique sur la cathode une tension négative de l'ordre de -500 V. Les anodes sont elles, mises à la masse au travers des amplis de tension à l'extrémité des lignes.

Scintillateurs plastiques

Le plastique NE102 a été utilisé afin d'avoir une bonne mesure de temps de vol. Chaque plaque parallèle est recouverte par deux plastiques de $350 \times 175 \text{ mm}^2$. Des tests avec un seul plastique de $350 \times 350 \text{ mm}^2$ ont été réalisés mais ils ne donnaient pas une résolution en temps satisfaisante [Sida 93]. Afin d'obtenir une géométrie compacte, les photomultiplicateurs (PM) ont été placés à 90° du plastique (figure 2.11). Un générateur d'impulsions lumineuses, permettait de contrôler durant l'expérience les dérives des PM [Moug 00]. Le détecteur "start" prévu pour la

mesure de temps de vol, était composé d'une feuille émissive suivie d'un ensemble de galettes de micro-canaux. Ce détecteur n'ayant pas fonctionné, nous n'avons pas pu exploiter les données fournies par les plastiques et donc séparer, dans les évènements de fission, ceux qui sont en coïncidence avec les particules légères.

Le multi détecteur FUSION a été entièrement conçu et réalisé à Saclay grâce à une collaboration entre les physiciens nucléaire et les ingénieurs. Nous allons expliquer ci-dessous, son utilisation pour l'identification des fragments de fission.

2.5 Analyse des données

2.5.1 Détermination des coordonnées et calcul de l'angle

Dans cette partie, nous allons expliquer le cheminement suivi pour déterminer les coordonnées des fragments de fission et le calcul de l'angle de corrélation. Mais, nous allons commencer par définir les différents repères et expliquer la méthode de localisation dans chacun d'eux.

Localisation dans le repère lié à la plaque parallèle

La plaque parallèle dans son intégralité est schématisée par la figure 2.13. Les deux anodes sont disposées telles que les lignes à retard soient perpendiculaires (partie inférieure et extrémité droite du schéma). Les axes du repère lié à la plaque parallèle sont choisis tels que des droites passant par les lignes à retard des anodes leurs soient colinéaires.

Lorsqu'une particule chargée traverse la plaque parallèle, elle ionise les molécules du gaz. Compte tenu du grand champ électrique, les électrons primaires issus de cette ionisation peuvent à leur tour, provoquer des ionisations secondaires. Le processus continue tant que l'énergie disponible est suffisante pour ioniser d'autres molécules. On assiste ainsi à l'apparition d'une avalanche. Ce sont les électrons créés au voisinage de la cathode qui créent au cours du processus de multiplication ($N = N_0 e^{\alpha x}$), l'essentiel du signal induit sur les bandes métallisées de l'anode. Chaque bande est interconnectée à une ligne à retard de type LC, d'impédance caractéristique 50Ω et de retard $5 ns$. Ce signal induit se propage de part et d'autre de la ligne à retard. En mesurant la différence de temps entre les arrivées des deux signaux au bout de la ligne à retard, on peut identifier la bande qui a été touchée. L'identification des deux bandes perpendiculaires, permet de déterminer les coordonnées du point d'impact dans le repère lié à la plaque parallèle. La référence en temps est donnée par le signal de la cathode. En effet, ce signal est utilisé pour déclencher le TDC (Time to Digital Converter) associé à la plaque parallèle (à chaque plaque parallèle est associé un TDC). Chaque signal arrivant en bout de la ligne à retard engendre un stop, et on obtient ainsi quatre mesures de différence de temps. Désignons par **XG** et **XD** le temps qui s'écoule entre le

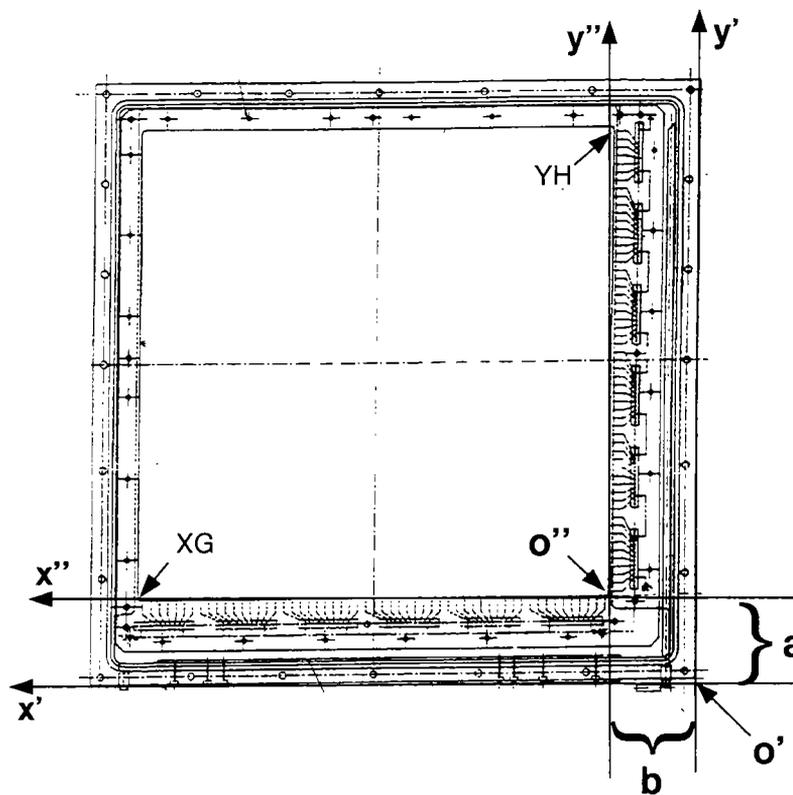


Figure 2.13: Orientation des axes du repère lié à la plaque parallèle.

moment où le TDC est déclenché et l'arrivée du signal aux deux extrémités de la ligne à retard colinéaire à l'axe x . De même, YB et YH désignent les différences de temps, par rapport au signal de la cathode, mesurées aux extrémités de la ligne à retard colinéaire à l'axe y . Les opérations $(XG - XD)$ et $(YB - YH)$ permettent d'imposer l'origine des axes en O'' (figure 2.13) ou plus exactement de définir le sens de ces axes; de droite à gauche pour l'axe x et de bas en haut pour l'axe y . Afin de s'affranchir de la dépendance de la position, de la valeur de la haute tension appliquée à la cathode, ces différences seront normalisées par la longueur totale de la ligne à retard. Nous pouvons donc écrire:

$$RX = \frac{XD - XG}{XD + XG} \quad RY = \frac{YB - YH}{YB + YH} \quad (2.3)$$

RX et RY sont les coordonnées du fragment de fission dans le repère $\mathcal{R}''(O'', x'', y'')$ (figure 2.13). Dans le cas idéal:

$$\text{si } XG = 0 \implies RX = +1 \quad (2.4)$$

$$\text{si } XD = 0 \implies RX = -1 \quad (2.5)$$

Le paramètre RX qui représente l'abscisse du fragment dans \mathcal{R}'' est alors compris entre -1 et 1 ($RX \in [-1,1]$). Pour obtenir un spectre sur 2048 canaux, on calcule le paramètre intermédiaire RXC tel que:

$$RXC = (RX + 1) \frac{2048}{2}. \quad (2.6)$$

Un raisonnement identique est valable pour le calcul de RYC de l'ordonnée du

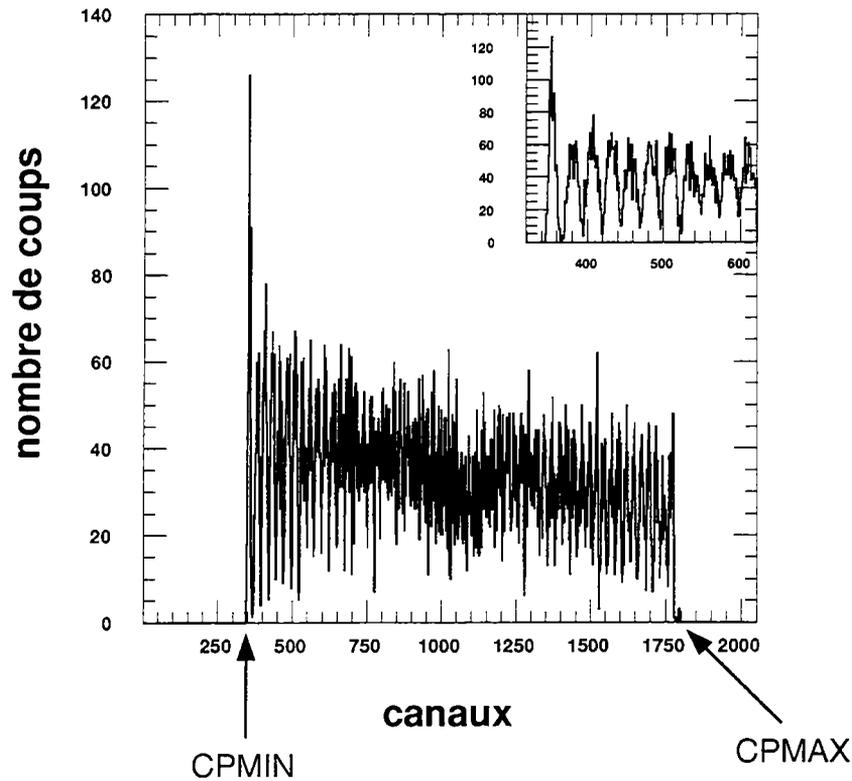


Figure 2.14: Spectre de localisation obtenu pour une anode lors du test avec la source de ^{252}Cf .

fragment. Sauf cas contraire, nous ne raisonnerons que sur l'un des axes; soit l'axe des abscisses, sachant que le même raisonnement s'applique pour l'axe des

ordonnées. La figure 2.14 est un spectre typique de localisation. L'axe des abscisses est exprimé en unités arbitraires (nombre de canaux) et le nombre de coups est porté en ordonnée. Nous avons pu nous assurer que le spectre comporte 57 pics correspondant aux 57 bandes de l'anode. Ce spectre a été obtenu lors d'un test avec la source de californium.

Il faut ensuite exprimer en millimètres, la position ainsi calculée. Sachant que la relation entre le temps (en ns) et les canaux lus dans le TDC est linéaire, la conversion des canaux en millimètres a été faite en utilisant la relation suivante:

$$XM(mm) = 284.48 \frac{RXC - CPMIN}{CPMAX - CPMIN}. \quad (2.7)$$

La longueur totale de l'anode est de 284.48 mm . CPMIN et CPMAX sont représentés sur la figure 2.14. Ce sont les nombres de canaux correspondant aux positions de la première et de la dernière bande respectivement. Le paramètre RXC varie entre CPMIN et CPMAX. On peut aisément vérifier que l'abscisse du fragment de fission varie bien entre 0 et 284.48 mm . XM et YM sont les coordonnées du fragment de fission dans le repère \mathcal{R}'' . Pour des raisons de commodité, ces coordonnées vont être exprimées dans le repère $\mathcal{R}'(O', x', y')$ (figure 2.13). Ce repère est un repère lié au plan de la cathode. Si (XM, YM) sont les coordonnées dans \mathcal{R}'' du point M, la relation vectorielle

$$\mathbf{O'M} = \mathbf{O'O''} + \mathbf{O''M} \quad (2.8)$$

permet de déduire les coordonnées (x', y') de ce point dans \mathcal{R}' connaissant ceux de $O''(a, b)$ dans ce repère. a et b sont représentés sur la figure 2.13.

Ce procédé est suivi pour déterminer les coordonnées du fragment de fission dans le repère (O', x', y') lié à la plaque parallèle pour chacune des dix plaques constituant les deux cubes du détecteur. La figure 2.15 montre les orientations des axes des repères liés aux différentes plaques parallèles dans le détecteur. On remarque que les cubes sont images l'un de l'autre par rapport à un miroir qui serait situé dans le plan médian du détecteur. A l'exception des plaques parallèles perpendiculaires à l'axe du faisceau, les axes x de ces repères sont toujours orientés vers ce plan médian. Connaissant les orientations des axes d'une plaque parallèle quelconque appartenant à un cube donné, les orientations des axes de la plaque parallèle suivante sont obtenues par rotation de $+\frac{\pi}{2}$ ou $-\frac{\pi}{2}$. Les cubes, ainsi que les plaques parallèles correspondantes ont été numérotés. Le cube **1** est celui par lequel rentre le faisceau. L'autre est numéroté **2**. La plaque parallèle supérieure du cube **1** est numérotée **11**. En se plaçant face à ce cube, la numérotation de la plaque suivante est obtenue en tournant dans le sens des aiguilles d'une montre soit: **12**, **13** et **14**. De la même façon, on obtient les numérotations des plaques parallèles du cube **2**: **21**, **22**, **23** et **24**. Les plaques perpendiculaires à l'axe du faisceau sont notées **10** et **20** pour les cubes **1** et **2** respectivement.

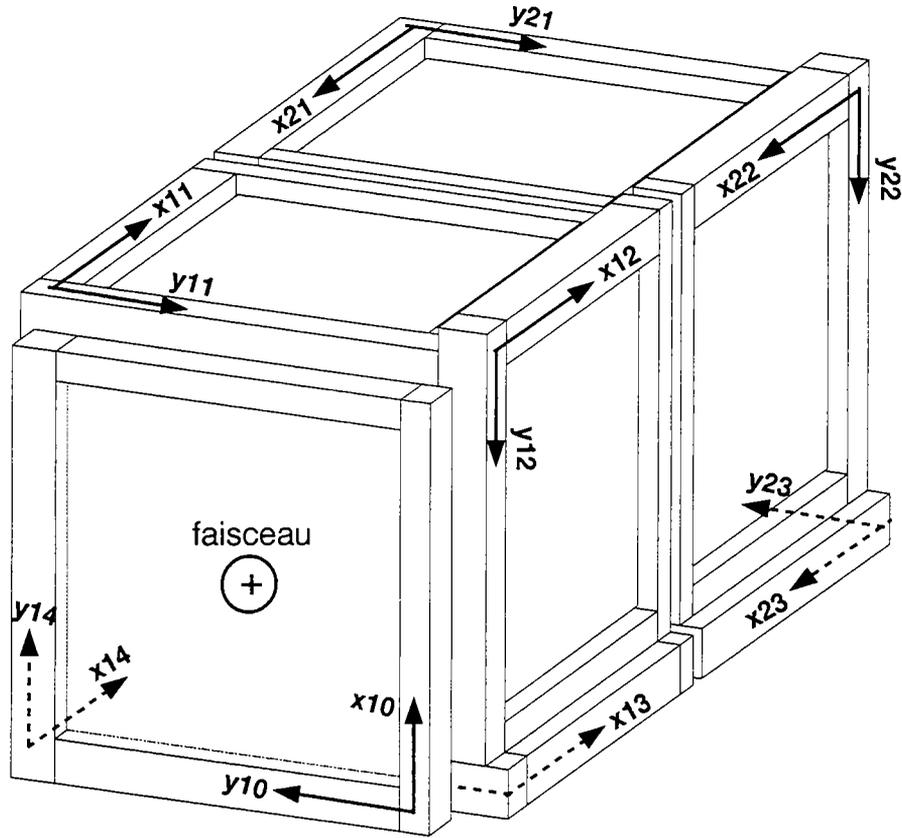


Figure 2.15: Orientations des axes des repères liés aux plaques parallèles dans le détecteur.

Définissons un repère $\mathcal{R}(O, x, y, z)$ dont l'origine est le centre de la cible située à la juxtaposition des cubes et l'axe z colinéaire à l'axe du faisceau et de même sens. Le plan (x, y) est le plan médian du détecteur. L'axe y de \mathcal{R} est colinéaire à l'axe Y_{10} (voir figure 2.15) mais de sens opposé. Le sens de l'axe x est de bas en haut. Connaissant les coordonnées d'un fragment de fission dans l'un quelconque des repères liés aux plaques parallèles, la relation vectorielle

$$\mathbf{OM} = \mathbf{OO}'_{ij} + \mathbf{O}'_{ij}\mathbf{M} \quad (2.9)$$

permet d'exprimer ces coordonnées dans le repère absolu \mathcal{R} lié au laboratoire. O'_{ij} ($i=1,2; j=1,2,3,4$) sont les origines des repères liés aux plaques parallèles. Leurs coordonnées dans \mathcal{R} sont portées dans le tableau 2.1. En réalité, seules deux coordonnées sont calculées à l'aide de l'expression 2.9. La troisième ne dépend que de la plaque parallèle qui a détecté le fragment de fission. En effet, lorsqu'une plaque parallèle donnée détecte un fragment de fission, la coordonnée de l'axe perpendiculaire à celle-ci n'est pas calculée. Elle est égale à la coordonnée (dans

le repère \mathcal{R}) de l'origine O'_{ij} du repère lié à cette plaque. Concrètement, si, par exemple, la plaque parallèle **10** est touchée, parce que perpendiculaire à l'axe z , la coordonnée z du fragment est tout simplement égale à la coordonnée z de O'_{10} .

| PPAC | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
|------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| x | -197.8 | 175.8 | 217.2 | -175.8 | -217.2 |
| y | 197.8 | -217.2 | 175.8 | 217.2 | -175.8 |
| z | -406.0 | -384.1 | -384.1 | -384.1 | -384.1 |

| PPAC | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 |
|------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| x | -187.8 | 175.8 | 217.2 | -175.8 | -217.2 |
| y | 197.8 | -217.2 | 175.8 | 217.2 | -175.8 |
| z | 406 | 384.1 | 384.1 | 384.1 | 384.1 |

Tableau 2.1: Coordonnées, dans le repère absolu \mathcal{R} , des origines O'_{ij} des repères liés aux plaques parallèles des cubes **1** et **2**.

Calcul de l'angle entre les fragments de fission

Soit $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ les vecteurs de base du repère \mathcal{R} . Soient \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 les vecteurs position, respectivement des fragments $ff1$ et $ff2$ de coordonnées respectives $M_1(x_1, y_1, z_1)$ et $M_2(x_2, y_2, z_2)$. On peut définir le vecteur \mathbf{r} de coordonnées $M((x_2 - x_1, y_2 -$

$y_1, z_2 - z_1$) dont la norme est la distance séparant les points M_1 et M_2 :

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1.$$

En élevant au carré les deux membres de cette égalité, on obtient:

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \theta.$$

De cette équation, on déduit l'angle entre les deux fragments de fission.

Tests du détecteur avec la source de ^{252}Cf

En exploitant la fission spontanée du ^{252}Cf , le détecteur FUSION a été testé avant son utilisation dans l'expérience proprement dite. La source, constitué d'un fin dépôt de Cf sur une feuille mince de Ni de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, est située à la position de la cible, c'est-à-dire à la juxtaposition des deux cubes. En réalité, on dispose d'un porte-cible sur lequel est montée la source. Ce porte-cible peut subir une translation verticale le long de l'axe x , ce qui permet d'effectuer des prises de données pour différentes positions de la source.

Cette source a permis de tester la localisation dans le repère lié à la plaque parallèle et le calcul des coordonnées des fragments de fission. Pour cela, on a placé un masque carré de chaque côté de la source. On devrait pouvoir obtenir l'image du masque après reconstruction des positions dans les plaques parallèles perpendiculaires à l'axe du faisceau. C'est ce que l'on peut voir sur la figure 2.16 où n'a été présenté que le spectre d'une seule des deux plaques parallèles: la plaque **10**. La figure de gauche (figure 2.16 a)) est la localisation des fragments de fission dans le repère de la plaque parallèle. Les axes des abscisses et des ordonnées sont en unités arbitraires (canaux). Par contre la figure 2.16 b) est la projection dans le plan (x, y) , des coordonnées des fragments de fission calculées dans le repère absolu lié au laboratoire. Les axes sont exprimés en millimètres. On remarque qu'on obtient bien une surface carrée. La projection n'est effectuée que dans le cas d'une détection en coïncidence des fragments de fission et uniquement pour les plaques parallèles **10** et **20**. Lors des tests avec des masques toutes les plaques parallèles composant le détecteur ne fonctionnaient pas encore correctement. Nous allons voir que l'électronique d'acquisition n'avait pas encore été optimisée. En effet, quand on compare les figures 2.16 a) et 2.16 b), on se rend compte qu'il y a beaucoup (facteur 5) plus de coups dans 2.16 a) que dans 2.16 b). Ce qui n'est pas normal quand on sait que l'efficacité des plaques parallèles est élevée ($\sim 100\%$). Dans un premier temps, nous avons comparé le spectre 2.16 a) à son équivalent pour la plaque **20**. Nous avons remarqué qu'il y a presque (différence de 11.8%) autant de coups dans l'un que dans l'autre. Ensuite, nous avons regardé le nombre de fois que les plaques parallèles **10** et **20** ont détecté en coïncidence chacune un fragment de fission. Nous nous sommes alors rendu compte qu'il n'y

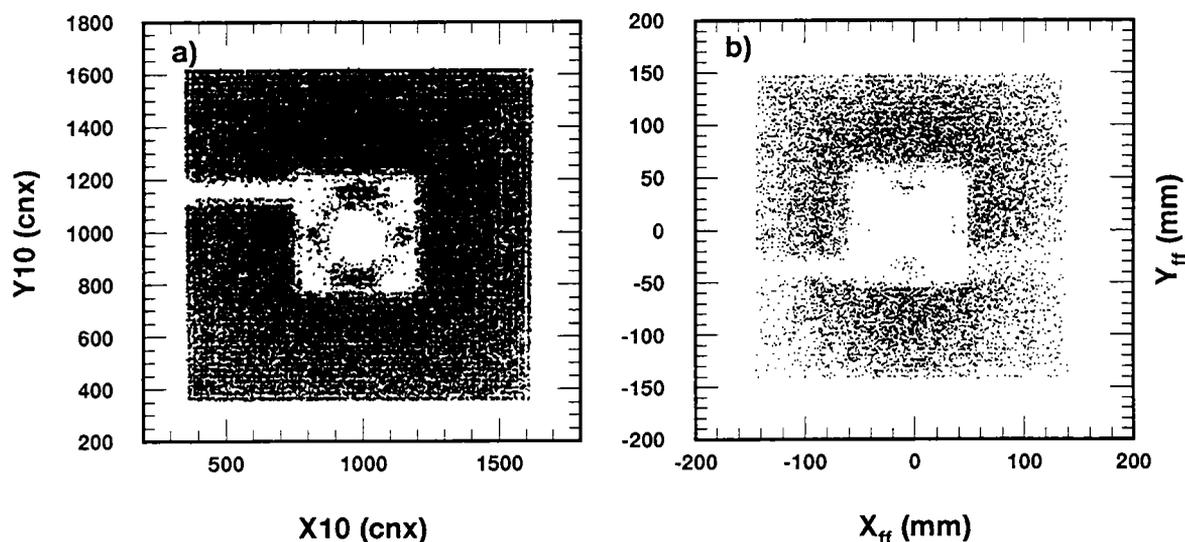


Figure 2.16: Localisation des fragments de fission dans le repère lié à la plaque parallèle 10 (figure de gauche) et dans le repère absolu (figure de droite). On peut voir l'image du masque qui avait été placé devant la source. Ce masque a permis de contrôler le calcul des coordonnées des fragments de fission.

avait plus que 29% du nombre détecté dans les plaques parallèles. Nous avons néanmoins poursuivi en déterminant la fraction du nombre de coïncidence pour laquelle on a pu mesurer tous les signaux (XG, XD, YB et YH, c'est-à-dire pas de dépassement de la capacité maximale du codeur): on trouve 66%. Nous avons choisi de montrer ce spectre car ce fût la seule prise de données pendant laquelle des masques avaient été positionnés de part et d'autre de la source de ^{252}Cf . Les défauts cités ci-dessus ont été corrigés de façon à obtenir une efficacité similaire pour tous les couples de plaques parallèles.

Étant donné que les fragments sont issus de la fission spontanée du ^{252}Cf (3.09% et 96.91% en α), ils seront, à cause de la conservation de l'impulsion, émis à 180° l'un de l'autre. En calculant les coordonnées des fragments dans le repère absolu lié au laboratoire, on peut, en plus de l'angle, déterminer la position de la source. Les résultats de ces calculs sont résumés par les spectres de la figure 2.17. On s'aperçoit que la cible est bien située à l'origine du repère (x-pos, y-pos et z-pos tous centrés à 0) et que l'angle entre les fragments, déterminé expérimentalement est très proche de 180° .

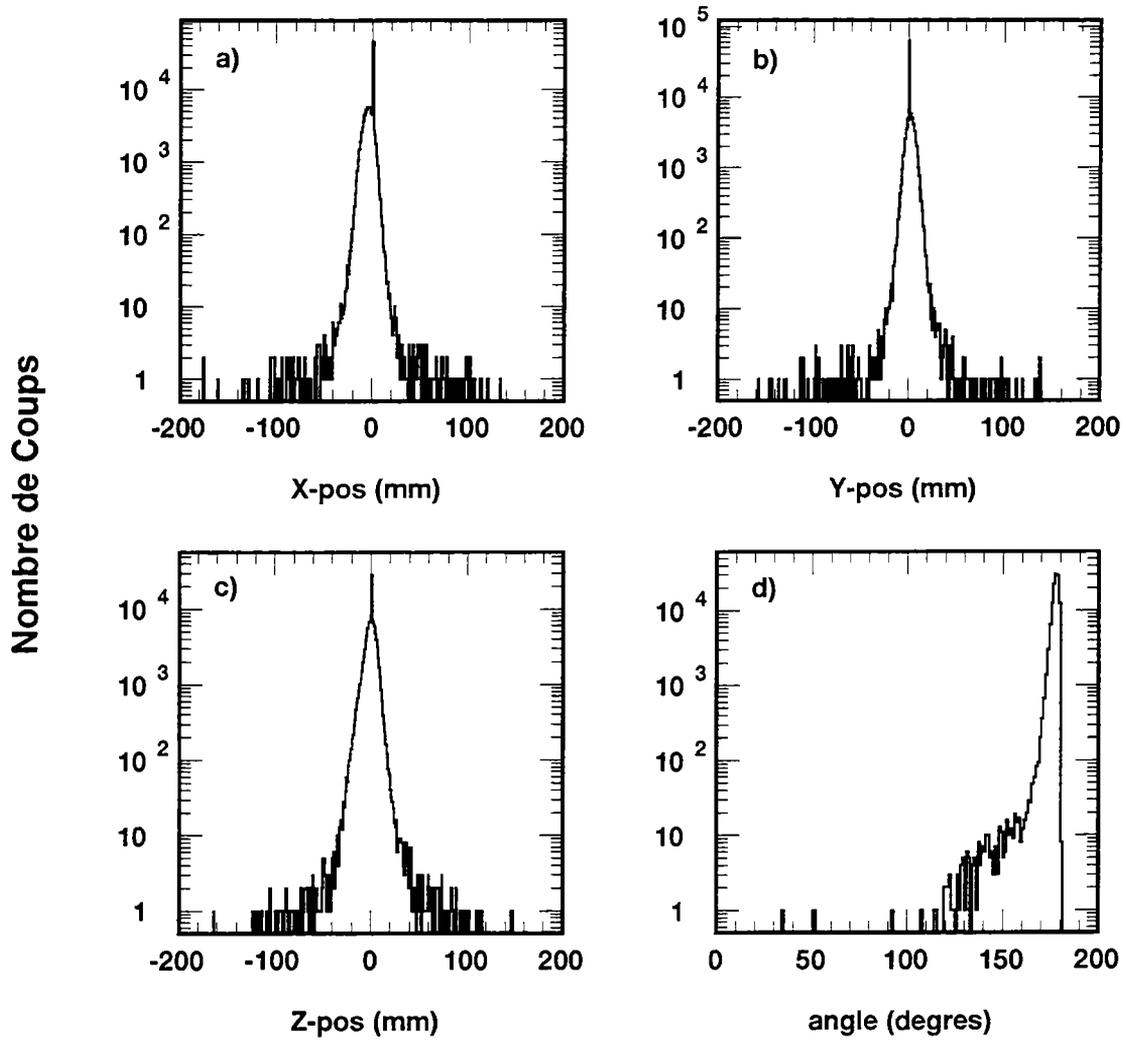


Figure 2.17: Position reconstruite de la cible dans le repère \mathcal{R} lié au laboratoire (a, b et c). L'angle entre les fragments de fission du ^{252}Cf est représenté sur la figure d.

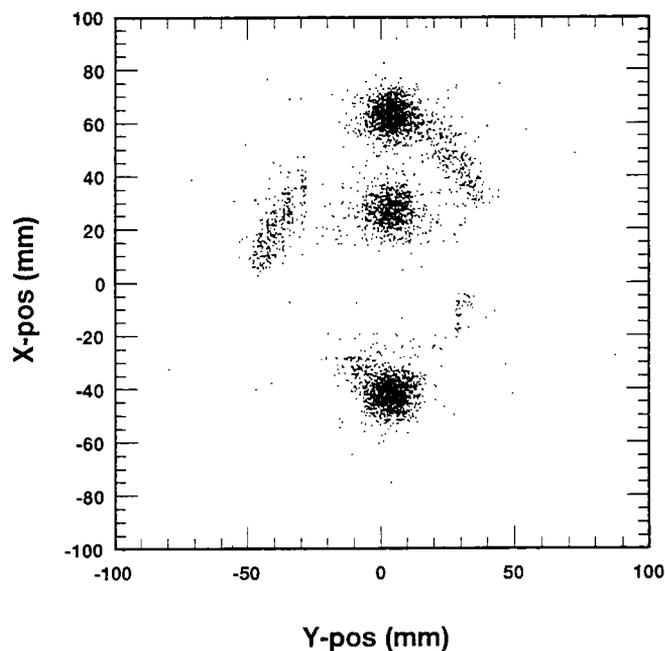


Figure 2.18: Test avec la source de ^{252}Cf . Les trois tâches principales correspondent à différentes positions de la source obtenues par translation rectiligne du porte-source, le long de l'axe x .

Le spectre de la figure 2.18 présente dans le plan (x, y) , différentes positions de la source. Par translation rectiligne le long de l'axe x , des positions différentes de la source ont été choisies. L'axe vertical est l'axe des x . Les unités sont des millimètres. Comme on pouvait s'y attendre, la translation le long de l'axe x ne modifie pas les deux autres coordonnées.

Toujours avec la source de Cf, la distribution angulaire des fragments de fission a pu être calculée. Ceci nous a permis de comparer le résultat expérimental 2.19 b) à celui obtenu par simulation ([Sida 93]) 2.19 a). La simulation est purement géométrique, c'est-à-dire qu'elle ne tient pas compte des effets de cibles ni de seuil de détection. Il apparaît sur la figure 2.19 des zones où la détection est rendue impossible à cause de la mécanique du détecteur. La différence entre la simulation et l'expérience est due à un problème d'inefficacité aux extrémités des lignes à retard qui peut être corrigé par le bon ajustement des seuils. Le résultat obtenu a globalement le comportement d'une distribution isotrope ($\propto \sin^n \theta$).

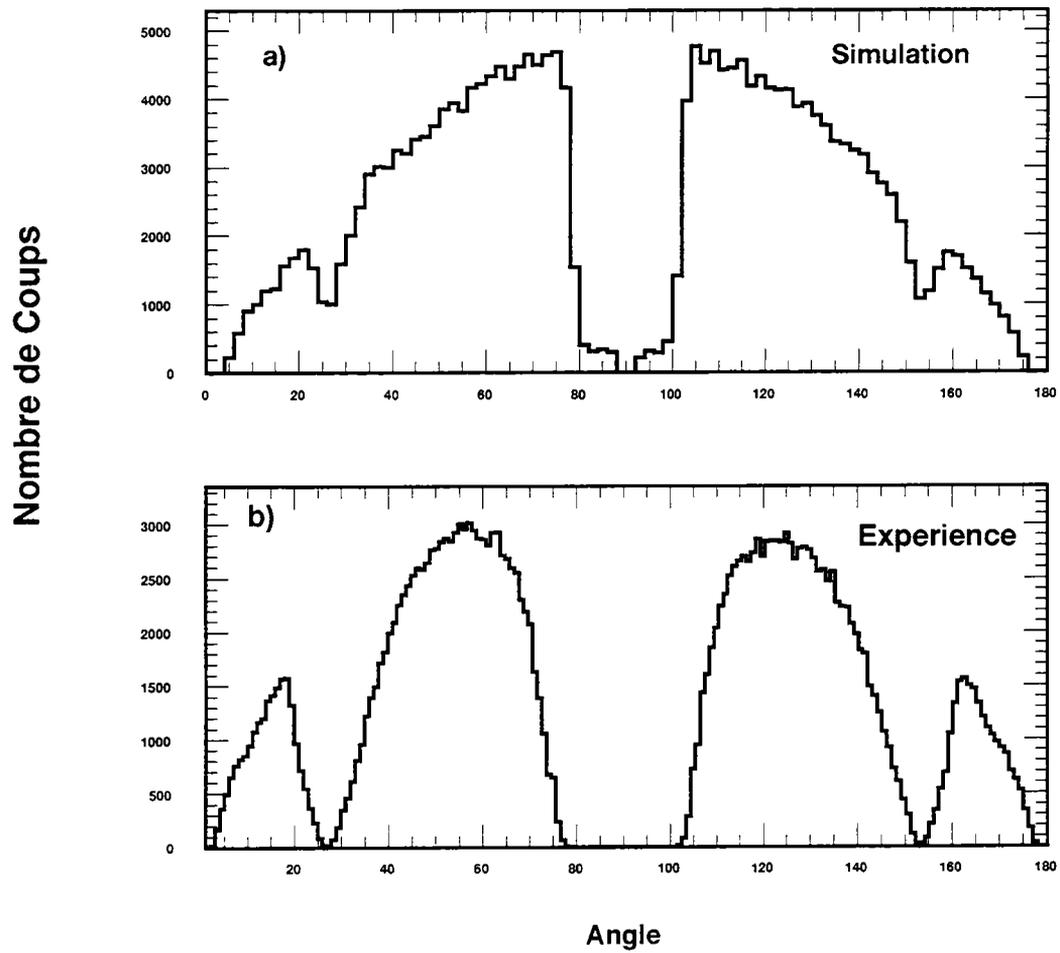


Figure 2.19: Comparaison entre simulation a) et expérience b) de la distribution angulaire des fragments de fission pour la source de ^{252}Cf . La simulation ne tient pas compte des effets de cible, ni de seuil de détection.

2.6 Mesure de la section efficace de fission $^{9,11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$

Faisceau secondaire

La sélection effectuée à l'aide du spectromètre LISE et du filtre de Wien a permis d'obtenir une pureté de faisceau de près de 95%. La figure 2.20 présente une matrice d'identification des différents noyaux composant le faisceau secondaire lors d'une prise de donnée avec le ^9Be à 45 MeV (figure 2.20 a)) et le ^{11}Be à 38 MeV (figure 2.20 b)). C'est une matrice $(\Delta E, E)$ où ΔE et E sont respectivement la perte d'énergie et l'énergie mesurées par un télescope situé après le filtre de Wien. Les axes de la matrice sont en unités arbitraires (canaux). Les principaux contaminants pour le faisceau de ^9Be sont le ^{11}B (0.26%) et le ^7Li (1%) tandis que pour le faisceau de ^{11}Be , ils sont constitués de ^{13}B (2.3%) et de ^9Li (0.2%). Des faisceaux de qualité identique ont été également obtenus pour les autres prises de données à différentes énergies.

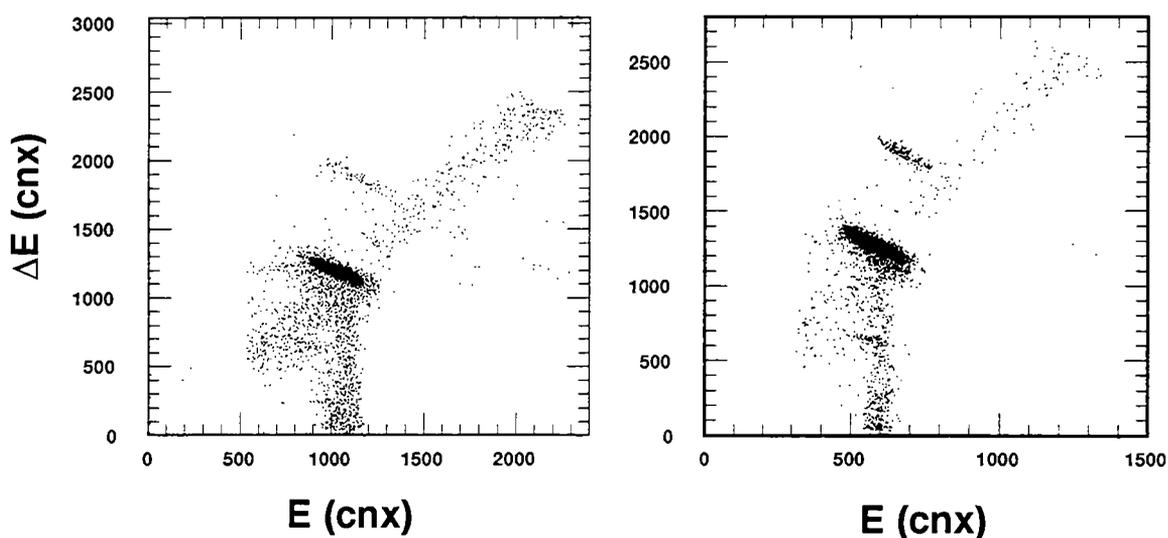


Figure 2.20: Exemple de matrices d'identification des particules présentes dans le faisceau lors d'une prise de données. Les principaux contaminants sont les ^7Li et ^{11}B pour le faisceau de ^9Be (figure de gauche) et les ^9Li et ^{13}B pour le faisceau de ^{11}Be (figure de droite).

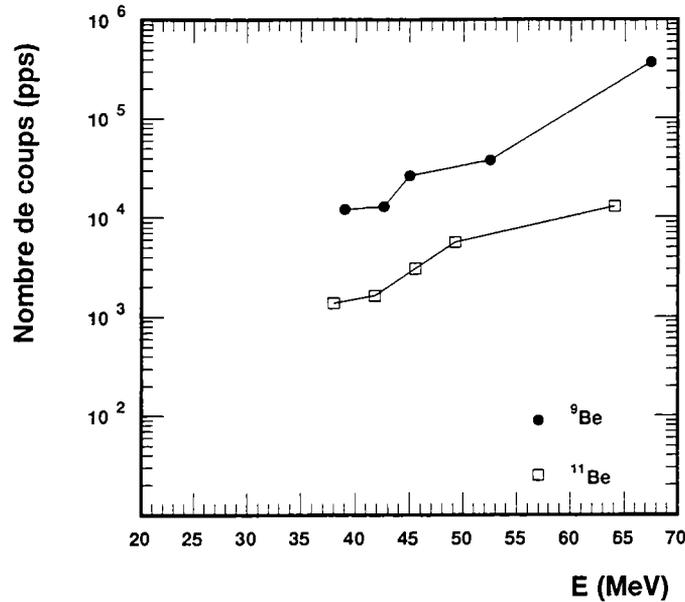


Figure 2.21: Taux de production des faisceaux de ${}^9\text{Be}$ et de ${}^{11}\text{Be}$ en fonction de l'énergie.

La figure 2.21 montre le taux de production des noyaux de ${}^9\text{Be}$ et de ${}^{11}\text{Be}$ en fonction de leur énergie. Plus il faut ralentir le faisceau secondaire, plus faible est le taux de production. Ceci illustre l'une des difficultés majeure de réalisation d'une expérience aux énergies autour de la barrière coulombienne avec des faisceaux exotiques à l'heure actuelle. Pour le ${}^9\text{Be}$, par exemple, il y a près de deux ordres de grandeurs entre le nombre de particules par seconde à 67.5 MeV et celui à 39 MeV.

Détection des fragments de fission

Comme pour les tests avec la source de Cf, nous avons calculé les coordonnées des fragments de fission détectés en coïncidence pour en déduire l'angle entre les fragments. L'expression E_{cm} de l'énergie disponible dans le centre de masse du projectile et de la cible, en fonction de sa valeur E^{lab} dans le laboratoire est donnée par:

$$E_{cm} = \frac{m_c}{m_p + m_c} E^{lab}.$$

m_c et m_p sont respectivement les masses de la cible et du projectile. Si $m_p \ll m_c$ (ce qui est notre cas) alors, $E_{cm} \sim E^{lab}$. Dans ces conditions, le référentiel du

centre de masse est presque confondu avec celui du laboratoire. L'impulsion totale étant nulle dans le référentiel du centre de masse, les fragments de fission vont être émis avec un angle proche de 180° .

Le spectre de la figure 2.22 a) présente la distribution angulaire des fragments de fission obtenue pour une mesure ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ à 67.5 MeV. La forme du spectre est très différente de celle obtenue par simulation ou encore expérimentalement

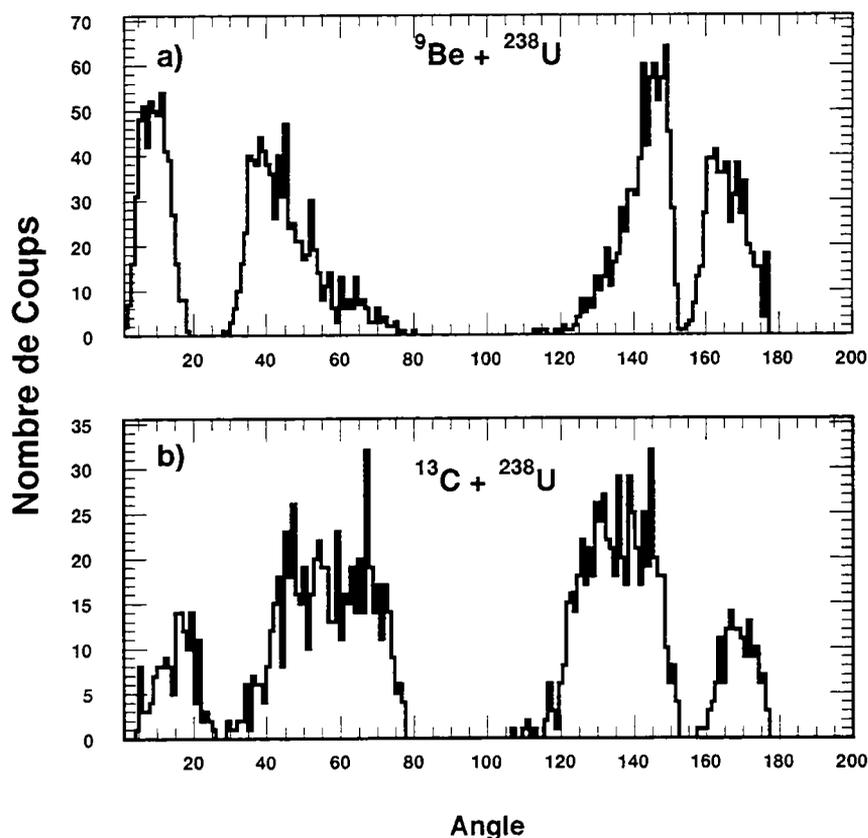


Figure 2.22: *Distribution angulaire des fragments de fission pour des mesures effectuées à 63.5 MeV (${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$) avec une cible de 1.6 mg/cm² et à environ 100 MeV (${}^{13}\text{C} + {}^{238}\text{U}$) avec une cible de 0.750 mg/cm². La différence entre la forme des deux distributions peut être attribuée à l'épaisseur et à l'inhomogénéité de la cible de 1.6 mg/cm² qui génère un grand trou dans le plan de cible.*

avec la source de ${}^{252}\text{Cf}$. La détection est nulle pour une large région angulaire autour de 90° , région dans laquelle on aurait dû mesurer le plus grand nombre de fragments de fission. Le creux autour de 90° est dû à l'utilisation d'une cible épaisse ($1.6 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$) et inhomogène. Une partie des fragments de fission sont

arrêtés dans la cible dans cette région angulaire. Dans l'étude de la réaction $^{13}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (figure 2.22 b)), nous avons utilisé une autre cible de $750 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Cette cible ne génère pas de trou comme la cible épaisse et on trouve un bon accord avec les formes prévues par la simulation. Ces calculs de distribution angulaire n'ont pas pu être fait au cours de la prise de données. Nous n'avons donc pas corrigé ce défaut et avons travaillé avec la cible épaisse. L'efficacité de détection n'a donc pas été de 80% comme nous l'escomptions. D'autre part, étant donné que nous n'avons pas de détecteur "start" pour la mesure de temps de vol, il n'a pas été possible de caractériser la fission par la détection d'un seul fragment. Nous avons choisi, afin d'avoir une signature inambigüe, de signer la fission par la détection en coïncidence des deux fragments, ce qui diminue encore l'efficacité.

Ne connaissant pas l'efficacité de détection, nous ne pourrions pas donner de section efficace absolue. Par contre, puisque nous avons utilisé la même cible pour toutes les mesures avec le ^9Be et le ^{11}Be , l'efficacité de détection était constante et, par conséquent, les sections efficaces relatives seront correctes.

2.6.1 Détermination des sections efficaces de fission

Les mesures des sections efficaces de fission ont été effectuées pour cinq valeurs différentes de l'énergie, aussi bien pour le ^9Be que pour le ^{11}Be . Nous allons commencer par expliquer comment nous avons déterminé les différents paramètres qui serviront au calcul des sections efficace de fission à savoir: l'énergie moyenne de la mesure, le temps de vol, le flux incident et le temps mort.

Détermination de l'énergie moyenne \bar{E}

Pour calculer l'énergie effective de la particule incidente sur la cible, nous avons calculé la perte d'énergie de ces particules dans les feuilles de mylar du filtre de Wien et celles de la plaque parallèle située avant la cible. La feuille de mylar du filtre de Wien a une épaisseur de $2\mu\text{m}$. Le faisceau traverse 5 feuilles de mylar dans la plaque parallèle. Trois feuilles d'une épaisseur de $1.5\mu\text{m}$ chacune sont celles qui constituent les trois électrodes et deux autres d'une épaisseur de $2.5\mu\text{m}$ chacune sont les feuilles d'entrée et de sortie de la plaque parallèle.

L'énergie moyenne de la mesure a été calculée en tenant compte de la perte d'énergie dans la cible. En moyenne, cette perte d'énergie est égale à la perte d'énergie dans la moitié de l'épaisseur totale de la cible: soit $0.8\text{mg}/\text{cm}^2$. Le calcul de perte d'énergie a été effectué à l'aide du programme PEDRA [Char 00] qui utilise les formules de Ziegler [Zieg 77].

Temps de vol

Nous avons mesuré le temps de vol des fragments de fission par rapport à la haute fréquence (HF) du cyclotron qui constituait la référence en temps. Le codeur

(TDC) est déclenché par le signal de la cathode qui détecte le fragment et est stoppé par la haute fréquence. Ce signal est conditionné par la présence de celui de la cathode. Nous avons construit le temps de vol entre les fragments de fission qui ne dépend pas de la haute fréquence.

Normalisation

Pour déterminer le nombre de particules incidentes, nous avons utilisé un scintillateur plastique placé à la sortie du détecteur. Nous avons vérifié que l'efficacité intrinsèque de ce plastique est voisine de un. Par conséquent, le nombre de particules détectées par le plastique est considéré comme égal au nombre de particules incidentes. Nous avons corrigé ce nombre de la radioactivité des noyaux. Cette radioactivité est mesurée en l'absence de faisceau. Elle est négligeable pour le ${}^9\text{Be}$ et est de l'ordre du tiers du faisceau incident pour le ${}^{11}\text{Be}$. Nous avons vérifié que ce rapport était constant pour toutes les prises de données que nous avons effectuées.

Quand le système d'acquisition traite un évènement, il délivre un signal (que nous noterons TM) qui interdit l'analyse d'un nouvel évènement pendant un certain temps. Ce temps est appelé temps mort. Pour calculer le temps mort total, nous avons utilisé les échelles. Une échelle est un instrument qui permet de compter le nombre d'impulsions d'un signal donné. Nous avons utilisé une première échelle pour compter le nombre de fois qu'une plaque parallèle a détecté un fragment de fission (signal de la cathode) et une seconde, qui ne prend en compte l'impulsion de la plaque parallèle que si le signal TM est absent. Le rapport de ces deux nombres permet de déterminer le temps mort total. Ce temps mort est négligeable. Il a été déterminé inférieur ou égal à 5% ce qui n'est pas surprenant vu les faibles taux de comptage que nous avons enregistré.

Section efficace de fission

Pour effectuer la sélection finale, nous avons construit la matrice ($\theta_{ff,tdv}$) où θ_{ff} est l'angle entre les fragments de fission et tdv leur différence de temps de vol en unités arbitraires (figure 2.23). Sur la figure de gauche, on voit clairement deux groupes d'évènements pour des angles voisins de 180° . Le groupe du haut correspond au faisceau détecté dans les plaques parallèles situées avant et après la cible. La différence de temps de vol des particules du faisceau est différente de celle des fragments de fission. Afin de s'assurer que nous détectons des fragments de fission, même dans le cas de très faible statistique, nous avons décidé de ne pas tenir compte de ces plaques parallèles malgré que ces deux groupes d'évènements soient ici bien différenciés. Nous avons donc construit la matrice de droite qui ne présente plus aucune contamination. Les caractéristiques des fragments de fission ne changent presque pas entre le ${}^9\text{Be}$ et le ${}^{11}\text{Be}$ et pour les différentes énergies,

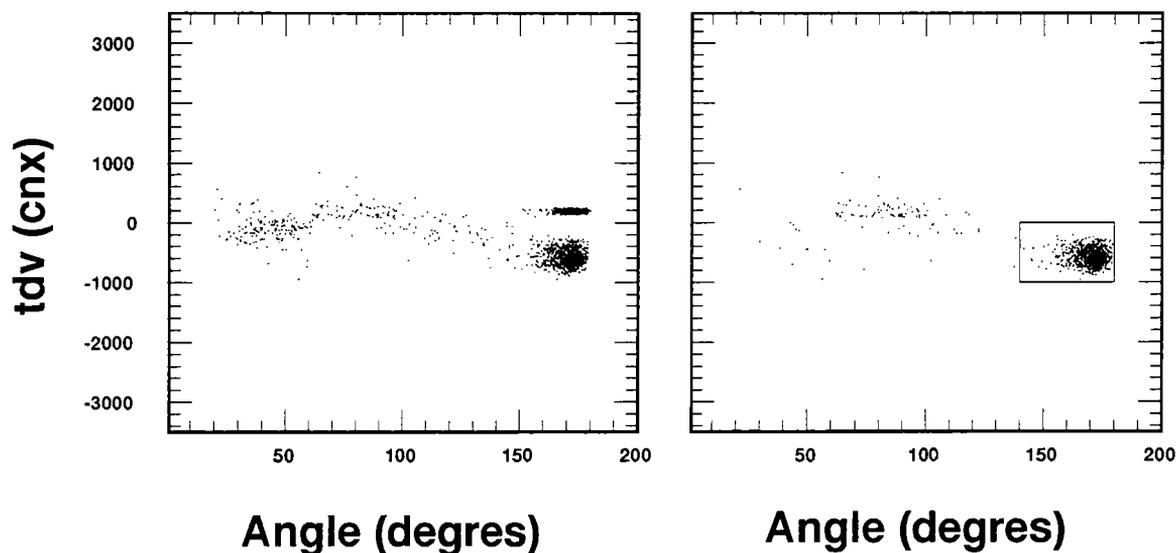


Figure 2.23: Matrices (Angle, tdv) où tdv est la différence de temps de vol (en unités arbitraires) des fragments de fission par rapport à la haute fréquence du cyclotron. Dans la figure de droite on a supprimé les plaques parallèles 10 et 20. Le carré de la figure de droite constitue la sélection finale.

nous avons fait notre sélection des événements fission à l'intérieur d'un même contour. (figure 2.23 droite).

Etant donné que cette expérience fait partie des premières à étudier l'effet du halo de neutrons sur la fusion et vu les conditions difficiles (faible taux de particules incidentes) dans lesquelles elle a été réalisée, nous avons décidé de présenter toutes les matrices de sélection finale des événements (figure 2.25, 2.24). Les matrices sont présentées pour les différents systèmes à toutes les énergies de prise de données. Nous y avons aussi ajouté une matrice représentant la mesure du bruit de fond. Cette mesure, effectuée pendant une durée de six heures, a permis d'estimer le taux de comptage due au bruit. Ce taux de comptage est au plus égal à un événement toutes les six heures.

De même, nous avons regroupé dans le tableau 2.2, pour chaque système, le nombre d'événements retenus pour effectuer les calculs ainsi que le temps de la mesure exprimé en minutes.

La section efficace a été calculée à l'aide de l'expression:

$$N_{det} = \sigma \Phi N_c,$$

où N_{det} est le nombre de fragments de fission détectés en coïncidence par unité de

| | | | | | |
|-------------------------|------|------|-------|-------|-------|
| Energie (MeV) | 63.5 | 48.6 | 41.07 | 38.82 | 35.19 |
| Statistique | 1156 | 227 | 13 | 2 | 1 |
| Temps mesure (m) | 230 | 423 | 441 | 424 | 132 |

| | | | | | |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Energie (MeV) | 59.32 | 44.73 | 41.05 | 37.35 | 33.53 |
| Statistique | 46 | 15 | 12 | 2 | 1 |
| Temps mesure (m) | 254 | 1006 | 1077 | 477 | 504 |

Tableau 2.2: Temps de mesure et nombre d'événements utilisés pour le calcul des sections efficaces de fission pour les deux systèmes à différentes énergies. Les données du système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ sont dans le premier tableau et celles du système ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ dans le second.

temps (s^{-1}), Φ est le nombre de particules incidentes par unité de temps (s^{-1}), N_c est le nombre de noyaux cibles par unité de surface (cm^{-2}) et σ est la section efficace. Elle a les dimension d'une surface (cm^{-2}).

Si tous les paramètres sont convertis dans les unités adéquates, σ peut s'exprimer en millibarn (mb):

$$\sigma = 10^7 \frac{N_{det} A}{6.022 \Phi \rho e}$$

A est le nombre de masse du noyau cible.

ρe est l'épaisseur de la cible exprimée en mg.cm^{-2} .

Les sections efficaces de fission ${}^9,{}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ en fonction de l'énergie sont présentées par la figure 2.26. L'énergie dans le centre de masse est exprimée en MeV et les sections efficaces en unités arbitraires. Les barres d'erreurs sur les sections efficaces sont uniquement d'origine statistique. L'incertitude sur l'énergie

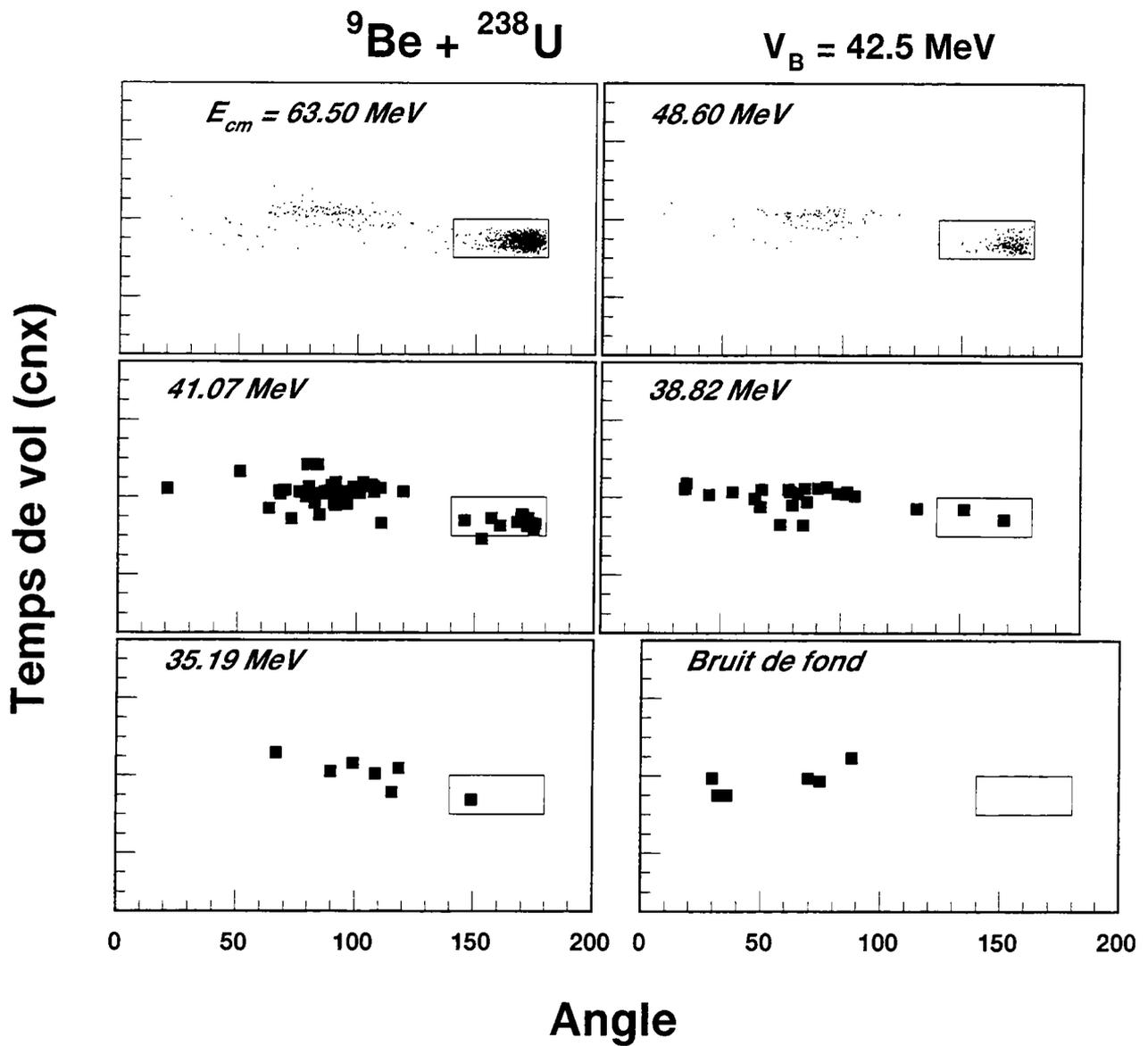


Figure 2.24: Matrice de sélection des événements à différentes énergies pour le système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$.

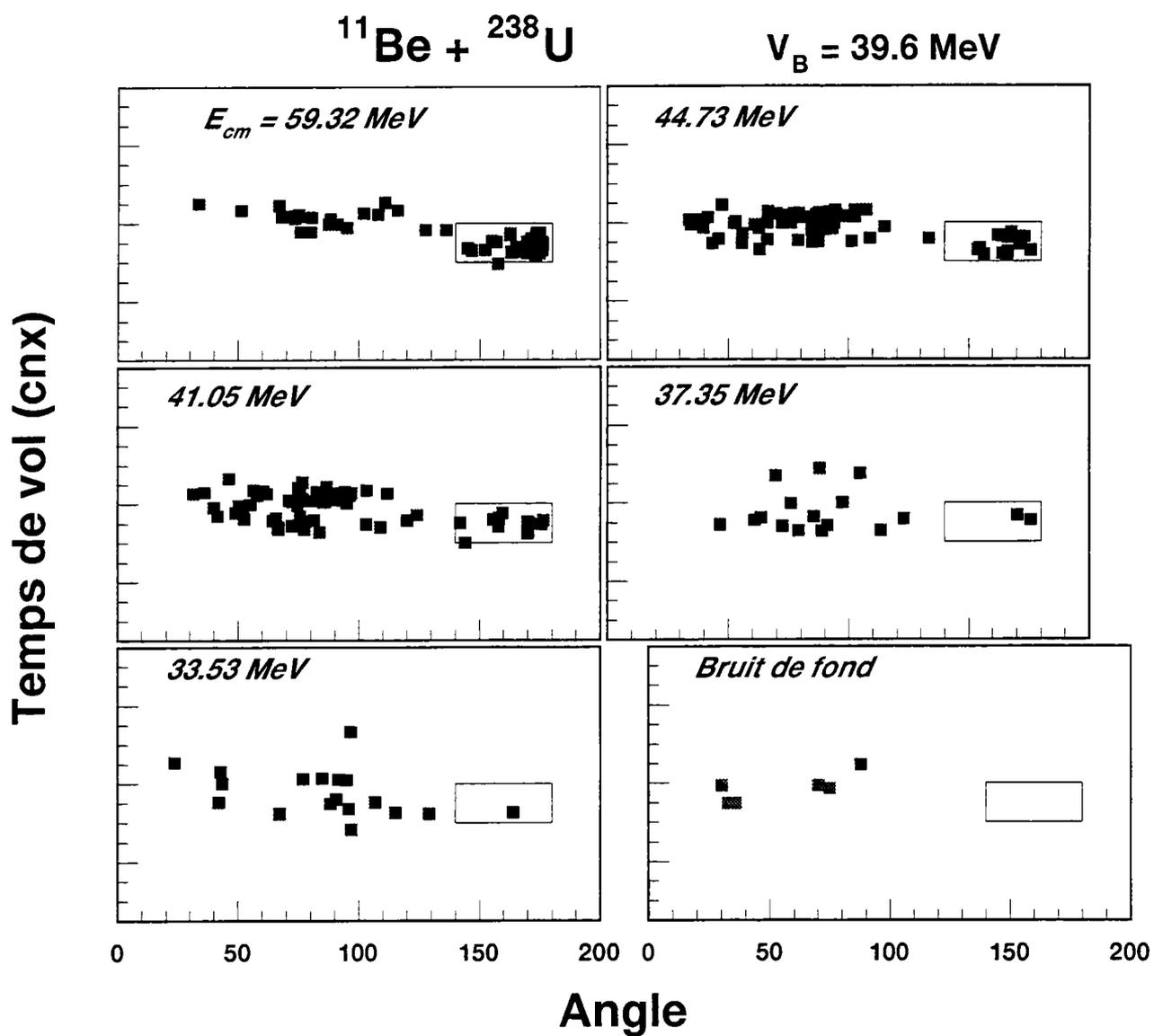


Figure 2.25: *Matrice de sélection des évènements à différentes énergies pour le système $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$.*

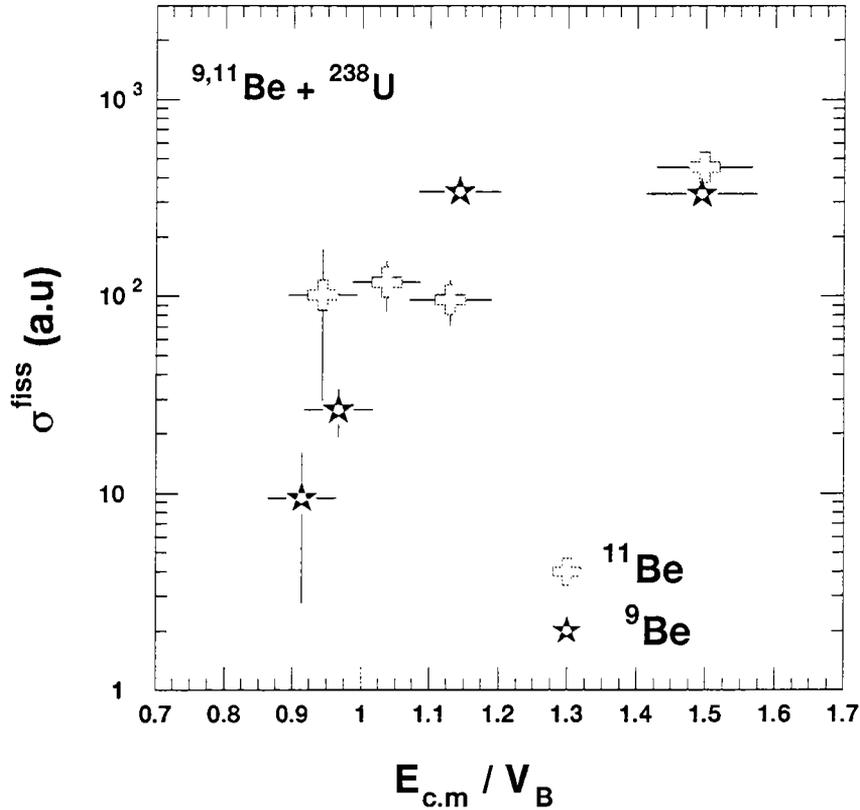


Figure 2.26: Section efficace de fission en fonction du rapport de l'énergie dans le centre de masse sur la hauteur de la barrière coulombienne. Cette hauteur est de $V_B = 42.5 \text{ MeV}$ pour le ${}^9\text{Be}$ et de $V_B = 39.6 \text{ MeV}$ pour le ${}^{11}\text{Be}$.

a été prise égale à l'ouverture totale du spectromètre, c'est-à-dire 5% en impulsion ($\Delta p/p = \pm 2.5\%$) ou 10% en énergie ($\Delta E/E = \pm 5\%$). Les points de plus basse énergie pour les deux systèmes ont été supprimés. La statistique à ces énergies était trop faible (~ 1 "bon évènement"). Pour le ${}^9\text{Be}$, on observe un comportement similaire à celui observé pour la majorité des noyaux stables, c'est-à-dire une fonction monotone au dessus de la barrière et une décroissance exponentielle au dessous. La section efficace de fission à $E_{c.m.} = 63.5 \text{ MeV}$ est légèrement inférieure à celle à 48.59 MeV . Nous avons pensé que pour ce système, nous abordons déjà un domaine d'énergie où la probabilité pour que la fusion complète conduise à la fission du noyau composé n'est plus proche de un. Pour le ${}^{11}\text{Be}$, on a un comportement inhabituel de la section efficace de fission. Ce comportement autour de la barrière coulombienne est loin d'être exponentielle. On observe plutôt un plateau. Le comportement de la section efficace de fission ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ par rapport à celle du système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ varie avec le domaine d'énergie. Au dessus de la

barrière coulombienne ($E_{c.m} = 1.5V_B$), les sections efficaces de fission des deux systèmes sont comparables. Autour de la barrière ($E_{c.m} = 1.1V_B$), celle du système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ est plus grande d'environ un facteur 3. En dessous de la barrière ($E_{c.m} = 0.9V_B$), la section efficace ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ est la plus grande.

La section efficace de fission totale mesurée est la somme de deux composantes. Une composante est issue de la fusion complète suivie de la fission du noyau composé et l'autre composante est la fission de la quasi-cible provoquée par une réaction de transfert. Nous n'avons pas pu séparer ces deux composantes. Mais, de nombreux travaux expérimentaux [Viol 82] montrent que pour les énergies autour de la barrière coulombienne, la fission provoquée par une réaction de transfert ne constitue que quelques % de la section efficace de fission totale. Ce pourcentage augmente quand augmente la masse du projectile et/ou quand augmente l'énergie incidente. Des mesures récentes [Zuhu 96] de la section efficace de fission du système ${}^{11}\text{B} + {}^{238}\text{U}$ montrent que la composante de la fission due au transfert ne constitue que 2% de la section efficace totale. Le système que nous étudions est dans la même région de masse et d'énergie. Nous pensons donc que nous pouvons comparer les sections efficaces de fission obtenues aux calculs théoriques de section efficace de fusion qui sont l'objet des chapitres 3 et 4.

**CALCULS THEORIQUES DES
SECTIONS EFFICACES DE
FUSION SOUS-COULOMBIENNE**

Introduction

Les premiers calculs de pénétration d'une barrière de potentiel ont été effectués en 1928 par Gamov. Ceci a permis d'expliquer la radioactivité α dont on fête cette année le centenaire de la découverte. Les physiciens nucléaire ont porté un intérêt particulier pour ce type de calculs quand ils ont eu besoin de calculer les sections efficaces de fusion complète à des énergies sous-coulombiennes. Le but était de calculer les rapports d'embranchement des mécanismes de nucléosynthèse qui se déroulent dans les étoiles [Schr 77]. De nombreuses sections efficaces de fusion de noyaux légers furent mesurées à cette période. Ces mesures étaient relativement bien reproduites par une expression analytique de la probabilité de pénétration de la barrière établie, quelques années plus tôt, par Hill et Wheeler [Hill 53] (calcul à une dimension). Dès 1980, Stokstad [Stok 80] et Beckerman [Beck 80] réalisèrent des mesures de section efficace de fusion sous-coulombienne de deux noyaux lourds. Quelle ne fût pas leur surprise de découvrir que ces sections efficaces étaient plus grandes, et parfois de plus d'un ordre de grandeur, que les prédictions théoriques. En plus, ils remarquèrent que, pour un élément donné, cette augmentation variait fortement avec l'isotope. Cette découverte excita les expérimentateurs aussi bien que les théoriciens. Les expérimentateurs parce que l'on pouvait trouver des conditions expérimentales favorables, à la formation de noyaux super-lourds [Armb 85] (Il faut rappeler que la fusion a été le premier moyen pour synthétiser en laboratoire de nouveaux noyaux). Les théoriciens quand à eux, se sont préoccupés d'expliquer l'origine de cette augmentation. C'est ainsi que plusieurs théories ont été proposées. Elles conduisent toutes à une augmentation de la section efficace de fusion sous-coulombienne par rapport au calcul à une dimension. Ces théories effectuent des calculs où sont pris en compte soit la polarisation dynamique, soit la déformation statique des noyaux, soit le couplage aux voies inélastiques etc On peut consulter les références [Beck 88] et [Stea 86] où ces différentes techniques de calculs sont passées en revue.

Le calcul à une dimension (calcul de pénétration d'une barrière), de la section efficace de fusion autour de la barrière coulombienne va constituer le premier chapitre de cette partie théorique. Ce calcul va être effectué dans un modèle semi-classique et dans un modèle plus réaliste. Une application au cas du système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, que nous avons choisi comme cas test, va être présentée ainsi que bien sûr, les systèmes $^9,^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$. Dans le chapitre suivant, on présentera

des calculs dans lesquels sont pris en compte le couplage aux voies inélastiques. Comme dans le chapitre précédent, ces calculs vont être effectués dans des cadres semi-classique et exact.

Chapitre 3

Calcul de pénétration de barrière de potentiel

Cette partie va permettre d'expliquer le cheminement suivi pour calculer la section efficace de fusion de deux noyaux. Le paramètre important dans ces calculs est le coefficient de transmission. Il est défini comme la fraction de l'onde incidente qui a traversé la barrière de potentiel et conduit à la fusion. L'expression analytique du coefficient de transmission n'est pas facile à établir. Mais, si on fait certaines approximations, que l'on précisera plus tard, le problème initial se simplifie et on peut établir une expression analytique du coefficient de transmission. Cette méthode d'approximation est dite semi-classique. Dans ce chapitre, on va établir l'expression analytique du coefficient de transmission et en déduire la formule de la section efficace de fusion semi-classique plus connue sous le nom de formule de Wong. L'étape suivante consistera à présenter un calcul plus rigoureux de cette section efficace.

3.1 méthode semi-classique

Le coefficient de transmission est défini comme la fraction de l'onde incidente qui a traversé la barrière de potentiel. Cette onde est déterminée en résolvant l'équation de Schrödinger:

$$\mathcal{H}\Psi = E\Psi \tag{3.1}$$

Si on développe Ψ en fonction des harmoniques sphériques, on peut séparer la partie radiale de la partie angulaire. La partie radiale de cette équation est donnée par:

$$\frac{d^2\chi_l(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - \mathcal{V}_l(r)]\chi_l(r) = 0, \tag{3.2}$$

Où E est l'énergie dans le centre de masse de la particule incidente, μ est la masse réduite du système.

$\mathcal{V}_l(r)$ est le potentiel d'interaction noyau-noyau pour l'onde partielle ℓ :

$$\mathcal{V}_l(r) = \mathcal{V}_{cou}(r) + \mathcal{V}_{nuc}(r) + \mathcal{V}_{cent}(r, \ell). \quad (3.3)$$

$\mathcal{V}_l(r)$ est une somme des potentiels coulombien $\mathcal{V}_{cou}(r)$, nucléaire $\mathcal{V}_{nuc}(r)$ et centrifuge $\mathcal{V}_{cent}(r, \ell)$ dont les expressions analytiques sont données ci-dessous:

$$\mathcal{V}_{cou}(r) = \left[3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right] \frac{Z_p Z_c e^2}{2R_c} H(R_c - r) + \frac{Z_p Z_c e^2}{r} H(r - R_c), \quad (3.4)$$

où r est la distance entre les centres de masse des deux noyaux et $H(r)$ est une fonction définie telle que:

$$H(r) = \begin{cases} 0 & \text{si } r < 0 \\ 1 & \text{si } r > 0. \end{cases}$$

Z_p et Z_c sont les numéros atomiques du projectile et de la cible respectivement et $R_c = r_c(A_c^{1/3} + A_p^{1/3})$, est la somme des rayons des noyaux.

Les potentiels centrifuge et nucléaire sont donnés respectivement par:

$$\mathcal{V}_{cent}(r) = \hbar^2 \ell(\ell + 1) / 2\mu r^2 \quad (3.5)$$

et

$$\mathcal{V}_{nuc}(r) = -V_0 \left[1 + e^{\frac{r-R}{a_0}} \right]^{-1}, \quad (3.6)$$

avec $R = r_0(A_c^{1/3} + A_p^{1/3})$.

Où, r_0 est le rayon réduit, A_c et A_p sont les masses respectivement, de la cible et du projectile, V_0 est la profondeur du potentiel et a_0 la diffusivité.

Cette forme de potentiel nucléaire est dite de Wood-Saxon.

Nous avons calculé numériquement le potentiel d'interaction noyau-noyau, $\mathcal{V}_l(r)$, pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ que nous avons choisi comme cas test. Sur la figure 3.1 on représente $\mathcal{V}_l(r)$ pour différentes valeurs d'onde partielle ℓ . Les paramètres du potentiel nucléaire (V_0 , a_0 et r_0) ont été tirés de [Land 84] et figurent dans le tableau 3.1. Pour une onde partielle ℓ donnée, on observe un maximum V_B^ℓ situé à une position R_B^ℓ . V_B^ℓ et R_B^ℓ sont respectivement le plus souvent désigné sous les noms de hauteur et position de la barrière de potentiel. La barrière de potentiel (ou encore barrière de Coulomb) est aussi caractérisée par sa courbure $\hbar\omega_l$ dont l'expression est:

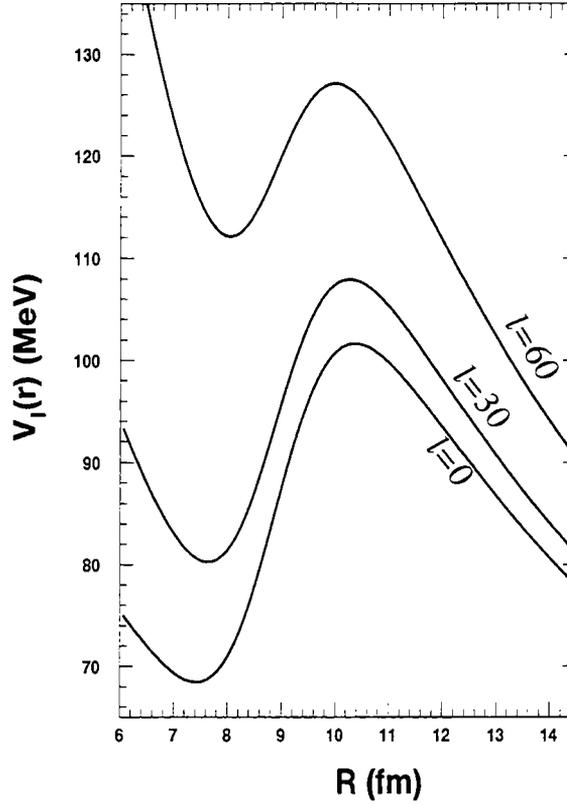


Figure 3.1: *Potentiel d'interaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ pour trois ondes partielles.*

$$\hbar\omega_\ell = \left[-\frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2\mathcal{V}(r)}{dr^2} \right]_{r=R_B^\ell}^{1/2}. \quad (3.7)$$

Dans la suite, V_B , R_B , et $\hbar\omega$ désigneront respectivement, la hauteur, la position et la courbure de la barrière de potentiel pour l'onde partielle $\ell = 0$.

En mécanique classique, la fusion de deux noyaux ne peut avoir lieu que si la particule incidente a une énergie E supérieure à la hauteur de la barrière de Coulomb. Mais, en mécanique quantique, on sait qu'une particule d'énergie inférieure à la hauteur de la barrière de Coulomb, a une probabilité non nulle de passer à travers cette barrière et la fusion des deux noyaux peut donc avoir lieu: c'est la fusion sous-coulombienne. Cette probabilité est donnée par le coefficient de transmission $T_\ell(E)$ qui est le module au carré de l'amplitude de l'onde transmise.

Si on résout l'équation radiale de Schrödinger dans l'approximation WKB, on peut déterminer le coefficient de transmission à travers la barrière de potentiel $T_\ell(E)$, pour une onde partielle ℓ :

| V_0 (MeV) | r_0 (fm) | a_0 (fm) |
|----------------|---------------|---------------|
| 82.3 | 1.149 | 0.63 |

Tableau 3.1: Paramètres du potentiel $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$.

$$T_\ell(E) = \exp(-S_\ell). \quad (3.8)$$

$S_\ell(E)$ est l'intégrale d'action classique qui est donnée par:

$$S_\ell(E) = \pm 2 \int_{r_a}^{r_b} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} |\mathcal{V}_\ell(r) - E| \right)^{1/2} dr. \quad (3.9)$$

r_a et r_b sont les points limites (*turning points* en anglais) de la barrière de potentiel. Ce sont les points pour lesquels on a $\mathcal{V}_\ell(r) = E$ c'est-à-dire les points où la vitesse de la particule classique s'annule et change de signe.

En utilisant les expressions des différents termes du potentiel, on peut rapidement se convaincre que cette intégrale n'est pas triviale à calculer, du moins analytiquement. Par contre, elle devient facile à évaluer si on utilise l'approximation due à Hill et Wheeler [Hill 53]. Ils supposent (comme on peut le voir sur la figure 3.1) qu'au voisinage de R_B^ℓ , la barrière de potentiel, $\mathcal{V}_\ell(r)$, peut être remplacée par l'expression du potentiel d'un oscillateur harmonique renversé:

$$\mathcal{V}_\ell(r) = V_B^\ell - \frac{1}{2} \mu \omega_\ell^2 (r - R_B^\ell)^2 \quad (3.10)$$

Cette équation est obtenue en faisant un développement limité de $\mathcal{V}_\ell(r)$ au voisinage de R_B^ℓ . Le terme en $(r - R_B^\ell)$ est absent de cette expression parce que R_B^ℓ correspond à un extrêmu de $\mathcal{V}_\ell(r)$. Dans cette approximation, le coefficient de transmission $T_\ell(E)$ devient¹:

$$T_\ell(E) = \exp \left[-\frac{2\pi}{\hbar \omega_\ell} (V_B^\ell - E) \right] \quad (3.11)$$

Cette formule n'est pas valable pour des valeurs d'énergie supérieures à la hauteur

¹ Consulter l'appendice A pour l'évaluation de cette intégrale

| V_B (MeV) | $\hbar\omega$ (MeV) | R_B (fm) |
|----------------|------------------------|---------------|
| 101.64 | 4.146 | 10.35 |

Tableau 3.2: Paramètres de barrière $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$.

de la barrière de potentiel. En effet, pour une valeur E de l'énergie supérieure à V_B , il existe des ondes partielles ℓ , en particulier les petites, pour lesquelles $(V_B^\ell - E) < 0$ ce qui conduit à un coefficient de transmission $T_\ell(E) > 1$. C'est ainsi que Hill et Wheeler [Hill 53] (encore eux, voir aussi [Ford 59]) ont proposé une autre expression du coefficient de transmission:

$$T_\ell(E) = [1 + \exp(S_\ell)]^{-1}. \quad (3.12)$$

Cette expression, dans l'approximation de l'oscillateur harmonique renversé devient:

$$T_\ell(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_\ell}(V_B^\ell - E)\right) \right]^{-1}. \quad (3.13)$$

On remarque que, pour les énergies E , tel que $E \ll V_B$, l'expression 3.13 a pour limite 3.11, ce qui est aussi illustré par la figure 3.2. Sur cette figure, nous avons représenté le coefficient de transmission $T_\ell(E)$ en fonction des ondes partielles ℓ . Nous avons effectué le calcul pour une énergie incidente, $E_{cm} = 98.0 \text{ MeV}$, qui se situe à environ 3.6 MeV en dessous de la hauteur de la barrière de potentiel. Les paramètres de la barrière de potentiel (hauteur, position et courbure) que nous avons utilisé dans nos calculs figurent dans le tableau 3.2. Les deux courbes sont obtenues en utilisant les deux expressions du coefficient de transmission (trait plein = expression 3.13; cercles ouverts = expression 3.11). On remarque la rapide décroissance en fonction de ℓ : décroissance exponentielle pour $\ell > 10$. Pour les valeurs d'énergie supérieures à V_B , le coefficient de transmission tend rapidement vers 1.

La relation entre la section efficace de fusion, σ_ℓ , correspondant à une onde partielle ℓ (section efficace partielle) et le coefficient de transmission $T_\ell(E)$ est donnée par:

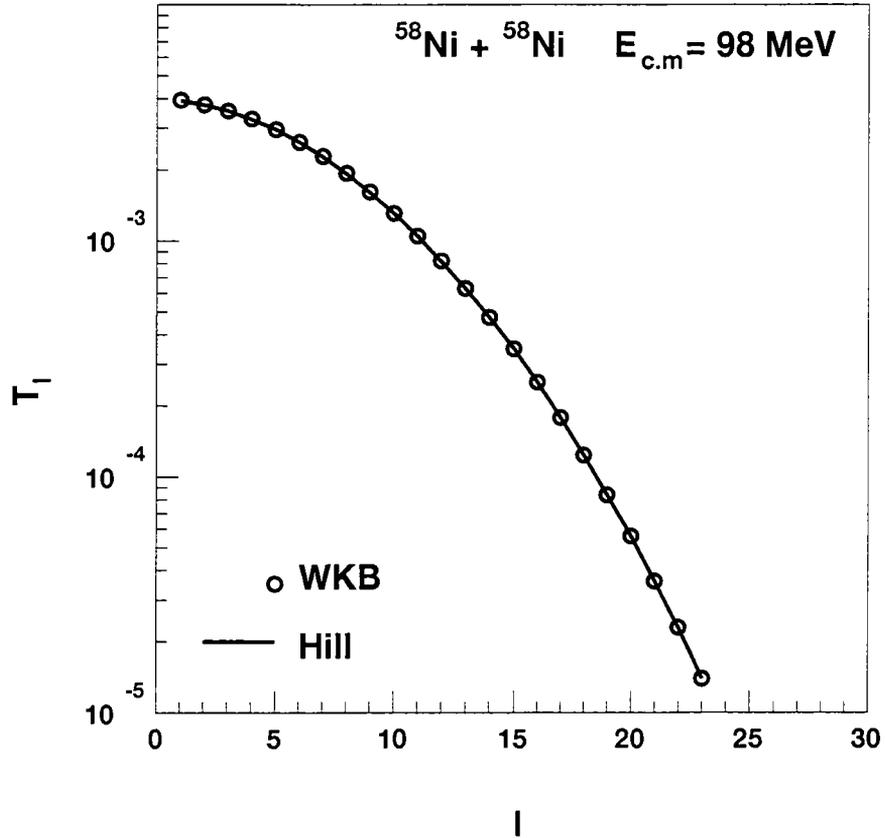


Figure 3.2: Coefficient de transmission $T_l(E)$ en fonction des ondes partielles l , pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, calculé à $E_{cm} = 98.0 \text{ MeV}$.

$$\sigma_l(E) = \pi \lambda^2 (2l + 1) T_l(E), \quad (3.14)$$

où λ est la longueur d'onde réduite de de Broglie associée à la particule incidente d'énergie E .

La section efficace de fusion totale σ^{fus} peut s'écrire comme une somme des sections efficaces de fusion partielles pour toutes les ondes l qui contribuent à la fusion.

$$\sigma^{fus}(E) = \sum_l \sigma_l(E). \quad (3.15)$$

Si on utilise l'expression du coefficient de transmission de Hill et Wheeler alors, on peut réécrire σ^{fus} sous la forme :

$$\sigma^{fus}(E) = \pi \lambda^2 \sum_l \frac{(2l+1)}{\left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}(V_B^l - E)\right)\right]}. \quad (3.16)$$

On va maintenant, établir une expression de la section efficace de fusion totale $\sigma^{fus}(E)$, qui ne dépend pas explicitement de l'onde partielle ℓ . Pour cela, il va falloir faire deux approximations:

1. La position de la barrière coulombienne R_B^ℓ , est indépendante de l'onde partielle ℓ . Cette approximation peut se justifier à l'aide de la figure 3.1. En effet, sur cette figure, on remarque que R_B^ℓ varie très peu avec l'onde partielle ℓ .
2. La courbure $\hbar\omega_\ell$, ne dépend pas de ℓ non plus. Comme précédemment, la justification de cette approximation peut se faire grâce à la figure 3.1.

La première approximation permet d'exprimer² la hauteur de la barrière coulombienne V_B^ℓ en fonction de V_B et de ℓ :

$$V_B^\ell \simeq V_B + \hbar\ell(\ell+1)/2\mu R_B^2. \quad (3.17)$$

Et la deuxième, conduira à écrire:

$$\hbar\omega_l \simeq \hbar\omega. \quad (3.18)$$

En portant ces expressions dans celle de $\sigma^{fus}(E)$ (expression 3.16) et en remplaçant la somme sur ℓ par une intégrale, on obtient (voir appendice):

$$\sigma^{fus}(E) = \frac{R_B^2 \hbar\omega}{2E} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - V_B)\right) \right]. \quad (3.19)$$

Cette expression, à laquelle on se réfère le plus souvent comme le calcul de pénétration de barrière à une dimension, a été établie pour la première fois par Wong [Wong 73] en 1973. On peut noter que σ^{fus} , pour une énergie donnée E , dépend essentiellement de trois paramètres; la hauteur, la position et la courbure de la barrière de potentiel.

Pour résoudre l'équation de Schrödinger 3.2, il faut connaître le potentiel d'interaction noyau-noyau $\mathcal{V}(r)$. Si les potentiels coulombien (pour $r > R_c$) et centrifuge ont des expressions analytiques bien établies, on ne peut pas en dire autant du potentiel nucléaire. La section suivante présentera différentes façons de déterminer ce dernier.

²Consulter l'appendice A

3.2 Interaction nucléaire noyau-noyau

La détermination du potentiel nucléaire noyau-noyau peut s'effectuer par plusieurs méthodes différentes. Ces méthodes peuvent être regroupées en deux grandes catégories. La première, consiste à choisir une fonction analytique physiquement acceptable. Ces fonctions analytiques comportent en général des paramètres libres. On fait varier ces paramètres de façon à reproduire théoriquement les données expérimentales. Le potentiel obtenu par cette procédure est dit phénoménologique. Une méthode plus fondamentale consiste à choisir comme point de départ, une interaction nucléon-nucléon et de calculer ensuite l'interaction noyau-noyau comme étant une somme de toutes les interactions nucléon-nucléon possibles des nucléons des noyaux cible et projectile.

Nous allons énoncer les conditions que doit vérifier une fonction analytique pour représenter le potentiel d'interaction noyau-noyau. Ensuite, on montrera comment le potentiel de convolution, d'une part, et le potentiel optique, d'autre part, se déduisent de façon naturelle de l'équation de Schrödinger.

3.2.1 Potentiel phénoménologique

Le comportement général d'une fonction analytique qui décrit une interaction nucléaire noyau-noyau a été déduit de l'étude du potentiel nucléaire d'un noyau:

- Par analogie avec l'interaction nucléon-nucléon qui est de courte portée, le potentiel nucléaire, qui est considéré comme la somme de toutes les interactions nucléon-nucléon du noyau, doit aussi être de courte portée. Cette interaction, pour des grandes distances, doit donc avoir une décroissance exponentielle. Mathématiquement, cela se traduit par:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \mathcal{V}_{nuc}(r) \sim e^{-ar}.$$

- L'interaction nucléon-nucléon est saturée. C'est-à-dire qu'un nucléon qui est au centre du noyau n'est sensible qu'aux interactions avec ses plus proches voisins. Pour ces nucléons, le potentiel nucléaire est presque uniforme. Pour les petites distances, cette hypothèse permet d'écrire:

$$\lim_{r \rightarrow 0} \mathcal{V}_{nuc}(r) \sim C^{te}.$$

On fait ensuite l'approximation que le potentiel d'interaction nucléaire noyau-noyau doit avoir les mêmes comportements asymptotiques que le potentiel nucléaire de chacun des noyaux, celui qui permet de définir leurs états d'énergies. Cette approximation peut se justifier dans la mesure où l'interaction forte ne se "met en marche" qu'à partir du moment où les deux noyaux sont très proches

l'un de l'autre. Quand les deux noyaux s'interpénètrent ($r < R$), il devient difficile de parler de distance entre les centres de masses des noyaux initiaux car on s'achemine vers la formation d'un seul noyau: le noyau composé.

L'expression analytique la plus largement utilisée, est la forme dite de Wood-Saxon qui contient trois paramètres: V_0 , a_0 et r_0 (équation 3.6).

La méthode phénoménologique conduit à une interdépendance entre les résultats expérimentaux, leur précision et le potentiel. Une méthode plus satisfaisante consiste à calculer un potentiel de convolution.

3.2.2 Potentiel de convolution

Le potentiel d'interaction, calculé à partir d'une interaction nucléon-nucléon a été utilisé pour la première fois, pour décrire la diffusion élastique nucléon-noyau. L'équation qui permet de déterminer ce potentiel se déduit de la résolution de l'équation de Schrödinger:

$$\mathcal{H}\Psi = E\Psi \quad (3.20)$$

avec

$$\mathcal{H} = H_A(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) + T + V(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A).$$

Où

Les r_i , $i = 1, \dots, A$ sont les coordonnées des nucléons dans le noyau et r_0 décrit le mouvement relatif nucléon-noyau,

T est l'énergie cinétique du nucléon incident,

V est le potentiel d'interaction nucléon-noyau,

H_A est le Hamiltonien du noyau cible défini tel que:

$$H_A\psi_i = \epsilon_i\psi_i \quad (3.21)$$

ψ_i étant la fonction d'onde qui décrit la cible dans l'état i , l'indice 0 représentant son état fondamental.

La fonction d'onde totale Ψ , peut s'écrire comme une combinaison linéaire des fonctions individuelles ψ_i :

$$\Psi = \sum_i \psi_i u_i(r_0) \quad (3.22)$$

$u_i(r_0)$ est la fonction qui décrit le mouvement relatif du système nucléon-noyau.

On peut utiliser les expressions 3.21,3.22 et les relations d'orthogonalité de ψ_i , pour réécrire 3.20 sous la forme d'un ensemble d'équations couplées:

$$(T + V_{ii} + \epsilon_i - E) u_i = - \sum_{j \neq i} V_{ij} u_j. \quad (3.23)$$

V_{ij} est défini par:

$$V_{ij}(\mathbf{r}_0) = \int \psi_i^* V \psi_j d\mathbf{r}_1 \cdots d\mathbf{r}_A$$

et vérifie la relation

$$V_{ij} = V_{ji}^*.$$

Si on isole le terme u_0 , on montre que l'ensemble d'équations couplées ci-dessus (3.23) peut se réexprimer sous la forme [Fesh 58]:

$$\left[T + V_{00} + \mathbf{V}_0 \frac{1}{E + i\eta - \mathbf{H}} \mathbf{V}_0^\dagger - E \right] u_0 = 0. \quad (3.24)$$

Où \mathbf{H} est défini tel que:

$$H_{ij} = T \delta_{ij} + V_{ij} + \epsilon_i \delta_{ij} \quad i, j \neq 0$$

et

$$\mathbf{V}_0 = (V_{01}, V_{02}, \dots)$$

$$\mathbf{V}_0^\dagger = \begin{pmatrix} V_{01}^* \\ V_{02}^* \\ \vdots \end{pmatrix}$$

D'après la référence [Fesh 58] le potentiel effectif

$$U_{op} = V_{00} + \mathbf{V}_0 \frac{1}{E + i\eta - \mathbf{H}} \mathbf{V}_0^\dagger$$

est désigné sous le nom de potentiel optique généralisé.

Cette méthode a été, ensuite étendue au calcul de l'interaction noyau-noyau. Dans ce cas, le potentiel optique s'écrit [Satch 79]

$$U_{op} = V_{00} + \sum_{\alpha\alpha'} \mathbf{V}_{0\alpha} \left(\frac{1}{E + i\eta - \mathbf{H}} \right)_{\alpha\alpha'} \mathbf{V}_{0\alpha'}^\dagger$$

V désigne, non plus le potentiel d'interaction nucléon-noyau comme ci-dessus mais, le potentiel d'interaction noyau-noyau. α et α' sont les états des deux noyaux en interaction.

Le premier terme de U_{op} , V_{00} , est réel. Le deuxième, est complexe, non-local et dépend de l'énergie et du moment angulaire. Ce terme prend en compte tous les états qui ne sont pas traités de manière explicite. Dans la pratique, seul le premier terme est considéré comme une approximation de la partie réelle du potentiel d'interaction noyau-noyau. On y ajoute une partie imaginaire phénoménologique, pour simuler les effets d'absorption dus au second terme.

Si l'interaction noyau-noyau V est un opérateur local à deux corps:

$$V = \sum_{ij} v_{ij}$$

alors,

$$\begin{aligned} U_F(\mathbf{R}) &\equiv V_{00} = (\psi_{a0}\psi_{A0}|V|\psi_{a0}\psi_{A0}) \\ &= \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{r}_2) v(\mathbf{r}_{12}). \end{aligned} \quad (3.25)$$

ψ_{a0} et ψ_{A0} sont les fonctions d'onde des noyaux a et A dans leur état fondamental. ρ_1 et ρ_2 sont les distributions des centres de masse des nucléons de chacun des noyaux. v est l'interaction effective nucléon-nucléon et $U_F(\mathbf{R})$ est le potentiel de convolution.

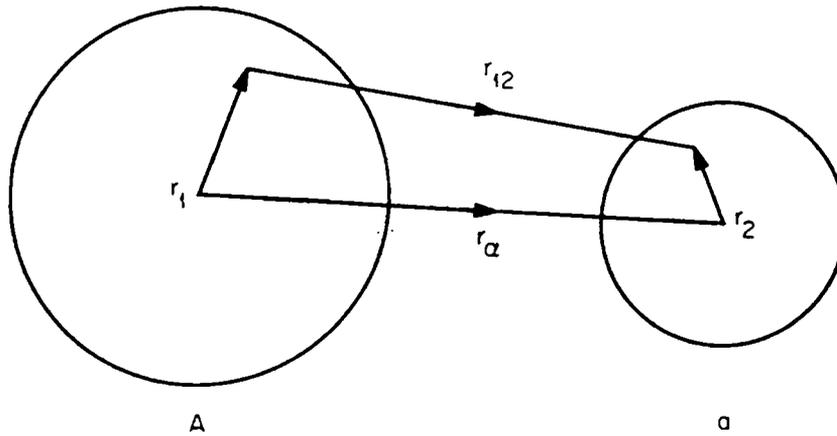


Figure 3.3: Coordonnées utilisées dans l'expression du potentiel de convolution

Les distributions des centres de masse des nucléons dans le noyau sont déduites des données expérimentales. Par contre, l'interaction effective nucléon-nucléon qui est difficile à déterminer va être présentée.

3.2.3 Interaction effective

Des études effectuées pour calculer l'interaction nucléon-nucléon montrent que celle-ci est complexe, non-locale et dépend de l'énergie. En plus, il faut prendre en compte, le fait que ces nucléons ne sont pas libres, mais se trouvent dans la matière nucléaire, d'où le terme effectif. De ce fait, l'interaction effective dépend de la densité des noyaux. Dans la pratique, cette interaction est représentée par une expression analytique. Les paramètres de cette expression sont ajustés de façon à reproduire les résultats expérimentaux.

Les premiers calculs de potentiel d'interaction noyau-noyau, ont été effectués en utilisant les données de diffusion élastique nucléon-noyau. En effet, si U_{nN} est l'interaction nucléon-noyau défini par:

$$U_{nN}(R - r_1) = \int dr_2 \rho_2(r_2) v(r_{12}) \quad (3.26)$$

alors l'interaction noyau-noyau 3.25 peut s'écrire comme une somme de toutes les interactions nucléon-noyau.

$$U_F(R) = \int dr_1 U_{nN}(R - r_1) \rho_1(r_1). \quad (3.27)$$

Le potentiel d'interaction nucléon-noyau, U_{nN} , est obtenu en utilisant une forme analytique qui permet de reproduire les données expérimentales nucléon-noyau. Cette expression est ensuite portée dans 3.27 pour estimer le potentiel d'interaction noyau-noyau. Il a fallu abandonner cette méthode parce qu'elle surestimait le potentiel réel requis pour décrire la diffusion noyau-noyau. Dans [Satch 79], on y donne quelques explications :

- Le potentiel phénoménologique U_{nN} déterminé, en reproduisant les données de diffusion élastique, inclut les effets de couplage qui ne doivent pas être les mêmes pour un nucléon libre que pour un nucléon lié.
- L'interaction effective v , dépend de la densité. En utilisant une interaction nucléon-noyau empirique, seuls les effets dus à une seule des densités sont pris en compte.

On a donc été contraint d'utiliser l'expression 3.25 du potentiel de convolution pour calculer le potentiel d'interaction noyau-noyau. Le problème posé par l'interaction effective persistait. Une Gaussienne a longtemps été utilisée. Si cette forme permettait de reproduire les données de diffusion nucléon-noyau à basse énergie, elle surestimait par contre le potentiel noyau-noyau.

Il a été jugé raisonnable d'établir une interaction effective basée sur une interaction nucléon-nucléon réaliste. Plusieurs interactions ont été proposées. La plus utilisée est celle dite M3Y qui comporte deux termes de type Yukawa plus un terme de portée nulle, pour simuler l'échange d'un nucléon

$$v(r) = \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} + J(E)\delta(r) \right] \quad (3.28)$$

Cette interaction a été testée dans un large domaine de masse et d'énergie [Satch 79] et permet de reproduire un large ensemble de données expérimentales.

3.2.4 Distribution de densité

Les distributions ρ_i , qui interviennent dans le potentiel de convolution, sont les distributions des centres de masse des nucléons dans les deux noyaux en interaction. En général, la distribution des centres de masse des nucléons peut être obtenue par des calculs de type Hartree-Fock ou modèle en couche. Elle peut aussi être extraite des données expérimentales de diffusion d'électrons.

La diffusion d'électrons donne une information sur la distribution de charge dans le noyau. Des fonctions analytiques à plusieurs paramètres sont ensuite utilisées pour reproduire cette distribution obtenue expérimentalement. Nous allons donner ci-dessous les expressions analytiques des fonctions que nous utiliserons par la suite dans nos calculs:

- les distributions de Fermi à deux et trois paramètres;

$$\rho_{ch}(r) = \rho_0 / [1 + \exp((r - c)/z)] \quad (3.29)$$

$$\rho_{ch}(r) = \rho_0 (1 + wr^2/c^2) / [1 + \exp((r^2 - c^2)/z^2)] \quad (3.30)$$

- la distribution dite du modèle de l'oscillateur harmonique;

$$\rho_{ch}(r) = \rho_0 [1 + \alpha(r/a)^2] \exp[-(r/a)^2]. \quad (3.31)$$

La distribution de charge du noyau, déterminée expérimentalement, est une convolution de la distribution des centres de masse des protons par leur distribution de charge. Pour extraire la distribution des centres de masse des protons, il faut la déconvoluer de la distribution de charge du proton [Satch 79].

On fait ensuite l'approximation que la distribution des neutrons a la même forme que celle des protons:

$$\rho_N(r) = \alpha \rho_P(r).$$

L'intégrale de la densité de neutrons (protons) est égale au nombre de neutrons (protons) ce qui détermine la constante $\alpha = N/Z$. On peut alors relier la distribution $\rho_P(r)$ des centres de masse des protons à la distribution $\rho(r)$ des centres de masse des nucléons dans le noyau:

$$\rho(r) = \rho_P(r) + \rho_N(r) = \frac{A}{Z} \rho_P(r).$$

A ce stade, on possède tous les ingrédients nécessaires pour calculer le potentiel de convolution.

3.3 Application au système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$

La section efficace de fusion, dans le cas du modèle de pénétration de la barrière à une dimension (expression 3.19) va être calculée pour le système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$. Ce calcul sera effectué en utilisant, dans un premier temps un potentiel phénoménologique, et dans un second temps, un potentiel de convolution. On pourra alors comparer les résultats obtenus en utilisant ces deux potentiels.

3.3.1 Paramètres du potentiel phénoménologique

Le potentiel nucléaire phénoménologique du système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ que nous avons utilisé pour effectuer nos calculs de fusion est du type Wood-Saxon. Les valeurs des paramètres de ce potentiel sont ceux qui ont été utilisés précédemment (tableau 3.1). Ils dérivent d'un potentiel qui reproduit les données expérimentales de section efficace de fusion au dessus de la barrière coulombienne. Nous avons déterminé numériquement la position, la hauteur ($V_B = 101.6$ MeV) et la courbure de la barrière coulombienne pour une onde partielle $\ell = 0$ (tableau 3.2).

La figure 3.4 montre le résultat obtenu. Sur cette figure, on a tracé la section efficace de fusion en fonction de l'énergie du système dans le centre de masse (trait plein). Cette énergie varie entre 98 MeV et 110 MeV ce qui correspond à 3.5 MeV en dessous de la barrière et à 8.5 MeV au dessus. On remarque un changement brusque de la pente de la courbe, quand on passe d'un côté à l'autre de l'énergie correspondant à la hauteur de la barrière V_B .

3.3.2 Paramètres du potentiel de convolution

Le même calcul a été repris, en dérivant cette fois les paramètres de la barrière coulombienne (hauteur, position et courbure), à partir du potentiel de convolution. On montre³ que, cette intégrale, évaluée dans l'espace des moments, revient simplement, à effectuer le produit de ses différents termes, c'est-à-dire:

$$U(\mathbf{k}) = \rho_1(\mathbf{k})v(\mathbf{k})\rho_2(-\mathbf{k}) \quad (3.32)$$

³Voir appendice Y

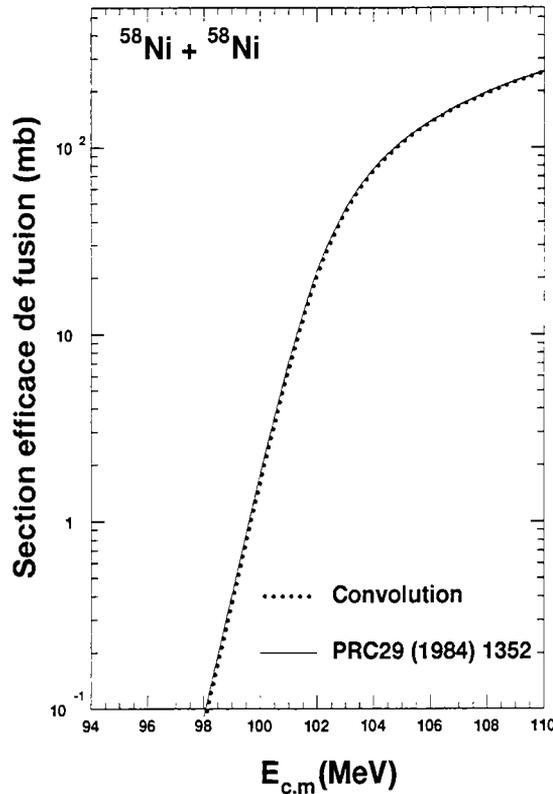


Figure 3.4: Section efficace de fusion du système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ calculé dans le cas du modèle de pénétration de la barrière à une dimension. Le trait plein correspond à un calcul effectué avec un potentiel phénoménologique. Les pointillés correspondant au potentiel de convolution.

Où $\rho_1(\mathbf{k})$, $v(\mathbf{k})$ et $\rho_2(-\mathbf{k})$ sont les transformées de Fourier de $\rho_1(r)$, $v(r)$ et $\rho_2(r)$ respectivement. En prenant, la transformée de Fourier inverse de $U(\mathbf{k})$, on obtient le potentiel de convolution $U_F(r)$ en fonction de r .

Nous avons calculé ce potentiel numériquement. La distribution de charge du ^{58}Ni est représentée par la fonction de Fermi à trois paramètres (expression 3.30). Les paramètres de cette distribution (tableau 3.3) ont été tirés de la référence [ADNDT 74]. L'interaction effective nucléon-nucléon utilisée est l'interaction M3Y.

Comme précédemment pour le cas du potentiel phénoménologique, nous avons déterminé numériquement les paramètres de la barrière coulombienne (tableau 3.4) et calculé la section efficace de fusion en utilisant la formule de Wong. Nous présentons les résultats de ce calcul sur la figure 3.4 (courbe en pointillés). Le

| c | z | w | ρ_0 |
|--------|--------|---------|----------|
| 4.3092 | 0.5169 | -0.1308 | 0.169 |

Tableau 3.3: Paramètres de la distribution de densité du ^{58}Ni .

résultat est identique à celui obtenu en utilisant le potentiel phénoménologique. Nous en concluons que si on ne dispose pas des données expérimentales (de diffusion élastique ou de fusion), le potentiel de convolution peut être utilisé pour estimer le potentiel d'interaction noyau-noyau.

| | V_B (MeV) | $\hbar\omega$ (MeV) | R_B (fm) |
|-----|----------------|------------------------|---------------|
| M3Y | 101.707 | 4.148 | 10.35 |

Tableau 3.4: Paramètres de la barrière coulombienne dérivés du potentiel de convolution. celui-ci est calculé avec l'interaction effective M3Y.

Nous avons repris les calculs en utilisant l'interaction effective M3Y sans le terme de portée nulle. Nous nous sommes rendu compte que les résultats obtenus ne diffèrent pas de ceux obtenus précédemment. Ce terme n'influence pas la section efficace de fusion ceci parce que nous sommes à très basse énergie. Dans la suite, l'interaction effective M3Y utilisée ne comportera pas ce terme de portée nulle.

3.3.3 Variations de la section efficace de fusion avec les différents paramètres de la barrière

Dans cette sous-section, nous allons étudier la sensibilité de la section efficace de fusion, aux différents paramètres de la barrière coulombienne. Nous avons tout simplement fait varier de plus ou moins une unité la hauteur, la position et la courbure de la barrière autour de leurs valeurs déterminées numériquement. C'est ce qui est représenté par les figures 3.5 a), 3.5 b) et 3.5 c).

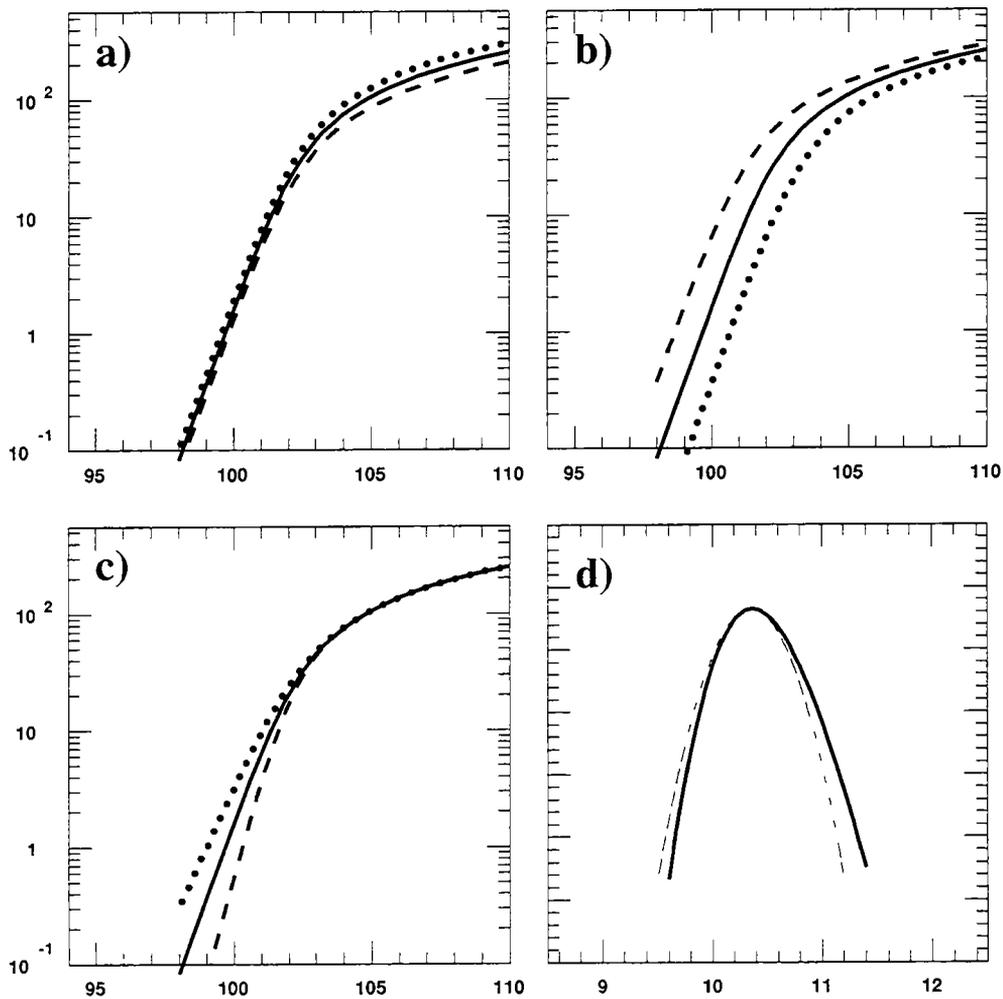


Figure 3.5: Les figures a), b), et c) représentent la sensibilité de la section efficace de fusion à la position, la hauteur et la courbure de la barrière de potentiel respectivement. Le trait plein correspond au calcul effectué avec les paramètres déterminés numériquement. Les tirets, correspondent au même calcul, en ôtant une unité à un des paramètres. En ajoutant une unité à un des paramètres on obtient le trait en pointillé. En ordonnée, est représenté la section efficace (mb) et en abscisse, l'énergie en (MeV). La courbe d), représente deux barrières de Coulomb qui conduisent aux mêmes valeurs de V_B , R_B et $\hbar\omega$. En ordonnée, on a la valeur du potentiel en MeV et le rayon en (fm) est porté en abscisse.

Le trait plein de chacune de ces figures correspond toujours au calcul effectué avec les valeurs du tableau 3.4. La courbe en tirets (respectivement pointillés) représente le résultat du calcul quand on ôte (augmente) une unité au paramètre qui varie (R_B pour 3.5 a), V_B pour 3.5 b), $\hbar\omega$ pour 3.5 c)). On peut remarquer que:

- La position de la barrière fait varier la pente au dessus de la barrière coulombienne.
- La hauteur de la barrière fait varier la section efficace en dessous de la barrière.
- La courbure fait varier la pente de la courbure au dessous de la barrière.

On peut remarquer que la section efficace est inversement proportionnel à V_B . Par exemple à $E = 100 \text{ MeV}$, on a une augmentation de près de deux ordres de grandeurs, pour $\Delta V_B = 2.0 \text{ MeV}$. Reproduire les données de section efficace de fusion au dessus de la barrière, fournit des contraintes sur sa hauteur et sa position. Par contre, elle ne donne aucune information sur sa courbure.

Le calcul de la section efficace de fusion tel qu'il a été présenté ci-dessus, ne reste malgré tout qu'un calcul approché. Il faut peut-être rappeler que la méthode WKB (voir par exemple [Mess 59], [Fayy]) consiste à remplacer, dans certaines régions de l'espace, l'équation de Schrödinger, par sa limite classique. Il existe des calculs basés sur une résolution exacte (ou tendant à l'être) de l'équation de Schrödinger.

3.4 Méthode exacte

Cette méthode consiste à résoudre l'équation radiale de Schrödinger de façon plus réaliste. Pour ce faire, on distingue deux régions de l'espace d'interaction (figure 3.6). Une première région où le potentiel nucléaire est négligeable. Dans cette région, les solutions analytiques de l'équation de Schrödinger sont connues. Dans la seconde région, où le potentiel nucléaire est intense, on résout numériquement l'équation de Schrödinger. La continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée logarithmique doit être assurée. Le point de raccordement est en général de l'ordre du rayon du potentiel.

Ces calculs sont effectués dans le cadre du modèle optique, C'est-à-dire qu'on utilise, comme potentiel d'interaction nucléaire noyau-noyau, le potentiel optique généralisé. Ce potentiel est généralement remplacé par une expression phénoménologique:

$$\mathcal{V}_{nuc} = V f(r) + iW f(r). \quad (3.33)$$

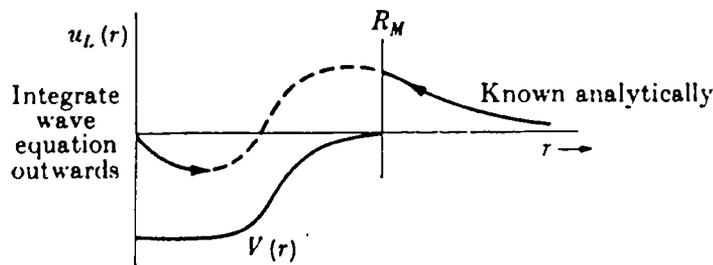


Figure 3.6: Pour des rayons $r > R_M$, le potentiel nucléaire est négligeable et la solution analytique de l'équation de Schrödinger est connue. Pour des rayons $r < R_M$, l'interaction nucléaire ne peut plus être négligée et l'équation de Schrödinger est résolue de façon numérique. R_M est le point de raccordement des deux solutions.

$f(r)$ est le facteur de forme, généralement pris de forme Wood-Saxon.

V est la force de la partie réelle du potentiel et

W celle de la partie imaginaire. Ce terme tient compte de l'absorption du flux qui n'est pas traité explicitement.

Pour déterminer les valeurs des paramètres du potentiel d'interaction nucléaire, on les fait varier de façon à pouvoir reproduire les données expérimentales de diffusion élastique et, si possible, de diffusion inélastique.

Cette méthode ne permet pas de déterminer les paramètres du potentiel nucléaire de façon unique. En effet, plusieurs ensembles de paramètres peuvent reproduire les données expérimentales avec le même accord. Cette ambiguïté a été mise en évidence pour la première fois par Igo [Igo 79]. On peut remarquer que:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \mathcal{V}_{nuc}(r) \sim -V_0 e^{\frac{R}{a_0}} e^{-\frac{r}{a_0}}.$$

Igo montra que, pour une diffusivité a_0 constante, tout ensemble de paramètres vérifiant la relation:

$$V_0 e^{\frac{R}{a_0}} = C^{te}$$

reproduisent la diffusion élastique de façon similaire. Ce résultat montre que la diffusion élastique n'est sensible qu'à la queue du potentiel. Cette ambiguïté est connu sous le nom d'ambiguïté de Igo.

Les ambiguïtés de Igo ont-ils un effet sur les paramètres de la barrière de potentiel? Pour répondre à cette question, nous avons étudié les systèmes $^{16}\text{O} + \{ ^{12}\text{C}, ^{28}\text{Si}, ^{40}\text{Ca}, ^{90}\text{Zr}, ^{208}\text{Pb} \}$. Pour chacun de ces systèmes, il existe (tableau IV.1 de la référence [Rous 86]) plusieurs ensembles de paramètres du potentiel nucléaire (type Wood-Saxon) qui permettent de reproduire les données de diffusion élastique à 94 MeV/u. Nous n'avons observé aucune variation notable des paramètres de la barrière de potentiel avec l'ensemble de paramètres de potentiel utilisé.

La partie réelle du potentiel nucléaire déterminé par ce procédé est ensuite utilisée pour effectuer les calculs de section efficace de fusion. Ce calcul est effectué dans le cadre du modèle d'absorption forte. On modifie pour cela la partie imaginaire du potentiel nucléaire de sorte que l'onde incidente est, soit diffusée élastiquement, soit absorbée. La section efficace de fusion est dans ce cas égale à la section efficace de réaction totale. Concrètement, ceci revient à utiliser:

- un rayon réduit r_I choisi de telle sorte que ne soit absorbé que le flux qui a pénétré la barrière de potentiel. Cela se traduit par un rayon de potentiel inférieur à la position de la barrière de potentiel.
- une diffusivité a_I de telle sorte que le potentiel possède une grande pente ceci assure que le flux pénétrant la barrière est absorbée. Dans ce cas, le potentiel est proche d'un puits carré. Cela se traduit par de petites valeurs de diffusivité.
- une profondeur critique W_c La profondeur critique est définie comme la valeur au dessus de laquelle, la section efficace de réaction totale, ici égale à la section efficace de fusion, n'est plus une fonction de la profondeur.

Dans le cadre du modèle optique, on impose, comme condition aux limites, que la fonction soit nulle à l'origine. Rawitscher [Rawi 64] (voir aussi [Rawi 85]), dans la théorie IWB (Ingoing Waves Boundaries conditions), abandonne cette contrainte. Il suggère de choisir un point R_b , à l'intérieur de la zone d'interaction et de supposer qu'au-delà de ce point (vers les petites distances), seules les ondes transmises sont présentes. La fonction d'onde WKB donnée par:

$$\chi_l(r) \propto \frac{1}{\sqrt{K_l}} \exp\left(-i \int_{R_b}^r K_l(r) dr\right) \quad (3.34)$$

où K_l est le nombre d'onde, est utilisée comme point de départ pour la résolution numérique de l'équation de Schrödinger. Certains auteurs ont utilisé cette propriété de la méthode IWB pour s'affranchir de l'utilisation d'un potentiel complexe dans les analyses de diffusion élastique ou de fusion (voir par exemple [Chri 77] et [Land 84]).

Nous allons calculer la section efficace de fusion des systèmes ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ en utilisant le code ECIS94 [Rayn 81]. C'est un code d'équations de voies couplées qui permet de calculer les sections efficaces de réaction totale, de diffusion élastique et inélastique et de fusion. Ce code utilise des potentiels optiques. Les sections efficaces obtenues vont être comparées aux résultats du modèle de Wong. Mais, commençons par expliquer le cheminement que nous avons suivi pour déterminer la partie réelle du potentiel nucléaire pour ces systèmes.

3.4.1 Potentiel nucléaire pour le calcul de la section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$

Dans cette partie nous allons, comme dans le cas semi-classique, comparer les sections efficaces de fusion obtenues en utilisant d'une part, un potentiel phénoménologique et d'autre part, un potentiel de convolution.

Il n'a pas été possible de trouver dans la littérature des données de diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$. A notre connaissance, les seules données de diffusion élastique entre le ${}^9\text{Be}$ et un noyau lourd sont les données du système ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ [Stah 77], à une énergie de $E = 50$ MeV dans le laboratoire. Ces données permettent d'estimer les paramètres du potentiel d'interaction nucléaire pour le système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$.

En effet, en s'appuyant sur plusieurs données expérimentales, on a remarqué que les mêmes paramètres⁴ du potentiel optique peuvent servir à reproduire les données de diffusion élastique, entre un noyau léger et plusieurs noyaux lourds à la même énergie ([Glen 68, Apon 79, Hend 73, Moss 71, Davi 76]). Concrètement, les paramètres du potentiel optique, qui reproduisent les données de diffusion élastique du système ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ à $E = 50$ MeV peuvent reproduire à la même énergie, les données de diffusion élastique du système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$.

Au premier abord, ce résultat peut paraître surprenant, quand on sait que le ${}^{208}\text{Pb}$ est un noyau sphérique, alors que l' ${}^{238}\text{U}$ est un noyau déformé. Glendenning [Glen 68], dans son étude de la diffusion élastique des particules α de 50 MeV par des noyaux de Sm, montre que les distributions angulaires des noyaux ${}^{148}\text{Sm}$ (sphérique) et ${}^{154}\text{Sm}$ (déformé) sont différentes. Mais, les mêmes paramètres du potentiel optique décrivent ces distributions, si on prend en compte le couplage aux différentes voies inélastiques. Hendrie [Hend 73] utilisera plus tard, les mêmes paramètres pour décrire la diffusion élastique d'ions α de 50 MeV par des noyaux d'uranium. Ces résultats sont confirmés par David [Davi 76], par Aponick [Apon 79] à plus basse énergie et par Moss [Moss 71] en utilisant des protons. Il est peut-être nécessaire de noter que, si on ne dispose que des seules données de

⁴Par mêmes paramètres du potentiel, nous entendons: la profondeur V , la diffusivité a_R et le rayon réduit r_R .

diffusion élastique et pas de données de diffusion inélastique, cette relation entre ions lourds n'est plus bijective: si je peux passer des données du plomb (sphérique) à ceux de l'uranium (déformé), l'inverse n'est pas toujours vrai. En effet, on a remarqué que les paramètres du potentiel qui décrivent simultanément les données du noyau sphérique et ceux du noyau déformé sont presque identiques à ceux qui permettent de décrire uniquement la diffusion élastique du noyau sphérique.

Diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$

Nous avons commencé par reproduire les données de diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ de la référence [Stah 77] en utilisant le code ECIS94 (courbe en trait plein de la figure 3.7). La partie imaginaire du potentiel a ensuite été modifiée pour

| | V (MeV) | r_R (fm) | a_R (fm) | W (MeV) | r_I (fm) | a_I (fm) |
|--|------------|---------------|---------------|------------|---------------|---------------|
| Diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ | 61.9 | 1.26 | 0.40 | 3.37 | 1.32 | 0.92 |
| Fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ | 61.9 | 1.26 | 0.40 | 25.0 | 1.00 | 0.40 |

Tableau 3.5: Paramètres du potentiel optique pour les calculs de diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ et de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$.

calculer la section efficace de fusion du système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$. Les valeurs de tous les paramètres que nous avons utilisés pour effectuer nos calculs sont portées dans le tableau 3.5.

Nous allons maintenant calculer la section efficace de fusion du même système en utilisant, cette fois, pour la partie réelle du potentiel d'interaction nucléaire, un potentiel de convolution. Nous allons commencer par calculer la diffusion élastique du système ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ avec un potentiel de convolution pour s'assurer que des potentiels de ce type peuvent être utilisés pour reproduire les données expérimentales. Pour paramétriser les densités des noyaux de ${}^9\text{Be}$ et de ${}^{208}\text{Pb}$, nous avons respectivement utilisé la distribution de l'oscillateur harmonique et la fonction de Fermi à deux paramètres (voir page 79). Les valeurs des paramètres de ces fonctions analytiques sont portées dans le tableau 3.6. Pour la partie imaginaire du potentiel, nous avons utilisé une forme de Wood-Saxon (tableau 3.7 et ensemble (I)).

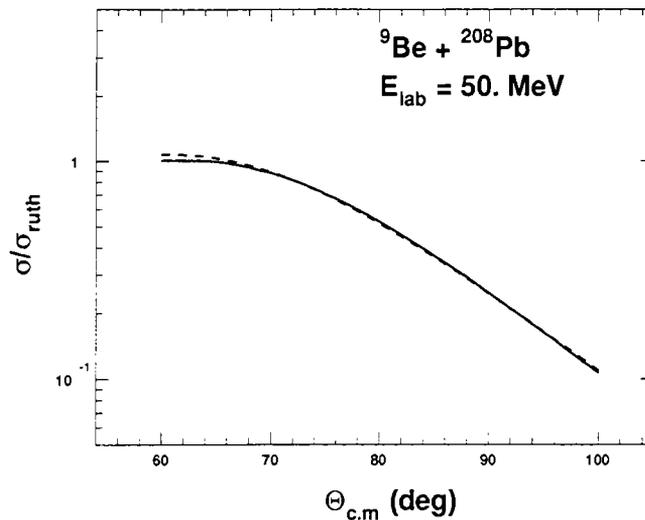


Figure 3.7: Diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$.

Le résultat de la diffusion élastique est représenté par la courbe en tirets de la figure 3.7. On remarque un bon accord entre les deux calculs sauf pour une petite région angulaire entre 60 et 70 degrés.

Nous nous sommes rendus compte que l'on pouvait obtenir un meilleur accord entre les deux courbes si on modifie légèrement la partie réelle du potentiel. Cette modification consiste à multiplier cette partie réelle par un facteur (dans la suite, nous appellerons ce facteur, facteur de normalisation) inférieur à 1. Par exemple, les deux courbes de la figure 3.7 se superposent si on multiplie la partie réelle du potentiel par 0.6 et utilise pour la partie imaginaire les valeurs de l'ensemble noté (II) du tableau 3.7. Lors de cette étude, nous avons noté une forte corrélation entre les parties réelles et imaginaire du potentiel nucléaire. Une variation du facteur de normalisation entraîne, afin d'obtenir un bon accord entre les deux calculs, une variation des valeurs des paramètres de la partie imaginaire. Il existe donc une ambiguïté sur le potentiel nucléaire pour ce système.

L'étape suivante de notre travail a consisté à étudier l'effet de ce facteur de normalisation sur les paramètres de la barrière de potentiel (hauteur, position et courbure). Le résultat de cette étude est résumé par le tableau 3.8. Dans ce tableau, on présente les paramètres de la barrière de potentiel obtenus en utilisant le potentiel phénoménologique de la diffusion élastique, le potentiel de convolution sans facteur de normalisation (ensemble (I) et le potentiel de convolution avec un facteur de normalisation de 0.6 (ensemble (II)). On remarque que la hauteur V_B de la barrière de potentiel varie avec le facteur de normalisation. Nous nous trouvons alors devant un problème crucial. Quelle partie réelle du potentiel faut-il

| Noyau | a ou c (fm) | α ou z (fm) |
|---------------------|--------------------|-------------------------|
| ${}^9\text{Be}$ | 1.791 | 0.611 |
| ${}^{208}\text{Pb}$ | 6.624 | 0.549 |
| ${}^{238}\text{U}$ | 6.8054 | 0.605 |

Tableau 3.6: Paramètres de la densité de charge du ${}^9\text{Be}$ et de ${}^{238}\text{U}$.

utiliser pour effectuer les calculs de section efficace de fusion? D'un côté, nous avons un potentiel de convolution sans facteur de normalisation qui conduit à une hauteur V_B en accord avec la valeur du potentiel phénoménologique et de l'autre un potentiel de convolution avec un facteur de normalisation qui conduit à une valeur de V_B plus grande. Satchler, dans une étude de la diffusion élastique de plusieurs systèmes [Satch 79], n'a pu reproduire les données expérimentales pour les noyaux ${}^9\text{Be}$ et ${}^7\text{Li}$ qu'en renormalisant la partie réelle du potentiel nucléaire calculé par convolution. Il pense [Satch 95] que pour ces noyaux faiblement liés, c'est la manifestation d'un fort couplage avec les voies inélastiques. Étant donné que dans la suite de notre travail, nous allons prendre explicitement en compte le couplage aux voies inélastiques, il n'est pas nécessaire, pour calculer les sections efficaces de fusion, de normaliser la partie réelle du potentiel. Faire cette normalisation et prendre en compte le couplage reviendra à prendre en compte deux fois le même effet.

Nous avons calculé le potentiel de convolution pour le système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$. La densité de charge de ${}^{238}\text{U}$ est représentée par la fonction de Fermi à deux paramètres. A l'aide du code ECIS94, nous avons calculé la section efficace de fusion pour ce système. La figure 3.8 représente les résultats de quatre calculs de section efficace de fusion en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Deux courbes (celle en trait plein et celle en pointillés) correspondent à un calcul de section efficace de fusion effectué avec les paramètres du potentiel phénoménologique. L'une (trait plein) a été calculé avec le code ECIS94 et l'autre (pointillés), en utilisant la formule semi-classique de Wong. Les deux autres courbes (tirets et tiret-pointillé), correspondent au même calcul que ci-dessus, mais en utilisant un potentiel de convolution. Celle en tiret-pointillé est issue du code ECIS 94 et celle

| | W (MeV) | r_I (fm) | a_I (fm) |
|---|--------------|---------------|---------------|
| Diffusion élastique (I) ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ | 205.0 | 1.118 | 0.573 |
| Diffusion élastique (II) ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ | 6.15 | 1.385 | 0.609 |

Tableau 3.7: Paramètres de la partie imaginaire du potentiel, nécessaires pour calculer la diffusion élastique ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ quand on utilise un potentiel de convolution. L'ensemble (I) correspond à la courbe en tirets de la figure 3.7. L'explication de l'ensemble (II) se trouve dans le texte.

en tirets est le résultat du calcul semi-classique. Pour ces deux derniers calculs, nous avons utilisé une profondeur $W = 100.0$ MeV, un rayon réduit $r_I = 0.8$ fm et une diffusivité $a_I = 0.4$ fm pour la partie imaginaire.

La figure 3.8 montre un bon accord entre le calcul réaliste (effectué avec le code ECIS94) et le calcul semi-classique (formule de Wong), principalement pour des énergies supérieures à la hauteur de la barrière coulombienne qui est égale à 42.5 MeV pour ce système. Un résultat identique, est obtenu dans la référence [Land 84] pour le système ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$. Si on se remémore ce qui avait été établi précédemment, sur l'influence de la courbure sur les sections efficaces, on se rend immédiatement compte que, la différence entre la courbe en tirets (potentiel de convolution) et celle en pointillés (potentiel de Wood-Saxon) est due à un effet de courbure. En effet, la courbure $\hbar\omega$ du potentiel de Wood-Saxon est de 6.30 MeV alors que celle du potentiel de convolution n'est que de 4.5 MeV. Les courbes en trait plein et en tirets-pointillés, laissent à penser que le calcul réaliste (avec le code ECIS94) est aussi sensible à la courbure de la barrière coulombienne dans la mesure où seule la valeur de cette dernière est différente pour les deux potentiels.

Le potentiel de convolution, calculé en utilisant l'interaction effective M3Y conduit à des résultats qui sont en très bon accord avec ceux obtenus, en utilisant un potentiel phénoménologique. C'est pour cette raison que, ne disposant d'aucune donnée de diffusion élastique du système ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$, nous allons utiliser le potentiel de convolution pour effectuer nos calculs. Enfin, les résultats de cette partie montrent que la formule semi-classique de Wong peut être utilisé comme

| | V_B (MeV) | R_B (fm) | $\hbar\omega$ (MeV) |
|-------------------------------|----------------|---------------|------------------------|
| Potentiel de Wood-Saxon | 39.34 | 11.60 | 6.00 |
| Potentiel de convolution (I) | 39.09 | 11.34 | 4.65 |
| Potentiel de convolution (II) | 40.44 | 10.92 | 4.50 |

Tableau 3.8: Paramètres de la barrière coulombienne ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ issus du potentiel de Wood-Saxon du tableau 3.5 et d'un potentiel de convolution.

un moyen simple pour estimer la section efficace de fusion pour des énergies plus grandes que la barrière de potentiel.

3.4.2 Calcul de fusion ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$

Dans cette partie, on va calculer la section efficace de fusion ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ avec le code ECIS 94. La partie réelle du potentiel nucléaire sera calculée par convolution, en utilisant l'interaction effective M3Y. Pour faire ressortir l'effet du halo de neutrons, on va comparer ces calculs à ceux du système ${}^{11}\text{B} + {}^{238}\text{U}$. Plus précisément, il s'agira, dans le calcul du potentiel de convolution, d'utiliser la distribution de densité du ${}^{11}\text{B}$ en lieu et place de celle du ${}^{11}\text{Be}$. Le ${}^{11}\text{B}$ est choisi parce qu'il possède le même nombre de nucléons que le ${}^{11}\text{Be}$ et simule donc un noyau de ${}^{11}\text{Be}$ qui aurait une densité "normale".

La distribution de densité du ${}^{11}\text{Be}$ a été fournie par [Alam 94]. Cette distribution est obtenue par un calcul Hartree-Fock, en utilisant une interaction de Skyrme [Saga 92a]. C'est une distribution réaliste, car, elle est en bon accord avec celle déduite de l'expérience. Par contre, on utilise le modèle de l'oscillateur harmonique ($a = 1.69$ (fm), $\alpha = 0.811$ (fm)), pour paramétriser la distribution de densité du ${}^{11}\text{B}$.

Les résultats de ces calculs sont représentés par la figure 3.9. La courbe en trait plein, correspond à la section efficace de fusion ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$. Celle en tirets est le résultat d'un calcul identique, mais en utilisant la distribution de densité du ${}^{11}\text{B}$. On remarque que la section efficace de fusion est plus grande que, celle

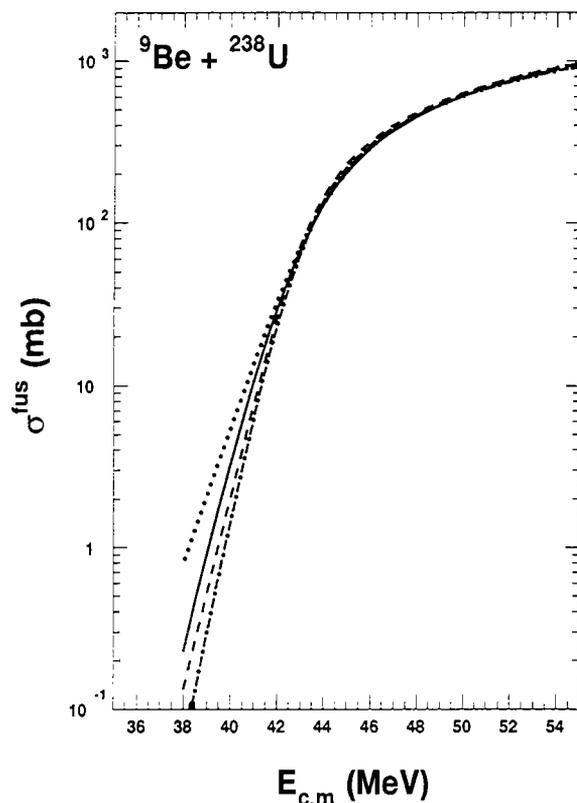


Figure 3.8: Section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$. Calcul exact et semi-classique. Ces deux calculs, utilisent les potentiels de Wood-Saxon et de convolution.

qu'on aurait obtenue si le noyau de ${}^{11}\text{Be}$ possédait une distribution de densité "normale". Ces calculs sont très sensibles à la distribution, d'où l'importance d'utiliser une distribution réaliste.

Les deux courbes de cette figure ont un comportement identique à celles de la figure 3.5 b). Elles seraient donc corrélées à deux barrières de potentiel de hauteurs différentes, mais dont les autres paramètres (position et courbure) seraient égaux. C'est ce que confirme la figure 3.10 où nous avons représenté les deux barrières coulombiennes. La courbe en trait plein, représente la barrière coulombienne du ${}^{11}\text{Be}$, celle en tirets, représente la barrière qu'aurait eu le ${}^{11}\text{Be}$ si il possédait une distribution de densité, voisine de celle du ${}^{11}\text{B}$. Le halo de neutrons a pour effet d'abaisser de l'ordre de 2.0 MeV. la hauteur de la barrière coulombienne, ce qui conduit à de plus grandes valeurs de section efficace de fusion, pour des énergies inférieures à la hauteur de la barrière de potentiel.

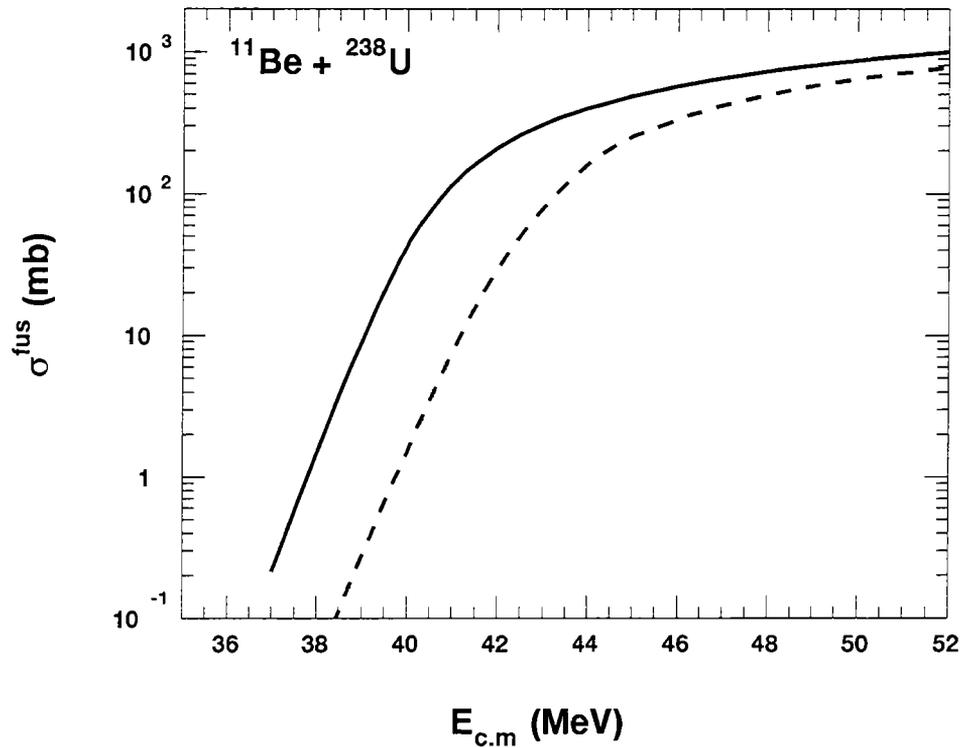


Figure 3.9: Section efficace de fusion $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$ (trait plein). La courbe en tirets, correspond à un calcul où l'on a utilisé la distribution de densité du ^{11}B .

Dans l'introduction, on a vu que le calcul à une dimension, qu'il soit semi-classique ou exact, ne reproduit pas les sections efficaces expérimentales. Il les sous-estime. Plus tard, on s'est rendu compte que si on prend en compte le couplage aux voies inélastiques, on observe une augmentation de la section efficace de fusion par rapport au résultat du calcul à une dimension. C'est du couplage aux voies inélastiques dont il sera question dans le prochain chapitre.

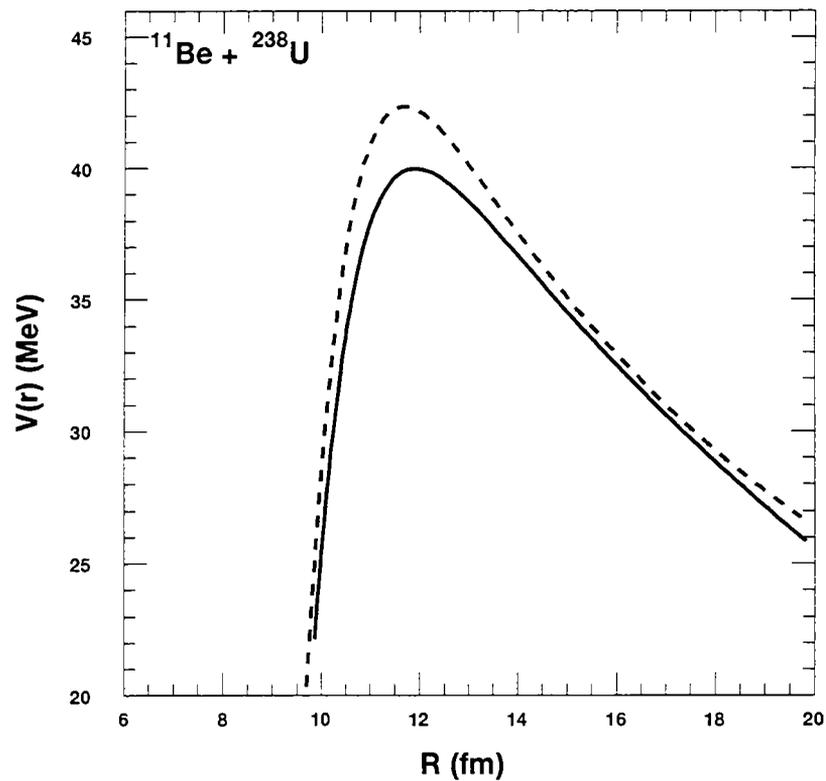


Figure 3.10: Barrière de potentiel $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$ (trait plein). La courbe en tirets, correspond au même calcul mais, en utilisant la distribution de densité du ^{11}B . Le halo a pour conséquence, de diminuer la hauteur de la barrière de l'ordre de 2 MeV.

Chapitre 4

Couplage aux voies inélastiques

De nombreuses études de la fusion sous coulombienne furent entreprises dans les années 70. On constata que celles-ci ne pouvaient pas être reproduites par le

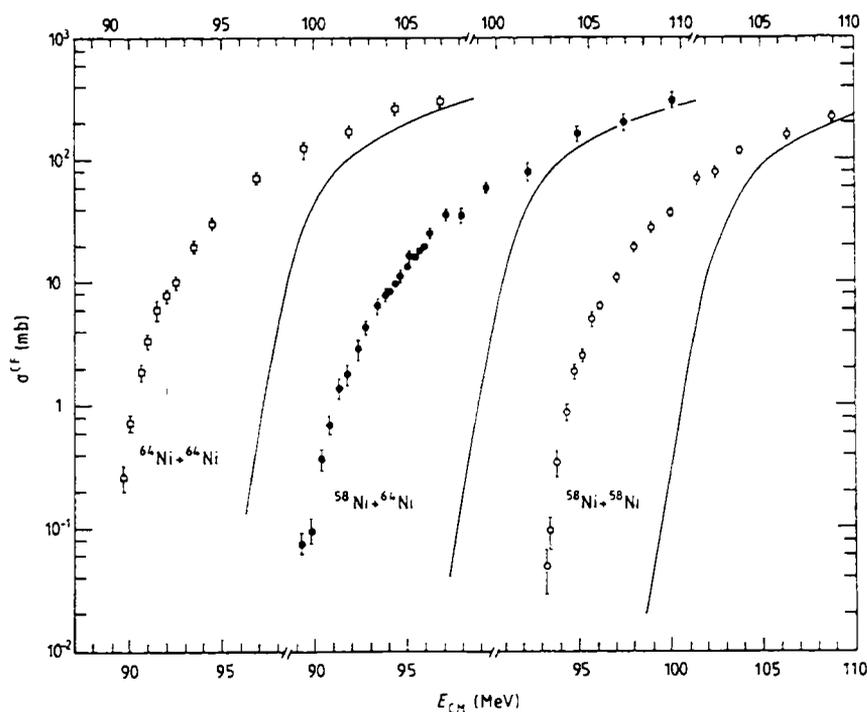


Figure 4.1: Augmentation de la section efficace de fusion par rapport au calcul à une dimension (courbe en trait plein) pour trois systèmes $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$

calcul à une dimension présenté dans le chapitre précédent. Ce désaccord est bien

montré par la figure 4.1 qui représente la section efficace de fusion de différents isotopes du Ni à des énergies autour de la barrière coulombienne. Le calcul à une dimension, représenté par le trait plein, sous-estime les données expérimentales, particulièrement pour des énergies E inférieures à la hauteur de la barrière de Coulomb. En plus, on remarqua que, pour un élément donné, la section efficace de fusion sous-coulombienne pouvait varier, souvent de plus d'un ordre de grandeur, avec l'isotope utilisé. La figure 4.2 montre cette tendance pour le cas particulier des systèmes $^{16}\text{O} + ^{148-158}\text{Sm}$. Ces effets inattendus, préoccupèrent les physiciens

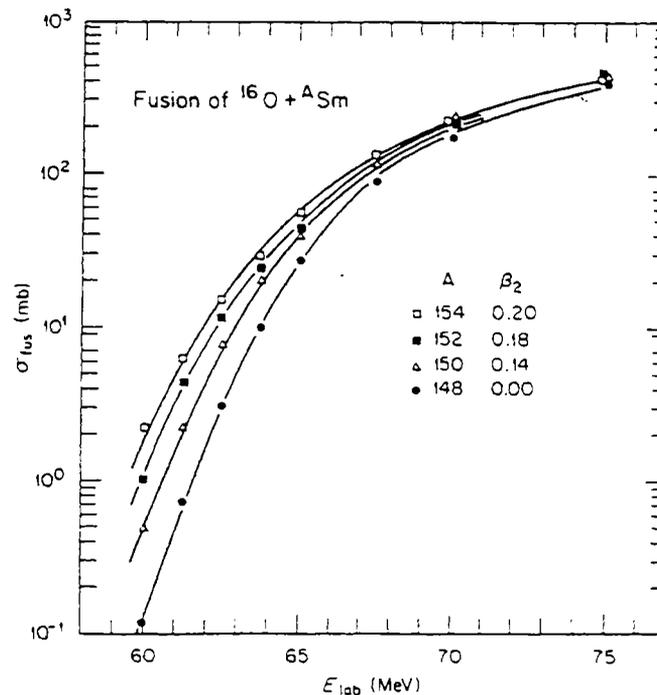


Figure 4.2: Section efficace de fusion ^{16}O avec différents isotopes de Sm. On note une variation de la section efficace pouvant atteindre un ordre de grandeur entre les isotopes 148 et 154.

nucléaires qui se penchèrent sur ce problème. Et, c'est ainsi que virent le jour les premiers calculs de fusion prenant en compte la géométrie statique ou dynamique des noyaux en collision. Ce n'est qu'un peu plus tard, en 1983, que Dasso et al. ([Dass 83a], [Dass 83b]) proposèrent des calculs dans lesquels les couplages aux voies inélastiques sont traités explicitement. Ces calculs seront ensuite étendus aux voies de transfert par Broglia [Brog 83].

Dans la première partie de ce chapitre, on va montrer, en écrivant le moins d'équations possible, comment la géométrie statique du noyau peut expliquer

l'augmentation de la section efficace de fusion en fonction de la déformation de l'isotope pour un élément chimique donné. Ensuite, le couplage aux voies inélastiques traité dans un cadre semi-classique sera présenté. On présentera enfin, les sections efficaces de fusion ${}^9,{}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ traité dans un cadre général.

4.1 Effet de la déformation statique du noyau sur la section efficace de fusion

L'idée de regarder l'effet de la déformation des noyaux sur la section efficace de fusion fût inspirée des travaux antérieurs de Hill et Wheeler [Hill 53]. Dans ces travaux, ils faisaient remarquer que la hauteur de la barrière de Coulomb pour l'émission des particules α par un noyau déformé, pouvaient dépendre de l'angle entre son axe de symétrie et la direction d'émission. Cette affirmation fût vérifiée expérimentalement par l'étude de la distribution angulaire des particules α émis par un noyau polarisé de ${}^{237}\text{Np}$ [Hana 61]. On remarqua que l'émission était favorisée dans la direction du moment angulaire qui est colinéaire à l'axe de symétrie du noyau. C'est ainsi qu'on entreprit d'étudier l'effet de la déformation des noyaux sur les réactions inverses de l'émission α : la fusion.

La position R_B de la barrière coulombienne est sensiblement égale au rayon du potentiel, c'est-à-dire, à la distance pour laquelle les surfaces des deux noyaux se "touchent" et que rentre en jeu l'interaction nucléaire attractive.

$$R_B \sim R = r_0(A_p^{1/3} + A_c^{1/3}) = R_p + R_c \quad (4.1)$$

A_p et A_c sont les masses des noyaux projectile et cible respectivement.

Si l'un au moins des deux noyaux, disons le noyau cible, est déformé, son rayon peut s'écrire en fonction des harmoniques sphériques $Y_\lambda^0(\theta)$

$$R_c(\theta) = R_c^0 \left[1 + \sum_\lambda \beta_\lambda Y_\lambda^0(\theta) \right].$$

β_λ ($\lambda = 2, 4, 6, \dots$) est la déformation du noyau et $R_c^0 \sum_\lambda \beta_\lambda Y_\lambda^0(\theta)$ représente l'écart entre la surface du noyau déformé et celle d'un noyau sphérique de rayon R_c^0 .

D'après ces équations, R_B va dépendre de l'angle θ . La figure 4.3 montre la barrière de coulombienne du système ${}^{16}\text{O} + {}^{154}\text{Sm}$, calculée pour différents angles θ . θ est l'angle entre l'axe de symétrie du noyau déformé et celui joignant les centres des deux noyaux. La position de la barrière ainsi que sa hauteur V_B varie avec θ . Entre 0 et 90 degrés, on a une variation de hauteur de barrière de l'ordre de 9 MeV. Ce qui, d'après la figure 3.5 du chapitre précédent, conduit à des variations de sections efficaces de fusion, de plusieurs ordres de grandeurs. La variation de la hauteur de la barrière avec l'angle θ , est directement liée à celle de

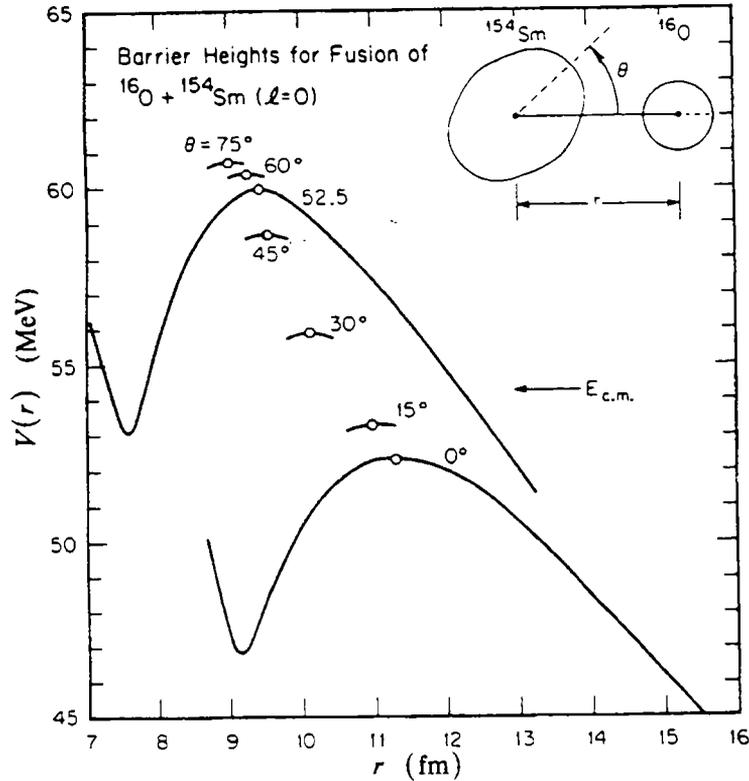


Figure 4.3: Barrière de Coulomb $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$, calculée pour différents angles θ . θ est l'angle que fait l'axe de symétrie du noyau déformé de ^{154}Sm et la direction définie par la droite qui passe par le centre des deux noyaux. Cette figure a été tirée de [Stokstad 81].

la position R_B . Le potentiel coulombien, inversement proportionnel à la distance r des centres des noyaux, est plus intense si R_B est plus petit.

Stokstad & al. [Stok 81], dans leur analyse de mesure de sections efficaces de fusion sous-coulombienne $^{16}\text{O} + ^{148-154}\text{Sm}$, prennent en compte explicitement, la déformation statique du noyau. En effet, le noyau de ^{148}Sm est presque sphérique car proche de la fermeture de couche $N = 82$. Plus on y ajoute des neutrons, plus il s'éloigne de sa forme sphérique et se déforme. Dans ces travaux, ils attribuent une déformation β nulle au noyau de ^{148}Sm . Ils cherchent les paramètres du potentiel optique qui reproduisent les données expérimentales du système $^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$. Ensuite, en utilisant le même potentiel optique, on fait varier uniquement la déformation β , dans le but de reproduire les données expérimentales des autres systèmes. Ceci revient implicitement à attribuer, à la seule déformation, la différence qu'on observe dans les sections efficaces de fusion des différents isotopes

du Sm. Les résultats des calculs sont représentés par les traits pleins de la figure 4.2. La valeur de la déformation β trouvée pour chaque isotope est portée sur la figure.

On note un très bon accord entre les calculs et les données expérimentales. Cette interprétation aurait été un succès si, malheureusement, elle ne présentait

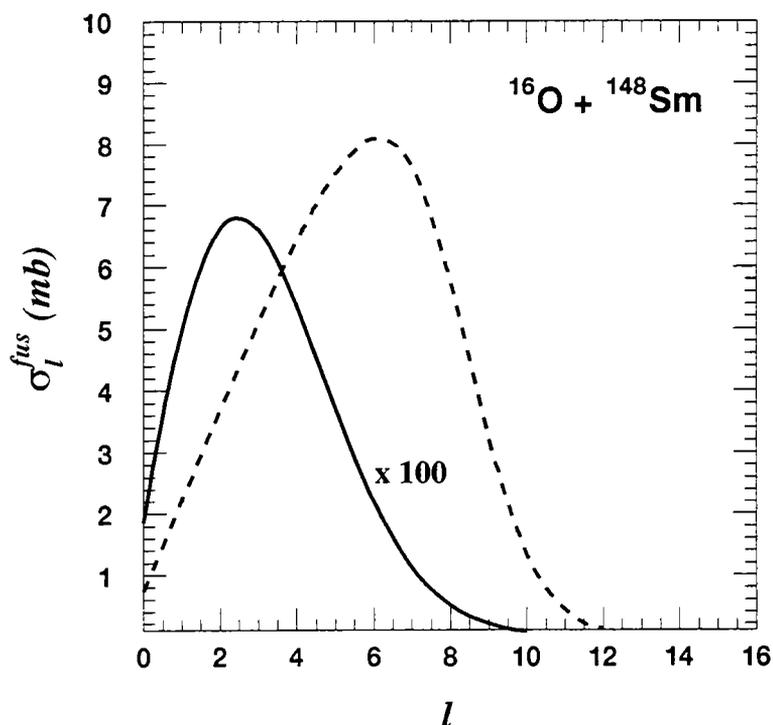


Figure 4.4: Section efficace de fusion $^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$ en fonction des ondes partielles l , calculée à $E_{c.m.} = 58\text{MeV}$ (courbe en trait plein) et à $E_{c.m.} = 60\text{MeV}$ (courbe en tirets). La barrière de Coulomb V_B est située à 59MeV .

pas des insuffisances. En effet, les valeurs des déformations des noyaux de Sm, déduites par cette méthode, ne coïncident pas avec celles obtenues par d'autres méthodes comme la diffusion d'électrons ou de muons ou encore à partir des éléments de matrice réduits $B(E2)$. Cette divergence entre les valeurs de déformation des noyaux a été attribuée, par ces auteurs, à l'hypothèse initial de ces calculs. En exprimant le rayon en fonction uniquement de θ , on fait implicitement l'hypothèse que seules les collisions frontales (qui correspondent à une valeur nulle du moment orbital l) sont prises en compte. Or les moments angulaires $l \neq 0$ ne peuvent pas être négligés. C'est ce que confirme la figure 4.4 qui représente, en fonction de l , la section efficace de fusion partielle $^{16}\text{O} + ^{148}\text{Sm}$ que nous avons

calculé en utilisant la formule semi-classique de Wong. Le calcul a été effectué à 58 MeV (courbe en trait plein) et à 60 MeV (courbe en tirets) dans le centre de masse. On a utilisé les paramètres d'un potentiel de Wood-Saxon ($V_0 = 50$ MeV, $r_0 = 1.09$ fm, $a_0 = 1.35$ fm) qui permettent de reproduire les sections efficaces de fusion mesurées à des énergies incidentes, comprises entre 60 et 75 MeV dans le laboratoire [Stok 81]. Ces paramètres, ont permis de déterminer la position, la hauteur et la courbure de la barrière coulombienne. On peut remarquer que la contribution la plus importante à la section efficace de fusion totale, ne correspond pas à l'onde partielle $\ell = 0$, mais aux ondes partielles $\ell = 3$ et $\ell = 6$, respectivement pour le calcul à 58 et 60 MeV.

L'étude de la déformation statique des noyaux, permet de rendre compte des augmentations observées, dans les sections efficaces de fusion de ^{16}O avec différents isotopes de Sm. Seulement, les valeurs de la déformation β déduites de cette analyse ne coïncident pas avec celles obtenues par d'autres méthodes. Cette divergence entre les valeurs du paramètre de déformation laisse supposer que celle-ci ne serait pas seule responsable de l'augmentation de la section efficace de fusion sous-coulombienne. On s'aperçoit ainsi que le calcul à une dimension a besoin de l'inclusion d'un ou plusieurs ingrédients supplémentaires. Ces calculs étaient un pas vers la prise en compte de la déformation au travers des calculs en voies couplées que nous allons présenter.

4.2 Traitement semi-classique du couplage

Le traitement semi-classique du couplage est un moyen simple (par rapport au calcul exact) pour voir l'effet, qu'a le couplage sur la section efficace de fusion ou, ce qui revient au même, sur la barrière coulombienne. Dans cette partie, nous allons présenter ce calcul. Un système, composé de deux noyaux en interaction, peut-être décrit par l'équation de Schrödinger

$$\mathcal{H}\Psi = E\Psi. \quad (4.2)$$

\mathcal{H} est le hamiltonien total du système. Il s'écrit comme la somme du hamiltonien intrinsèque H_0 des deux systèmes en interaction, du potentiel d'interaction U et de l'énergie cinétique T du mouvement relatif

$$\mathcal{H} = H_0(\xi) + U(\mathbf{r}, \xi) + T(\mathbf{r}). \quad (4.3)$$

ξ représente l'ensemble des variables internes du système des deux noyaux. Ψ est

la fonction d'onde totale du système qui peut s'écrire comme une combinaison linéaire des vecteurs propres $\varphi_n(\xi)$ de H_0

$$\Psi = \sum_n \chi_n(\mathbf{r}) \varphi_n(\xi) \quad (4.4)$$

χ_n décrit le mouvement relatif des deux noyaux.

On porte 4.3 et 4.4 dans 4.2. En multipliant l'équation obtenue à gauche par $\varphi_m^*(\xi)$ et en intégrant par rapport à l'ensemble des variables ξ , on obtient un ensemble d'équations couplées:

$$(T - E + \epsilon_n) \chi_n(\mathbf{r}) = - \sum_m U_{nm}(\mathbf{r}) \chi_m(\mathbf{r}). \quad (4.5)$$

ϵ_n qui est l'énergie de l'état n est défini tel que:

$$H_0 \varphi_n(\xi) = \epsilon_n \varphi_n(\xi)$$

et

$$U_{nm}(\mathbf{r}) = \int \varphi_n^*(\xi) U(\mathbf{r}, \xi) \varphi_m(\xi) d\xi. \quad (4.6)$$

On montre [Tamu 65] que $U(\mathbf{r}, \xi)$, peut s'écrire comme la somme de deux termes dont l'un, ne dépend que de la distance r séparant les centres de masse des deux noyaux (si l'on néglige l'interaction spin-orbite) et l'autre, des variables r , θ , ϕ et ξ :

$$U(\mathbf{r}, \xi) = \mathcal{V}(r) + \mathcal{V}_{cpl}(r, \theta, \phi, \xi). \quad (4.7)$$

$\mathcal{V}(r)$ n'est autre que le potentiel d'interaction noyau-noyau utilisé jusqu'à présent qui est la somme des potentiels nucléaire et coulombien.

\mathcal{V}_{cpl} est le potentiel de couplage.

La relation ci-dessus assure que si \mathcal{V}_{cpl} est nul, alors, $U(\mathbf{r}, \xi)$ se réduit au potentiel $\mathcal{V}(r)$.

Si on utilise les relations 4.6 et 4.7, l'ensemble d'équations couplées peut se mettre sous la forme:

$$(T_c + \mathcal{V}(r) - E) \chi_n(\mathbf{r}) = - \sum_m [\langle n | H_0 + \mathcal{V}_{cpl}(\mathbf{r}, \xi) | m \rangle] \chi_m(\mathbf{r}). \quad (4.8)$$

Au vecteur propre $\varphi_m(\xi)$, on a associé le ket $|m\rangle$ pour simplifier l'écriture. On obtient ainsi, un ensemble d'équations couplées équivalent à l'équation de Schrödinger 4.2. Pour des raisons de clarté, et de simplicité, le problème à trois dimensions ci-dessus, va être ramené à celui à une seule dimension. L'opérateur

énergie cinétique $T = -\hbar^2/2\mu\Delta$ va être réduit à $T = \frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2}$ et l'équation 4.8 devient:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + \mathcal{V}(x) - E \right) \chi_n(x) = - \sum_m [\langle n | H_0 + \mathcal{V}_{cpl}(x, \xi) | m \rangle] \chi_m(x), \quad (4.9)$$

où μ est la masse réduite du système.

On impose que la particule incidente se trouve dans son état fondamental. Dans la région située avant la barrière de potentiel, $\chi_n(x)$ pour $n \neq 0$ ne peut être composé que d'une onde réfléchie dont l'amplitude est r_n . De même, après la barrière de potentiel, seule l'onde transmise d'amplitude t_n est présente. L'ensemble d'équations couplées doit donc être résolu avec les conditions aux limites:

$$\chi_n(x) \longrightarrow \begin{cases} \delta_{n0} \exp(-ikx) + r_n \exp(ikx) & x \rightarrow +\infty \\ t_n \exp(-ikx) & x \rightarrow -\infty. \end{cases} \quad (4.10)$$

Le terme δ_{n0} assure que le système est initialement dans son état fondamental. Ce sont des conditions aux limites identiques à celles qu'on retrouve, par exemple, lorsqu'on traite le problème de franchissement d'une barrière de potentiel carrée. Sous ces conditions aux limites, le coefficient de transmission total T s'écrit comme une somme des coefficients de transmission individuels $|t_n|^2$:

$$T = \sum_n |t_n|^2 \quad (4.11)$$

Des approximations doivent être faites afin de pouvoir résoudre analytiquement cet ensemble d'équations couplées:

1. On ne considérera que le cas où le potentiel de couplage $\mathcal{V}_{cpl}(x, \xi)$ peut s'écrire comme le produit de deux termes, dont l'un dépend uniquement de la distance (x) et l'autre des variables internes des noyaux (ξ). C'est-à-dire $\mathcal{V}_{cpl}(x, \xi) = F(x)G(\xi)$.
2. On supposera que $F(x)$ ne dépend pas des états qu'il couple et qu'il est égal à une constante; $F(x) = F_0$.

La deuxième approximation est assez éloignée d'une réalité physique. Mais, comme on l'a déjà souligné, ce calcul semi-classique est un moyen simple pour voir l'effet qu'entraîne le couplage sur la barrière coulombienne.

Le terme m de la sommation (équation 4.9) devient:

$$\langle n | H_0 + \mathcal{V}_{cpl}(x, \xi) | m \rangle \simeq \epsilon_m \delta_{nm} + F_0 G_{nm} \equiv M_{nm} \quad (4.12)$$

M est la somme du hamiltonien nucléaire et du potentiel de couplage. La transformation unitaire $Y_m(x)$ définit tel que:

$$Y_m(x) = \sum_n U_{mn} \chi_n(x), \quad (4.13)$$

permet de découpler l'ensemble d'équations couplées 4.9.

U est une matrice unitaire qui diagonalise M . C'est-à-dire qu'elle vérifie la relation:

$$\sum_{lk} U_{nl} M_{lk} U_{km}^{-1} = \lambda_m \delta_{nm}, \quad (4.14)$$

où λ_m est une valeur propre de la matrice M .

En effet, si on exprime $\chi_n(x)$ en fonction de $Y_m(x)$ et qu'on porte l'expression obtenue dans l'ensemble d'équations couplées 4.9 alors, en tenant compte de la relation d'unitarité de la matrice U on obtient:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + \mathcal{V}(x) + \lambda_m - E \right] Y_m(x) = 0. \quad (4.15)$$

Le potentiel initial $\mathcal{V}(x)$ est remplacé par un ensemble de potentiels effectifs $\mathcal{V}^{eff}(x) = \mathcal{V}(x) + \lambda_m$.

Pour déterminer les fonctions $Y_m(x)$, il faut commencer par résoudre une équation de la forme

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + \mathcal{V}(x) + \lambda_m - E \right] \bar{Y}_m(x) = 0 \quad (4.16)$$

avec les conditions aux limites habituelles:

$$\bar{Y}_m(x) \longrightarrow \begin{cases} \exp(-ikx) + \bar{r}_n \exp(ikx) & x \rightarrow +\infty \\ \bar{t}_n \exp(-ikx) & x \rightarrow -\infty. \end{cases} \quad (4.17)$$

On montre [Dass 83b], compte tenu de 4.10 et 4.13, que la relation entre $Y_m(x)$ et $\bar{Y}_m(x)$ est donnée par:

$$Y_m(x) = U_{m0} \bar{Y}_m(x). \quad (4.18)$$

Des équations 4.11, 4.13 et 4.18 on déduit¹, en utilisant uniquement les propriétés d'une matrice unitaire (consulter par exemple la référence [Wign 59] pour

¹Consulter appendice

les propriétés d'une matrice unitaire), la nouvelle expression du coefficient de transmission total T établi pour la première fois par Dasso [Dass 83b]:

$$T = \sum_m |U_{m0}|^2 |\bar{t}_m|^2. \quad (4.19)$$

$|U_{m0}|^2$ est le poids de la barrière de potentiel $\mathcal{V}(x) + \lambda_m$. Quand on tient compte du couplage, on n'a plus une seule barrière $\mathcal{V}(x)$, mais un ensemble de barrière ($\mathcal{V}(x) + \lambda_m$). Le cardinal de cet ensemble est égal au nombre de vecteurs propres λ_m de la matrice M . On résout ensuite l'équation de Schrödinger pour chaque barrière ($\mathcal{V}(x) + \lambda_m$). Le coefficient de transmission total T , s'exprime alors comme la somme pondérée des coefficients de transmission individuels \bar{t}_m , correspondant à chacune des barrières ($\mathcal{V}(x) + \lambda_m$).

Les résultats obtenus dans cette partie vont être explicitement appliqués à l'étude du couplage à un niveau excité.

Calcul explicite du couplage à un niveau excité

Pour calculer le coefficient de transmission total T , nous avons besoin de connaître le hamiltonien nucléaire H_0 et le potentiel de couplage \mathcal{V}_{cpl} . On supposera d'une part, que les états et valeurs propres des deux noyaux en interaction, sont ceux d'un oscillateur harmonique, d'autre part, que la perturbation est linéaire. Ces deux approximations permettent d'écrire l'expression de l'opérateur M :

$$M = \frac{1}{2D} \pi^2 + \frac{1}{2} C \xi^2 + F_0 \xi. \quad (4.20)$$

Cette expression du hamiltonien, décrivant un oscillateur harmonique subissant une perturbation linéaire, se trouve dans tous les livres de mécanique quantique (voir par exemple le complément F_v de la référence [Cohen]). Les opérateurs de création et d'annihilation habituels permettent de réécrire M sous la forme:

$$M = Q \left[\frac{1}{2} + a^+ a \right] + F(a^+ + a) \quad (4.21)$$

Où

$$Q \equiv \hbar(C/D)^{1/2} = \hbar\omega \quad \text{et} \quad F \equiv F_0 \sqrt{\frac{\hbar}{2(DC)^{1/2}}}. \quad (4.22)$$

Les valeurs propres du hamiltonien non perturbé s'écrivent:

$$E_m = \left(m + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega. \quad (4.23)$$

Si on adopte la convention suivant laquelle l'énergie du niveau fondamental est nulle, alors:

$$E_m = m\hbar\omega. \quad (4.24)$$

En particulier, l'énergie d'excitation du premier niveau est $E_1 = \hbar\omega = Q$. On peut alors réexprimer l'opérateur M ,

$$M = Qa^+a + F(a^+ + a), \quad (4.25)$$

dont les éléments de matrice M_{mn} sont:

$$M_{mn} = nQ \delta_{m,n} + F(\sqrt{n+1} \delta_{m,n+1} + \sqrt{n} \delta_{m,n-1}) \quad (4.26)$$

Dans le cas particulier où le niveau fondamental, représenté par l'indice 0, est couplé au premier niveau excité, représenté par l'indice 1, la matrice M est alors donnée par:

$$M = \begin{pmatrix} 0 & F \\ F & Q \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

Ses vecteurs propres λ_{\pm} sont:

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left[Q \pm \sqrt{Q^2 + 4F^2} \right] \quad (4.28)$$

Pour déterminer la matrice unitaire U nous avons:

1. Déterminé les vecteurs propres normés, correspondant à chaque valeur propre λ_{\pm} .
2. Construit la matrice dont chaque ligne est constituée des composantes d'un vecteur propre donné.

On peut vérifier que la matrice

$$U = \begin{pmatrix} P_+ & \frac{\lambda_+}{F} P_+ \\ P_- & \frac{\lambda_-}{F} P_- \end{pmatrix} \quad (4.29)$$

où P_{\pm} sont définis tel que

$$P_{\pm}^2 = \frac{F^2}{F^2 + \lambda_{\pm}^2}. \quad (4.30)$$

est unitaire. Le coefficient de transmission total, dans ce cas devient:

$$T = \sum_{m=\pm} P_m^2 |\bar{t}_m|^2. \quad (4.31)$$

$|\bar{t}_m|^2$ est le coefficient de transmission déduit de la résolution l'équation de Schrödinger (4.16) avec un potentiel d'interaction effectif $\mathcal{V}^{eff}(x) = \mathcal{V}(x) + \lambda_m$. Nous avons déjà vu comment résoudre une telle équation. Comme dans le chapitre précédent, le coefficient de transmission va être donné par la formule de Hill et Wheeler (voir expression 3.13)

$$|\bar{t}_m|^2 = T_l^m(E) = \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_l} (V_B^l + \lambda_m - E) \right) \right]^{-1}. \quad (4.32)$$

On peut alors écrire l'expression de la section efficace de fusion totale:

$$\sigma^{fus}(E) = \sum_{m=\pm} P_m^2 \sigma^m. \quad (4.33)$$

Où

$$\sigma^m(E) = \frac{R_B^2 \hbar\omega}{2E} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega} (E - V_B - \lambda_m) \right) \right]. \quad (4.34)$$

Il découle des propriétés d'une matrice unitaire (voir appendice A) que:

$$\sum_{m=\pm} P_m^2 = 1. \quad (4.35)$$

La force de la transition est donnée par [Land 84] (voir aussi [Tamu 65]):

$$F(r) = \frac{\beta R}{\sqrt{4\pi}} \left[-\frac{d\mathcal{V}_{nuc}(r)}{dr} + \frac{3Z_c Z_p e^2}{2\lambda + 1} \left(\frac{R}{r} \right)^{\lambda-1} \frac{1}{r^2} \right], \quad (4.36)$$

où R est le rayon du noyau excité. β la déformation et λ la multipolarité de la transition.

On a vu que l'une des approximations du calcul semi-classique est de considérer que la force de transition est indépendante de la position. L'expression de la force

de transition ci-dessus, va donc être évaluée à $r = R_B$, point où la section efficace de fusion sous-coulombienne est très sensible.

$$F \equiv F(r) \Big|_{r=R_B} \quad (4.37)$$

Application

Les calculs vus ci-dessus, vont être appliqués à l'étude des systèmes $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ et $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$.

La section efficace de fusion $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ sera calculée en utilisant un potentiel de convolution et un potentiel phénoménologique. Ceci permet de comparer les résultats obtenus quand on prend en compte le couplage. Les paramètres permettant de déterminer les deux potentiels, sont les mêmes que ceux utilisés dans le chapitre précédent (voir les tableaux 3.1 et 3.3). La déformation coulombienne β_c ([Land 84]) et l'énergie d'excitation de ces systèmes sont portées dans le tableau 4.1.

| | $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ | $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$ |
|-------------|-----------------------------------|--------------------------------|
| β_c | 0.182 | 0.2887 |
| E^* (MeV) | 1.454 | 0.0449 |

Tableau 4.1: Déformation coulombienne β_c et énergie du premier niveau excité des systèmes $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ et $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$.

Les résultats sont représentés par la figure 4.5 ainsi que le calcul à une dimension (courbe en tirets). La courbe en trait plein et celle en pointillés correspondent à la section efficace de fusion avec couplage au premier niveau excité du ^{58}Ni situé à une énergie $E^* = 1.454$ MeV. La première résulte d'un calcul utilisant le potentiel phénoménologique et la deuxième, le potentiel de convolution. Comme pour le cas à une dimension, on note un bon accord entre les deux calculs. La force de transition, telle qu'elle est donnée par l'expression 4.36 a été multipliée par $\sqrt{2}$, pour tenir compte de la possibilité d'excitation de la cible ou du projectile

dans un système symétrique. Pour les énergies inférieures à la hauteur de la barrière coulombienne, on observe une augmentation de la section efficace, de l'ordre d'un ordre de grandeur par rapport au résultat du calcul à une dimension. Cette augmentation de la section efficace de fusion, est corrélée à l'abaissement de la barrière coulombienne, tel qu'on peut le voir sur la figure 4.6. L'effet du couplage est mis en évidence sur cette figure. La barrière initiale représentée par la courbe en trait plein est remplacée par deux autres (deux valeurs propres de la matrice M). L'une (courbe en tirets) est abaissée de 2.0 MeV et l'autre (courbe en pointillés) subit une augmentation de 3.45 MeV. Les poids de ces barrières sont de 0.64 et 0.36 respectivement.

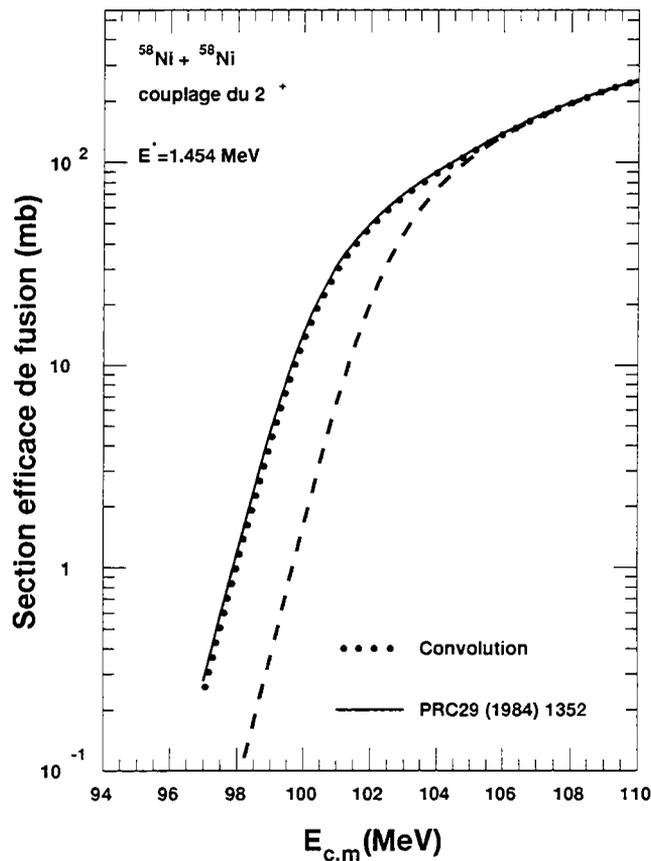


Figure 4.5: Section efficace de fusion $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La courbe en tirets est le calcul à une dimension. Celui avec couplage est représenté par les courbes en trait plein (potentiel phénoménologique) et en pointillés (potentiel de convolution).

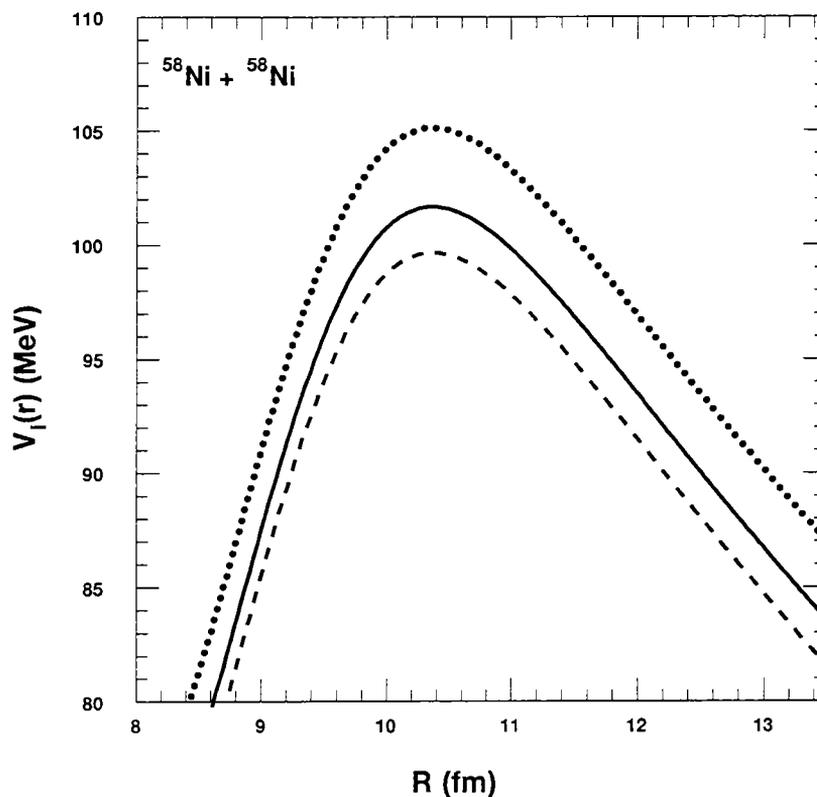


Figure 4.6: *Effet du couplage sur la barrière coulombienne. La barrière initiale (courbe en trait plein) est remplacée par deux autres. L'une plus basse et l'autre plus haute.*

Un calcul identique a été entrepris pour le système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$. Le potentiel de convolution a été utilisé et le couplage au premier niveau excité de l'uranium situé à une énergie $E^* = 0.0449$ MeV a été pris en compte. Le résultat du calcul est représenté par la figure 4.7. On observe, comme précédemment, une augmentation de la section efficace de fusion, pour des énergies inférieures à la hauteur de la barrière. Il est clair que cette augmentation est moins importante que celle observée dans le cas du ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$. Sachant que la diminution et l'augmentation de la hauteur de la barrière de potentiel dépend de la force de transition F et de l'énergie d'excitation, il est important d'étudier l'influence de chacun de ces paramètres sur la section efficace de fusion.

Les figures 4.8 a) et 4.8 b) montrent les résultats d'une telle étude. Elles représentent la section efficace de fusion en fonction de l'énergie d'excitation E^* pour la première (figure 4.8 a) pour $F = -1.38$ MeV) et en fonction de la force de transition F pour la seconde (figure 4.8 b) pour $E^* = 0.0449$ MeV). Sur les

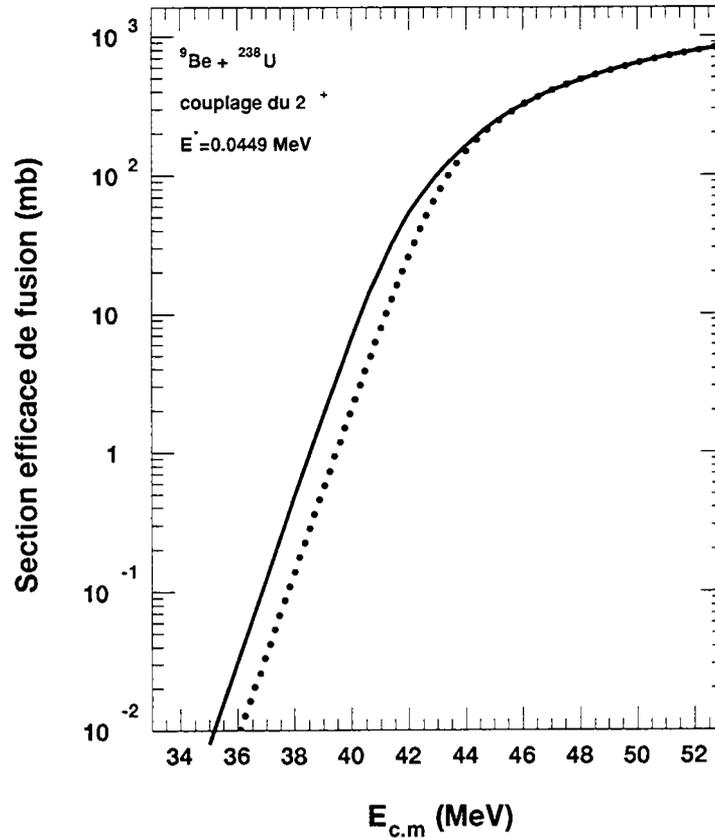


Figure 4.7: Section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ avec couplage au niveau excité $E^* = 0.0449 \text{ MeV}$.

deux figures, le calcul à une dimension est représenté par la courbe en trait plein. Celles en pointillés représentant le calcul avec couplage. Ces calculs ont été effectués à $E_{c.m.} = 40.0 \text{ MeV}$, c'est-à-dire, à environ 2.5 MeV en dessous de la barrière. On observe (figure 4.8 a)) une lente décroissance de la section efficace de fusion quand croît l'énergie d'excitation. Par contre, on note une forte augmentation de la section efficace de fusion avec la valeur absolue de la force de transition (figure 4.8 b)). Cette augmentation pouvant atteindre deux ordres de grandeurs quand la force de transition varie entre -0.5 et -4.0 MeV . Une énergie d'excitation trop grande ou une force de transition trop faible ou les deux simultanément, conduisent à une faible augmentation de la section efficace de fusion par rapport au calcul à une dimension. Dans le cas du système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$, la faible augmentation observée peut être attribuée à la faible valeur de la force de transition.

Bien sûr, dans la réalité, les niveaux d'énergies d'un noyau sont loin d'être ceux d'un oscillateur harmonique. Le choix d'une force de couplage F constante, s'il

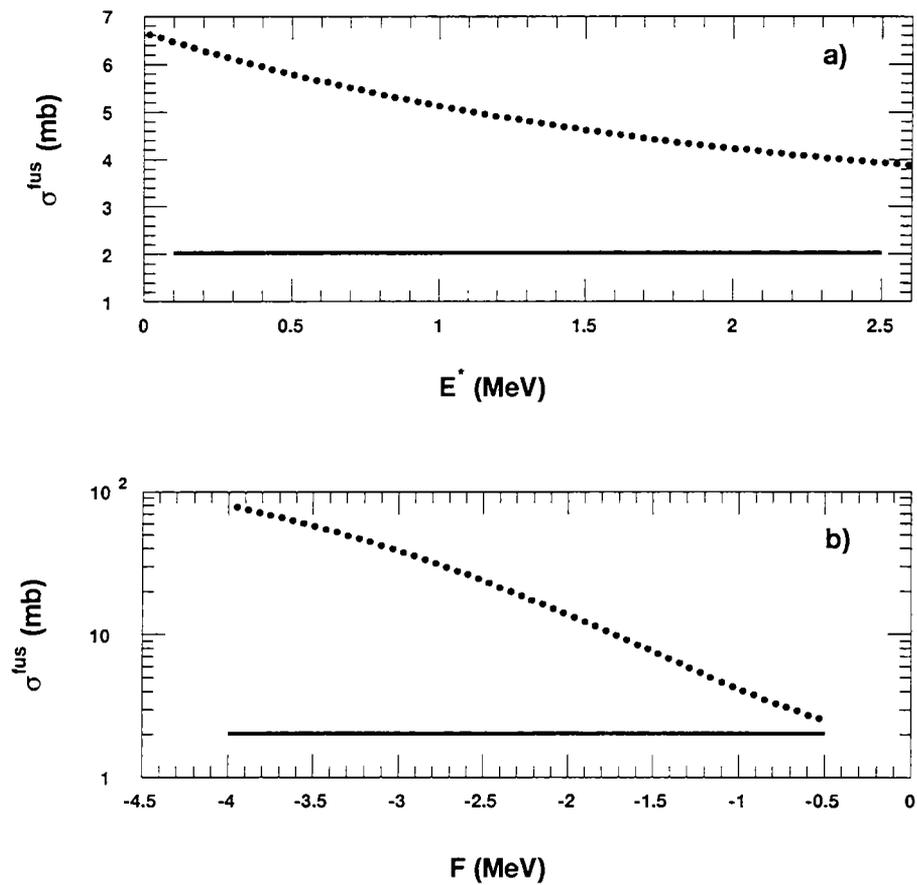


Figure 4.8: Variation de la section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ avec l'énergie d'excitation (figure a)) et la force de transition (figure b)). Pour obtenir la figure a), la force de transition a été fixée à -1.38 MeV, tandis que l'énergie d'excitation a été fixée à 0.0449 MeV pour la figure b).

peut se justifier, a surtout permis de pouvoir résoudre analytiquement l'ensemble d'équations couplées. Cette résolution analytique n'est plus possible, du moins pour le moment, quand on considère un cas réaliste, c'est-à-dire quand les spins des noyaux interagissant ou encore leurs formes sont explicitement pris en compte. Il faut donc faire appel aux méthodes numériques. Nous allons passer du calcul semi-classique (approché) à la résolution numérique (exacte) des équations couplées.

4.3 Traitement réaliste du couplage

La méthode utilisée pour dériver l'ensemble d'équations couplées dans un cas réaliste n'est, formellement, pas très différente de celle utilisée dans le cadre semi-classique.

Le but de cette partie n'est pas d'établir les équations exactes (voir pour cela [Tamu 65] par exemple) mais de présenter les résultats de section efficace de fusion sous-coulombienne avec le couplage aux voies inélastiques que nous avons obtenus en utilisant le code ECIS94. Avant de présenter ces résultats, nous allons expliquer la méthode que nous avons suivie.

Quand un noyau a ses couches en neutron et en protons pleines, il possède une forme d'équilibre sphérique. Si on ajoute des nucléons à un tel noyau, sa forme d'équilibre évolue, il s'éloigne de la forme sphérique et on assiste à l'apparition d'un noyau déformé. Le traitement exact du couplage tient explicitement compte de la forme d'équilibre des noyaux. Si le noyau possède une symétrie sphérique et est susceptible de vibrer autour de cette forme sphérique, le calcul sera effectué en utilisant le modèle dit vibrationnel. Par contre, le modèle dit rotationnel traite des noyaux ne possédant plus la symétrie sphérique: les noyaux déformés.

4.3.1 Potentiel de transition \mathcal{V}_{cpl} pour différentes multipolarité ℓ

Modèle vibrationnel

Le potentiel de transition \mathcal{V}_{cpl} , dans le cas du modèle vibrationnel s'obtient en développant le rayon du noyau sous forme d'harmoniques sphériques [Tamu 65]:

$$R^c = R_0^c \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_\lambda^\mu \right] \quad (4.38)$$

Si on porte R^c dans l'expression du potentiel d'interaction $\mathcal{V}(r)$ et qu'on effectue un développement de $\mathcal{V}(r)$ en puissance de $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_\lambda^\mu$, alors, on montre [Jack 70]

qu'au premier ordre $\mathcal{V}_{cpl}(r)$ s'écrit²:

$$\mathcal{V}_{cpl}(r) = -i^l \left(\frac{\hbar\omega_l}{2C_l} \right)^{\frac{1}{2}} R_0^c \frac{d}{dr} U(r) \quad (4.39)$$

Modèle rotationnel

De la même façon, pour les petites déformations β , le potentiel de transition dans le cadre du modèle rotationnel est obtenu en développant le rayon du noyau sous la forme:

$$R^c = R_0^c \left[1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda}^0(\theta') \right] \quad (4.40)$$

En suivant le même cheminement que pour le modèle vibrationnel, on détermine l'expression du potentiel de couplage qui s'écrit [Jack 70]:

$$\mathcal{V}_{cpl}(r) = -i^l (2l+1)^{-\frac{1}{2}} \beta_l R_{0i}^c \left. \frac{d}{dr} U(r) \right|_{R^c=R_0^c} \quad (4.41)$$

Ce résultat montre que dans le cas des petites déformations, le potentiel de transition obtenu dans le cadre du modèle rotationnel est le même que celui obtenu dans le cadre du modèle vibrationnel.

Pour les grandes déformations ($\beta \sim 0.3$), ce développement du rayon devient une mauvaise approximation. Dans ce cas, le développement du potentiel d'interaction $\mathcal{V}(r)$ ne se fait plus en puissances de $\sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda}^0$ mais, en termes de polynômes de Legendre. L'expression de \mathcal{V}_{cpl} obtenu peut se trouver dans [Tamu 65] (expressions [14]-[16]) et ne s'exprime plus en termes simples de dérivées du potentiel.

Les développements 4.38 et 4.40 du rayon du noyau sous forme d'harmoniques sphériques ne sont valables que pour $\lambda \geq 2$ (voir appendice 6A de [Bohr] ou [Pres]). $\lambda = 0$ correspond à la compression ou à la dilatation des noyaux sans changement de forme. En général, le noyau est considéré incompressible. Par contre, $\lambda = 1$ décrit les vibrations du centre de masse du noyau. Or, celui est considéré fixe. Par conséquent, le potentiel de transition dipolaire ($\ell = 1$) ne peut plus être donné par l'une des expressions ci-dessus mais par [Satch 87]

²La relation entre β_l et $(\hbar\omega_l/2C_l)$ est donnée [Bass 62] par

$$\beta_l^2 = \left\langle \sum_m |\alpha_{lm}|^2 \right\rangle = (2l+1) \left(\frac{\hbar\omega_l}{2C_l} \right).$$

$$F_1(r) = \alpha_1 \gamma \left(\frac{N-Z}{A} \right) \left[\frac{d}{dr} \mathcal{V}_{nuc} + \frac{1}{3} R \frac{d^2}{dr^2} \mathcal{V}_{nuc} \right]. \quad (4.42)$$

Avec $\alpha_1 = \beta_1 R$ et γ donné par l'expression [Kras 94]

$$\frac{\Delta R_{PN}}{R_0} = \frac{R_n - R_p}{\frac{1}{2}(R_n + R_p)} = \gamma \frac{2(N-Z)}{3A}.$$

R_n et R_p sont les rayons des neutrons et des protons respectivement.

Expression des paramètres de déformation β_l

Les paramètres de déformation β_l sont généralement déduits de la mesure de la probabilité de transition réduite $B(E1)$. La relation entre ces deux paramètres est donnée par:

$$B(E1) = \left| \frac{3Z\beta_1 R}{4\pi} \right|^2 e^2 \quad (4.43)$$

pour des transitions telles que $l \geq 2$ et par [Satch 83]

$$B(E1) = \left(\frac{3NZ\beta_1 R}{2\pi A} \right)^2 e^2 \quad (4.44)$$

pour les transitions dipolaires.

Dans le cas des résonances géantes, la règle de somme permet de relier les paramètres de déformation à l'énergie d'excitation de la résonance:

$$\delta_l^2 = l(2l+1) \frac{2\pi\hbar^2}{3AmE_X} \quad (4.45)$$

et

$$\alpha_1^2 = \frac{\pi\hbar^2}{2m} \frac{A}{NZ E_X} \quad (4.46)$$

E_X est l'énergie d'excitation et m la masse du nucléon. A, Z et N sont respectivement, le nombre de masse, le numéro atomique et le nombre de neutrons du noyau considéré. La première expression correspond aux multipolarités $\ell \geq 2$ et la seconde à $\ell = 1$. δ_l et α_l sont définis tels que:

$$\delta_l = \beta_l R \quad (4.47)$$

et

$$\alpha_l = \beta_l R^{2-l}. \quad (4.48)$$

Application: Couplage pour les transitions $\ell \geq 2$

Comme pour le cas à une dimension, le calcul des sections efficaces de fusion, avec couplage aux voies inélastiques est effectué à l'aide du code ECIS94. Ce code permet d'effectuer les calculs soit en utilisant le modèle vibrationnel, soit en utilisant le modèle rotationnel. Le noyau d'uranium est déformé, ses états de basse énergie sont des états de rotation. Par conséquent, le traitement du couplage aux voies inélastiques doit se faire dans le cadre du modèle rotationnel.

Nous nous sommes confrontés à un problème d'ordre technique lors de l'utilisation du code ECIS94. Dans sa conception, ce code est prévu pour utiliser des expressions analytiques du potentiel et plus particulièrement des expressions de type Wood-Saxon élevé à la puissance n . Or, pour effectuer les calculs de sections efficaces de fusion, nous avons décidé (voir chapitre précédent) d'utiliser un potentiel obtenu par double convolution des densités de matière des deux noyaux avec l'interaction effective M3Y. Ce potentiel est calculé numériquement.

Quand les calculs sont effectués dans le cadre du modèle vibrationnel, le code permet d'utiliser à la place de l'expression analytique du potentiel, ces valeurs numériques qu'on peut rentrer point par point. Cette possibilité n'est malheureusement pas offerte pour les calculs qui doivent s'effectuer dans le cadre du modèle rotationnel. Il nous a fallu trouver un moyen de contourner cet obstacle.

| | V_0 (MeV) | r_0 (fm) | a_0 (fm) |
|------------|----------------|---------------|---------------|
| Wood-Saxon | -106.5 | 1.104 | 0.699 |

Tableau 4.2: Paramètres du potentiel de Wood-Saxon qui permettent de reproduire le potentiel de convolution entre 10 et 14 fm.

Pour ce faire, nous nous sommes inspirés du calcul semi-classique de la section efficace de fusion. Sur la figure 3.5 d), on montre deux potentiels d'interaction (tracés au voisinage de la barrière coulombienne) qui conduisent aux mêmes valeurs de la section efficace de fusion. On a remarqué que ces deux potentiels d'interaction, ne sont identiques que sur un tout petit domaine autour de la position de la barrière coulombienne. Sont représentées sur les figures 3.4 et 4.5, les sections efficaces de fusion obtenues avec un potentiel phénoménologique (type Wood-Saxon) et un potentiel de convolution pour un calcul à une dimension et

avec couplage respectivement. Ces deux potentiels (phénoménologique et de convolution) ne sont identiques qu'autour de la position de la barrière coulombienne. Par exemple, le potentiel phénoménologique a une profondeur de 82.3 MeV alors qu'elle est de l'ordre de 2448 MeV pour le potentiel de convolution.

Tous ces résultats montrent qu'en l'état actuel des choses, la section efficace de fusion n'est sensible qu'à la région du potentiel située autour de la position de la barrière coulombienne. L'idée que nous avons eu est d'utiliser une fonction de type Wood-Saxon, de faire varier ses paramètres de façon à reproduire les valeurs du potentiel de convolution (obtenu numériquement) pour des rayons au voisinage de la position de la barrière de coulombienne. Et, de comparer les résultats obtenus en utilisant les deux potentiels.

Le résultat de cette procédure pour le système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ est représenté par le tableau 4.2 où figurent les valeurs des paramètres du potentiel de Wood-Saxon. Ces valeurs permettent de bien reproduire le potentiel de convolution entre 10 et 14 fermis, sachant que la barrière coulombienne pour ce système est située à 11.7 fermis. L'étape suivante a consisté à comparer les résultats (figure 4.9) des sections efficaces de fusion obtenus en utilisant ces deux potentiels nucléaires. Les calculs ont été effectués dans le cadre du modèle vibrationnel. La déformation coulombienne $\beta_2^C = 0.2887$ a été utilisée pour calculer le potentiel de transition. Cette valeur est déduite de l'expression 4.43 où $B(E2) = 12.30 e^2 b^2$ est mesuré par excitation coulombienne [NDS 88]. En égalant les différentes longueurs de déformation $\delta_2 = \beta_2 R_X$, où R_X est le rayon du noyau excité, on détermine les déformations réelle β_2^R et imaginaire β_2^I du potentiel nucléaire. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 4.3.

| β_2^R | β_2^I | β_2^C |
|-------------|-------------|-------------|
| 0.314 | 0.433 | 0.2887 |

Tableau 4.3: Différentes déformations associées au couplage du niveau 2^+ de ${}^{238}\text{U}$.

La figure 4.9 présente la section³ efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ en fonction de

³tableau 4.2 donnent uniquement les paramètres de la partie réelle du potentiel. Les paramètres de la partie imaginaire sont les mêmes que ceux utilisés pour effectuer le calcul à une dimension à savoir une profondeur $W = 100$ MeV, un rayon réduit $r_I = 0.8$ fm et une diffusivité $a_I = 0.4$ fm.

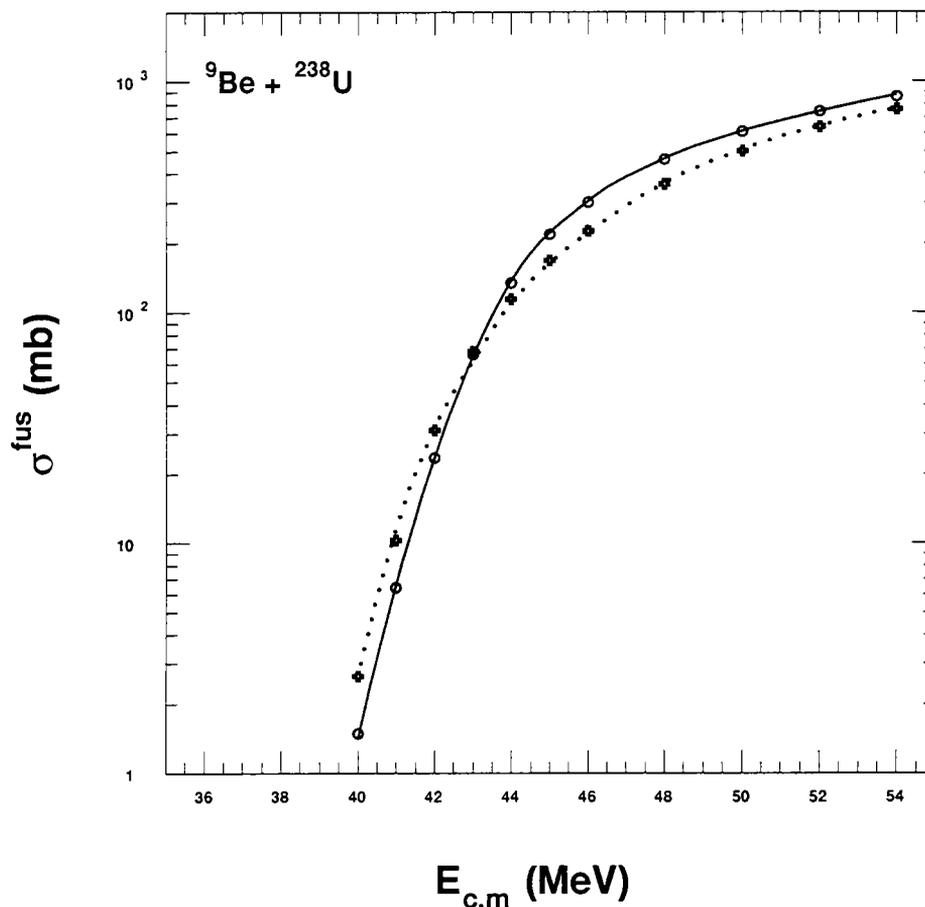


Figure 4.9: Section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour le calcul à une dimension (courbe en trait plein et \circ) et pour le couplage au niveau 2^+ (courbe en pointillés et croix) de l'uranium calculée dans le cadre du modèle rotationnel. Les courbes correspondent à un calcul effectué avec un potentiel de convolution et les signes (\circ et croix) au même calcul utilisant cette fois, un potentiel de type Wood-Saxon qui reproduit le potentiel de convolution dans la région de la barrière coulombienne.

l'énergie dans le centre de masse. Le calcul à une dimension est représenté par la courbe en trait plein et les \circ , tandis que le résultat du couplage au niveau 2^+ de l'uranium est représenté par la courbe en pointillés et les croix. Les courbes, sur la figure 4.9, correspondent au calcul effectué avec le potentiel de convolution et les signes (\circ et croix) à celui utilisant le potentiel de Wood-Saxon. On note un très bon accord entre les deux calculs, aussi bien pour le cas à une dimension que pour le couplage au niveau 2^+ de l'uranium.

Au dessus de la barrière, on a une légère diminution de la section efficace de fusion par rapport au calcul à une dimension. Un comportement similaire avait été noté par Landowne et Pieper [Land 84] dans leur étude du système $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$. Ils représentent la section efficace de fusion en fonction de l'énergie d'excitation pour une énergie au dessus de la barrière coulombienne (figure 3 de cette référence). Ils font remarquer que par rapport au calcul à une dimension, l'augmentation ou la diminution de la section efficace de fusion est fonction de l'énergie d'excitation.

Les résultats obtenus dans cette partie permettent donc de justifier la méthode que nous avons trouvée pour résoudre le problème technique que nous avons rencontré. Dans la suite, nous effectuerons tous les calculs dans le cadre du modèle rotationnel en utilisant les paramètres du potentiel de Wood-Saxon du tableau 4.2.

Couplage pour les transitions dipolaires

Le couplage à la "soft" GDR du ^{11}Be nécessite l'utilisation du potentiel de transition 4.42. La probabilité de transition réduite $B(E1)$ n'est pas encore mesurée. Pour calculer la déformation β_1 , on ne pourra pas se servir de l'expression 4.44. Par contre, on a une indication sur l'énergie de cette résonance qui semble se situer entre 1.5 et 3.0 MeV. La formule 4.46, reliant la déformation β_1 à l'énergie d'excitation, peut par conséquent être utilisée. Cette expression est valable si la résonance géante épuise 100% de la règle de somme. Si tel n'est pas le cas, elle doit faire intervenir la fraction F de la règle de somme épuisée. On obtient alors:

$$\beta_1^2 = \frac{1}{R^2} \frac{\pi \hbar^2}{2m} \frac{A}{NZ E_X} \frac{F}{100}. \quad (4.49)$$

Il reste à déterminer F dans le cas particulier de la "soft" GDR du ^{11}Be .

Sagawa et al. [saga 92b] ont établi une expression de la règle de somme pour les molécules diatomiques:

$$\mathcal{M}_1 = \frac{9}{4\pi} \frac{(Z_1 A_2 - Z_2 A_1)^2}{A A_1 A_2} \frac{\hbar^2}{2m} e^2. \quad (4.50)$$

Ils appliquent leurs résultats pour le calcul de la règle de somme des résonances

des noyaux à halo. Dans leur modèle, le noyau à halo est considéré comme une molécule dont les atomes sont le cœur, d'une part, et les neutrons du halo, d'autre part. On en déduit donc la règle de somme correspondante

$$\mathcal{M}_1 = \frac{9}{4\pi} \frac{\Delta N Z^2}{A(A - \Delta N)} \frac{\hbar^2}{2m} e^2. \quad (4.51)$$

Cette expression découle de la règle de somme \mathcal{M}_1 (4.50) où l'on a fait les substitutions suivantes:

$$Z_1 \rightarrow Z; \quad A_1 \rightarrow (A - \Delta N); \quad A_2 \rightarrow \Delta N; \quad Z_2 \rightarrow 0,$$

où ΔN est le nombre de neutrons du halo. En comparant (rapport) cette expression à la règle de somme classique

$$\mathcal{M}_1 = \frac{9}{4\pi} \frac{NZ}{A} \frac{\hbar^2}{2m} e^2, \quad (4.52)$$

on obtient la fraction F cherchée

$$F = \frac{\Delta N}{N} \frac{Z}{A - \Delta N}. \quad (4.53)$$

Application :

Appliquons le résultat ci-dessus établi pour calculer la fraction F de la règle de somme épuisé par la "soft" GDR du ^{11}Be . Sachant que le halo est composé d'un neutron, on a $F = 5.71\%$.

Connaissant la valeur de la fraction F , on peut déterminer la déformation nucléaire β_1^R à l'aide de la formule 4.49. L'énergie de la résonance est située à environ 1.5 MeV [Naka 93]. Les déformations imaginaire β^I et coulombien β^C sont déterminées comme précédemment, c'est-à-dire en égalant les différentes longueurs de déformations δ_ℓ . Ces différentes valeurs sont portées dans le tableau 4.4

4.3.2 Résultats et discussions

Les calculs de sections efficaces de fusion ne sont pas valables pour des énergies très supérieures à la hauteur de la barrière coulombienne. Elle ne le sont que pour des énergies voisines de cette barrière. Dans la suite, nous ne présenterons les résultats que dans cette région d'énergie.

Nous sommes maintenant en mesure d'effectuer les calculs de fusion avec différents couplages aux niveaux excités des noyaux. Pour comparaison avec la figure 4.9 (résultats du modèle vibrationnel), nous avons effectué, dans le cadre du modèle rotationnel, le calcul de fusion avec le couplage au niveau 2^+ de l'uranium. Les

| β_1^R | β_1^I | β_1^C |
|-------------|-------------|-------------|
| 0.370 | 0.458 | 0.306 |

Tableau 4.4: Déformations nucléaire (réelle et imaginaire) et coulombienne associées à la résonance dans le ^{11}Be .

paramètres du potentiel de Wood-Saxon sont les mêmes que ceux que nous avons utilisé pour effectuer les calculs dans le cadre du modèle vibrationnel (tableau 4.2) La figure 4.10 montre le résultat obtenu. On observe un comportement différent du couplage autant pour des énergies au dessus qu'en dessous de la barrière coulombienne.

- Au dessus de la barrière coulombienne, la section efficace de fusion avec couplage est légèrement inférieure à celle sans couplage pour le modèle vibrationnel alors que pour le modèle rotationnel on n'observe aucune variation entre les deux calculs
- En dessous de la barrière, on a dans les deux modèles une augmentation de la section efficace de fusion par rapport au calcul à une dimension. Tandis que cette augmentation (à 40 MeV par exemple) est de l'ordre d'un ordre de grandeur dans le modèle rotationnel, elle n'est que de l'ordre d'un facteur 2 dans le modèle vibrationnel.

Nous avons vu (partie 4.3.1) que pour les petites déformations β , il n'y a pas de différence entre les potentiels de transition des modèles vibrationnel et rotationnel. Dans le cadre de ces deux modèles, nous avons effectué un calcul de fusion en choisissant une déformation arbitraire mais petite $\beta = 0.1$. Nous n'avons effectivement pas observé de différence appréciable entre les deux calculs.

La figure 4.11 présente le résultat final du calcul de la section efficace de fusion $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$. Le schéma des différents couplages pris en compte est représenté sur la figure 4.12 a). Il s'agit de toutes les transitions $L=2$ et $L=4$, tronquées au niveau 4^+ de l'uranium. Les réorientations des niveaux 2^+ et 4^+ sont aussi pris en compte. En ajoutant le couplage au niveau 6^+ de l'uranium, on observe des variations négligeables de la section efficace de fusion. La courbe en trait plein correspond au calcul à une dimension et la courbe en tirets est le résultat du couplage au niveau 2^+ et 4^+ de l'uranium. En dessous de la barrière coulombienne, on observe

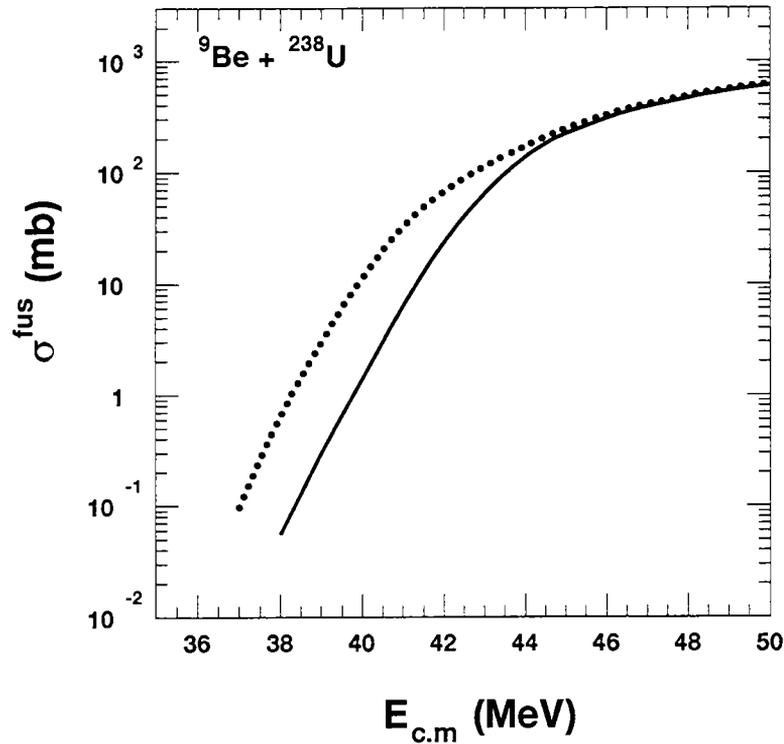


Figure 4.10: *Section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ avec couplage au niveau 2^+ de l'uranium, calculé dans le cadre du modèle rotationnel.*

une forte augmentation de la section efficace de fusion. Cette augmentation est d'environ un ordre de grandeur à 38.0 MeV.

De même, le résultat final de la section efficace de fusion ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ est présenté par la figure 4.13. Une procédure analogue à celle utilisée dans le cas du système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$, a permis de déterminer les valeurs des paramètres du potentiel de Wood-Saxon qui figurent sur le tableau 4.5. Cette partie réelle du potentiel est complétée par une partie imaginaire de profondeur $W_I = 100$ (MeV), de rayon réduit $r_I = 0.8$ (fm) et de diffusivité $a_I = 0.4$ (fm). Le schéma 4.12 b) représente les différents couplages pris en compte. Il s'agit des mêmes couplages que pour le cas du ${}^9\text{Be}$, sauf qu'en plus on y a ajouté le couplage à la "soft GDR" du ${}^{11}\text{Be}$, lequel couplage est représenté par la transition $L=1$. Il n'y a pas de couplage entre la résonance géante et les états de l'uranium. Sur la figure 4.13, la courbe en trait plein représente le calcul à une dimension. Les courbes en pointillés et en tirets-pointillés sont les résultats du couplage aux niveaux 2^+ et $2^+ + 4^+$ respectivement. On remarque qu'en couplant le 2^+ et le 4^+ de l'uranium, le résultat obtenu se superpose à celui obtenu en ne couplant que le niveau 2^+ et

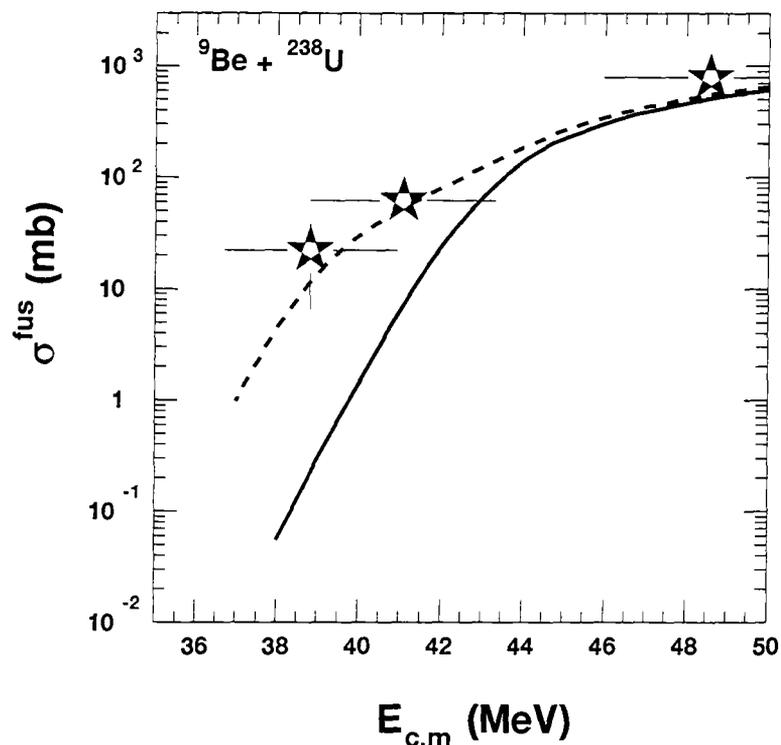


Figure 4.11: Section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ avec couplage au niveau 2^+ et 4^+ de l'uranium, calculé dans le cadre du modèle rotationnel. La courbe en trait plein est le calcul à une dimension. La hauteur de la barrière pour ce système est de $V_B = 42.5$ MeV

ce, dès la valeur de l'énergie correspondant à la hauteur de la barrière (ici 39.6 MeV). Ce n'est que pour des énergies inférieures à cette valeur qu'on observe un changement de pente de la courbe et une légère augmentation de la section efficace de fusion par rapport à la courbe obtenue en couplant uniquement le niveau 2^+ de l'uranium. Un comportement similaire a également été observé dans le cas du ${}^9\text{Be}$. Enfin, on a pris en compte le couplage simultané 2^+ , 4^+ et GDR. Le résultat obtenu est représenté par la courbe en tirets de la figure 4.13. On observe une nouvelle augmentation de la section efficace de fusion pour des énergies en dessous et légèrement au dessus de la barrière coulombienne. Ce résultat est en accord avec ceux présentés dans les motivations de l'expérience.

Nous avons dit dans la partie expérimentale que les sections efficaces calculées ne sont pas des sections efficaces absolues. Nous allons maintenant expliquer le cheminement que nous avons suivi pour placer les points expérimentaux par rapport aux résultats des calculs théoriques.

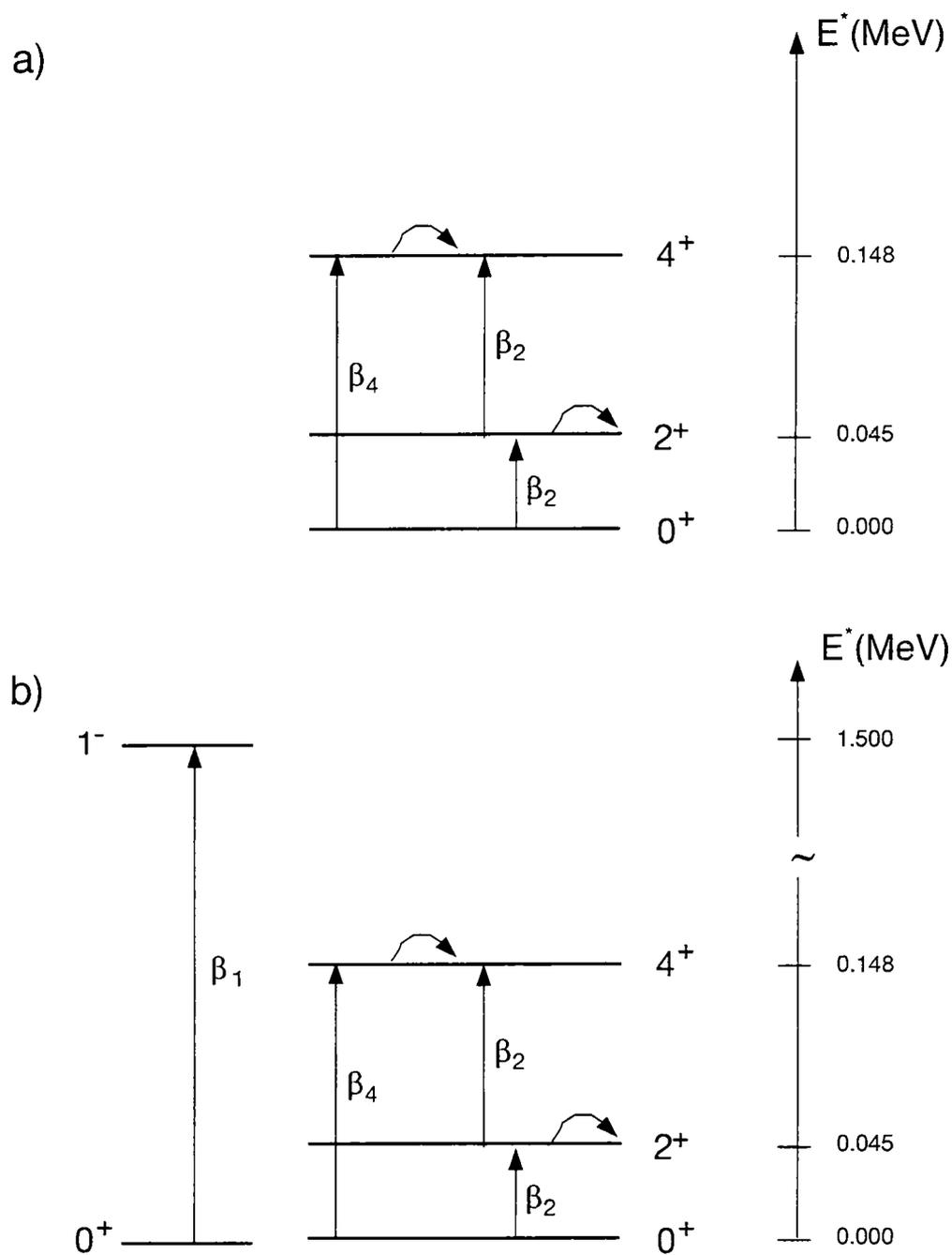


Figure 4.12: Schéma des différents couplage pris en compte dans les calculs de section efficace de fusion de l'uranium avec le ^9Be a) et le ^{11}Be b).

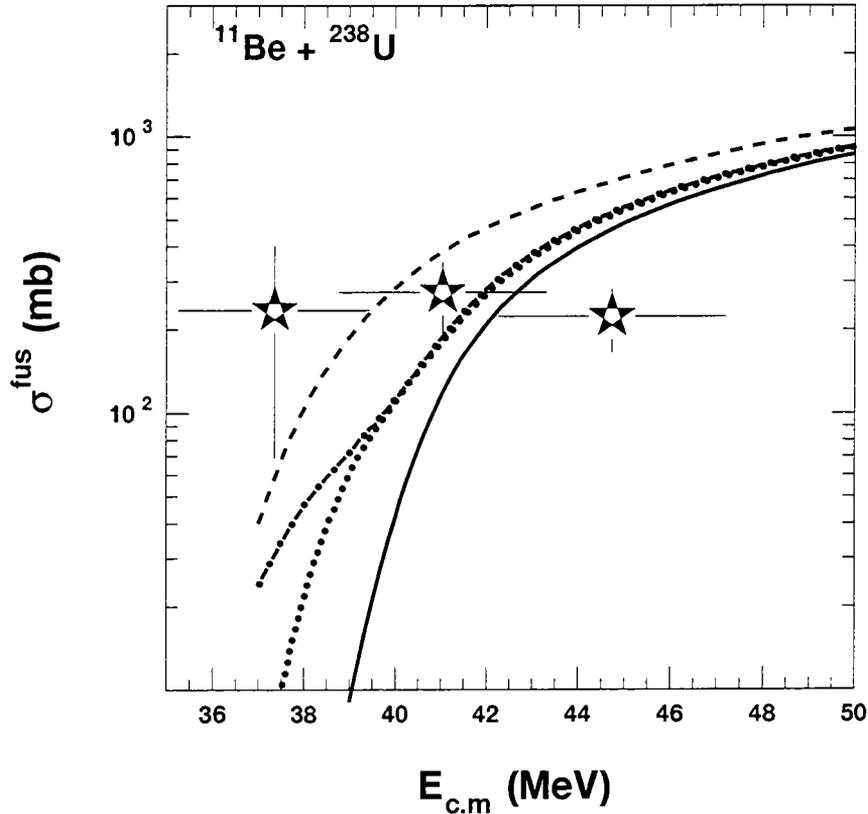


Figure 4.13: Section efficace de fusion $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$. La courbe en trait plein est le résultat du calcul à une dimension. Les autres correspondent au calcul avec couplage au 2^+ (.....), au $2^+ + 4^+$ (tirets-pointillés) et au $2^+ + 4^+ + \text{GDR}$ (tirets). La hauteur de la barrière pour ce système est de $V_B = 39.6 \text{ MeV}$.

Normalisation :

Les sections efficaces de fusion, comme on peut le voir sur les figures 4.1, 4.2 et les différents calculs effectués dans ce chapitre, ne diffèrent des prédictions du calcul à une dimension que pour des énergies inférieures à la hauteur de la barrière coulombienne. Nous avons montré en étudiant les systèmes $^9\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$, $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$ et $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$, que le potentiel de convolution conduit aux mêmes paramètres de la barrière coulombienne que ceux obtenus par d'autres méthodes (reproduction des données de fusion pour des énergies au dessus de la barrière, reproduction de la diffusion élastique). Nous allons donc supposer que les données, $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$, au dessus de la barrière coïncident avec les calculs effectués en utilisant le potentiel de convolution. Cette normalisation fixe aussi celle du ^{11}Be dans la mesure où en relatif, les sections efficaces sont correctes. Suivant cette procédure, nous avons

| | V_0 (MeV) | r_0 (fm) | a_0 (fm) |
|------------|----------------|---------------|---------------|
| Wood-Saxon | -119.0 | 0.990 | 1.130 |

Tableau 4.5: Paramètres du potentiel de Wood-Saxon qui permettent de reproduire le potentiel de convolution $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$ entre 10.8 et 13.5 fm.

fait coïncider la section efficace $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$ à $E = 48.59 \text{ MeV}$ ($E/V_B = 1.143$) avec les calculs. Le tableau 4.6 présente les valeurs numériques des sections efficaces obtenues.

| | | | | |
|-----------------|----------------|----------------|-----------------|-----------------|
| $E_{c.m}$ (MeV) | 38.82 | 41.07 | 48.59 | 63.5 |
| $\sigma(mb)$ | $14.6 \pm 10.$ | $41.0 \pm 11.$ | $523.1 \pm 35.$ | $512.3 \pm 15.$ |

Tableau 4.6: Sections efficaces de fission $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$ déduites après la normalisation.

Dans le cas du système $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$, on observe un assez bon accord entre les calculs théoriques de sections efficaces de fusion et les résultats expérimentaux de section efficace de fission. Cet accord semble montrer que la contribution à la fission totale de la composante induite par des réactions de transfert est négligeable. Le point expérimental à 63.49 MeV, ne s'accorde pas avec les calculs théoriques. Dans ce domaine d'énergie, il est possible que la fusion complète ne conduise plus systématiquement à la fission du noyau composé. Pour les grandes énergies d'excitation, le processus d'évaporation qui est rapide peut conduire à des noyaux résiduels peu fissiles. Nous ne nous sommes pas focalisés sur ce point dans la mesure où les calculs de fusion ne sont pas adaptés pour des énergies E très supérieures à V_B .

| | | | | |
|-----------------|------------------|-----------------|-----------------|------------------|
| $E_{c.m}$ (MeV) | 37.35 | 41.05 | 44.73 | 59.32 |
| $\sigma(mb)$ | $156.2 \pm 110.$ | $181.0 \pm 52.$ | $148.3 \pm 38.$ | $702.6 \pm 104.$ |

Tableau 4.7: *Sections efficaces de fission $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$ déduites après la normalisation.*

Par contre, pour le système $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$, les résultats expérimentaux ne sont pas en accord avec les calculs théoriques. Les comportements des courbes de section efficace sont assez différents. Tandis que les calculs théoriques montrent une décroissance de la section efficace quand l'énergie décroît, on observe expérimentalement une variation plutôt monotone autour de la barrière. La section efficace mesurée à 44.73 MeV est inférieure aux prédictions théoriques du calcul à une dimension. Nous ne pouvons pas, comme dans le cas du $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$, penser que nous sommes dans un domaine d'énergie où la fusion complète ne conduit plus nécessairement à la fission car des mesures avec le ^9Be correspondent à la même énergie d'excitation et ne présentent pas ce désaccord. Nous avons regardé si ce comportement de la section efficace ne pouvait pas être artificiel. Pour cela, nous avons représenté dans le tableau 4.8, les sections efficaces théoriques (calcul à une dimension) et expérimentales à $E_{c.m} = 44.73$ MeV. Il y a un facteur $\lambda = 3.5$ entre

| $E_{c.m}$ (MeV) | $\sigma^{fus}(\text{exp})$ (mb) | $\sigma^{fus}(\text{th})$ (mb) |
|--------------------|------------------------------------|-----------------------------------|
| 44.73 | 143.5 | 512.44 |

Tableau 4.8: *Section efficace de fusion théorique (calcul à une dimension) et expérimentale $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$.*

ces deux sections efficaces. Ce facteur λ peut s'introduire dans l'expression du

calcul de la section efficace de fusion:

$$\sigma = 10^7 \frac{N_{det} A}{6.022 \rho e \frac{\Phi \epsilon}{\lambda}}$$

N_{det} est le nombre d'événements (15) détectés expérimentalement et ρe est l'épaisseur de la cible qui est restée la même tout au long de l'expérience. Les principales sources d'erreurs possibles sont donc: le taux de particules incidentes Φ et l'efficacité de détection ϵ .

Dans un premier temps, nous examinons une possible erreur sur le taux incident. Pour cela, nous représentons le taux de particules incidentes en fonction de l'énergie. Les courbes en trait plein (figure 4.14) sont les mêmes que celles

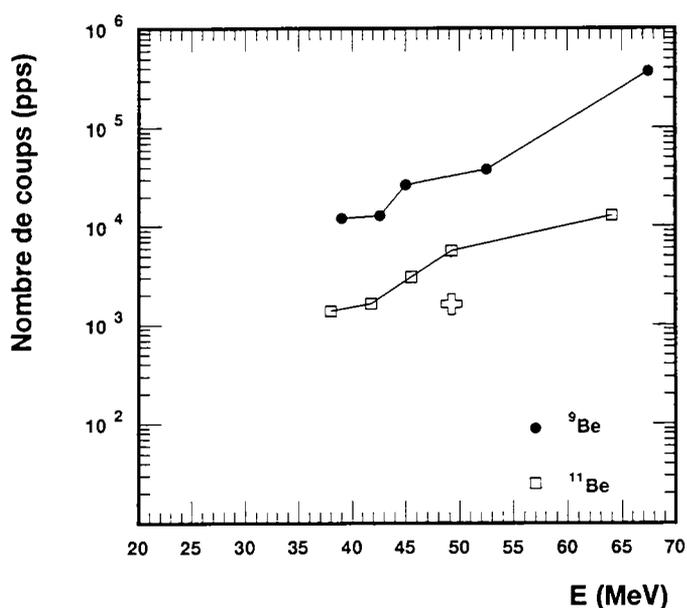


Figure 4.14: Taux de particules incidentes en fonction de l'énergie incidente. Les courbes sont les mêmes que celles de la figure 2.21. La croix représente le taux qu'on obtiendrait si l'on se trompait d'un facteur 3.5. On observerait alors une irrégularité dans la courbe pour le système $^{11}\text{Be} + ^{238}\text{U}$.

de la figure 2.21. On observe une certaine régularité du taux qui diminue quand décroît l'énergie incidente. La croix représente le taux qu'on aurait eu si nous nous étions trompé d'un facteur 3.5. Cette valeur introduit une irrégularité qui nous fait écarter une possible erreur sur le taux incident.

Dans un second temps, nous avons étudié l'effet de l'efficacité de détection ϵ . La normalisation des données sur le système $^9\text{Be} + ^{238}\text{U}$ nous a permis de

| | | | | | |
|-----------------|---------------|---------------|---------------|------------------|------------------|
| $E_{c.m}$ (MeV) | 48.60 | 35.19 | 41.07 | 59.32 | 44.73 |
| Noyau | ^9Be | ^9Be | ^9Be | ^{11}Be | ^{11}Be |
| Ordre | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |

| | | | | | |
|-----------------|------------------|---------------|---------------|------------------|------------------|
| $E_{c.m}$ (MeV) | 41.05 | 63.50 | 38.82 | 37.35 | 33.53 |
| Noyau | ^{11}Be | ^9Be | ^9Be | ^{11}Be | ^{11}Be |
| Ordre | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |

Tableau 4.9: *Ordre chronologique de prise de données.*

déterminer l'efficacité de détection, $\epsilon = 10\%$. Si on suppose que l'efficacité de détection est la source d'erreur, cela voudrait dire que nous sommes passés, au cours de l'expérience, d'une efficacité de 10% pour toutes les autres prises de données à une efficacité de 3% à $E_{c.m} = 44.73$ MeV. Il nous semble raisonnable, vu l'ordre chronologique des différentes mesures représenté par le tableau 4.9, d'éliminer cette cause d'erreur.

Il s'agit donc d'un phénomène physique. Ce comportement assez particulier de la section efficace de fission du ^{11}Be nous amène à nous poser un certain nombre de questions. Si la contribution à la fission de la composante induite par les réactions de transfert est négligeable pour les noyaux stables, en est-il de même pour les noyaux radioactifs dont les énergies de liaison de certains nucléons est assez faible? Le potentiel de convolution est-il adapté pour décrire l'interaction d'un noyau donné avec un noyau à halo? Ce sont là des questions auxquelles on ne peut apporter des éléments de réponse, qu'en effectuant des mesures expérimentales.

Conclusion

Nous avons étudié la fusion sous-coulombienne pour les systèmes ${}^9,{}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ d'un point de vue expérimental et théorique. Nous voulions étudier l'effet du halo de neutron de l'isotope 11 du beryllium sur la fusion car les différentes prédictions théoriques conduisent à des résultats contradictoires.

Les différents faisceaux secondaires sont produits par fragmentation du ${}^{13}\text{C}$ à 75 MeV/u sur une cible primaire composé de beryllium et de carbone. L'utilisation du spectromètre, doublement achromatique, LISE a permis de sélectionner le noyau désiré avec une pureté supérieure à 95%. Nous avons obtenu des taux incidents compris entre 1.2×10^4 et 3.7×10^5 pps pour le ${}^9\text{Be}$ et entre 10^3 et 9×10^3 pps pour le ${}^{11}\text{Be}$.

La fusion de l'uranium avec les projectiles de beryllium conduit à la fission du noyau composé. La fission est signée par la détection en coïncidence de deux fragments de fission. Les faibles sections efficaces de fusion que nous voulions mesurer et l'utilisation de faisceaux secondaires peu intenses, nous ont conduit à utiliser un détecteur qui couvre un grand angle solide (80% de 4π). Le détecteur est composé de deux cubes de plaques parallèles à localisation. Nous avons testé le détecteur en utilisant la fission spontanée du californium. Nous avons obtenu un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation.

Pour les systèmes ${}^9,{}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$, nous avons calculé l'angle de corrélation entre les deux fragments de fission détectés en coïncidence. Nous avons mesuré le temps de vol des fragments de fission par rapport au signal de haute fréquence des cyclotrons ce qui a permis de construire la différence de temps de vol des fragments de fission. Les événements de fission ont été sélectionnés sur une matrice (angle entre les fragments, différence de temps de vol). Cette sélection est exempte de bruit de fond.

Les sections efficaces absolues n'ont pas pu être extraites à cause d'une méconnaissance de l'efficacité de détection liée à l'utilisation d'une cible épaisse et très inhomogène. Dans notre expérience, l'efficacité ne dépendant ni du système étudié ni de l'énergie des projectiles, nous avons pu exploiter les données relatives. Les données ont été normalisées sur le calcul pour le ${}^9\text{Be}$ à $E_{CM} = 1.14V_B$.

L'ensemble de détection FUSION devait permettre la séparation des réactions de fusion-fission de celles de transfert-fission par la détection des résidus du projectile. Il a été montré qu'à des énergies voisines de la barrière coulombienne le

mécanisme prépondérant est la fusion et que la fission provoquée par d'autres mécanismes est négligeable. Nous avons donc pu comparer nos résultats aux calculs théoriques de section efficace de fusion.

Les calculs de section efficace de fusion ont été effectués à l'aide du code ECIS94. C'est un code d'équations de voies couplées. Les potentiels d'interaction noyau-noyau des systèmes ${}^9,{}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ ont été calculés par convolution de la densité de matière de ces noyaux avec l'interaction effective M3Y. La densité de matière du ${}^9\text{Be}$ a été déduite de la distribution de charge expérimentale obtenue par diffusion d'électrons. Pour le ${}^{11}\text{Be}$, nous avons utilisé une distribution de matière théorique caractéristique de ce noyau à halo.

La section efficace de fusion ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ a été calculée avec la prise en compte du couplage aux premiers niveaux excités (2^+ et 4^+) de l'uranium. Les effets du couplage au niveau 6^+ de l'uranium sont négligeables. Nous obtenons un bon accord entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques pour les énergies proches de la barrière coulombienne. Cet accord montrerait que:

- la fusion complète conduit à 100% à la fission du noyau composé comme le prévoyait les calculs CASCADE,
- la contribution à la section efficace de fission totale de la composante induite par les réactions de transfert est négligeable.

Par contre à plus haute énergie ($E_{c.m} = 1.5 V_B$ MeV), les calculs de fusion surestiment la section efficace de fission mesurée. A cette énergie, la section efficace de fission expérimentale est légèrement inférieure à celle correspondant à la mesure à $E_{c.m} = 1.14 V_B$. Ces observations laissent penser qu'à $E_{c.m} = 1.5 V_B$, on aborde un domaine d'énergie où la désexcitation du noyau composé ne s'effectue plus systématiquement par fission.

Pour le système ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$, nous avons effectué les calculs de fusion en prenant en compte le couplage aux niveaux 2^+ et 4^+ de l'uranium et le couplage à la résonance de basse énergie du ${}^{11}\text{Be}$ ("soft GDR"). Le comportement des sections efficaces théoriques et expérimentales sont très différentes. Tandis que la théorie prédit une décroissance de la section efficace quand décroît l'énergie, on observe un comportement monotone pour des énergies autour de la barrière coulombienne. A l'énergie $E_{c.m} = 1.13 V_B$, la section efficace de fission est inférieure aux prédictions théoriques du calcul à une dimension! On observe un comportement inhabituel de la fusion pour le système avec le noyau à halo.

Les conditions assez difficiles dans lesquelles nous avons réalisé cette expérience pourront être améliorées grâce, par exemple, au projet SPIRAL du Ganil. Dans ce projet, les ions radioactifs produits en utilisant la méthode ISOL sont accélérés par un cyclotron. On pourra atteindre des énergies de l'ordre de 30 A.MeV pour des ions de masse inférieure ou voisine de 50 uma. Le faisceau sera de meilleure qualité car le ralentissement est supprimé. Les intensités de faisceau

seront aussi plus importantes. Sur un plan purement théorique, nous pensons qu'il est nécessaire de mesurer la diffusion élastique et inélastique des noyaux à halo sur des cibles lourdes pour déterminer le potentiel d'interaction noyau-noyau nécessaire aux calculs de fusion aux énergies sous-coulombiennes.

Annexe A

Wong: Quelques expressions utiles

A.1 Expression de V_B^ℓ en fonction de ℓ

D'après l'expression 3.3 du chapitre 3, le potentiel d'interaction noyau-noyau s'écrit:

$$\mathcal{V}_l(r) = \mathcal{V}_{Cou}(r) + \mathcal{V}_{nuc} + \mathcal{V}_{cent}(r) \quad (\text{A.1})$$

Si pour \mathcal{V}_{nuc} une forme phénoménologique de type Wood-Saxon est utilisée alors,

$$\mathcal{V}_l(r) = -V_0 \left[1 + e^{\frac{r-R}{a}} \right]^{-1} + \frac{Z_p Z_c e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (\text{A.2})$$

La position du maximum de \mathcal{V}_ℓ , R_B^ℓ , se détermine en résolvant l'équation ci-dessous:

$$\frac{d}{dr} \mathcal{V}_\ell = 0 \quad (\text{A.3})$$

Dans ces conditions, le maximum V_B^ℓ de \mathcal{V}_ℓ s'écrit:

$$V_B^\ell = \mathcal{V}_\ell(R_B^\ell). \quad (\text{A.4})$$

Considérons le cas particulier de l'onde partielle $\ell = 0$:

$$V_B^0 = -V_0 \left[1 + e^{\frac{R_B^0 - R}{a}} \right]^{-1} + \frac{Z_p Z_c e^2}{R_B^0} \quad (\text{A.5})$$

L'approximation de Wong repose sur deux points:

- que la position R_B^ℓ de la barrière ne varie pas avec ℓ . Ce qui permet d'écrire $R_B^\ell = R_B^0 \forall \ell$.
- que la courbure $\hbar\omega_\ell$, ne varie pas non plus avec ℓ . Ce qui également permet d'écrire $\hbar\omega_\ell = \hbar\omega_0 \forall \ell$.

V_B^ℓ est déterminé par substitution de R_B^ℓ dans l'équation A.4:

$$V_B^\ell = -V_0 \left[1 + e^{\frac{R_B^\ell - R}{a}} \right]^{-1} + \frac{Z_p Z_c e^2}{R_B^\ell} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu(R_B^\ell)^2} \quad (\text{A.6})$$

La première approximation de Wong permet de réexprimer l'équation ci-dessus:

$$V_B^\ell = -V_0 \left[1 + e^{\frac{R_B^0 - R}{a}} \right]^{-1} + \frac{Z_p Z_c e^2}{R_B^0} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu(R_B^0)^2} \quad (\text{A.7})$$

La somme des deux premiers termes n'est rien d'autre que V_B^0 alors

$$V_B^\ell = V_B^0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu(R_B^0)^2} \quad (\text{A.8})$$

qui est l'expression du maximum $\mathcal{V}_\ell(r)$ en fonction de l'onde partielle ℓ .

D'après l'approximation de l'oscillateur harmonique renversé, \mathcal{V}_ℓ , pour une onde partielle ℓ donnée, peut, au voisinage de R_B^0 être remplacé par l'expression du potentiel de l'oscillateur harmonique renversé:

$$\mathcal{V}_\ell(r) = V_B^\ell - \frac{1}{2}\mu\omega^2(r - R_B^\ell)^2 \quad (\text{A.9})$$

A.2 Coefficient de transmission $T^\ell(E)$

De même, d'après l'expression mm du chapitre mm, le coefficient de transmission $T^\ell(E)$ s'écrit:

$$T^\ell = [1 + \exp(-S_\ell)]^{-1} \quad (\text{A.10})$$

avec

$$S_\ell = \pm 2 \int_{r_a}^{r_b} \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (\mathcal{V}_\ell - E) \right]^{1/2} dr \quad (\text{A.11})$$

Si on porte A.9 dans A.11, on a:

$$S_\ell = \pm 2 \int_{r_a}^{r_b} \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} \left(V_B^\ell - E - \frac{1}{2} \mu \omega^2 (r - R_B^0)^2 \right) \right]^{1/2} dr \quad (\text{A.12})$$

r_a et r_b sont les points de rebroussement classique. C'est-à-dire les points pour lesquelles la particule classique d'énergie E inférieure à V_B , rebrousseait chemin après avoir eu une énergie cinétique E_c nulle. Mathématiquement, cela se traduit par les valeurs de r qui annule l'intégrande. S_ℓ peut se mettre sous la forme:

$$S_\ell = \pm 2 \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{1/2} I(E). \quad (\text{A.13})$$

Où $I(E)$ est une intégrale de la forme:

$$I(E) = \int_{r_a}^{r_b} \left[a - b(r - R_B^0)^2 \right]^{1/2} dr \quad (\text{A.14})$$

Où a et b sont donnés par

$$a = V_B^\ell - E \quad \text{et} \quad b = \frac{1}{2} \mu \omega^2 \quad (\text{A.15})$$

On peut exprimer r_a et r_b en fonction de a et b

$$r_a = R_B^0 - \sqrt{a/b} \quad \text{et} \quad r_b = R_B^0 + \sqrt{a/b} \quad (\text{A.16})$$

L'intégrale définie $I(E)$ peut alors être évaluée¹:

$$I(E) = \frac{\pi a}{2b} \sqrt{b} \quad (\text{A.17})$$

Le coefficient de transmission T^ℓ s'écrit finalement:

$$T^\ell = \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega} (V_B^\ell - E) \right) \right]^{-1} \quad (\text{A.18})$$

¹Cette intégrale définie a été évaluée avec l'aide du logiciel Mathematica

A.3 Section efficace de fusion dans l'approximation de Wong

La section efficace de fusion est donnée par:

$$\sigma^{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) T_l(E). \quad (\text{A.19})$$

La somme sur ℓ peut être remplacée par une intégrale dont l'expression est:

$$\sigma^{fus} = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^\infty \frac{x}{1 + \beta e^{\alpha x^2}} dx = \frac{\pi}{\alpha k^2} \ln(1 + \beta^{-1}) \quad (\text{A.20})$$

Où α et β sont donnés par:

$$\alpha = \frac{\pi \hbar^2}{(\hbar\omega) \mu (R_B^0)^2} \quad \text{et} \quad \beta = e^{\frac{2\pi}{\hbar\omega} (V_B^0 - E)} \quad (\text{A.21})$$

Cette expression est obtenue en substituant A.18 dans A.19 et en tenant compte de A.8. Ensuite on fait l'approximation $\ell(\ell+1) \sim (\ell+1/2)^2$ et le changement de variable $x = \ell+1$. On obtient finalement la section efficace de fusion σ^{fus} dans l'approximation de Wong:

$$\sigma^{fus}(E) = \frac{R_B^2 \hbar\omega}{2E} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega} (E - V_B) \right) \right]. \quad (\text{A.22})$$

On a utilisé la relation:

$$k^2 = \frac{1}{\lambda^2} = \frac{2\mu E}{\hbar^2}.$$

Annexe B

Coefficient de transmission T_ℓ dans le cas du couplage

Rappelons les différentes expressions du coefficient de transmission total T et de la fonction $Y_m(x)$

$$T = \sum_n |t_n|^2 \quad (\text{B.1})$$

$$Y_m(x) = \sum_n U_{mn} \chi_n(x) \quad (\text{B.2})$$

$$Y_m(x) = U_{m0} \bar{Y}_m(x). \quad (\text{B.3})$$

De l'équation B.2, on tire le coefficient de transmission correspondant

$$T_m = \left| \sum_n U_{mn} t_n \right|^2 \quad (\text{B.4})$$

De la même façon, de B.3 on a

$$T_m = |U_{m0} \bar{t}_m|^2. \quad (\text{B.5})$$

En écrivant une égalité entre ces deux expressions du coefficient de transmission T_m il vient

$$\left| \sum_n U_{mn} t_n \right|^2 = |U_{m0} \bar{t}_m|^2 \quad (\text{B.6})$$

En reexprimant le terme de gauche

$$\sum_n |U_{mn} t_n|^2 + \sum_{n,k} \Re_e(U_{mn} t_n U_{mk}^* t_k^*) = |U_{m0} \bar{t}_m|^2$$

$$\sum_n |U_{mn} t_n|^2 + \Re_e \left\{ \sum_{n,k} U_{mn} t_n U_{mk}^* t_k^* \right\} = |U_{m0} \bar{t}_m|^2.$$

140 Annexe B. Coefficient de transmission T_ℓ dans le cas du couplage

\Re_e est la partie réelle du complexe.

On peut, de façon légitime, sommer les deux membres de l'égalité

$$\sum_m \sum_n |U_{mn} t_n|^2 + \Re_e \left\{ \sum_m \sum_{n,k} U_{mn} t_n U_{mk}^* t_k^* \right\} = \sum_m |U_{m0} \bar{t}_m|^2$$

$$\sum_n |t_n|^2 \sum_m |U_{mn}|^2 + \Re_e \left\{ \sum_{n,k} t_n t_k^* \sum_m U_{mn} U_{mk}^* \right\} = \sum_m |U_{m0} \bar{t}_m|^2.$$

Si U est la matrice représentant une transformation unitaire, alors, ses éléments de matrice vérifient les relations suivantes

$$\sum_j U_{ji}^* U_{jk} = \sum_j U_{ij} U_{kj}^* = \delta_{ik}$$

Dans le cas particulier où $i = k$, on a

$$\sum_j |U_{jk}|^2 = \sum_j |U_{kj}|^2 = 1.$$

L'égalité ci-dessus peut donc se réécrire

$$\sum_n |t_n|^2 + \Re_e \left\{ \sum_{n,k} t_n t_k^* \delta_{nk} \right\} = \sum_m |U_{m0} \bar{t}_m|^2.$$

$$\sum_n |t_n|^2 = \sum_m |U_{m0} \bar{t}_m|^2$$

Le terme de gauche n'est rien d'autre que le coefficient de transmission total B.1

$$T = \sum_m |U_{m0}|^2 |\bar{t}_m|^2.$$

Références

- [ADNDT 74] Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. **14**, No. **5,6**, Nov/Dec 1974.
- [Akyu 00] Akyüz, Ö. & Winther, A. *Proc. of the Enrico Fermi International School*, 1979.
- [Alam 94] Alamanos, N. *communication privée* .
- [Anne 87] Anne, R. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **A257** (1987) 215.
- [Anne 90] Anne, R. & al. *Phys. Lett.* **B250** (1990) 19.
- [Anne 92] Anne, R. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **B70** (1992) 276.
- [Armb 85] Armbruster, P. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35** (1985) 135.
- [Apon 79] Aponick, jr A. A. & al. *Nucl. Phys.* **A159** (1970) 367.
- [Artu 69] Artukh, A.G. & al. *Nucl. Phys.* **A137** (1969) 348.
- [Artu 71a] Artukh, A.G. & al. *Nucl. Phys.* **A160** (1971) 511.
- [Artu 71b] Artukh, A.G. & al. *Nucl. Phys.* **A176** (1971) 284.
- [Aust 95] Austin, S.M. & Bertsch, G.F. *Scientific American* **june** (1995) 62.
- [Bard 88] Barden, R. & al. *Z. Phys.* **A329** (1988) 319.
- [Bass 62] Bassel, R.H. & al. *Phys. Rev.* **128** (1962) 2693.
- [Beck 80] Beckerman, M. & al. *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1472.
- [Beck 88] Beckerman, M. *Rep. Prog. Phys.* **51** (1988) 1047.
- [Berg 66] Bergström, I. *Nucl. Instr. Meth.* **43** (1966) 116.
- [Berm 75] Berman, B.L. & Fultz, S.C. *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975) 713.

- [Bern 96] Bernas, M. & al. Extreme of nuclear Structure *Proceedings of the International Workshop XXIV on gross properties of nuclei and nuclear excitations*. Hirschegg, Austria, January, 15-20, 1996.
- [Bjor 87] Bjornstad, T. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **B26** (1987) 174.
- [Bocq 72] Bocquet, J.P. & al. *Nucl. Phys.* **A189** (1972) 556.
- [Bohr] Bohr, A. & B.R. Mottelson *Nuclear Structure* Volume II.
- [Bor 86] Borrel, V. & al. *Z. Phys.* **A324** (1986) 205.
- [Brog 83] Broglia, R.A. & al. *Phys. Lett.* **133B** (1983) 34.
- [Buen 76] Buenerd, M. & al. *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1191.
- [Char 00] Charvet, J.L *Communication privée*.
- [Chri 77] Christensen, P. R. & al. *Nucl. Phys.* **A280** (1977) 205.
- [Cohen] Cohen-Tannoudji, C. & al. *Mécanique Quantique* **T1**. Hermann Paris.
- [Dass 83a] Dasso, C.H. & al. *Nucl. Phys.* **A405** (1983) 381.
- [Dass 83b] Dasso, C.H. & al. *Nucl. Phys.* **A407** (1983) 221.
- [Dass 94] Dasso, C.H. & Vitturi, A. *Phys. Rev.* **C50** (1994) R12.
- [Davi 76] David, P. & al. *Z. Physik* **A278** (1976) 281.
- [Dufo 86] Dufour, J.P. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **A248** (1986) 267
- [Enge 71] Enge, H.A. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **97** (1971) 449.
- [Enge 77] Enge, H.A. & Horn, D. *Nucl. Instr. Meth.* **145** (1977) 271.
- [Fayy] Fayyazuddin & Riazuddin *Quantum mechanics* World Scientific.
- [Feng 93] Feng, Y.Y. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **B82** (1993) 175.
- [Fesh 58] Feshbach, H., *Ann. Phys.* **5** (1958) 357.
- [Fesh 73] Feshbach, H. & al. *Phys. Lett.* **47B** (1973) 300.
- [Ford 59] Ford, K. W., & al. *Ann. Phys.* **7** (1959) 239.
- [Fuku 91] Fukuda, M. & al. *Phys. Lett.* **B268** (1991) 339.
- [Gell 91] Gelletly, W. & al. *Phys. Lett.* **B253** (1991) 287.

- [Guer 83] Guerreau, D. & al. *Phys. Lett.* **B131** (1983) 293.
- [Glen 68] Glendenning, N. K. & al. *Phys. Lett.* **26B** (1968) 131.
- [Gold 70] Goldring, G. & al. *Phys. Lett.* **32B** (1970) 465.
- [Goldh 74] Goldhaber, A.G. *Phys. Lett.* **53B** (1974) 306
- [Grei 75] Greiner, D.E. & al. *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 152.
- [Günt 79] Günther, W. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **163** (1979) 459.
- [Hana 61] Hanauer, S.H. & al. *Phys. Rev.* **124** (1961) 1512.
- [Hans 87] Hansen, P.G. & Jonson, B. *Europhys. Lett.* **4** (1987) 409.
- [Hend 73] Hendrie, D.L. & al. *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 571.
- [Heck 71] Heckman, H.H. & al. *Science* **174** (1971) 1130.
- [Heck 72] Heckman, H.H. & al. *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 926.
- [Heck 76] Heckman, H.H. & Lindstrom, P.J. *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 56.
- [Hill 53] Hill, D. L., Wheeler, J. A. *Phys. Rev.* **89** (1953) 1102.
- [Hill 88] Hill, J.C. & al. *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 999.
- [Hoat 86] Hoath, S. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **A248** (1986) 287
- [Hofm 95a] Hofman, S. & al. *Z. Phys.* **A350** (1995) 277.
- [Hofm 95b] Hofman, S. & al. *Z. Phys.* **A350** (1995) 281.
- [Hufn 75] Hüfner, J. & al. *Phys. Rev.* **C12** (1975) 1888.
- [Hufn 78] Hüfner, J. & al. *Phys. Lett.* **73B** (1978) 289.
- [Huss 92] Hussein, M.S. & al. *Phys. Rev.* **C46** (1992) 377.
- [Ieki 93] Ieki, K. & al. *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 730.
- [Igo 79] Igo, G., *Phys. Rev.* **1156** (1959) 1665.
- [Ilji 90] Iljinov, A.S. & al. *Proceedings of the Berkeley Conference on Radioactive Beam* (World Scientific, Singapore, 90) 289.
- [Jack 70] Jackson, D.F. *Nuclear Reactions* METHUEN & CO LTD.
- [Just 78] Just, M. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **148** (1978) 283.

- [Klap 67] Klapisch, R. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **53** (1967) 216.
- [Koba 89] Kobayashi, T. & al. *Phys. Lett.* **B232** (1989) 51.
- [Kola 92] Kolata, J.J. & al. *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2631.
- [Kras 94] Krasznahorkay, A. & al. *Nucl. Phys.* **A567** (1994) 521.
- [Land 84] Landowne, S., Pieper S. C. *Phys. rev.* **29** (1984) 1352.
- [List 90] Lister, C.J. & al. *Phys. Rev.* **C42** (1990) R1191.
- [Mazu 83] Mazur, C. & Ribrag, M. *Nucl. Instr. Meth.* **212** (1983) 203.
- [Mess 59] Messiah, A. *Mécanique Quantique T1* (1959) Dunod Paris.
- [Mori 63] Morinaga, H. & Gugelot, P.C. *Nucl. Phys.* **46** (1963) 210.
- [Moug 00] Mougeot, A. *communication privée* .
- [Moss 71] Moss, J.M. & al. *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971) 1488.
- [Munz 88] Münzenberg, G. *Rep. Prog. Phys.* **51** (1988) 57.
- [Naka 93] Nakamura, T. & al. The proceedings of RNB III. The third International Conference on Radioactive Nuclear Beams. Michigan State University, 24-27 May 1993.
- [NDS 88] Nuclear Data Sheets **53** (1988) 507.
- [Ogan 70] Ogannessian, Yu. & al *Journal de Physique* **31** (1970) 259.
- [Pres] Preston. M.A. *Physics of the nucleus* Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- [Ravn 87] Ravn, H.L. *Nucl. Instr. Meth.* **B26** (1987) 72.
- [Rawi 64] Rawitscher, G. H. *Phys. Rev.* **135** (1964) B605.
- [Rawi 85] Rawitscher, G. H. *Nucl. Phys.* **85** (1963) 337.
- [Rayn 81] Raynal, J. *Phys. Rev.* **C23** (1981) 2571.
- [Rous 86] Roussel, P. *Thèse Université Paris Sud* (1986)
- [Ruds 65] Rudstam, G. *Nucl. Instr. Meth.* **38** (1965) 282.
- [Sack 93] Sackett, D. & al. *Phys. Rev.* **C48** (1993) 118.
- [Saga 92a] Sagawa, H. *Phys. Lett.* **B286** (1992) 7.

- [saga 92b] Sagawa, H. & al. *Nucl. Phys.* **A543** (1992) 575.
- [Satch 79] Satchler, G. R., Love, W. G. *Phys. Rep.* **55** (1979) 183.
- [Satch 83] Satchler, G.R., *Direct Nuclear Reactions* CLARENDON PRESS. OXFORD 1983.
- [Satch 95] Satchler, G.R., *Communication privée*.
- [Satch 87] Satchler, G.R., *Nucl. Phys.* **A472** (1987) 215.
- [Schr 77] Schramm, D.N., & al. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **27** (1977) 37-74.
- [Seab 68] Seaborg, G.T. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **18** (1968) 53.
- [Sern 93] Sernicki, J. & al. *Nucl. Instr. Meth.* **212** (1983) 195.
- [Sida 93] Sida, J.L. *Communication privée*.
- [Stah 77] Stahel, D. P. & al. *Phys. Rev.* **C16** (1977) 1456.
- [Stea 86] Steadman, S. G., Rhoades-Brown, M. J. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 649.
- [Stok 80] Stokstad, R. G. & al. *Z. Phys.* **A295** (1980) 269.
- [Stok 81] Stokstad, R.G. & al. *Phys. Rev.* **C23** (1981) 281.
- [Ta-Sa 91] Takigawa, N. & Sagawa, H. *Phys. Lett.* **B265** (1991) 23.
- [Taki 93] Takigawa, N. & al. *Phys. Rev.* **C47** (1993) R2470.
- [Tamu 65] Tamura, T. *Rev. Mod. Phys.* **37** (1965) 679.
- [Tani 85a] Tanihata, I. & al. *Phys. Lett.* **160B** (1985) 380.
- [Tani 85b] Tanihata, I. & al. *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2676.
- [Trac 72] Tracy, B.L. & al. *Phys. rev.* **C5** (1972) 222.
- [Van 80] Van Der Plicht, J. *Nucl. Instr. Meth.* **171** (1980) 43.
- [Viol 82] Viola Jr, V.E. & al. *Phys. Rev.* **C26** (1982) 178.
- [Wern 58] Werner, F.G. & al. *Phys. Rev.* **109** (1958) 126.
- [Wign 59] Wigner, E.P. *Group theory and its application to the quantum mechanics of atomic spectra*. Academic Press. New York and London.
- [Wong 73] Wong, C. Y., *Phys. Rev. Lett.* **12** (1973) 766.

[Zieg 77] Ziegler, J.F. & al. *Stopping powers and ranges in all elements*, Pergamon Press 1977, 1980, 1985

[Zuhu 96] Zuhua, L. & al. *Phys. Rev.* **C54** (1996) 761.

Etude de l'effet du halo du 11-beryllium sur la fusion sous-coulombienne.

Nous avons mesuré les sections efficaces de fission des systèmes ${}^9,{}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ aux énergies proches de la barrière coulombienne. Ces mesures avaient pour but, l'étude de l'effet du halo de neutron de l'isotope 11 du beryllium sur la fusion sous-coulombienne. Les faisceaux secondaires de ${}^9,{}^{11}\text{Be}$ ont été produits par fragmentation et sélectionnés par le spectromètre LISE du Ganil avec une pureté supérieure à 95%. La fusion des particules incidentes avec le noyau cible conduit à la formation d'un noyau composé qui se désexcite par fission. Le détecteur FUSION, constitué de deux cubes de plaques parallèles à localisation, a été utilisé pour détecter en coïncidence les fragments de fission. La matrice construite à partir de la différence de temps de vol des fragments de fission et de l'angle entre leurs directions d'émission, a permis d'effectuer la sélection finale des évènements.

Nous avons présenté tout d'abord des calculs de pénétration de barrière de potentiel en utilisant la formule de Wong. L'interaction noyau-noyau a été calculée par double convolution des densités des noyaux avec l'interaction effective M3Y. Le code ECIS94 nous a permis, dans un cadre plus réaliste, d'effectuer les calculs de section efficace de fusion dans un formalisme d'équations de voies couplées. Les résultats théoriques ont été comparés aux résultats expérimentaux. On a obtenu un bon accord à des énergies proches de la barrière coulombienne pour le système ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ tandis qu'un comportement inhabituel a été observé pour le système ${}^{11}\text{Be} + {}^{238}\text{U}$.

- Fusion.
- Halo de neutrons.
- Barrière coulombienne.
- Fission.
- fragmentation.