

UNIVERSITE CATHOLIQUE DE LOUVAIN

Faculté des Sciences

Département de Physique



**Effet de peau de neutrons dans les mécanismes
des réactions nucléaires
 $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$
autour de 6 MeV/nucléon**

Dissertation présentée par

Vincent Roberfroid

en vue de l'obtention du grade de Docteur en Sciences.

Promoteur : Professeur Y. El Masri

Mai 2003

Remerciements...

Au terme de ce projet, j'aimerais dire un grand “merci” aux personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de cette thèse de doctorat.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma reconnaissance au Professeur Youssef El Masri, promoteur et initiateur de ce travail et le remercier pour m'avoir conseillé, dirigé et soutenu tout au long de ces six années.

Cette thèse n'aurait pu voir le jour sans l'appui de certains anciens membres du groupe DEMON : Juan Cabrera l'expert en programmation qui m'a beaucoup aidé dans l'analyse des données, Thomas Keutgen la “tête pensante” de l'équipe qui n'a pas hésité une seule fois à répondre à mes innombrables questions, Lena Lebreton dont l'enthousiasme était communicatif, et la pionnière Isabelle Tilquin qui m'a toujours encouragé et qui nous manque beaucoup dans l'équipe. Merci à tous pour le temps que vous m'avez consacré !

Je remercie les ingénieurs, opérateurs et techniciens du Centre de Recherche du Cyclotron et plus particulièrement Jos Van Mol pour son savoir-faire technique et sa grande disponibilité.

Mille merci au staff info, Fabian et Alain, pour leurs compétences et leur aide précieuse.

Je remercie également Mushin Harakeh, Giuseppe Viesti, Pierre Leleux, Pierre Defrance, Jean-Pierre Meulders et Jean-Pierre Antoine pour avoir accepté d'être membre de mon jury et pour leurs commentaires judicieux et constructifs.

Dans l'utilisation et l'interprétation du code GEMINI, j'ai bénéficié de l'aide du professeur Robert Charity. Je lui en suis très reconnaissant.

Merci aussi, à Geoffrey, Manoël, Christophe, Franck, Olivier et j'en passe, bref merci à toute l'équipe FYNU pour l'entraide, pour leur bonne humeur et leur amitié sincère qui ont grandement contribué à l'ambiance formidable qui règne au cyclo.

Je remercie Caroline et son papa pour avoir corrigé ce texte si “impénétrable” pour un néophyte.

Et enfin, je réserve un remerciement chaleureux à ma famille, et tout particulièrement à Caroline, pour leur soutien et leurs encouragements.

Table des matières

Introduction	5
1 Rappels théoriques	9
1.1 Introduction	9
1.2 Modèles statiques	9
1.2.1 Les paramètres de la réaction	9
1.2.2 Potentiel effectif	9
1.2.3 Section efficace	11
1.3 Modèle dynamique	11
1.4 Description des différents processus	13
1.4.1 Diffusion élastique	13
1.4.2 Diffusion quasi-élastique	15
1.4.3 Transfert très inélastique (TTI)	17
1.4.4 Fusion	19
1.4.5 Désexcitation du noyau composé	20
2 Dispositif expérimental	25
2.1 Introduction	25
2.2 Description générale	25
2.3 Faisceaux et cibles	30
2.3.1 Etat de charge	30
2.3.2 Période HF	30
2.4 Les détecteurs MWPC1 et MWPC2	32
2.5 Les détecteurs R1 et R2	35
2.6 Les détecteurs DEMON	37
2.7 Les détecteurs T1 à T6	38
2.8 Les détecteurs CsI1 et CsI2	39
3 Ensemble de détection R1 et R2	41
3.1 Traitement des données et étalonnage	41
3.1.1 Sélection des produits de réaction	41
3.1.2 Etalonnage en temps des galettes à micro-canaux	42
3.1.3 Etalonnage en énergie des jonctions	42
3.1.4 Détermination de l'épaisseur effective des ΔE	45
3.1.5 Défaut d'ionisation des jonctions $\Delta E1$ et $\Delta E2$	46
3.2 Analyse des événements de diffusions élastiques	48

3.2.1	Correction des angles	48
3.2.2	Section efficace de diffusion élastique	48
3.3	Section efficace de fusion-fission	52
3.3.1	Le problème de la zone-morte dans les jonctions ΔE	52
3.3.2	Détermination de la section efficace de fusion-fission	53
3.4	Section efficace de fusion-évaporation	57
3.4.1	Introduction	57
3.4.2	Description de la simulation	57
3.4.3	Calcul de la section efficace de fusion-évaporation	59
3.4.4	Comparaison de la simulation avec les expériences d375 et d382	59
3.4.5	Calcul d'erreur sur la section efficace de fusion-évaporation	60
3.5	Conclusion	64
4	Chambres à multi-fils MWPC1 et MWPC2	67
4.1	Etalonnage	67
4.1.1	Etalonnage en position des MWPC	67
4.1.2	Etalonnage en temps des MWPC	71
4.2	Sélections supplémentaires et pertes d'énergie	72
4.2.1	Sélections des "bons" événements	72
4.2.2	Pertes d'énergie des ions dans la feuille de mylar	72
4.3	Détermination expérimentale des masses	73
4.3.1	Méthode utilisée	73
4.3.2	Cas particulier de la diffusion élastique	75
4.4	Analyse des données associées à la fission	76
4.4.1	Distributions angulaires	76
4.4.2	Distribution en TKE des produits de réactions	77
4.4.3	Calcul de l'efficacité de détection des MWPC	80
4.4.4	Section efficace totale de fission	82
5	Détecteurs modulaires de neutrons DEMON	87
5.1	Introduction	87
5.2	Temps de vol et étalonnage	88
5.3	Discrimination neutrons- γ	88
5.4	Efficacité de détection des cellules DEMON	90
5.5	Distribution en énergie des neutrons	91
5.6	Multiplicité et température nucléaire	91
5.7	Multiplicités et températures associées aux FF	92
5.7.1	Multiplicités neutroniques en fonction de la distribution en masse des FF détectés dans les MWPC	95
5.7.2	Multiplicités neutroniques des FF détectés dans R1 ou R2	107
5.7.3	Multiplicités neutroniques pour d'autres sélections angulaires	110
5.7.4	Multiplicités neutroniques pour d'autres sélections en TKE-masse	112
5.8	Incertitudes sur les multiplicités neutroniques	115
5.9	Conclusion	118

6 Les triples-télescopes T1 à T6	119
6.1 Etalonnage	119
6.2 Spectres en énergies	119
6.3 Analyse des spectres en énergie	121
6.4 Incertitudes sur les multiplicités des PCL	127
7 Simulations	129
7.1 HICOL	129
7.1.1 Introduction	129
7.1.2 Résultats du calcul	130
7.2 GEMINI	133
7.2.1 Introduction	133
7.2.2 Démarche suivie	134
7.2.3 Recherche des paramètres d'entrée du code GEMINI	136
7.2.4 Conclusion	141
8 Bilan énergétique des réactions	143
8.1 Cas de la fusion conventionnelle	143
8.1.1 Formation du noyau composé	143
8.1.2 Désexcitation du noyau composé	144
8.1.3 Fission du noyau composé	144
8.1.4 Désexcitation des fragments de fission	145
8.1.5 Résultats globaux	145
8.2 Cas de la fission rapide et du TTI	146
Conclusions générales	147
A Potentiels Coulombien et nucléaire	153
A.1 Potentiel Coulombien BSS	153
A.2 Potentiel nucléaire	154
B Distributions en énergies des PCL	155
B.1 Introduction	155
B.2 Formulation générale de $W(\overline{E_x})$	155
B.3 Cas particulier des particules chargées légères	157
B.4 Cas plus général d'une cascade de neutrons	158
B.5 Changement de repère	158
C Distributions en vitesse des RE	161
D Brève description du code GEMINI	163
E Distribution en énergie de surface ou de volume	165
Lexique	169

Introduction

La physique nucléaire tente depuis plus de cinquante ans de décrire la structure et le comportement du noyau excité. Mais, même si les interactions entre nucléons sont aujourd'hui relativement bien décrites, le comportement statique et dynamique d'un noyau, produit dans une réaction nucléaire, n'est pas simple à prédire. Le nombre important de nucléons impliqués rend effectivement la résolution exacte des équations de mouvement individuel de chaque nucléon très difficile et trop long, même pour les calculateurs les plus performants. Pour remédier à ce problème, les physiciens décrivent les réactions entre ions lourds à l'aide de lois semi-empiriques, basées sur un grand nombre de résultats expérimentaux, qui déterminent le comportement collectif des nucléons au sein du noyau.

Cependant le champs d'application de ces lois est limité à un cadre particulier. Les modèles reposent en effet sur des hypothèses simplificatrices qui ne sont valables que dans un domaine restreint. Les lois phénoménologiques existantes sont constamment remises en question dans de nouvelles sphères. Aujourd'hui, par exemple, la recherche s'oriente vers : la production de noyaux de plus en plus exotiques avec un excès de protons ou de neutrons, l'élévation de la température des noyaux excités et l'observation de phase semi-gazeuse, création de plasma quark-gluon,...

Dans le même esprit, le principal objectif de cette dissertation est de tester une hypothèse simplificatrice de base de la plupart des modèles et simulations utilisés pour décrire la désexcitation du noyau composé produit dans une réaction nucléaire de basse énergie.

Cette hypothèse consiste à affirmer que le noyau composé, produit dans une réaction nucléaire, est équilibré thermiquement avant toute évaporation de particules légères ou avant sa fission¹. En d'autres termes, il est supposé que le noyau composé, formé lors d'une fusion entre deux ions en collision, oublie la voie d'entrée, c'est-à-dire la manière dont il a été créé, excepté les lois physiques de conservations, et se désexcite indépendamment de sa production.

Cette hypothèse a déjà été testée et discutée (voir par exemple [ZAN86]). Cependant, certains noyaux riches en neutrons et magiques en protons² sont supposés posséder une peau de neutrons, c'est-à-dire une couche de neutrons sur leur surface. Depuis que ce type de noyau peut être produit et accéléré en laboratoire, l'hypothèse simplificatrice de ther-

¹Exemple de modèles ou de simulations utilisant cette hypothèse : modèle de Weisskopf [WEI37], théorie de Hauser-Feshbach [HAU52], code de simulation CASCADE [PUE77] et [VIE88], code de simulation GEMINI [CHA88]. Cette hypothèse n'est valable que pour des énergies incidentes inférieures à environ 8 MeV/nucléon. Au-delà de cette énergie, des particules dites de pré-équilibre peuvent être émises avant une fusion thermodynamiquement équilibrée.

²tels que les noyaux ^{64}Ni , ^{48}Ca , ^{124}Sn ,... qui sont magiques en protons et sont dès lors susceptibles de posséder un coeur plus lié en protons et une distribution de neutrons moins liés sur leur superficie.

malisation du noyau composé peut être vérifiée également lorsque le projectile ou la cible possède cet excédent superficiel de neutrons. Ces neutrons de surface sont en effet, a priori, moins liés que les autres et sont susceptibles d'être émis plus rapidement lors d'une fusion. Ils sont également susceptibles de favoriser la fusion en baissant la barrière Coulombienne³.

Plus récemment, l'effet de peau de neutrons a également été étudié dans l'échange de nucléons entre la cible et le projectile⁴. L'échange de nucléons dépend principalement du rapport N/Z des noyaux mis en interaction (où N est le nombre de neutrons et Z le nombre de protons dans le noyau). Lors d'une réaction nucléaire, il a été montré que le rapport N/Z du projectile et de la cible s'équilibre très rapidement⁵ par échange de nucléons lorsque les deux noyaux se touchent. Si l'équilibrage se fait complètement, lors d'une réaction très inélastique par exemple, les noyaux quasi-projectile et quasi-cible résultants possèdent un rapport N/Z égal au rapport N/Z du noyau composé intermédiaire. Cet échange de nucléons est plus probable si un des deux noyaux possède une peau de neutrons moins liés. Dans ce cas, la liaison entre le projectile et la cible est favorisée. La fusion des deux noyaux peut dès lors devenir plus probable et le temps de vie du noyau composé, créé temporairement lors de l'échange, peut être plus important⁶.

Plus précisément, dans ce travail, le noyau ^{180}Pt a été produit de deux manières différentes :

- Par la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ à 375.5 MeV (notée b375) et à 354 MeV (notée b354).
- Par la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$ à 382.5 MeV (notée b382).

Les énergies ont été choisies telles que, soit le moment angulaire, soit l'énergie d'excitation du noyau composé ^{180}Pt soient identiques dans ces deux types de réactions. Le noyau ^{64}Ni est magique en proton et est susceptible de posséder une peau de neutrons. Le noyau ^{122}Sn , également magique en protons, peut lui aussi posséder une peau de neutrons, mais dans une moindre mesure.

Le tableau 1 présente les rapports N/Z des différents noyaux impliqués dans nos réactions.

Expérience	Ni	Sn	Pt
$^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$	1.07	1.44	1.31
$^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$	1.29	1.32	1.31

TAB. 1 – Rapport N/Z des noyaux de Ni, Sn et Pt (noyau composé ou intermédiaire)

Il apparaît que les rapports N/Z du ^{58}Ni et du ^{122}Sn sont assez différents de celui du noyau composé ^{180}Pt contrairement aux noyaux ^{64}Ni et ^{116}Sn . Dans le cadre d'un équilibrage complet, pratiquement 6 neutrons doivent passer de la cible ^{122}Sn au projectile ^{58}Ni . Cet effet est accentué par la magie du Sn et par son éventuelle peau de neutrons. Cet

³Cet abaissement de la barrière Coulombienne a par ailleurs été prédit et calculé récemment pour les réactions $^{40,48}\text{Ca} + ^{90,96}\text{Zr}$ [WAN03].

⁴L'échange de neutrons a déjà été observé dans les réactions $^{58,64}\text{Ni} + ^{116,118,120,122,124}\text{Sn}$ [BET87] et [VAN86], $^{58}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ [JIA94], $^{40}\text{Ca} + ^{124}\text{Sn}$ [COR96], et plus récemment $^{58}\text{Ni} + ^{124}\text{Sn}$ [JIA98] et [ESB98].

⁵En des temps de l'ordre de $5 \cdot 10^{-22}\text{s}$, soit deux ordres de grandeur plus petit que le temps de vie d'un noyau composé avant sa fission [HIL79].

⁶Un effet lié à l'asymétrie en masse et à l'asymétrie du rapport N/Z de la voie d'entrée a par ailleurs été observé sur l'émission γ de haute énergie ([THO93] et [FLI96]). Ces effets ont effectivement été associés, entre autre, au temps de formation du noyau composé avant son équilibre thermodynamique. Celui-ci est d'autant plus lent que l'asymétrie en masse est petite et que l'asymétrie du rapport N/Z est grande.

échange favorise la liaison entre le projectile et la cible et peut augmenter le temps de vie du noyau composé avant sa scission (cas du transfert très inélastique ou de la fission rapide). Ceci peut entraîner une augmentation des multiplicités des particules légères de pré-scission en défaveur des multiplicités de post-scission.

Il s'agit donc de tester ici l'effet de cette peau de neutrons, soit du projectile soit de la cible, sur la dynamique de désexcitation du noyau composé.

Les objectifs sont plus précisément les suivants :

- Mesurer et comparer, dans des conditions physiques identiques, les sections efficaces de fusion des deux réactions $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$ et mettre en évidence un éventuel effet de peau de neutrons dans la production du noyau composé ^{180}Pt .
- Mesurer et comparer les sections efficaces de fusion-évaporation et de fusion-fission de ces deux réactions. Ceci répondra à la question suivante : la probabilité qu'a le noyau composé de fissionner ou d'évaporer des particules légères est-elle dépendante de la voie d'entrée de la réaction qui l'a produit ?
- Mesurer et comparer les multiplicités des particules légères chargées ou neutres, évaporées avant et après la fission des noyaux composés. Ceci permettra de tester plus finement l'indépendance de la voie d'entrée par rapport à la désexcitation du noyau composé.

Un grand nombre d'expériences ont déjà répondu partiellement aux questions soulevées dans les deux premiers objectifs cités ci-dessus pour des réactions du type $Ni + Sn$, mais à des énergies plus faibles ([FRE83], [LES86] et [WOL87]). Les résultats obtenus dans ces différentes références seront comparés aux nôtres à la fin des différents chapitres. Par contre, le troisième objectif n'a jamais fait l'objet d'une étude expérimentale quelconque pour les réactions $Ni + Sn$.

En outre, la totalité des données récoltées dans ce travail formeront un ensemble de conditions fortes qui permettront d'éprouver les codes de simulations utilisés ici, à savoir HICOL [FEL87] et GEMINI [CHA86].

Cette dissertation sera divisée en huit chapitres qui aborderont les thèmes suivants :

Chapitre 1 Un bref rappel des modèles théoriques qui décrivent les réactions nucléaires entre ions lourds.

Chapitre 2 Une description globale du dispositif expérimental.

Chapitre 3 Etalonnage et traitement des données des systèmes de détections R1 et R2.

Chapitre 4 Etalonnage et traitement des données des chambres à multi-fils MWPC1 et MWPC2.

Chapitre 5 Etalonnage et traitement des données des détecteurs DEMON.

Chapitre 6 Etalonnage et traitement des données des tri-télescopes au Silicium T1 à T6.

Chapitre 7 Tentatives de reproduction des résultats expérimentaux à l'aide des codes de simulation HICOL et GEMINI.

Chapitre 8 Le bilan énergétique global des réactions.

Ce dernier chapitre sera suivi d'une conclusion où les résultats expérimentaux seront interprétés et comparés aux résultats obtenus dans des travaux antérieurs. Quelques annexes, dans lesquelles les formules essentielles utilisées dans ce travail sont redémontrées,

suivent ensuite cette conclusion. Enfin, un lexique permet au lecteur de consulter à tout moment la définition et la référence d'un terme utilisé dans le texte.

Chapitre 1

Rappels théoriques

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous décrirons brièvement les différents mécanismes de réactions entre ions lourds à des énergies inférieures à 10 MeV/nucléon. A ces énergies, les noyaux peuvent être considérés dans leur ensemble, c'est-à-dire en tenant compte uniquement de leurs propriétés macroscopiques, telles que leur taille, leur densité nucléaire, leur énergie d'excitation... Dans ce cas, les calculs de sections efficaces peuvent se faire sur base d'un potentiel effectif global ressenti par les noyaux mis en interaction.

Les modèles statiques, qui tentent de décrire l'interaction entre le projectile et la cible, présupposent que ce potentiel effectif est constant dans le temps. Ce type de modèle ne tient pas compte de la déformation éventuelle des noyaux au cours du temps.

A ces énergies, les effets relativistes sont négligeables et le traitement quantique des réactions peut être approché par un traitement semi-classique.

1.2 Modèles statiques

1.2.1 Les paramètres de la réaction

Les paramètres principaux qui caractérisent une réaction nucléaire entre un projectile (p) et une cible (c) sont leurs masses A_p et A_c , leurs charges Z_p et Z_c , l'énergie du projectile E_{proj} (ou sa vitesse v_p) et enfin le paramètre d'impact b (figure 1.1).

1.2.2 Potentiel effectif

Dans le repère du centre de masse, et après réduction du problème au mouvement radial des deux noyaux, le potentiel effectif entre les deux ions en fonction de leur inter-distance r est la somme de 3 termes :

$$V_{eff}(r) = V_C(r) + V_n(r) + V_l(r) \quad (1.1)$$

où

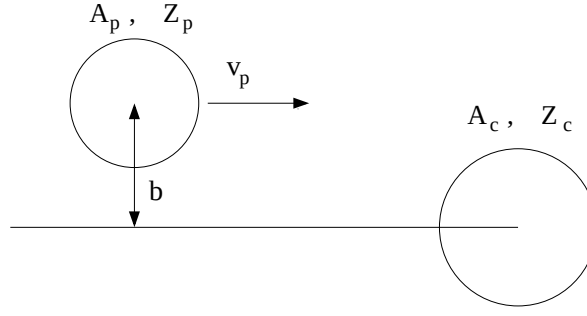


FIG. 1.1 – Principaux paramètres caractérisant une réaction nucléaire entre ions lourds

- V_C est le potentiel Coulombien de type Bondorf-Sobel-Sperber (BSS) (voir en annexe A.1).
- V_n est le potentiel nucléaire de proximité qui s'exprime en fonction de la distance s entre les deux surfaces des ions en interaction (voir en annexe A.1).
- V_l est le terme centrifuge du potentiel qui apparaît lorsqu'on exprime l'équation de Schrödinger en coordonnées radiales. Celui-ci s'écrit :

$$V_l(r) = \frac{\vec{L}^2}{2\mu r^2} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \simeq \frac{\hbar^2 l^2}{2\mu r^2} \quad (1.2)$$

où $\mu = \frac{A_p A_c}{A_p + A_c}$ est la masse réduite et $\vec{L}$ le moment angulaire¹.

La figure 1.2 présente l'évolution du potentiel effectif V_{eff} pour la réaction b375 en fonction de l'inter-distance r entre les deux noyaux et pour différents moments angulaires [WIL80]. L'énergie disponible dans le centre de masse E_{cm}^{disp} ($= E_{proj} \frac{\mu}{A_p}$) est également représentée sur la figure 1.2 par une ligne horizontale.

Lorsque r tend vers l'infini, toute l'énergie E_{cm}^{disp} se trouve sous forme cinétique. Plus les noyaux s'approchent, plus cette énergie cinétique diminue au profit d'une énergie potentielle V_{eff} .

On constate que pour $l = 150 \hbar$, l'énergie cinétique s'annule lorsque les noyaux se trouvent approximativement à 12 fm l'un de l'autre. Cette distance d'approche minimale est supérieure à $C_p + C_c$, la somme des rayons de mi-densité des deux noyaux en interaction (voir annexe A.1), mais légèrement inférieure à D_{int} , distance à partir de laquelle les noyaux interagissent de manière inélastique².

Pour tous les moments angulaires supérieurs à $150 \hbar$, les réactions ne seront dès lors qu'élastiques.

De plus, les courbes semblent présenter un “puits” pour des moments angulaires inférieurs à une quantité critique notée ℓ_{crit} ($\simeq 111 \hbar$ pour la réaction b375). Si le moment angulaire est inférieur à ℓ_{crit} , les noyaux peuvent s'approcher suffisamment pour que la force entre eux devienne attractive. Dans ce cas, les noyaux fusionnent. Si cette fusion est complète, le noyau résiduel aura les propriétés suivantes : $Z_{nc} = Z_p + Z_c$, $A_{nc} = A_p + A_c$ et $v_{nc} = v_{cm} = v_p * A_p / A_{nc}$, et son énergie d'excitation E^* vaudra $E_{cm}^{disp} + Q$ où Q est le bilan de masse de la réaction.

¹Par abus de langage, nous utiliserons dans la suite l (en unité $\hbar$) comme étant égal à la norme du vecteur $\vec{L}$.

²Les valeurs de C_p , C_c et D_{int} sont reprises au tableau 1.1.

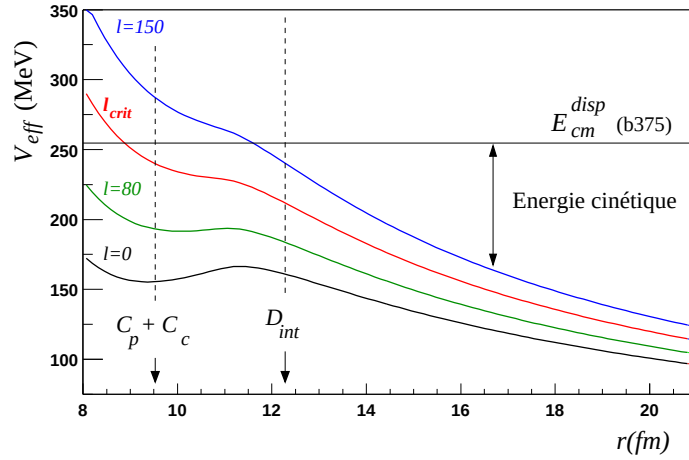


FIG. 1.2 – Evolution du potentiel effectif V_{eff} (équation 1.1) de la réaction b375 en fonction de l'inter-distance r entre le projectile et la cible pour différents moments angulaires l .

Si, par contre, le moment angulaire est plus grand que ℓ_{crit} , la force entre les deux noyaux sera toujours répulsive et il n'y aura pas formation d'un noyau composé. Il peut néanmoins y avoir des réactions nucléaires, notamment des échanges de nucléons entre les deux noyaux, si leur inter-distance est inférieure à D_{int} .

1.2.3 Section efficace

La section efficace est une des grandeurs mesurables expérimentalement. Elle vaut classiquement l'aire de recouvrement géométrique entre les deux noyaux mis en interaction :

$$\sigma = \pi b_{max}^2$$

où b_{max} est le paramètre d'impact en-dessous duquel la réaction étudiée devient possible. Le lien entre cette formulation classique et la théorie de la diffusion quantique se fait de la manière suivante :

$$\sigma = \pi b_{max}^2 = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\ell_{max}} (2l+1) = \frac{\pi}{k^2} (\ell_{max}+1)^2 \quad (1.3)$$

où $\hbar k = \mu v_p$ avec v_p la vitesse du projectile dans le laboratoire. Il suffit dès lors de déterminer le moment angulaire ℓ_{max} en dessous duquel la réaction étudiée devient possible afin d'évaluer la section efficace totale associée.

1.3 Modèle dynamique

HICOL est un exemple de code informatique pouvant décrire dynamiquement l'interaction nucléaire entre deux noyaux en collision [FEL87]. Ce code décrit, en fonction du temps, le profil des deux noyaux en interaction. Lors d'une collision, les noyaux se déforment, peuvent créer un col entre eux et s'échanger des nucléons pour enfin, soit former un noyau résiduel unique, soit se séparer à nouveau. Les hypothèses suivantes sont adoptées dans ce code :

- La vitesse relative des deux noyaux est plus faible que la vitesse de Fermi (vitesse des nucléons dans l'hypothèse où le noyau est approximé par un gaz de fermions). On peut dès lors supposer que la densité de nucléons est à chaque instant uniforme.
- Le volume total des deux sphères initiales est conservé tout au long du processus.
- Il existe une symétrie axiale. Si l'axe z est l'axe reliant le centre des deux sphères, alors la fonction $P(z)$ décrit entièrement le profil du système en un temps t . On génère ainsi la forme tri-dimensionnelle en faisant une rotation de ce profil autour de z (voir figure 1.3).
- Les nucléons se déplacent librement dans un récipient en mouvement qui varie en fonction du temps mais dont la surface est bien définie. Le mouvement de ces nucléons est régi par un champ moyen dont la surface du système constitue une frontière. Lorsqu'un col apparaît, une fenêtre s'ouvre et les nucléons peuvent passer d'un noyau à l'autre. Ainsi, plus les deux noyaux seront en contact, et plus les vitesses moyennes des deux noyaux, à priori différentes, se rapprocheront l'une de l'autre.

En fonction du temps, HICOL fournit en plus du profil, pour un paramètre d'impact donné, les masses des deux constituants de la réaction, leur charge, leur température nucléaire, leur moment angulaire orbital et intrinsèque et leur énergie cinétique de rotation et de translation.

Le profil, dont la forme a été proposée par Swiatecki [SWI80], est donné en fonction de z par l'équation 1.4 et présenté à la figure 1.3.

$$P^2(r, \sigma \geq 0, \Delta; z) = \begin{cases} R_1^2 - z^2 & \text{si } -R_1 \leq z \leq z_1 \\ a_1 + bz + cz^2 & \text{si } z_1 \leq z \leq z_2 \\ a_2 + bz + cz^2 & \text{si } z_3 \leq z \leq z_4 \\ R_2^2 - (z - r)^2 & \text{si } z_4 \leq z \leq r + R_2 \end{cases} \quad (1.4)$$

Avant la collision, le profil est constitué de deux sphères de rayon R_1 et R_2 . Lorsque les noyaux s'approchent la forme du profil reste sphérique dans ses extrémités, c'est-à-dire si $z \leq z_1$ ou si $z_4 \leq z$. Entre z_1 et z_4 , le profil est soit une hyperboloïde, soit une sphéroïde. Dans le cas où les noyaux sont connectés, $a_1 = a_2$ et les variables z_2 et z_3 deviennent inutiles.

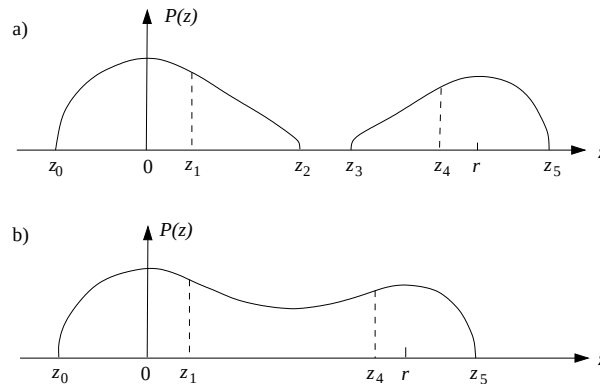


FIG. 1.3 – Profil $P(z)$ en fonction de z .

L'ensemble des paramètres, soit R_1 , R_2 , a_1 , a_2 , b , c , z_1 , z_2 , z_3 et z_4 ne dépendent que de trois paramètres r , σ et Δ qui sont définis comme suit :

$$\begin{aligned} r &= \text{distance entre le centre des deux sphères} \\ \sigma &= \frac{V_0 - \frac{4\pi}{3} R_1^3 - \frac{4\pi}{3} R_2^3}{V_0} = \frac{\text{Volume du col}}{\text{Volume total}} \\ \Delta &= \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} = \text{asymétrie} \end{aligned} \quad (1.5)$$

où V_0 est le volume total qui est indépendant des variables r , σ et Δ . σ est une mesure de la taille du col et Δ est équivalent à l'asymétrie en masse pour des profils séparés.

1.4 Description des différents processus

La figure 1.4 présente l'évolution du profil des noyaux, en fonction du temps, calculé avec le code HICOL pour la réaction b375, pour différents moments angulaires ou paramètres d'impact. Ces quatre différents types d'interaction sont repris en détail dans les paragraphes qui suivent.

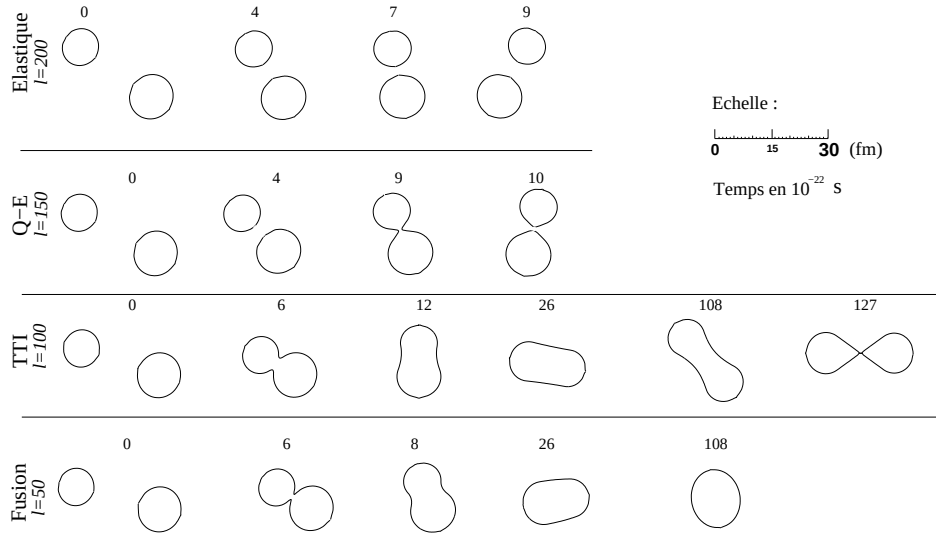


FIG. 1.4 – Profil des noyaux pour la réaction b375 en fonction du temps et du paramètre d'impact ou du moment angulaire l .

1.4.1 Diffusion élastique

Dans ce type de réaction, il n'y a pas de transfert d'énergie ou de masse entre le projectile et la cible dans le repère du centre de masse (voir figure 1.4). La norme des vitesses du projectile dans ce repère est donc identique avant et après la collision.

Distance minimale d'approche

Dans le cadre d'une collision élastique, l'angle de diffusion dans le centre de masse $\bar{\theta}$ (figure 1.5) est lié à la distance minimale d'approche D entre les deux centres de gravité

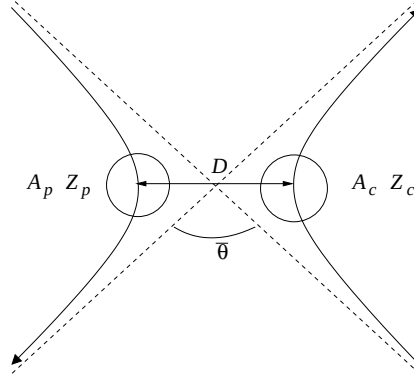


FIG. 1.5 – Trajectoire du projectile et de la cible dans le centre de masse dans une réaction élastique.

des noyaux en collision par l'expression suivante :

$$\sin \frac{\bar{\theta}}{2} = \frac{a}{D - a} \quad (1.6)$$

où a est la moitié de la distance minimale d'approche lorsque le paramètre d'impact b est nul. a est lié à l'énergie disponible dans le centre de masse E_{cm}^{disp} par :

$$E_{cm}^{disp} = \frac{Z_p Z_c e^2}{2a} \quad (1.7)$$

L'angle $\bar{\theta}$ est relié à l'angle θ de diffusion du projectile dans le repère du laboratoire, défini par rapport à l'axe du faisceau, par la relation :

$$\tan \theta = \frac{\sin \bar{\theta}}{\cos \bar{\theta} + \frac{A_p}{A_c}} \quad (1.8)$$

Section efficace de diffusion élastique

La section efficace de diffusion de type Rutherford se calcule comme suit ³ :

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} = \frac{(1 + 2\gamma \cos \bar{\theta} + \gamma^2)^{3/2}}{|1 + \gamma \cos \bar{\theta}|} \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\bar{\Omega}} \quad avec \quad \gamma = \frac{A_p}{A_c} \quad (1.9)$$

avec

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\bar{\Omega}} = \left(\frac{Z_p Z_c e^2}{4 E_{proj} A_c / (A_p + A_c)} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\bar{\theta}/2)} \quad (1.10)$$

et

$$\sin \bar{\theta} = \sin \theta \left[\gamma \cos \theta + (1 - \gamma^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \right] \quad (1.11)$$

Cependant l'équation 1.9 n'est valide que si l'on considère les noyaux comme des charges ponctuelles n'interagissant que par des forces électromagnétiques. En effet, si les

³Le changement de repère se fait sur base de la relation B.25 démontrée en annexe B.5

deux noyaux sont très proches l'un de l'autre, les interactions nucléaires apparaissent et la section efficace n'est plus du type Rutherford. Les réactions peuvent néanmoins rester élastiques. Mais, à partir d'une certaine inter-distance D_{int} entre les deux centres de gravité, des échanges d'énergie ou de nucléons entre les deux noyaux en interaction apparaissent. Les réactions ne sont dès lors plus élastiques, mais "quasi-élastiques" (QE).

1.4.2 Diffusion quasi-élastique

Comme on l'a vu à la figure 1.2, dans le cas de l'expérience b375, les réactions deviennent inélastiques dès que le moment angulaire est inférieur ou égal à $150\hbar$. Le profil des noyaux, calculé par HICOL, pour un moment angulaire égal à $150\hbar$ est également présenté à la figure 1.4.

Angle d'effleurement

Il est possible de calculer le rayon d'interaction D_{int} , à partir de la relation empirique suivante [WIL80] :

$$D_{int} = C_c + C_p + 4.49 - \frac{C_c + C_p}{6.35}$$

Des calculs récents des densités nucléaires, basés sur le modèle d'Hartree-Bogoliubov relativiste, ont été réalisés dans le cas précis des noyaux de Ni et de Sn ([LAL98] et [CAR00]). Les résultats sont présentés à la figure 1.6. Les rayons de mi-densité C_p pour le projectile et C_c pour la cible y sont notés par une ligne verticale.

Il est à noter que, d'après ces calculs, $C_p(^{64}\text{Ni})$ est légèrement supérieur à $C_p(^{58}\text{Ni})$ (de 1.3 %) tandis que $C_c(^{122}\text{Sn})$ l'est de 1.7% par rapport à $C_c(^{116}\text{Sn})$.

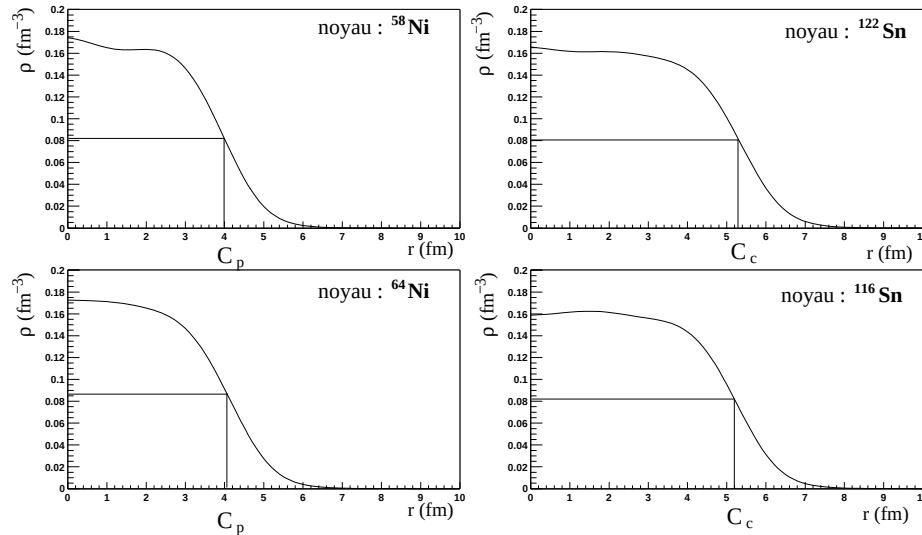


FIG. 1.6 – Densités nucléaires en fonction de la distance r du centre de gravité des noyaux ^{58}Ni , ^{64}Ni , ^{122}Sn et ^{116}Sn [LAL98]. C_p et C_c correspondent aux rayons de mi-densité.

Il est à présent possible de calculer l'angle θ_{graz} d'effleurement à partir duquel la diffusion n'est plus élastique. Il suffit de remplacer D par D_{int} dans l'équation 1.6 et de

faire le changement de repère à partir de l'équation 1.8. Le résultat du calcul est présenté dans le tableau 1.1.

Réaction	C_p (fm)	C_c (fm)	D_{int} (fm)	a (fm)	θ_{graz}
b375	3.98	5.29	12.30	3.96	39.21°
b354	3.98	5.29	12.30	4.20	43.42°
b382	4.03	5.20	12.27	4.09	39.45°

TAB. 1.1 – Résultats du calcul des rayons de mi-densité C_p et C_c , du rayon d'interaction D_{int} , de la distance minimale d'approche a et de l'angle d'effleurement θ_{graz} pour les trois réactions étudiées.

Section efficace d'interaction nucléaire

A une énergie disponible dans le centre de masse E_{cm}^{disp} est associé un paramètre d'impact maximal b_{max} pour lequel les noyaux en interaction ont une distance minimale d'approche égale à D_{int} . La conservation du moment cinétique permet d'établir l'équation :

$$J = m_p \overline{v_p} b_{max} = m_p \overline{v_{int}} D_{int}$$

où $\overline{v_{int}}$ est la vitesse du projectile, dans le repère du centre de masse, lorsque $r = D_{int}$. Or, $m_p \overline{v_p} = \sqrt{2E_{cm}^{disp}} \mu$ et $m_p \overline{v_{int}} = \sqrt{2(E_{cm}^{disp} - V(D_{int}))} \mu$. Il faut remarquer que le potentiel $V(r)$ utilisé ici ne contient plus le terme centrifuge puisqu'il est purement radial :

$$V(r) = V_C(r) + V_n(r)$$

Après substitution, la section efficace totale de réaction nucléaire devient :

$$\sigma_R = \pi b_{max}^2 = \pi D_{int}^2 \left(1 - \frac{V(D_{int})}{E_{cm}^{disp}}\right) \quad (1.12)$$

Les résultats du calcul de σ_R sont repris dans le tableau 1.2 ainsi que les moments angulaires ℓ_{graz} extraits de l'expression 1.3. Les moments angulaire ℓ_{graz} , calculés dans un modèle statique [WIL80], sont comparés avec les moments angulaires ℓ_{graz} calculés dans le modèle dynamique décrit au paragraphe 1.3 [FEL87]. Ceux-ci correspondent aux moments angulaires à partir desquels il y a échange d'énergie et éventuellement de masse entre la cible et le projectile.

Réaction	ℓ_{graz} (Stat)	σ_R	ℓ_{graz} (HICOL)
b375	171 $\hbar$	1.92 b	170 $\pm$ 10 $\hbar$
b354	157 $\hbar$	1.72 b	160 $\pm$ 10 $\hbar$
b382	169 $\hbar$	1.85 b	165 $\pm$ 15 $\hbar$

TAB. 1.2 – Moment angulaire d'effleurement ℓ_{graz} dans le cadre d'un modèle statique [WIL80] et d'un modèle dynamique [FEL87]. σ_R correspond à la section efficace totale de réaction nucléaire.

Le moment angulaire d'effleurement ℓ_{graz} calculé avec HICOL n'est pas aussi bien défini que dans un modèle statique. Par exemple, dans le cas de la réaction b375, les noyaux commencent à chauffer à partir de $l = 180\hbar$. Mais ils ne se touchent pas. Ils ne commencent à se toucher réellement et à s'échanger de la masse qu'à partir de $l = 160\hbar$ (voir figure 1.7). Le tableau 1.2 présente donc une valeur intermédiaire entre ces deux extrêmes.

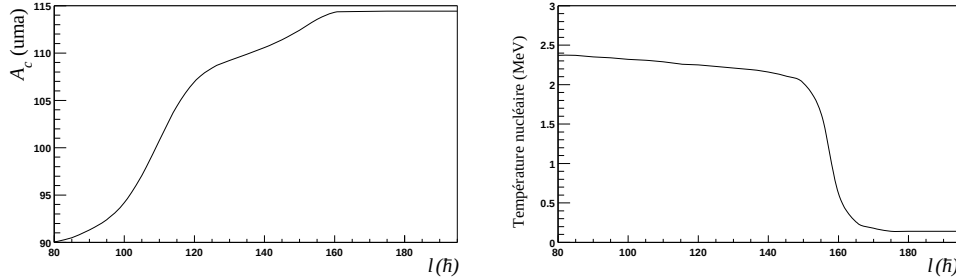


FIG. 1.7 – Evolution de la masse de la cible A_c (^{122}Sn) et température nucléaire à l'issue de la réaction b375 en fonction du moment angulaire l .

Dans un modèle statique, par contre, l'angle d'effleurement, et donc le moment angulaire ℓ_{graz} et le rayon d'interaction D_{int} , sont définis tels que la section efficace totale de réaction σ_R , mesurée à cet angle, ne soit plus qu'un quart de la section efficace élastique Rutherford.

1.4.3 Transfert très inélastique (TTI)

Plus le paramètre d'impact devient petit, plus les interactions de type nucléaire se font sentir entre le projectile et la cible. Les noyaux commencent alors à s'échanger une quantité importante d'énergie et de nucléons à travers le col qui les relie (figure 1.4 pour $l = 100\hbar$). En quelques $5 \cdot 10^{-22}$ s, une partie de l'énergie cinétique du projectile est convertie en énergie thermique faisant augmenter la température des deux noyaux. Cependant, le moment angulaire est encore trop élevé pour que les noyaux en interaction puissent fusionner complètement. Les noyaux sont donc reliés temporairement⁴ jusqu'à leur séparation.

La figure 1.8 présente l'évolution, en fonction du temps, de différents paramètres calculés par le code HICOL pour la réaction b354 et pour un moment angulaire $l = 100\hbar$. Le profil général de cette réaction est présenté à la figure 1.4. Ce type d'interaction est un cas typique de transfert très inélastique.

La figure 1.8a) présente l'évolution de la masse du projectile en fonction du temps. On constate tout d'abord que la masse initiale n'est pas de 58 comme attendu, mais de 65 approximativement. Ceci résulte du fait que le code HICOL suppose l'équilibration du rapport N/Z des deux noyaux dès le début de leur interaction. Ensuite la masse du quasi-projectile augmente rapidement puis plus lentement. Il y a donc un transfert brutal de nucléons de la cible au projectile qui diminue au cours du temps.

La figure 1.8b) présente l'évolution des températures nucléaires des deux noyaux en fonction du temps. Celles-ci augmentent également très rapidement et se stabilise après

⁴Le temps de vie de ce "noyau composite" peut aller jusqu'à $3 \cdot 10^{-20}$ s pour les moments angulaires les plus faibles.

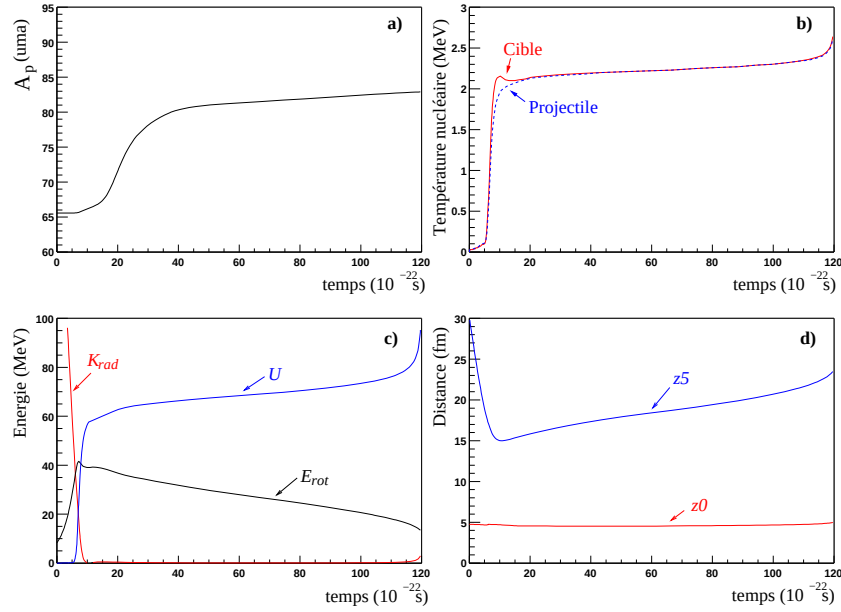


FIG. 1.8 – Evolution, en fonction du temps, de différents paramètres calculés par le code HICOL lors de la réaction b354 pour un moment angulaire égal à $100 \hbar$: a) A_p , la masse du projectile, b) les températures du projectile et de la cible, c) K_{rad} , E_{rot} et U , l'énergie cinétique radiale, l'énergie de rotation et l'énergie thermique du pseudo noyau composé, d) $z0$ et $z5$, les paramètres définissant le profil des deux noyaux (voir figure 1.3)

un bref instant ($5 \cdot 10^{-22}$ s). Le pseudo “noyau composé” atteint donc un certain équilibre thermodynamique avec $T_1 = T_2 \cong 2.2 \text{ MeV}$.

La figure 1.8c) présente l'évolution de l'énergie cinétique radiale K_{rad} , de l'énergie de rotation E_{rot} et de l'énergie thermique U du pseudo noyau composé. On constate que très rapidement, l'énergie cinétique radiale est convertie en énergie thermique et rotationnelle. Cette dernière est cependant restituée presque intégralement sous forme cinétique lors de la séparation des deux noyaux en interaction.

Enfin, la figure 1.8d) présente l'évolution des paramètres $z0$ et $z5$ utilisés dans HICOL pour décrire le profil des deux noyaux (voir figure 1.3). Les noyaux subissent une compression violente au début de la réaction et s'étirent ensuite lentement jusqu'à leur scission.

Ainsi, le code HICOL prédit des échanges de nucléons pouvant atteindre plus de 20 nucléons avant la scission. Dans un cas limite où les masses du projectile et de la cible deviennent quasi-identiques, le processus est également appelé fission-rapide.

Dans le cadre d'un modèle statique, le fait d'avoir un puits de potentiel permettant la formation d'un noyau composé mono-nucléaire ne veut pas dire que ce noyau survivra à la fission. En effet, celle-ci devient instantanée lorsque le moment angulaire du noyau composé est tel que la barrière de fission B_f s'annule. La valeur minimale de ces moments angulaires est conventionnellement notée $\ell_{Bf=0}$. Toutefois, la fission est également possible pour des moments angulaires inférieurs à $\ell_{Bf=0}$, mais celle-ci sera désignée comme étant le processus de “fission conventionnelle” ou de “fission lente” au vu du temps de vie du noyau composé.

Le noyau di-nucléaire, formé temporairement lors d'une réaction de transfert très inélastique ou de fission rapide, est susceptible d'émettre des nucléons. Cette émission peut se faire de manière isotrope si son temps de vie est supérieur à une rotation complète. Dans les réactions b354, b375 et b382, le code HICOL prédit que le moment angulaire à partir duquel une rotation est complète est approximativement de $150\hbar$. Il sera dès lors impossible de distinguer les contributions de la fission "conventionnelle" et celles de la "fission rapide" par l'observation des distributions angulaires des nucléons émis.

1.4.4 Fusion

Dans un modèle statique, le moment angulaire critique, mentionné dans la description de la figure 1.1, en-dessous duquel il y a fusion des deux noyaux en interaction avec formation d'un noyau composé mono-nucléaire, peut se calculer à partir du potentiel effectif V_{eff} . En effet, il y a fusion si pour une distance d'approche S , définie empiriquement, entre les surfaces des deux noyaux, la force est attractive. Le moment angulaire critique ℓ_{crit} correspond donc au moment angulaire où la dérivée de la fonction V_{eff} s'annule :

$$\frac{dV_{eff}}{ds}(s = S)|_{l=\ell_{crit}} = 0$$

où $S = C_t + C_p + 0.3 \text{ fm}$ ce qui donne après un calcul algébrique :

$$\ell_{crit} = \frac{7}{5} \left\{ \frac{-\mu S^3}{\hbar^2} \left[(4\pi\gamma b\bar{C} \frac{\partial\phi(S)}{\partial s} + e^2 \frac{Z_p Z_c}{S^2}) \right] \right\}^{1/2} \quad (1.13)$$

Un facteur $\frac{7}{5}$ a cependant été ajouté devant l'expression initiale. Ce facteur a pour but de rendre compte des frictions possibles entre les noyaux lorsqu'ils se touchent. En effet, une partie du moment angulaire relatif initial est perdu au profit d'une rotation intrinsèque des deux noyaux, ce qui a pour effet d'augmenter le moment angulaire critique en-dessous duquel il y a fusion. Les valeurs de ℓ_{crit} et les sections efficaces de fusion ainsi obtenues dans le cadre du modèle statique [WIL80] sont listées au tableau 1.3.

Dans le cas du modèle dynamique HICOL décrit au paragraphe 1.3 et simulé à la figure 1.4 pour $l = 50\hbar$, le calcul s'arrête dès qu'il y a fusion complète. Le tableau 1.3 présente le moment angulaire maximal, dans ce modèle, menant à la fusion et que nous avons assimilé au ℓ_{crit} .

	Statique		Dynamique	
Réaction	ℓ_{crit}	$\sigma_{fusion} \text{ (b)}$	ℓ_{crit}	$\sigma_{fusion} \text{ (b)}$
b375	111 $\hbar$	0.82	75 $\hbar$	0.39
b354	111 $\hbar$	0.87	77 $\hbar$	0.45
b382	120 $\hbar$	0.94	77 $\hbar$	0.34

TAB. 1.3 – Moments angulaires critiques calculés à l'aide de l'équation 1.13 dans le cadre d'un modèle statique [WIL80], sections efficaces de fusion calculées dans le cadre de ce modèle et ℓ_{crit} prédits par le code HICOL pour les trois réactions étudiées dans ce travail.

On constate que la valeur du ℓ_{crit} calculée par HICOL, en-dessous duquel il y a fusion, est nettement inférieure au ℓ_{crit} calculé à partir de l'équation 1.13.

En effet, selon HICOL, la fission rapide est toujours considérée comme un processus de transfert très inélastique. Le code ne considère pas qu'il y a une réelle fusion entre le projectile et la cible pour les moments angulaires supérieurs à $\ell_{Bf=0}$, contrairement à l'équation 1.13. C'est donc la valeur de $\ell_{Bf=0}$ qu'il faut comparer avec la dernière colonne du tableau 1.3.

Dans un modèle statique, $\ell_{Bf=0}$ vaut $72\hbar$ pour les trois réactions⁵. Cette valeur est légèrement inférieure aux valeurs prédites par le code HICOL. La fission serait donc "rapide" entre $72\hbar$ et ℓ_{crit} .

1.4.5 Désexcitation du noyau composé

Le noyau composé créé lors du choc violent entre le projectile et la cible se trouve à une haute énergie d'excitation E^* ($= E_{cm}^{disp} + Q$ où Q est le bilan de masse de la réaction formant le noyau composé). Tel qu'il est présenté au tableau 1.4, le choix énergétique des faisceaux des expériences b382 et b354 fut tel que les énergies d'excitation E^* des noyaux composés formés dans ces deux réactions soient pratiquement identiques.

Réaction	E^* (MeV)
b375	139
b354	124
b382	122

TAB. 1.4 – Energies d'excitation initiales du noyau composé ^{180}Pt dans les trois expériences étudiées.

Cette énergie d'excitation se présente sous trois formes : une énergie de rotation E_{rot} , une énergie thermique U et une énergie de déformation E_{def} :

$$E^* = E_{rot} + U + E_{def} \quad (1.14)$$

L'énergie de rotation E_{rot} dépend du paramètre d'impact et est proportionnelle à $l(l+1)$ où l est le moment angulaire du noyau composé. L'énergie thermique U est similaire à l'énergie intrinsèque d'un gaz de fermions dans un volume statique. Elle est donc liée à la température nucléaire du noyau. L'énergie de déformation E_{def} provient par contre d'un mouvement collectif des nucléons du noyau composé et est responsable de sa déformation au cours du temps. Cette dernière contribution n'est pas prise en compte dans une simulation purement statique. En effet, dans la plupart des cas, cette énergie est restituée sous forme thermique après un certain laps de temps.

La figure 1.9 présente ces trois formes d'énergie d'excitation en fonction du moment angulaire l du noyau composé formé dans la réaction b354. La courbe, appelée "ligne yrast" sur la figure, représente l'évolution de l'énergie de rotation du noyau composé supposé sphérique. La ligne horizontale en tiret, située à $E^* = 124 \text{ MeV}$, représente l'énergie d'excitation totale du noyau composé ainsi formé. La somme de l'énergie thermique et de déformation $U + E_{def}$ vaut $124 - E_{rot}$ et décroît lorsque l augmente au profit de l'énergie de rotation. L'énergie de déformation E_{def} est variable au cours du temps et est nulle si le noyau composé est stable et équilibré thermiquement.

⁵ $\ell_{Bf=0}$ a été calculé par le modèle de Sierk [SIE86]

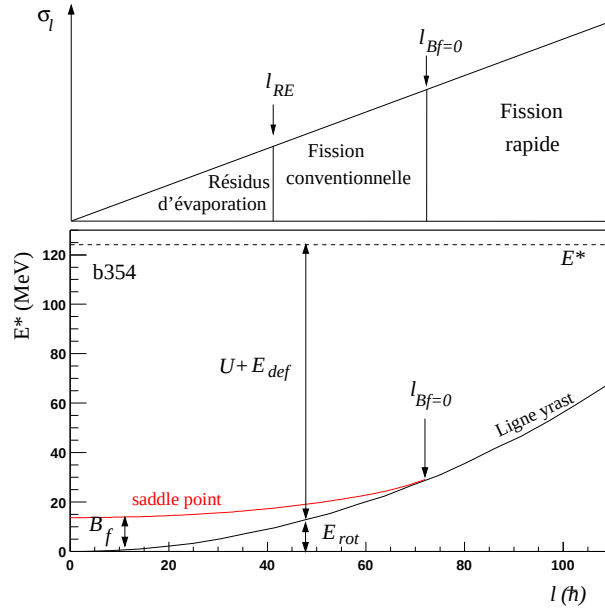


FIG. 1.9 – Energie d'excitation E^* en fonction du moment angulaire l du noyau composé formé dans la réaction b354. U représente l'énergie d'excitation thermique ou intrinsèque, E_{def} l'énergie de déformation du noyau composé et E_{rot} l'énergie de rotation.

La différence entre la courbe en pointillé, appelée “saddle point”, et l'énergie de rotation E_{rot} représente l'évolution en fonction de l de la barrière de fission B_f . Lorsque l'énergie de déformation dépasse B_f , le noyau composé atteint le point de selle ou “saddle point” et fissionne.

Il apparaît également sur la figure 1.9 que B_f décroît lorsque le moment angulaire l du noyau composé augmente. L'énergie de déformation nécessaire pour fissionner est donc plus faible pour les grands moments angulaires. C'est la raison pour laquelle le noyau composé a plus de chance de fissionner si son moment angulaire est élevé. Dans un cas limite, si son moment angulaire est supérieur à $l_{Bf=0}$, la barrière de fission B_f est nulle et le noyau composé fissionne dès qu'il est formé. C'est dans ce cas que l'on parle de “fission rapide”.

Une représentation en triangle de la section efficace partielle σ_l a été ajoutée sur la figure 1.9. Cette représentation présente, dans un modèle simplifié⁶ appelé en “coupure franche”, les différentes voies de désexcitations possibles du noyau composé en fonction de son moment angulaire. Le moment angulaire l_{RE} correspond au moment angulaire en-dessous duquel le noyau composé ne fissionnera pas. Le noyau résiduel est dans ce cas appelé “résidu d'évaporation”.

Dans la réaction b354, le noyau composé se trouve initialement à une énergie d'excitation totale E^* égale à 124 MeV. Il va ensuite libérer son énergie thermique U soit en

⁶L'approximation provient du fait que, dans un modèle réaliste, les zones se recouvrent légèrement l'une l'autre. Il peut exister par exemple des résidus d'évaporation, mais en moindre mesure, de moment angulaire $l = 50\hbar$, supérieur à l_{RE} .

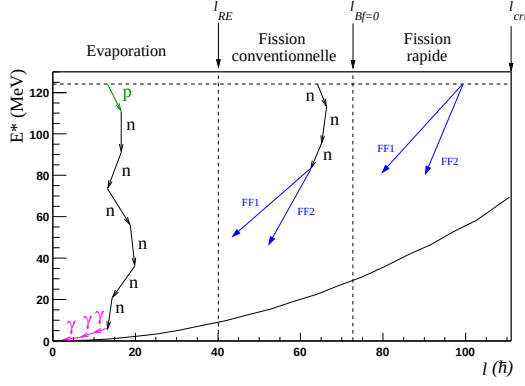


FIG. 1.10 – Exemples de désexcitation du noyau composé. Celui-ci va évaporer et/ou fissionner pour libérer son énergie thermique et rejoindre sa ligne yrast, c'est-à-dire son niveau d'excitation fondamental.

la transformant en énergie de déformation E_{def} jusqu'à la fission, soit en évaporant des particules légères et rejoindre ainsi la ligne yrast (figure 1.10).

La figure 1.10 présente trois exemples de désexcitation du noyau composé. D'une part, celui-ci peut ne faire qu'évaporer des particules légères, essentiellement des neutrons. Dans ce cas, le noyau résiduel sera appelé "résidu d'évaporation" (RE). D'autre part, le noyau composé peut, après avoir émis une ou plusieurs particules de pré-scission, fissionner. Les fragments de fission (FF) ainsi produits possèdent encore une énergie d'excitation suffisante pour évaporer à leur tour quelques particules légères et rejoindre leur propre ligne yrast. Dans le cas de la fission rapide ($\ell_{Bf=0} \leq l \leq \ell_{crit}$), le noyau subit instantanément la fission formant des fragments de fission excités qui vont émettre des particules légères pour se désexciter et rejoindre leur état fondamental respectif.

Remarquons au passage que l'émission de particules chargées telles que protons ou α se fait de préférence en début de chaîne de désexcitation car la température du noyau composé doit être suffisamment élevée pour permettre aux particules chargées de passer leur barrière coulombienne respective. Toutefois l'émission neutronique reste dominante car ces particules sont dépourvues de barrière d'émission. En revanche, les γ sont émis plutôt à la fin de la chaîne de désexcitation.

Les énergies d'excitation à différentes étapes de la désexcitation du noyau composé dans un processus de fission seront calculées au chapitre 8 sur base des mesures des multiplicités neutroniques (chapitre 5) et des multiplicités des particules chargées légères (chapitre 6).

Le code de simulation GEMINI est un code statistique du type Monte Carlo qui reproduit la désexcitation du noyau composé [CHA86]. Il a été écrit par R. Charity et est brièvement décrit en annexe D. Les résultats des simulations seront comparés aux résultats expérimentaux au chapitre 7.

Les distributions angulaires et en énergie des particules émises par le noyau composé excité peuvent être déduites analytiquement moyennant certaines hypothèses. Le calcul est détaillé en annexe B. Nous utiliserons ces distributions théoriques pour déterminer les multiplicités de pré- et de post-scission des différentes particules légères relevées en

coïncidence avec les fragments de fission.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Introduction

Ce chapitre sera consacré à une description très générale du dispositif expérimental utilisé dans les différentes expériences rapportées dans ce travail. Trois expériences distinctes ont été réalisées dans ce cadre :

- $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ à 375.5 MeV notée **b375**,
- $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ à 354 MeV notée **b354**,
- $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$ à 382.5 MeV notée **b382**.

Celles-ci ont été effectuées avec l'ensemble des détecteurs DEMON. Les réactions b375 et b382 ont cependant été reproduites sans les détecteurs DEMON par la suite. Ces deux manipulations supplémentaires seront notées respectivement d375 et d382. Elles avaient pour objectif de mesurer les distributions angulaires des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de fusion-évaporation et de fusion-fission. Cela ne nécessitait donc pas la présence des détecteurs de neutrons.

La position des différents détecteurs et leurs rôles respectifs seront décrits dans les prochains paragraphes. L'électronique associée à chaque détecteur ne sera pas décrite mais peut être consultée à la référence [KEU99]. Une description plus complète de l'étalonnage et des résultats associés à chacun des détecteurs sera faite dans les chapitres qui suivent.

2.2 Description générale

La figure 2.1 présente un schéma descriptif du plan de réaction. On y observe un ensemble de détecteurs DEMON qui entourent une chambre à réaction en aluminium fine de 4 mm mise sous vide. Les détecteurs suivants ont été disposés dans ce dispositif expérimental :

- Deux détecteurs à gaz et à multi-fils X-Y (“Multi-Wire Proportionnal Counters” (MWPC)) de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ de surface active.
- Deux ensembles de détection R1 et R2 composés chacun de deux jonctions ($\Delta E, E$) semi-conductrices au Silicium de $40 \mu\text{m}$ et de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur couplées à deux galettes à microcanaux montées en chevron.

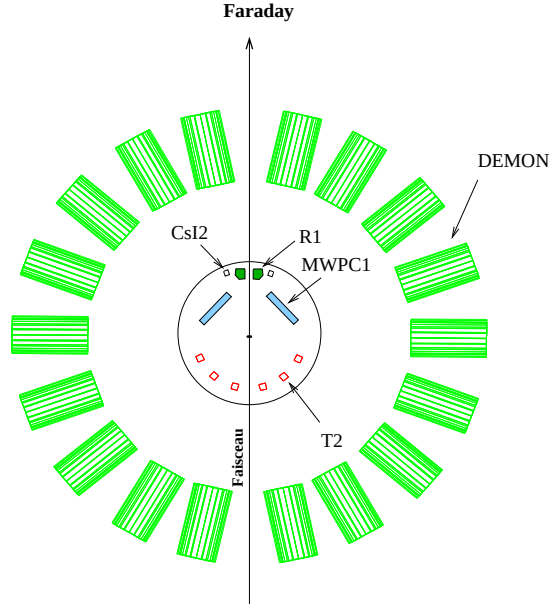


FIG. 2.1 – Schéma général du plan de réaction du dispositif expérimental utilisé lors des expériences b375, b354 et b382.

- Six triples-télescopes (T1 à T6), composés chacun de trois jonctions ($\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E_3$) semi-conductrices au Silicium d'épaisseur $80 \mu m$ et $2 \times 700 \mu m$.
- Deux scintillateurs CsI de 2 cm d'épaisseur couplés à des photodiodes dont le but est le monitoring et le contrôle de l'axe du faisceau incident.
- Situés hors de la chambre, 96 détecteurs à neutrons (DEMON) placés sur une sphère en aluminium de 4 mètres de diamètre et dont le centre est situé à 5 mètres du sol afin d'éviter des diffusions de neutrons (voir figure 2.2).

Les détecteurs “maîtres” responsable du déclenchement de l'acquisition sont les deux MWPC en coïncidence, les systèmes de détection R1 et R2, et les deux CsI. Les détecteurs “esclaves”, fonctionnant uniquement en coïncidence avec les “maîtres”, sont les 96 détecteurs DEMON et les six triples-télescopes T1 à T6.

L'électronique associée à ce dispositif est de deux types ; de type CAMAC pour les MWPC, les R1 et R2, les CsI et les triples-télescopes, utilisant des convertisseurs amplitude-digital ADC et convertisseurs temps-digital TDC, et de type VXI pour les détecteurs DEMON [TIL97].

La cage de Faraday, collectant le courant électrique du faisceau incident, est munie d'un anneau de garde polarisé à une tension de -1.5 kV.

Les positions des détecteurs dans la chambre à réaction par rapport à la cible et dans un système d'axe présenté à la figure 2.3, sont repris aux tableaux 2.1 et 2.2. Ces positions ont été les mêmes pour les réactions b375 et b354. Seule les positions angulaires θ des MWPC ont été modifiées pour b382 à un angle de 45° .

Dans les expériences d375 et d382, les MWPC, les cellules DEMON et les triples-télescopes T1 à T6 ont été retirés. Les systèmes de détection R1 et R2 ont, par contre,

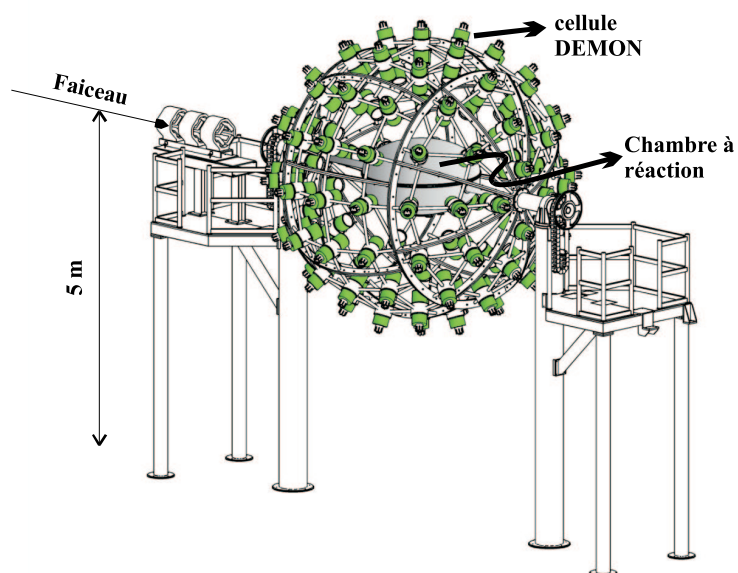


FIG. 2.2 – Vue générale du multi-détecteur DEMON et de la chambre à réaction.

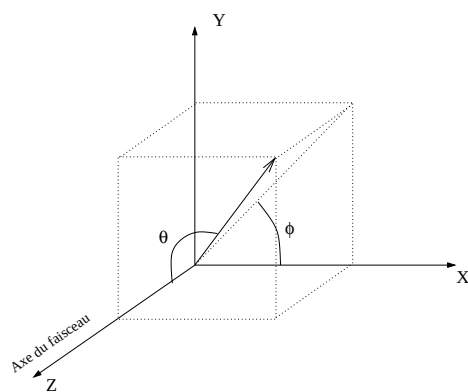


FIG. 2.3 – Choix du système d'axe utilisé pour le positionnement de l'ensemble des détecteurs dans nos expériences.

été placés à différentes positions dans la chambre à réaction dont les angles et distances détecteurs-cible sont présentés au tableau 2.2 pour la réaction d375 (dans la réaction d382 les détecteurs ont été laissés à une distance de 62 cm).

Détecteurs	Distances cible-détecteurs (cm)	Diamètres des collimateurs (cm)	Positions angulaires	
			θ (degré)	ϕ (degré)
R1	62.0	0.7	7	0
R2	62.0	0.7	7	180
MWPC1	29.5		50	0
MWPC2	29.5		50	180
CsI1	67.8	1.0	15	0
CsI2	67.8	1.0	15	180
T1	19.5	1.8	115	0
T2	19.5	1.8	140	0
T3	19.5	1.8	165	0
T4	19.5	1.8	115	180
T5	19.5	1.8	140	180
T6	19.5	1.8	165	180

TAB. 2.1 – Distances cible-détecteurs, diamètres des collimateurs et positions angulaires des différents détecteurs placés dans la chambre à réaction dans les réactions b375, b354 et b382.

Détecteurs	Distances cible-détecteurs (cm)	Diamètres des collimateurs (cm)	Positions angulaires	
			θ (degré)	ϕ (degré)
R1	62.0	0.7	7	0
R2	62.0	0.7	7.5	180
R1	57.0	1.0	8	0
R2	57.0	1.0	8.5	180
R1	57.0	1.2	9.5	0
R2	57.0	1.2	11	180

TAB. 2.2 – Distances cible-détecteurs, diamètres des collimateurs et positions angulaires des différents détecteurs placés dans la chambre à réaction dans la réaction d375. Les angles sont les mêmes dans la réaction d382, mais, dans ce cas, les distances cible-détecteurs ont été fixées à 62 cm pour toutes les mesures.

Les positions angulaires des cellules DEMON sont reprises dans le tableau 2.3. Rappelons en outre que la distance cible-cellule DEMON a été fixée à 185 cm.

θ_d (°)	12.5	30	50	70	90	110	130	150	167.5
ϕ_d (°)									
337.5				610	510	410			
330			708				308		
315		806		611	511	411		206	
300			709				309		
292.5				612	512	412			
270	904	807	710	613	513	413	310	207	104
247.5				614	514	414			
240			711				311		
225		808		615	515	415		208	
210			712				312		
202.5				616	516	416			
180	901	801	701	601	501	401	301	201	101
157.5				602	502	402			
150			702				302		
135		802		603	503	403		202	
120			703				303		
112.5				604	504	404			
90	902	803	704	605	505	405	304	203	102
67.5				606	506	406			
60			705				305		
45		804		607	607	407		204	
30			706				306		
22.5				608	508	408			
0	903	805	707	609	509	409	307	205	103

TAB. 2.3 – Positions angulaires (θ , ϕ) des détecteurs DEMON placés sur la structure métallique du hall d'expériences de CYCLONE. Chaque détecteur porte un numéro associé aux couronnes θ constant (même premier chiffre pour un même θ).

2.3 Faisceaux et cibles

2.3.1 Etat de charge

Le tableau 2.4 présente les caractéristiques des faisceaux délivrés par le cyclotron CYCLONE de Louvain-La-Neuve et le tableau 2.5 présente le type de cible et leur épaisseur pour les différentes expériences.

Expérience	Projectiles	Energie (MeV)	Etat de charge	Période HF (ns)
b375	^{58}Ni	375.5	15+	82.41
b354	^{58}Ni	354	14+	84.85
b382	^{64}Ni	382.5	15+	85.74

TAB. 2.4 – Caractéristiques des faisceaux délivrés par CYCLONE : Energie, état de charge, période HF du cyclotron (ns)

Expérience	Cibles	Epaisseur
b375	^{122}Sn	$272 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
b354	^{122}Sn	$280 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
b382	^{116}Sn	$280 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

TAB. 2.5 – Cibles auto-supportées utilisées dans les différentes expériences.

L'état de charge des projectiles accélérés est sensiblement différent de leur état de charge après la traversée de la cible. Celui-ci dépend du nombre d'électrons du cortège électronique du projectile qui ont été arrachés lors de son passage dans la cible. En particulier, avant de pénétrer dans la cible, les ions Ni possèdent un état de charge +15, et une fois qu'ils l'ont traversée, ils possèdent un état de charge qui vaut, en moyenne, +21. Cet état de charge ϱ est obtenu expérimentalement en comparant la charge collectée dans la cage de Faraday, pendant un certain laps de temps, sans cible (Q_{sans}), et la charge collectée, avec cible (Q_{avec}), pendant le même laps de temps :

$$\varrho = 15 \frac{Q_{avec}}{Q_{sans}}$$

Le tableau 2.6 présente un exemple de mesure de l'état de charge réalisé durant la manipulation d382.

2.3.2 Période HF

Certains neutrons lents émis par la cible ont des temps de vol supérieurs à la période HF du cyclotron. Pour éviter le recouvrement éventuel des événements générés par deux “bursts” successifs du faisceau Ni, le faisceau machine a été réduit à un burst sur deux doublant ainsi les périodes HF présentées au tableau 2.4. Malheureusement, cette réduction n'a pu être complète et environ 5% de l'intensité du second burst a subsisté (voir figure 2.4). On constate en effet sur la figure 2.4 que les γ du second burst se mélangent aux neutrons du premier burst. Cependant, par une technique, appelée “pulse shape discrimination”,

Q_{avec} (pCb)	Q_{sans} (pCb)	ϱ
46693	31996	21.89
45448	32783	20.79
42874	30478	21.10
41323	30526	20.30

TAB. 2.6 – Charge totale du faisceau de $^{64}\text{Ni}(15^+)$ mesurée dans la cage de Faraday avec la cible de ^{116}Sn , pendant 10 secondes (Q_{avec}) et sans cible (Q_{sans}) dans l'expérience d382. ϱ est l'état de charge calculé.

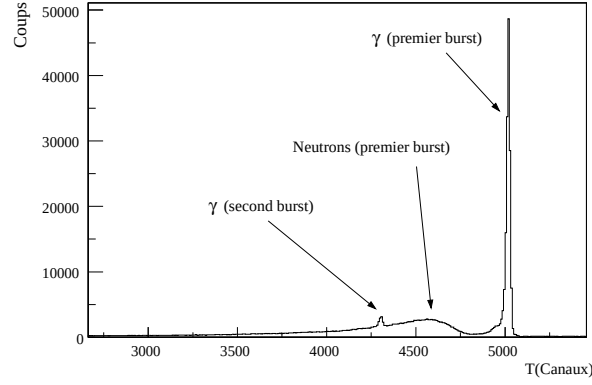


FIG. 2.4 – Temps de vol cible-cellule DEMON (en canaux) des neutrons et γ

les neutrons et γ pourront être discriminés. Par contre, les neutrons du second burst ne pourront pas être séparés des neutrons lents du premier burst. Leur contribution est néanmoins négligeable car la probabilité d'avoir des réactions nucléaires dans deux bursts successifs est très faible (il y a approximativement $5 \cdot 10^{-5}$ réactions nucléaires par burst).

2.4 Les détecteurs MWPC1 et MWPC2

L'objectif des MWPC est de caractériser les deux fragments de fission, c'est-à-dire de déterminer leur masse et énergie respectives. La distribution en angle des fragments, issus d'une fission binaire, est assez étalée car elle dépend de l'asymétrie en masse des fragments de fission, du nombre de particules légères émises lors du processus de fission, et des dispersions (straggling) angulaires dans la cible. C'est la raison pour laquelle les détecteurs, utilisés pour caractériser toutes les asymétries en masse, devaient être suffisamment larges en θ et ϕ .

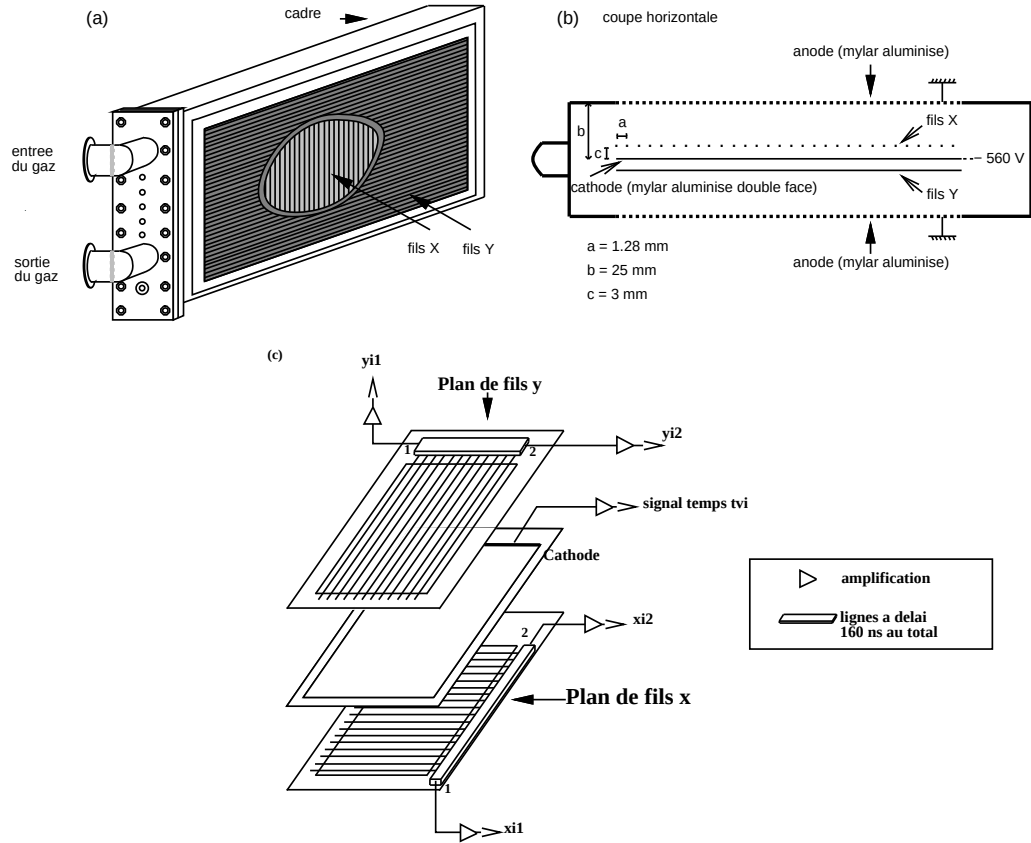


FIG. 2.5 – Plan détaillé d'un MWPC.

Le schéma d'une chambre à multi-fils est représenté à la figure 2.5. Elle est constituée de deux plans comprenant 162 fils horizontaux et 156 fils verticaux, situés de part et d'autre d'une feuille de mylar aluminisé en double face de $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et polarisée à -560 Volts (cathode). L'ensemble se trouve dans une enceinte étanche, dans laquelle circule continuellement un gaz d'isobutane à une pression constante de 7.5 mbar grâce

à un système de régulation contrôlé par un micro-processeur. Les fenêtres d'entrée et de sortie de la chambre à fil sont deux fines feuilles de mylar aluminisé de $2\ \mu\text{m}$ et de $6\ \mu\text{m}$ respectivement et de $20 \times 20\ \text{cm}^2$ de section.

Lorsqu'un ion traverse la chambre, il ionise le gaz présent. Les électrons ainsi produits sont collectés par les fils X et Y alors que les ions positifs sont collectés par la cathode. Les fils sont reliés à des lignes à délai qui retardent les signaux détectés (voir figure 4.1). La différence de temps entre le signal venant de la cathode et le signal retardé d'un des fils X ou Y est proportionnelle à la position du fil par rapport au bord de la chambre. La mesure du temps de vol entre le détecteur et la cible est effectué, à une constante près, en mesurant le temps qui sépare le signal HF du cyclotron et le signal électronique délivré par la cathode. L'étalonnage en temps et en position des MWPC sera décrit en détail au chapitre 4.

La coïncidence temporelle entre les deux MWPC est imposée. Ce qui signifie que les événements ne sont pris en compte que si les deux MWPC détectent le passage d'un ion entre deux bursts du faisceau incident. Les données brutes converties en signaux digitaux par des TDC sont donc les suivantes :

- Les positions X et Y du passage des ions dans les deux MWPC. Deux spectres X et Y types du MWPC1 relevés lors de la réaction b375 sont présentés à la figure 2.6.
- Le temps de vol des deux ions entre la cible et le détecteur correspondant. Un spectre type relevé dans le MWPC1 lors de la réaction b375 est illustré à la figure 2.7.

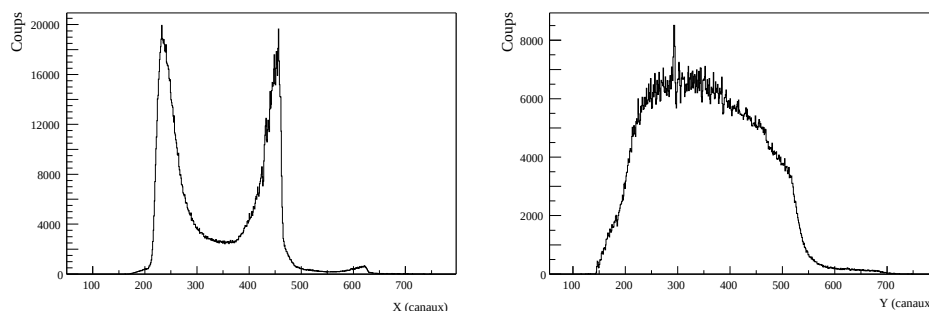


FIG. 2.6 – Spectres bruts en position X et Y (en canaux) typiques fournis par les fils du MWPC1 dans la réaction b375.

A partir de ces données brutes, les angles θ et ϕ (selon la figure 2.3) des deux ions peuvent être calculés. A partir des temps de vol réels, les vitesses des ions sont calculées. Ensuite, à partir des vitesses et des angles des deux ions détectés en coïncidence, en utilisant la conservation de la quantité de mouvement et après correction itérative des pertes d'énergie de ces ions dans la cible, les masses et énergies des deux ions sont calculées. Le calcul sera décrit plus en détail au chapitre 4.

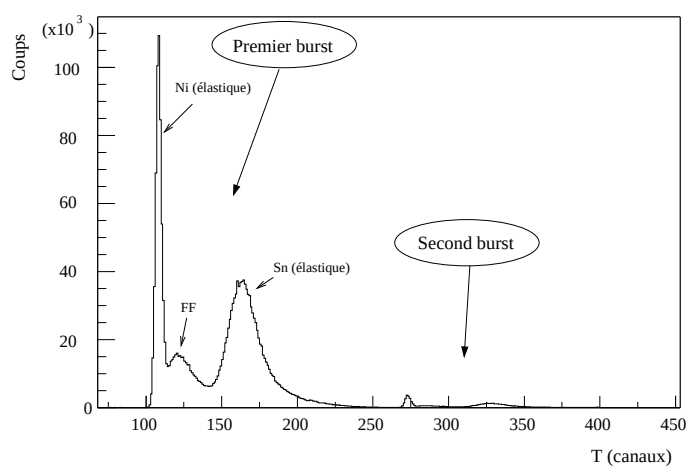


FIG. 2.7 – Spectre en temps de vol (en canaux) typique fourni par la cathode du MWPC1 dans la réaction b375.

2.5 Les détecteurs R1 et R2

L'objectif des ensembles de détection R1 et R2 est de caractériser les fragments de fission et les résidus d'évaporation à un angle donné dans le plan de la réaction. Ils permettront, moyennant une hypothèse sur la distribution angulaire des résidus d'évaporation, de calculer la section efficace de fusion-évaporation.

La figure 2.8 schématise un des deux ensembles de détection R1 et R2. Ils sont composés d'une part d'un ensemble de deux jonctions au silicium $\Delta E - E$, et d'autre part de deux galettes à micro-canaux. La jonction ΔE a une épaisseur nominale de $40 \mu m$ et une surface active de $314 mm^2$. La E a, par contre, une épaisseur de $300 \mu m$ et une surface active de $600 mm^2$. Les galettes à micro-canaux sont montées en "chevron" pour éviter les effets de "channeling".

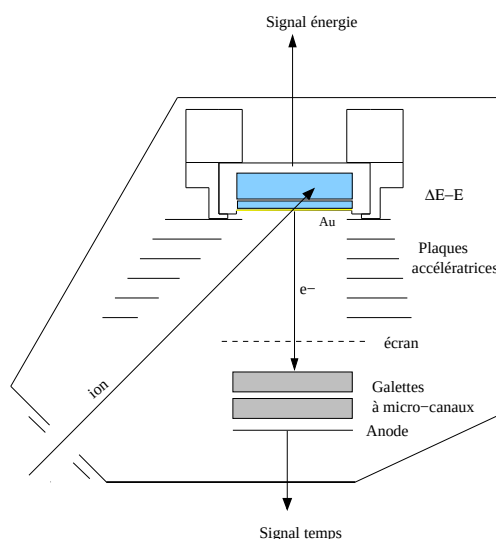


FIG. 2.8 – Schéma de l'ensemble jonctions Si-galettes à micro-canaux R1 ou R2 dédié à la détection des produits lourds de la réaction et surtout les RE .

Les produits de réaction, après avoir parcouru une cinquantaine de cm dans le vide de la chambre à réaction, pénètrent dans la jonction ΔE , et s'ils sont suffisamment énergétiques, la traversent et s'arrêtent dans la jonction E . Durant leur pénétration, les produits de réaction traversent une fine couche d' Au de $500 \text{ \AA}$ déposée par évaporation sur la jonction ΔE . Les électrons secondaires, émis par cette fine couche d' Au , sont accélérés par des plaques en laiton mises à des potentiels de plus en plus élevés et collectés par les galettes à micro-canaux. Les électrons sont alors multipliés (d'un facteur 10^7) et collectés par une anode qui fournit, après amplification, un signal suffisant pour être traité électroniquement.

Les ensembles de détection R1 et R2 fournissent ainsi l'énergie et le temps de vol ou la vitesse des produits de réaction et donc leur masse. Un spectre biparamétrique temps-énergie relevé à l'aide du système de détection R1 lors de la réaction b375 est montré à la figure 2.9.

Les produits de réaction, issus d'une diffusion élastique dans la cible, ont une énergie plus élevée que les produits de réaction issus d'une fusion (résidus d'évaporation ou fragments de fission), et traverseront la jonction ΔE . En faisant une anti-coïncidence entre les

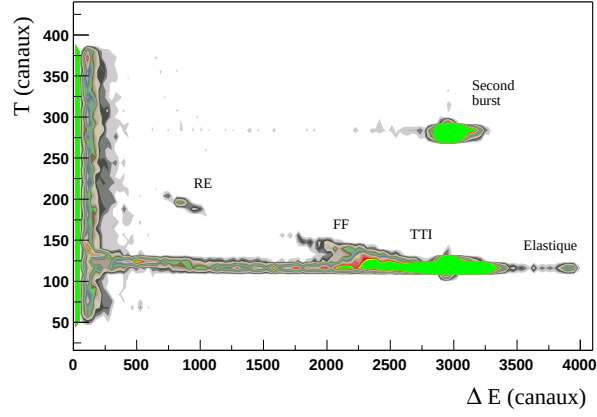


FIG. 2.9 – Spectre type temps de vol-énergie (ΔE) relevé à l'aide de R1 lors de la réaction b375.

jonctions ΔE et E , les deux processus pourront être séparés dans l'analyse des données. Les galettes à micro-canaux ne servent qu'à fournir un temps de vol précis par rapport à la radio-fréquence HF du cyclotron. La résolution temporelle de celles-ci est de l'ordre de 700 ps alors que la résolution en temps des jonctions au Silicium est de 3 à 4 ns.

2.6 Les détecteurs DEMON

Le rôle des 96 cellules DEMON est de détecter, d'identifier les neutrons et de déterminer leur énergie. Une fois les distributions en énergie établies et moyennant la connaissance des distributions doublement différentielles en énergie et en angle théoriques, les multiplicités neutroniques de pré- et de post-scission expérimentales pourront être déterminées (voir chapitre 5).

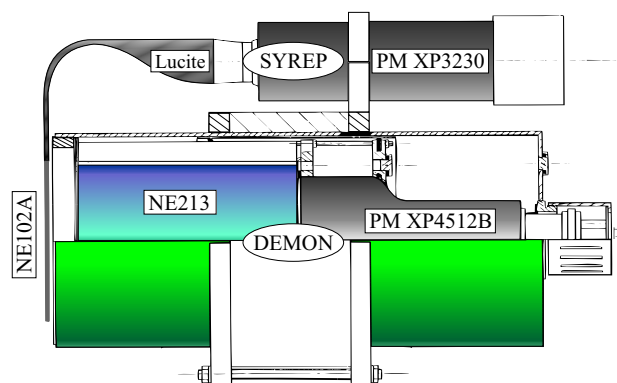


FIG. 2.10 – Cellule DEMON

Les cellules DEMON sont montées sur une sphère de 4 m de diamètre dont le centre se trouve à 5 m au-dessus du sol (figure 2.2). La position surélevée de la structure minimise la détection de neutrons diffusés sur le sol. La distance entre les différentes cellules est telle que la détection d'un neutron diffusé par une autre cellule est négligeable¹.

Une des cellules DEMON est schématisée à la figure 2.10. Elle est composée d'un cylindre en aluminium de 16 cm de diamètre et de 20 cm de profondeur contenant un scintillateur organique liquide du type NE213. Ce cylindre est suivi d'un photo-multiplicateur (PM XP4512B) qui récolte, à travers une plaquette de verre de 10 mm d'épaisseur, la lumière émise lors du passage d'un neutron dans le milieu scintillant. Il convertit ensuite cette lumière en signal électrique qui sera à son tour converti en signal digital par un QDC (charge (Q) to Digital Converter). Cependant, ce n'est pas ce signal qui est utilisé pour déterminer l'énergie des neutrons mais leur temps de vol pour parcourir la distance qui sépare la cible du détecteurs DEMON. La calibration en temps des détecteur DEMON sera décrite en détail au chapitre 5.

La figure 2.10 présente également un autre scintillateur plastique (NE102A) placé devant la cellule DEMON elle-même. Ce détecteur (SYREP) est dédié à la détection et à l'identification des protons. Or, aux énergies de faisceaux utilisés à Louvain-la-Neuve, aucun proton n'a suffisamment d'énergie pour traverser la chambre à réaction et atteindre la cellule DEMON. C'est la raison pour laquelle ce détecteur supplémentaire ne fut pas utilisé lors de nos réactions.

Des plaques de plomb ont par contre été ajoutée devant les cellules DEMON dans le but de minimiser la détection des RX et des γ de basses énergies. La discrimination des γ de plus hautes énergies sera également décrite au chapitre 5.

¹Cet effet, appelé diaphonie, a été étudié en profondeur dans les références [TIL95] et [TIL97].

2.7 Les détecteurs T1 à T6

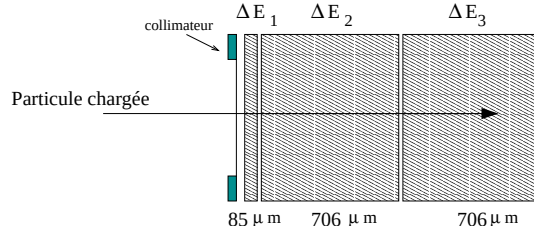


FIG. 2.11 – Schéma simplifié d'un triple-télescope au Si. Les particules chargées y sont identifiées et caractérisées grâce aux corrélations $\Delta E_1 - \Delta E_2$ et $\Delta E_2 - \Delta E_3$.

Les télescopes ont pour fonction la caractérisation des particules chargées légères (PCL), c'est-à-dire la détermination de leur masse, de leur charge et de leur énergie. Une fois les distributions en énergie établies et moyennant la connaissance des distributions doublement différentielles en énergie et en angle théoriques, les multiplicités d'émission de particules chargées pourront être déterminées (voir chapitre 6).

Les télescopes sont composés de trois jonctions au silicium d'épaisseur 85 μm , 706 μm , et de 706 μm respectivement (Figure 2.11) et l'ensemble constitue un cylindre de 2 cm de diamètre utile. Ces épaisseurs ont été choisies pour discriminer au mieux les différentes particules légères dans une gamme en énergie s'étalant de 0 à 40 MeV. Une fine feuille en aluminium de 50 $\mu\text{gr}/\text{cm}^2$ a été placée sur les collimateurs à l'entrée des détecteurs pour arrêter la lumière visible et infrarouge produite dans la cible sous l'impact du faisceau.

Les six télescopes utilisés ont été placés à des angles arrières à cause de l'encombrement géométrique vers l'avant. Ce sont des détecteurs "esclaves" : les particules chargées ne seront acceptées que si elles sont émises en coïncidence avec un événement dans les MWPC ou dans les systèmes de détection R1 ou R2.

Étant donné ces conditions, la faible multiplicité des PCL et le petit angle solide couvert par ces télescopes, la statistique des données ainsi relevées sera faible.

L'identification des particules chargées légères détectées (protons, deutons, tritons et α) est réalisée grâce aux corrélations de type biparamétrique $\Delta E_1 - \Delta E_2$ et $\Delta E_2 - \Delta E_3$ où ΔE_i sont les dépôts d'énergie dans le membre i de chaque télescope. Des spectres types sont montrés à la figure 2.12 relevés par le télescope T6 dans la réaction b375.

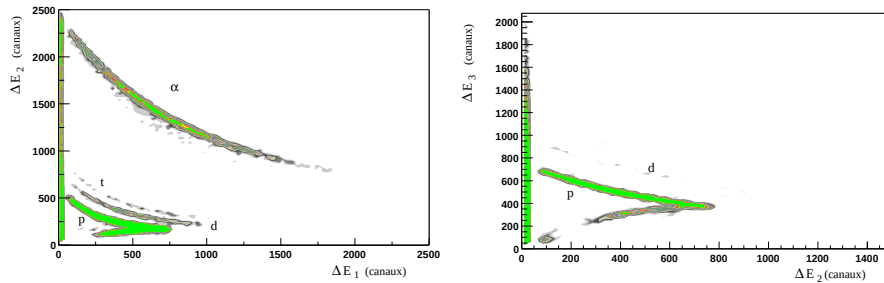


FIG. 2.12 – Spectres types relevés par le télescope T1 dans la réaction b375.

2.8 Les détecteurs CsI1 et CsI2

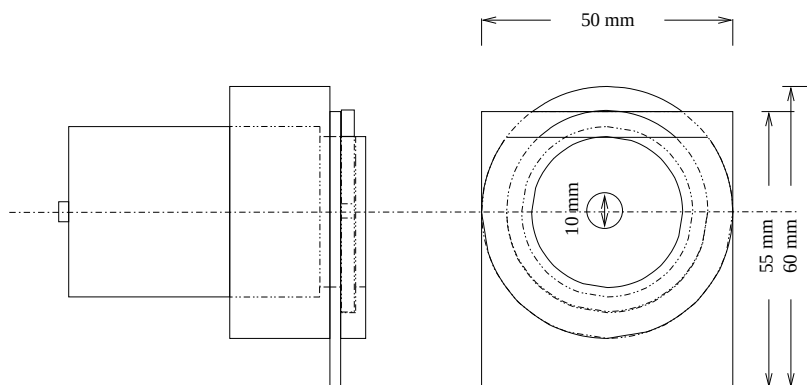


FIG. 2.13 – Détecteur CsI

Les détecteurs CsI1 et CsI2, placés à des angles de 15° à l'avant et de part et d'autre de l'axe du faisceau, étaient destinés au contrôle continu de son intensité et de son alignement. L'alignement du faisceau est en effet contrôlé en comparant l'intensité dans les deux CsI des projectiles diffusés élastiquement.

Ces détecteurs, représentés schématiquement à la figure 2.13, sont composés d'un scintillateur inorganique CsI de 2 cm d'épaisseur collé à une photo-diode. Un collimateur de 10 mm de diamètre a été placé devant l'entrée du détecteur sur lequel est déposée une fine feuille d'aluminium de $50 \mu\text{m}/\text{cm}^2$ pour protéger le CsI de la lumière.

Chapitre 3

Ensemble de détection R1 et R2

3.1 Traitement des données et étalonnage

3.1.1 Sélection des produits de réaction

La figure 3.1a) présente en abscisse l'énergie (non calibrée) laissée dans la jonction ΔE de l'ensemble R1 par les produits de réactions issus de la réaction b375 et en ordonnée leur temps de vol mesuré par les galettes à micro-canaux. La figure 3.1b) présente, le résultat d'une simulation avec le code GEMINI [CHA86] pour les résidus d'évaporation et les fragments de fission (voir chapitre 7). La correspondance entre les deux figures permet d'associer les différents processus nucléaires à une zone particulière de la figure 3.1a), à savoir :

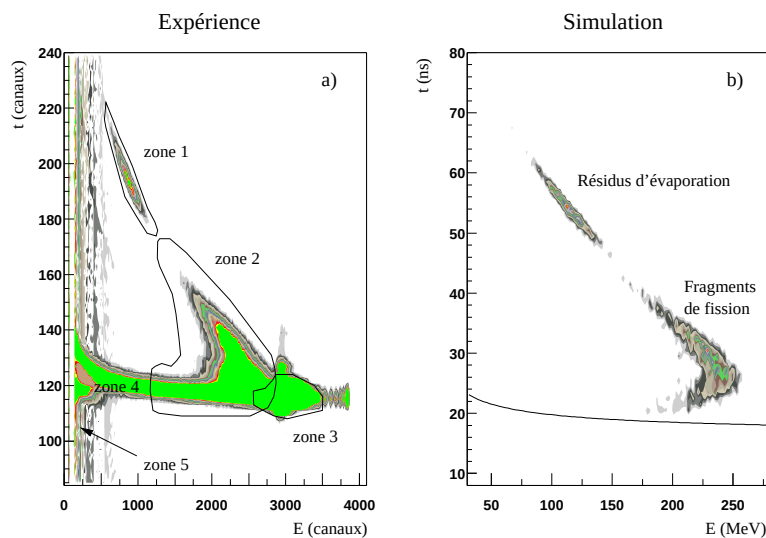


FIG. 3.1 – a) Temps de vol déterminé par les galettes de l'ensemble R1 (en canaux) en fonction de l'énergie (en canaux) déposée dans la jonction ΔE pour la réaction b375. b) Résultat d'une simulation, pour la même réaction, à l'aide du code Gemini (voir chapitre 7).

- zone 1** - Les résidus d'évaporation (RE). On peut constater la facilité avec laquelle on peut les séparer des autres produits de réactions.
- zone 2** - Les fragments de fission (FF). La forme particulière de cette zone s'explique par la cinématique du processus de fission dans nos réactions. Les fragments de fission sont détectés par les systèmes R1 et R2 qu'ils soient émis vers l'avant ou vers l'arrière dans le repère du centre de masse.
- zone 3** - Les projectiles diffusés élastiquement ou "quasi-élastiquement" par les noyaux cibles. Nous expliquerons dans la suite pourquoi cette région est anormalement décalée vers la gauche et se mélange aux fragments de fission. Ce processus n'est pas simulé par le code GEMINI.
- zone 4** - Les projectiles également diffusés élastiquement par les noyaux cibles, mais qui subissent avant d'entrer dans la jonction ΔE une collision sur le bord du collimateur de l'ensemble R1 ou R2 (souvent désigné par "slit scattering"). Pour s'en assurer, nous avons fait passer une ligne continue (figure 3.1b) déduite de la relation analytique suivante :

$$t(E) = \frac{d_{cible-coll}}{1.39} \cdot \sqrt{\frac{E_{proj}}{A_p}} + \frac{d_{coll-\Delta E}}{1.39} \cdot \sqrt{\frac{E}{A_p}} \quad (3.1)$$

Le premier terme de cette expression représente le temps que met le projectile diffusé élastiquement pour parcourir la distance $d_{cible-coll}$ qui sépare la cible du collimateur avec une énergie E_{proj} . Le second terme représente le temps que met le projectile diffusé sur le bord du collimateur pour parcourir la distance $d_{coll-\Delta E}$ qui sépare le collimateur de la jonction ΔE avec une énergie variable E .

- zone 5** - Bruit électronique et particules chargées légères.

3.1.2 Etalonnage en temps des galettes à micro-canaux

La pente de la droite qui relie les positions en canaux au temps de vol réel en ns des produits de réactions relevés avec les galettes est définie à 0.5 ns/canal, caractéristique liée au TDC (Lecroy 3377). L'origine de cette droite a été déterminée à partir du pic en temps des projectiles diffusés élastiquement pour les réactions b375, b354 et b382 dont on peut calculer le temps de vol réel. L'énergie de ces projectiles ainsi diffusés a été calculée en tenant compte des pertes d'énergie dans la cible.

Cependant des erreurs intrinsèques sur l'étalonnage en temps apparaissent à cause des imprécisions existantes des tables de pertes d'énergie des ions lourds et de la dispersion en temps des bursts du faisceau (contrôlée continuellement lors de l'expérience)¹. L'imprécision en temps des galettes à micro-canaux est, quant à elle, négligeable par rapport à celles mentionnées ci-dessus.

3.1.3 Etalonnage en énergie des jonctions

Les jonctions $\Delta E1$ et $\Delta E2$ ont été étalonnées à l'aide d'un faisceau "panaché" composé de projectiles de C, d'O, de Ne, d'Ar, de Fe et de Kr à 2.5 et à 4 MeV/nucléon diffusés

¹Cette dispersion est une caractéristique propre de l'accélérateur. Afin d'affiner la résolution en temps du faisceau extrait, nous avons utilisé la technique dite de "fente au centre" du cyclotron ("single turn extraction").

sur une cible mince d'*Au* ainsi que d'une tri-source radioactive α (Pu, Am, Cm) (Figure 3.2).

Les calibrations des jonctions E1 et E2 ont été réalisées à l'aide de la même tri-source α et d'une source radioactive supplémentaire d' α et de FF (^{252}Cf). La gamme en énergie couverte par ces points de calibration était suffisante pour ces jonctions.

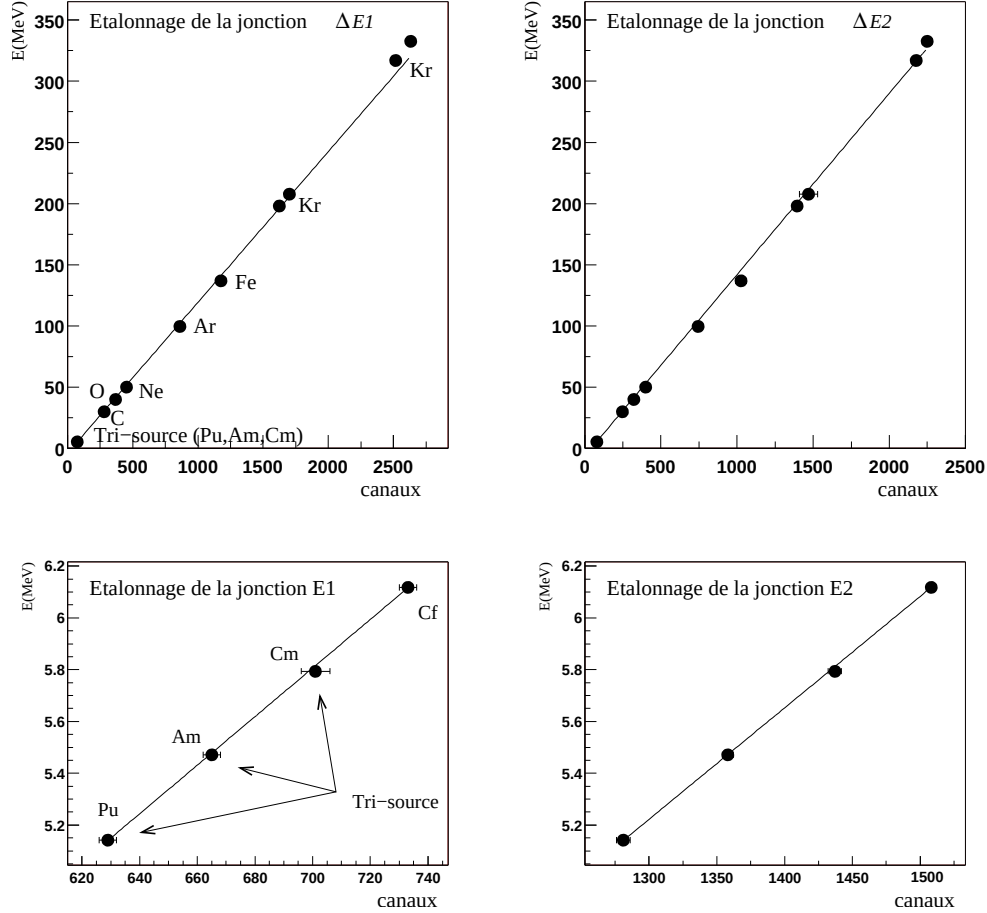


FIG. 3.2 – Etalonnage en énergie des jonctions $\Delta E1$, $\Delta E2$, $E1$ et $E2$ des systèmes de détection R1 et R2 à l'aide de différents faisceaux d'ions lourds délivrés par le cyclotron de Louvain-la-Neuve et de deux sources d' α (tri-source et ^{252}Cf).

Pour s'assurer de la linéarité de l'électronique qui suit les jonctions, des signaux d'amplitude choisie ont été injectés à l'aide d'un "pulseur" calibré dans les préamplis situés directement après les jonctions. Comme l'illustre la figure 3.3, la relation qui lie la hauteur d'impulsion et le canal correspondant est linéaire sur une large gamme en énergie.

L'étalonnage avec le faisceau panaché a été réalisée avant et après l'expérience b382. Dans ce cas, une légère dérive de la pente (Figure 3.4a) a été constatée pour les jonctions $\Delta E1$ et $\Delta E2$. Cette dérive a été prise en compte lors de l'analyse.

La quantité de charges collectées pour une même énergie déposée dans les ΔE diminuait donc avec le temps. Cet effet est lié à une augmentation progressive, au cours d'une expérience, du courant inverse dans les jonctions ΔE soumises à des radiations. Cet effet n'a pas pu être compensé par l'augmentation des tensions de polarisation de ces jonctions.

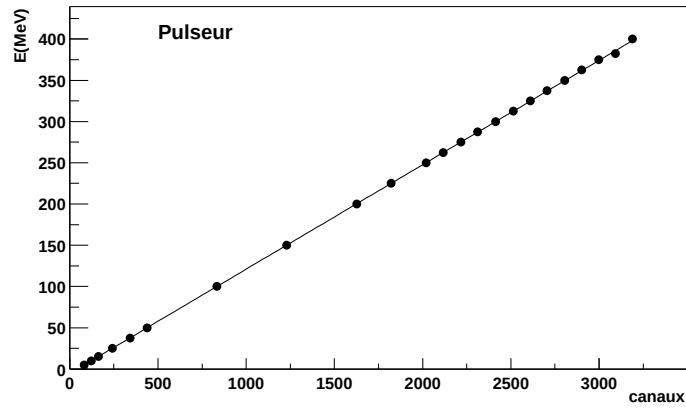


FIG. 3.3 – Energie correspondant à la hauteur d'impulsion injectée par un pulseur au niveau des préamplificateurs associés aux jonctions $\Delta E1$ et $\Delta E2$ en fonction du canal de sortie de l'ADC correspondant.

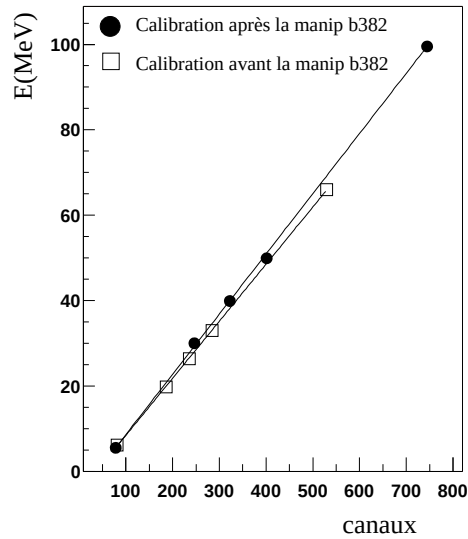


FIG. 3.4 – Calibrations en énergie de la jonction $\Delta E1$ avant et après l'expérience b382 réalisée à partir des diffusions élastiques des faisceaux panachés.

3.1.4 Détermination de l'épaisseur effective des ΔE

Les faisceaux de ^{12}C et d' ^{16}O , accélérés à 4 MeV/nucléon, traversent les ΔE supposées, d'après le constructeur, d'épaisseur nominale de 40 μm . L'énergie laissée par ces noyaux dans 40 μm de Silicium a été calculée avec le code SRIM [ZIE77] et les points replacés sur la droite de calibration (figure 3.5). Or, cette dernière a été réalisée uniquement sur base des mesures à 2.5 MeV/nucléon. A cette énergie tous les projectiles concernés s'arrêtent dans les ΔE .

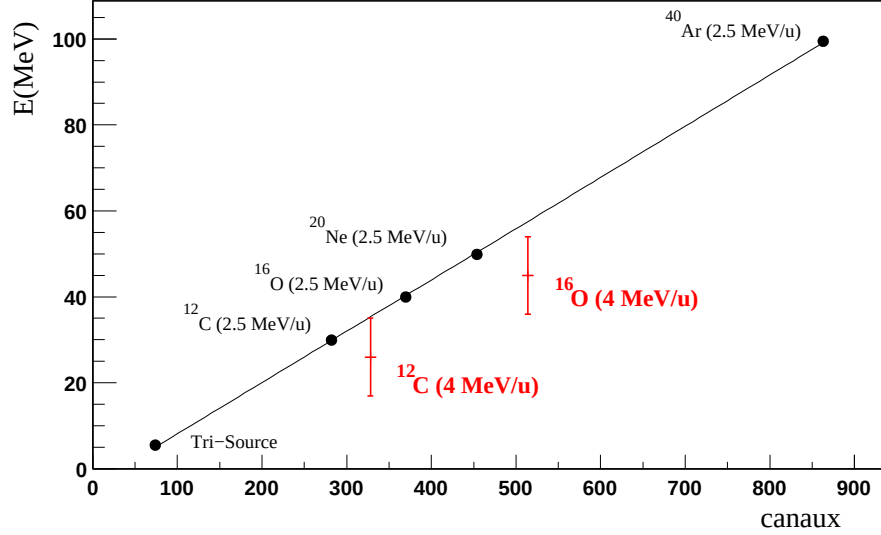


FIG. 3.5 – Les points correspondants aux énergies, supposées être déposées dans une jonction au Silicium de 40 μm , des faisceaux de ^{12}C et d' ^{16}O à 4 MeV/u par rapport à la calibration réelle de la jonction $\Delta E1$ obtenue en utilisant les faisceaux à 2.5 MeV/u.

Il apparaît sur la figure 3.5 que les énergies déposées dans les ΔE par les projectiles de ^{12}C et d' ^{16}O , accélérés à 4 MeV/nucléon, sont plus élevées que prévues, comme si les épaisseurs des jonctions ΔE étaient plus grandes que 40 μm .

L'épaisseur des ΔE , nécessaire pour replacer les deux points ^{12}C et ^{16}O sur les droites de calibration, a été calculée à l'aide du code SRIM à nouveau. Les épaisseurs ainsi obtenues sont de $49 \pm 9 \mu\text{m}$ pour la $\Delta E1$ et de $47 \pm 9 \mu\text{m}$ pour la $\Delta E2$ (voir tableau 3.2). Les erreurs sur ces épaisseurs proviennent essentiellement de la limite en précision du code SRIM.

Faisceau	Energie incidente (MeV)	Energie déposée dans la $\Delta E1$ (MeV)	Epaisseur calculée de la $\Delta E1$ (SRIM)
^{12}C	48	35	$50 \pm 9 \mu\text{m}$
^{16}O	64	59	$48 \pm 9 \mu\text{m}$

TAB. 3.1 – Calcul de l'épaisseur effective de la jonction $\Delta E1$ à partir de l'énergie laissée par les faisceaux de ^{12}C et d' ^{16}O qui la traversent.

L'étalonnage des tri-télescopes (T1 à T6) a été réalisé, en partie, à l'aide de faisceaux d' α et de protons de 2.5, 4 et 5.25 MeV/nucléon. Ces projectiles ont été également utilisés pour déterminer, par la méthode de transmission, les épaisseurs “apparentes” des jonctions ΔE (voir tableau 3.2). Les épaisseurs calculées par ce procédé (et toujours à l'aide du code

Energie incidente des α (MeV)	Energie déposée dans la E1 (MeV)	Epaisseur calculée de la $\Delta E1$ (SRIM)
10	3.47	$56 \pm 10 \mu m$
16	12.26	$54 \pm 10 \mu m$
21	17.84	$57 \pm 10 \mu m$

TAB. 3.2 – Calcul de l'épaisseur apparente de la $\Delta E1$ à partir de l'énergie laissée dans la jonction $E1$ par les α qui traversent la $\Delta E1$.

SRIM) sont de $57 \pm 10 \mu m$ pour la $\Delta E1$ et de $62 \pm 10 \mu m$ pour la $\Delta E2$.

Il semblerait donc que les jonctions ΔE utilisées aient une épaisseur déplétée d'environ $48 \pm 9 \mu m$. Il existerait également une zone non déplétée d'environ $10 \mu m$ située soit à l'arrière de la jonction ΔE soit à l'avant de la jonction E .

L'impact de cette zone morte sur la sélection des événements physiques sera discuté dans la suite.

3.1.5 Défaut d'ionisation des jonctions $\Delta E1$ et $\Delta E2$

Idéalement, les jonctions au Silicium fournissent une impulsion électrique de hauteur proportionnelle à l'énergie déposée par la particule qui s'y arrête ou la traverse. Cependant, il est généralement observé que des ions lourds de faible vitesse fournissent une impulsion plus petite que les ions légers de même énergie. Trois facteurs peuvent générer cet effet connu sous le nom de “Pulse Height Defect” :

- une perte d'énergie dans une zone non déplétée de la jonction. Cette perte d'énergie augmente avec la masse, la charge de l'ion et diminue avec l'énergie de celui-ci.
- une perte d'énergie par des collisions nucléaires dans le Silicium. Si cette perte d'énergie n'est pas ionisante, elle ne contribue pas au signal électrique.
- une ionisation trop forte et trop localisée dans la zone déplétée qui provoque une recombinaison des “charges” et des “trous” qui ne pourront pas être collectés. Cette ionisation est d'autant plus forte que la masse et la charge de l'ion incident est grande.

Une technique utilisée, pour tenir compte de cet effet, est la méthode de correction dite de “Kaufman” [KAU74]. Le paramètre d'entrée de cette méthode est une constante dépendant des caractéristiques du détecteur. Pour déterminer cette constante, il est nécessaire de mesurer expérimentalement un défaut d'ionisation. Pour ce faire, une source de ^{252}Cf émettrice de fragments de fission de propriétés bien définies a été utilisée. La figure 3.6 représente le nombre de ces fragments de fission détectés en fonction de leur énergie (en hauteur d'impulsion) mesurée par la jonction $\Delta E1$. Le spectre expérimental résultant a été ajusté par la somme de deux gaussiennes dans le but de déterminer le canal moyen correspondant à chacun des deux fragments de fission.

En faisant correspondre l'énergie théorique des fragments de fission du ^{252}Cf à leur canal moyen ainsi mesuré, deux nouveaux points ont pu être placés sur la courbe de

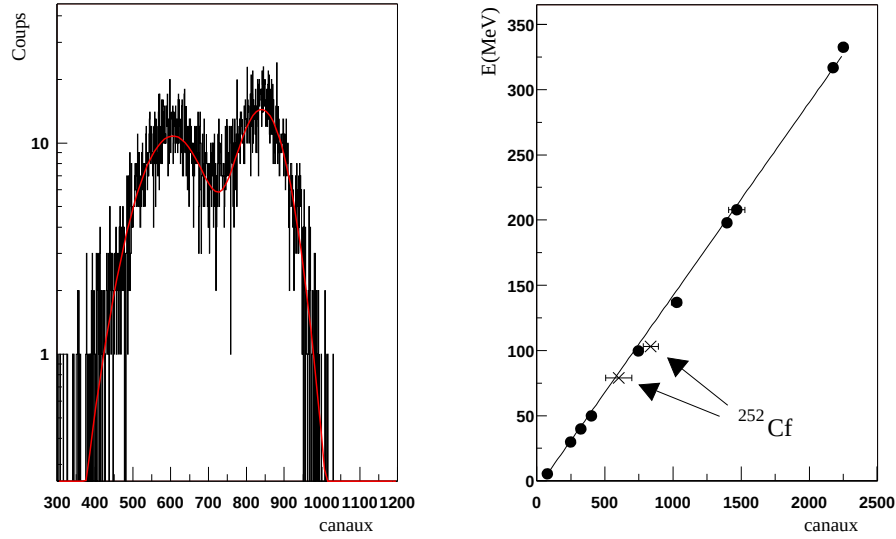


FIG. 3.6 – a) Ajustement du spectre en hauteur d'impulsion des fragments de fission issus d'une source de ^{252}Cf relevé dans la jonction $\Delta E1$, b) Points dus aux fragments de fission du ^{252}Cf replacés sur la droite de calibration déterminée avec les faisceaux panachés de 2.5 MeV/u.

calibration. Il apparaît (Figure 3.6) qu'il n'y a pas de défaut d'ionisation puisque ces deux points coïncident avec la droite. En effet, un défaut d'ionisation pour les ions lourds entraînerait un décalage vers la gauche des points associés aux fragments de fission du ^{252}Cf , de masses plus lourdes que les ions utilisés lors de l'étalonnage en énergie (faisceaux panachés).

Ce résultat peut être interprété comme une conséquence de l'utilisation de jonctions fines (40 à 60 μm) qui favorisent la collecte des charges créées dans la zone déplétée, même pour des ions lourds tels que les fragments de fission du ^{252}Cf . De plus, la région non déplétée semble principalement se situer à l'arrière des jonctions ΔE (voir paragraphe précédent). Or, les fragments de fission et les résidus d'évaporation impliqués dans nos réactions, d'énergie suffisamment faible, s'arrêtent dans les 40 μm efficace des jonctions ΔE .

En conclusion, pour déterminer l'énergie en MeV des produits de réaction détectés par les jonctions ΔE , seul l'étalonnage avec faisceau panaché a été utilisé, sans correction du type "Kaufmann".

3.2 Analyse des événements de diffusions élastiques

3.2.1 Correction des angles

Les positions des détecteurs ont été mesurées par rapport à l'axe de symétrie géométrique $\theta = 0^\circ$ de la chambre à réaction. Or, cet axe ne se confond pas nécessairement avec l'axe optique du faisceau délivré par le cyclotron. Une faible déviation angulaire de 0.1 à

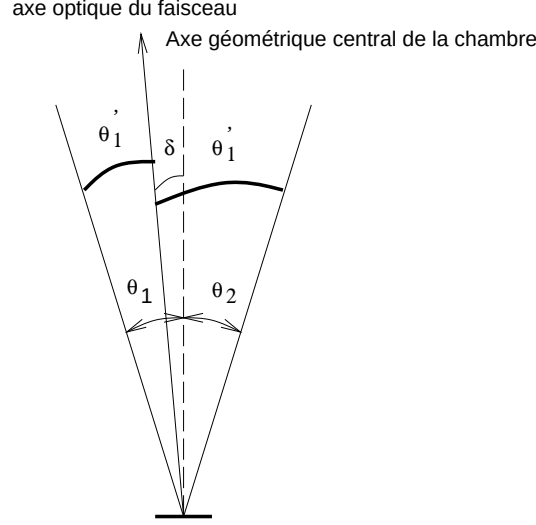


FIG. 3.7 – Illustration de l'effet de la déviation δ du faisceau incident par rapport à l'angle de 0° attendu. Les angles θ_1 et θ_2 sont les angles moyens de détection des Ni diffusés élastiquement à travers des collimateurs placés devant chacun des deux détecteurs $R1$ et $R2$ en présence. θ'_1 et θ'_2 seraient les angles réels de détection par rapport à l'axe optique du faisceau.

0.3° a été constatée entre ces deux axes. Cette déviation a été déterminée en comparant les nombres de projectiles N_1 et N_2 , diffusés élastiquement par une cible de Sn , et détectés par $R1$ et $R2$ respectivement. En approximant la section efficace différentielle de diffusion élastique $d\sigma_{Ruth}/d\Omega$ par $Cste/\sin^4(\theta/2)$ la déviation δ (figure 3.7) se calcule comme suit :

$$\tan \frac{\delta}{2} = \frac{\left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{1/4} \sin \frac{\theta_1}{2} - \sin \frac{\theta_2}{2}}{\left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{1/4} \cos \frac{\theta_1}{2} + \cos \frac{\theta_2}{2}} \quad (3.2)$$

Les positions réelles des systèmes de détection $R1$ et $R2$ par rapport à l'axe du faisceau deviennent alors $\theta'_1 = \theta_1 - \delta$ et $\theta'_2 = \theta_2 + \delta$ où θ_1 et θ_2 sont mesurés par rapport à l'axe de symétrie géométrique de la chambre à réaction.

Le tableau 3.3 présente les résultats obtenus lors des réactions $b375$, $d375$, $b382$ et $d382$.

3.2.2 Section efficace de diffusion élastique

La mesure de la section efficace de diffusion élastique n'est pas absolument essentielle dans le cadre d'une étude sur l'éventuel effet de "peau de neutrons". Cependant elle permet

	θ_1	θ_2	N_1	N_2	δ	θ'_1	θ'_2
b375	7°	7°	8.69E8	1.14E9	-0.24°	7.24°	6.76°
d375	7°	7.5°	8.16E6	1.40E6	-0.15°	7.15°	7.35°
	8°	8.5°	7.28E6	7.77E6	-0.32°	8.32°	8.18°
	9.5°	11°	7.15E6	4.97E6	-0.28°	9.78°	10.72°
b382	7°	7°	1.28E9	1.40E9	-0.08°	7.08°	6.92°
d382	7°	7.5°	7.31E6	7.00E6	-0.21°	7.21°	7.29°
	8°	8.5°	1.09E7	1.17E7	-0.32°	8.32°	8.17°
	9.5°	11°	1.28E7	9.02E6	-0.30°	9.80°	10.7°

TAB. 3.3 – Les angles θ_1 et θ_2 sont les angles des détecteurs R1 et R2 par rapport à l'axe de symétrie de la chambre à réaction. L'angle δ , entre l'axe optique du faisceau et cet axe de symétrie, est calculé à partir du nombre de projectiles N_1 et N_2 provenant d'une diffusion élastique et détectés par R1 ou R2. θ'_1 et θ'_2 sont les angles réels de R1 et R2 par rapport à l'axe optique du faisceau.

de confirmer la validité des facteurs de normalisation qui seront utilisés dans le calcul des sections efficaces de fusion.

Les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ se calculent généralement en normalisant le nombre d'événements N , associés à un processus donné et détectés dans un angle solide $\Delta\Omega$, comme suit :

$$\frac{d\sigma_{exp}}{d\Omega} = N \frac{10^{24} A_c}{T_{TM} N_{inc} R_{burst} e N_{av} \Delta\Omega} \quad (3.3)$$

où A_c est la masse de la cible (en gr/mole), e l'épaisseur de la cible (en gr/cm^2), N_{inc} le nombre de projectiles incidents mesurés par la Faraday, N_{av} le nombre d'Avogadro, $\Delta\Omega$ l'angle solide du détecteur, T_{TM} une correction du temps mort électronique et informatique associé à l'acquisition des données². Le nombre de projectiles incidents N_{inc} est cependant corrigé par le facteur R_{burst} pour tenir compte du second burst du faisceau, non atténué, complètement et que nous rejettons dans l'analyse. N est dans ce cas-ci le nombre de projectiles, associés au premier burst, diffusés élastiquement et détectés dans les jonctions au Silicium des systèmes de détection R1 et R2.

Le nombre de projectiles incidents N_{inc} est calculé en divisant la charge totale (en pC), collectée par la cage de Faraday, par la charge d'un électron et par l'état de charge réel des ions entrant dans la cage de Faraday (voir paragraphe 2.3).

La section efficace de diffusion de type Rutherford se calcule à partir de l'équation 1.9 présentée au premier chapitre. Le tableau 3.4 présente les résultats obtenus d'une part théoriquement à partir de l'équation 1.9 et d'autre part expérimentalement à partir de l'équation 3.3 et des résultats expérimentaux des expériences d375 et d382.

Les résultats sont également présentés à la figure 3.8 où les points expérimentaux sont comparés à la courbe théorique issue de l'équation 1.9. Les barres d'erreurs horizontales représentent l'ouverture angulaire du collimateur placé devant les systèmes de détection R1 et R2.

²Cette correction est déterminée grâce à des données physiques relevées avec temps mort (TM) et sans TM dans des scalars CAMAC.

	θ (°)	$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}$ (b/sr)	$\frac{d\sigma_{exp}}{d\Omega}$ (b/sr)	$\frac{d\sigma_{exp}}{d\sigma_{Ruth}}$
d375 :	7.15	1192	1280	1.07
	7.35	1067	1140	1.07
	8.32	651	693	1.06
	8.18	696	740	1.06
	9.78	341	331	0.97
	10.72	239	230	0.96
d382 :	θ (°)	$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}$ (b/sr)	$\frac{d\sigma_{exp}}{d\Omega}$ (b/sr)	$\frac{d\sigma_{exp}}{d\sigma_{Ruth}}$
	7.21	1111	1130	1.02
	7.29	1062	1080	1.02
	8.32	627	617	0.98
	8.17	674	663	0.98
	9.8	338	311	0.92
	10.70	238	221	0.93

TAB. 3.4 – Sections efficaces différentielles de diffusion élastique des projectiles Ni sur les cibles Sn calculées et mesurées expérimentalement dans les détecteurs R1 et R2 pour les réactions d375 et d382.

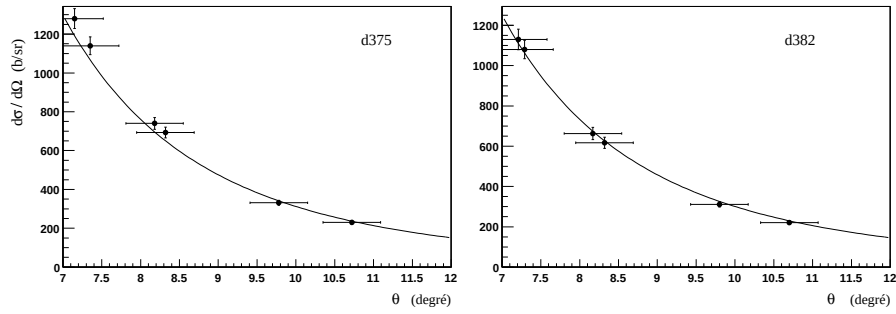


FIG. 3.8 – Sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}$ expérimentales et théoriques (équation 1.9) en fonction de l'angle du détecteur R1 ou R2 dans le repère du laboratoire.

On constate qu'aucune différence entre théorie et expérience ne dépasse 8 %. Cette déviation est principalement liée aux imprécisions instrumentales du dispositif expérimental tels que l'angle solide, les épaisseurs des cibles, ...

Il est à noter que la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ est bien de type Rutherford pour les angles considérés ici, qui sont bien inférieurs à l'angle d'effleurement θ_{graz} à partir duquel des réactions inélastiques apparaissent (voir tableau 1.1).

La figure 3.8 illustre également le fait que l'angle moyen des projectiles entrant dans le collimateur n'est pas forcément situé au centre de celui-ci et peut être décalé légèrement. Cette déviation est présente principalement aux petits angles où la variation de la section efficace est plus conséquente que pour les grands angles. Cet effet sera toutefois négligé dans le calcul des sections efficaces de fusion dont la variation en fonction de l'angle est beaucoup moins abrupte que dans une diffusion du type Rutherford.

Au terme de ce paragraphe, on peut conclure que les facteurs de normalisation, pour la détermination des sections efficaces de fusion-évaporation et de fusion-fission, sont acceptables dans la limite des incertitudes admises. Les états de charge mesurés semblent donc plausibles ainsi que le nombre de projectiles incidents N_{inc} . Ainsi rassurés, nous pouvons entamer la détermination expérimentale des sections efficaces de fusion-évaporation et de fusion-fission.

3.3 Section efficace de fusion-fission

3.3.1 Le problème de la zone-morte dans les jonctions ΔE

Le parcours moyen des noyaux de Ni diffusés élastiquement vers les détecteurs R1 et R2 correspond approximativement, pour du Silicium, à la somme de l'épaisseur calculée de la ΔE déplétée et de l'épaisseur de la zone morte. L'excédent de l'ordre de $10\ \mu m$, non déplété, à l'arrière des jonctions ΔE ou à l'avant des jonctions E , a eu dès lors pour effet d'arrêter dans cette zone, certains projectiles diffusés élastiquement et de sous-estimer leur énergie.

La figure 3.9 (a) représente l'énergie (en canaux) laissée dans la $\Delta E1$ par les événements "élastiques" dans la réaction b375. La courbe "hachurée en rouge" représente les événements élastiques qui ne sont pas détectés par la jonction $E1$.

La figure 3.9 (b) représente l'énergie (en canaux) laissée dans la jonction $E1$ par les événements élastiques. Les événements situés au canal zéro de cette figure sont coïncidents avec la courbe hachurée sur la figure 3.9 (a).

Remarquons, au passage, qu'à cause du choix de la taille des collimateurs devant les systèmes R1 et R2, les ions détectés ne peuvent géométriquement pas entrer dans les ΔE sans entrer dans la E . Il s'agit donc bien d'un effet de zone non déplétée des jonctions plutôt qu'un effet d'angle solide différent de la ΔE et de la E .

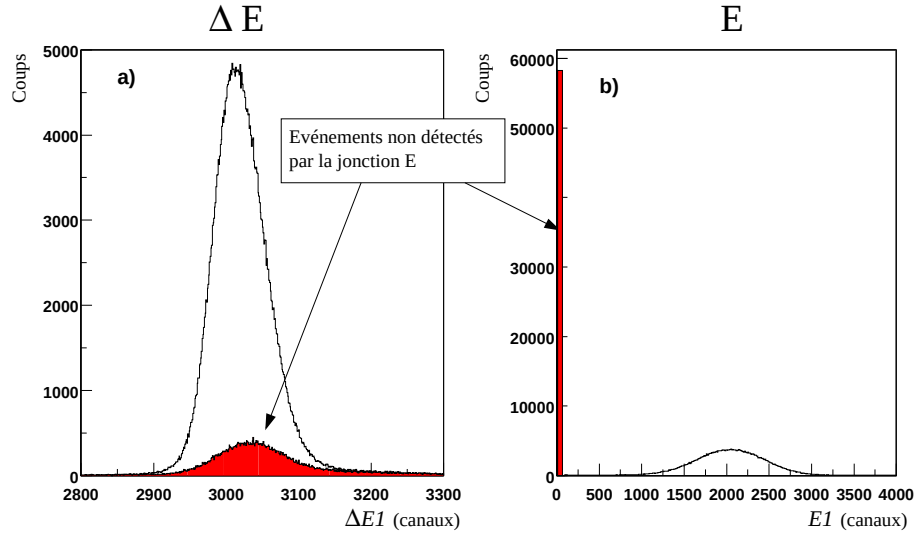


FIG. 3.9 – a) Energie (en canaux) des événements élastiques relevés dans la jonction $\Delta E1$, b) Energie (en canaux) des événements élastiques relevés dans la jonction $E1$ dans la réaction b375.

Ainsi, l'anti-coïncidence entre la ΔE et la E n'a pas permis, comme prévu, d'éliminer entièrement les événements élastiques de l'analyse, et a provoqué, au contraire, leur mélange à ceux associés à la fission (voir figure 3.1). Seules les distributions en masse permirent de séparer, en partie, les événements associés à la fission des événements associés à la diffusion élastique.

3.3.2 Détermination de la section efficace de fusion-fission

Les sections efficaces de fusion-fission σ_{fiss} ont été calculées d'après le procédé suivant :

- Les distributions en masse des fragments de fission résultant des expériences d375 et d382 et calculées après étalonnage en temps et en énergie des systèmes de détection R1 et R2, ont été ajustées par deux gaussiennes, comme le montre la figure 3.10b). L'une ajuste les distributions en masse des événements élastiques ou quasi-élastiques qui n'ont pu être éliminés par l'anti-coïncidence $\Delta E - E$, et l'autre ajuste les distributions en masse des fragments de fission.

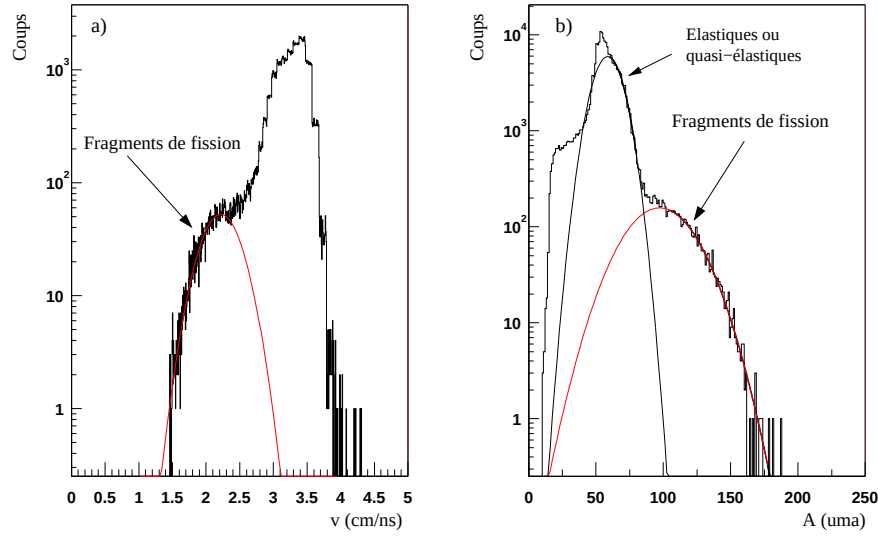


FIG. 3.10 – a) Distribution en vitesse (en cm/ns), dans le repère du laboratoire, ajustée par une gaussienne pour les fragments de fission issus de la réaction d375 et détectés par R1 à un angle $\theta = 7.15^\circ$, b) Distribution en masse ajustée par deux gaussiennes, l'une représentant les événements correspondant aux processus élastiques ou quasi-élastiques et l'autre pour le processus de fission.

Le nombre N de fragments de fission détectés fut calculé en intégrant la gaussienne supposée représenter la distribution en masse des fragments de fission (en rouge sur la figure 3.10 b)).

- Ce nombre de fragments de fission a été déterminé pour les différents angles des détecteurs R1 et R2 (rapportés au tableau 3.3) dans les expériences d375 et d382. A partir de ces nombres, les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de fusion-fission ont pu être calculées, pour ces angles, à partir de l'équation 3.3, à savoir :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N(\theta)}{2} \frac{10^{24} A_c}{T_{TM} N_{inc} R_{burst} e N_{av} \Delta\Omega} \quad (3.4)$$

où N est à présent le nombre de fragments de fission détectés. Celui-ci est divisé par deux car le nombre de processus de fission est égal à la moitié du nombre de FF détectés.

- Les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta})$, exprimées dans le repère du centre de masse, furent ensuite calculées selon le changement de repère suivant (voir appendice

B.25) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|1 + \gamma \cos \bar{\theta}|}{(1 + 2\gamma \cos \bar{\theta} + \gamma^2)^{3/2}} \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{v_{cm}}{v_f}$$

$$tg(\bar{\theta}) = \frac{v_f \sin(\theta)}{v_f \cos(\theta) - v_{cm}}$$

$$\overline{v_f}^2 = v_f^2 + v_{cm}^2 - 2v_f v_{cm} \cos(\theta)$$

où v_{cm} est la vitesse du centre de masse et v_f la vitesse moyenne des FF, supposée constante pour toutes les partitions en masse des fragments de fission et obtenue après ajustement des distributions en vitesse (voir figure 3.10a)).

Les valeurs ainsi obtenues sont représentées dans le tableau 3.5.

Pour d375 :

θ	$\bar{\theta}$	γ	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
7.2	14.6	0.51	726 ± 35	321 ± 67
7.4	15.1	0.52	648 ± 32	284 ± 60
8.2	17.2	0.52	540 ± 26	236 ± 52
8.3	17.2	0.53	469 ± 22	261 ± 57
9.8	20.3	0.53	469 ± 22	206 ± 48
10.7	22.1	0.5	431 ± 21	188 ± 45

Pour d382 :

θ (°)	$\bar{\theta}$ (°)	γ	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
7.2	14.6	0.52	504 ± 20	221 ± 45
7.3	15.1	0.51	607 ± 24	271 ± 56
8.2	17.2	0.53	710 ± 26	300 ± 67
8.3	17.2	0.53	715 ± 27	308 ± 68
9.8	20.3	0.54	547 ± 20	237 ± 54
10.7	22.1	0.54	403 ± 15	176 ± 41

TAB. 3.5 – Sections efficaces différentielles du processus de fusion-fission exprimées dans le repère du laboratoire ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$) et dans le centre de masse ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$) en fonction des angles de détection pour les deux expériences d375 et d382.

Remarquons au passage que les erreurs sur chaque point augmentent lors du passage du repère du laboratoire vers le repère du centre de masse. Cela provient essentiellement de l'erreur faite sur γ , c'est-à-dire sur la vitesse du fragment détecté. Celle-ci a été moyennée et supposée identique pour toutes les asymétries en masse. Cette vitesse moyenne a été obtenue à partir d'un ajustement des distributions en vitesse (figure 3.10 (a)) et possède un écart-type non négligeable.

- Les distributions angulaires $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta})$ ainsi obtenues, ont ensuite été ajustées par une fonction de type $\frac{K}{\sin(\bar{\theta})}$ où K est un paramètre libre ([LAU84] et [CHA86]) (Figure 3.11).

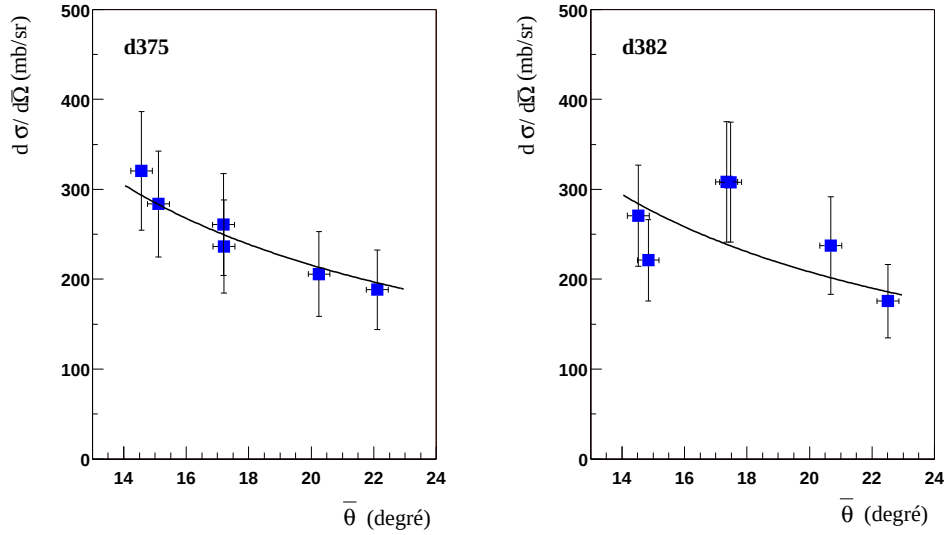


FIG. 3.11 – Ajustements des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta})$ par une fonction de type $\frac{K}{\sin(\bar{\theta})}$ pour les expériences d375 et d382.

Une fois le paramètre K déterminé, la section efficace totale de fission σ_{fiss} est enfin calculée en intégrant $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta}) = \frac{K}{\sin \bar{\theta}}$ sur l'angle solide dans le centre de masse, donnant :

$$\sigma_{fiss} = \int_0^\pi \frac{K}{\sin \bar{\theta}} 2\pi \sin \bar{\theta} d\bar{\theta} = 2\pi^2 K \quad (3.5)$$

Il apparaît que l'ajustement des points expérimentaux dans l'expérience d375 est meilleure que dans l'expérience d382. Ceci est lié au fait que les masses des projectiles ^{64}Ni , accélérés dans la réaction d382, sont plus élevées que les masses des projectiles ^{58}Ni , accélérés dans l'expérience d375. Les processus élastiques ou quasi-élastiques se mélangent donc plus aux événements issus de la fission dans la réaction d382.

Les sections efficaces σ_{fiss} ainsi obtenues sont représentées dans le tableau 3.6. Les sections efficaces totales de fission ne semblent donc pas être différentes pour les réactions b375 et b382 dans les barres d'erreurs.

Il est important de noter ici que l'hypothèse, selon laquelle les distributions angulaires $d\sigma/d\Omega$ sont proportionnelles à $1/\sin \bar{\theta}$, n'est correcte que si l'émission des fragments de fission se fait de manière isotrope dans le centre de masse dans un plan perpendiculaire au moment angulaire du noyau composé. C'est bien le cas si le temps de vie du noyau composé est suffisamment grand avant sa fission.

Réaction	σ_{fiss} (mb)
d375	1457 ± 130
d382	1404 ± 127

TAB. 3.6 – Sections efficaces totales du processus de fusion-fission obtenues à partir des expériences d375 et d382.

Rappelons à ce niveau que le processus de fusion-fission conventionnelle identifié dans cette analyse ne distingue pas les événements issus du mécanisme de fission conventionnelle de celui de fission rapide. Nous y reviendrons lors des comparaisons théoriques.

3.4 Section efficace de fusion-évaporation

3.4.1 Introduction

Les distributions en vitesse des résidus d'évaporation (RE) ont été obtenues à partir d'une sélection sur la zone 1 de la figure 3.1. Or, la vitesse et l'angle des RE détectés dépendent des caractéristiques suivantes :

- a) Du nombre, du type et de l'angle des particules légères émises par le noyau composé après sa formation. En effet, chaque particule légère, telle que les neutrons, protons ou α , entraîne avec elle une certaine quantité de mouvement provoquant un recul du noyau résiduel et par conséquent un élargissement de sa distribution en vitesse et en angle autour de sa direction initiale, à savoir l'axe du faisceau incident.
- b) De la profondeur dans la cible où la fusion a eu lieu. Les pertes d'énergie ne sont pas identiques si la réaction a lieu au début ou en fin de l'épaisseur de la cible.
- c) De la dispersion en angle et en énergie ("straggling") liée à toute perte d'énergie.
- d) De la résolution temporelle du faisceau incident.

La distribution doublement différentielle en vitesse v_{re} et en angle θ des RE affectée par la première contribution (a) est souvent décrite par la courbe dite de "Morgenstern" [MOR83] (voir en annexe C la démonstration de l'équation C.11) :

$$\frac{d^2\sigma_{re}}{d\Omega dv_{re}} = K v_{re}^2 e^{-\frac{(v_{re}-v_{nc}\cos(\theta))^2}{2S^2}} e^{-\frac{v_{nc}^2\sin(\theta)^2}{2S^2}} \quad (3.6)$$

où v_{nc} est la vitesse du noyau composé au moment de sa formation. La section efficace de fusion-évaporation se calcule en intégrant la courbe de Morgenstern sur les angles θ et la vitesse v_{re} , à savoir :

$$\sigma_{re} = (2\pi)^{3/2} K S^3 \quad (3.7)$$

Cependant les paramètres K et S ne sont pas connus. Or il ne suffit pas d'ajuster la courbe expérimentale des RE par l'équation 3.6 pour les extraire. En effet, les caractéristiques b), c) et d) contribuent également à l'élargissement de la distribution en vitesses des RE et celles-ci ne sont pas prises en compte dans l'expression de Morgenstern. Il a donc fallu faire une simulation réaliste pour tenir compte de ces effets expérimentaux non reproductibles par une simple systématique.

3.4.2 Description de la simulation

Par simplification, la taille du faisceau sur la cible a été supposée négligeable³. La cible a été divisée en plusieurs tranches fines verticales d'épaisseur Δx . En chaque tranche, il a été supposé que le projectile a une probabilité égale de fusionner avec un noyau de la cible au vu de la faible variation de la section efficace avec l'énergie.

Le diagramme de la figure 3.12 représente un schéma général du programme de simulation des effets discutés aux points (a), (b), (c) et (d). Le projectile entrant dans la cible de masse A_c possède une énergie E_p , une masse A_p et une charge Z_p . A une profondeur

³En réalité, le faisceau est focalisé avec une tache de 3 mm de diamètre sur la cible

x donnée de la cible, il a une petite probabilité $P(x)$ de fusionner dans l'épaisseur Δx (mg/cm^2). Cette probabilité est calculée par le rapport suivant :

$$P(x) = \frac{N_{re}}{N_{inc}} = \sigma_{re} \cdot \frac{\Delta x}{A_c} N_{av} \cdot 10^{-27} \quad (3.8)$$

où N_{re} et N_{inc} sont respectivement le nombre de résidus sortant, quelque soit leur angle, et le nombre de projectiles incidents. σ_{re} est la section efficace de fusion-évaporation en barn de l'équation 3.7. Celle-ci dépend des paramètres variables K et S.

Si le projectile ne fusionne pas, il continue dans la cible selon une trajectoire rectiligne. Sa nouvelle énergie est prise aléatoirement (fonction straggling) dans une distribution gaussienne centrée autour de $E_p - \Delta E_p$ où ΔE_p est la perte d'énergie dans la tranche d'épaisseur Δx . L'épaisseur traversée est maintenant $x + \Delta x$. Le projectile entre dans une nouvelle tranche dans laquelle il peut à nouveau fusionner.

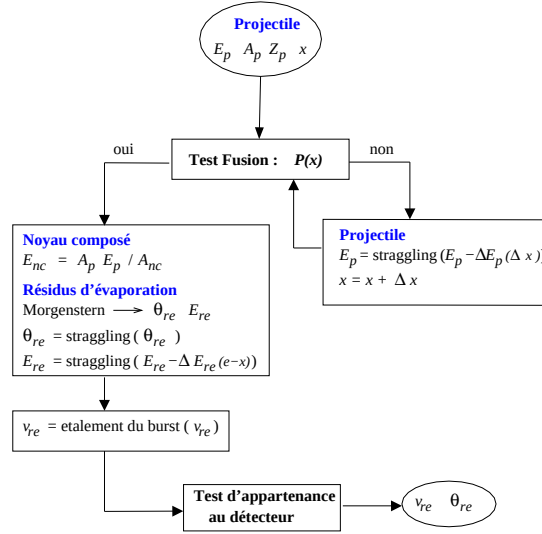


FIG. 3.12 – Diagramme général du programme de simulation des effets physiques et cinématiques affectant la distribution en vitesse v_{re} et en angle θ_{re} des RE.

Si le projectile fusionne, il y a formation d'un noyau composé d'énergie E_{nc} et de masse A_{nc} . Ce noyau composé émet directement après sa formation des particules légères qui le dévient de sa trajectoire. Une fois évaporé, on appelle le noyau restant : résidu d'évaporation (RE). Un tir aléatoire dans la distribution de Morgenstern de paramètre fixé K et S, et de paramètre $v_{nc} = 1.39\sqrt{\frac{E_{nc}}{A_{nc}}}$ dépendant de l'endroit où se fait la réaction, fournira l'angle θ_{re} et la vitesse v_{re} du RE.

L'énergie des RE sortant de la cible est obtenue par un tir aléatoire dans une gaussienne centrée autour de $E_{re} - \Delta E_{re}$ où ΔE_{re} est la perte d'énergie dans l'épaisseur restante à traverser dans la cible, à savoir $(e - x)$. Or, sur sa trajectoire, le RE peut être dévié élastiquement par les atomes de la cible. C'est la raison pour laquelle la fonction "straggling" agit à nouveau sur l'angle de sortie θ_{re} des RE.

La vitesse des RE est ensuite étalée, par un nouveau tir aléatoire dans une gaussienne, pour tenir compte de la résolution temporelle du paquet du faisceau incident.

C'est de cette manière que l'angle θ_{re} et la vitesse v_{re} des RE sont déterminés à la sortie de la cible. L'angle ϕ_{re} est obtenu à partir d'un tir aléatoire homogène entre 0 et 360°. Enfin, seuls les RE qui entreront, après cette démarche, dans le collimateur du détecteur R1 ou R2 seront conservés et leurs caractéristiques stockées dans un fichier.

3.4.3 Calcul de la section efficace de fusion-évaporation

Cette section efficace est calculée à partir de l'équation 3.7. Les paramètres K et S introduits dans la simulation sont déterminés de manière itérative de telle manière que la courbe obtenue par la simulation ajuste au mieux la distribution en vitesse expérimentale des RE. La figure 3.13 représente la section efficace différentielle $\frac{d^2\sigma_{re}}{d\Omega dv}$ où les points expérimentaux proviennent des expériences b375 et b382.

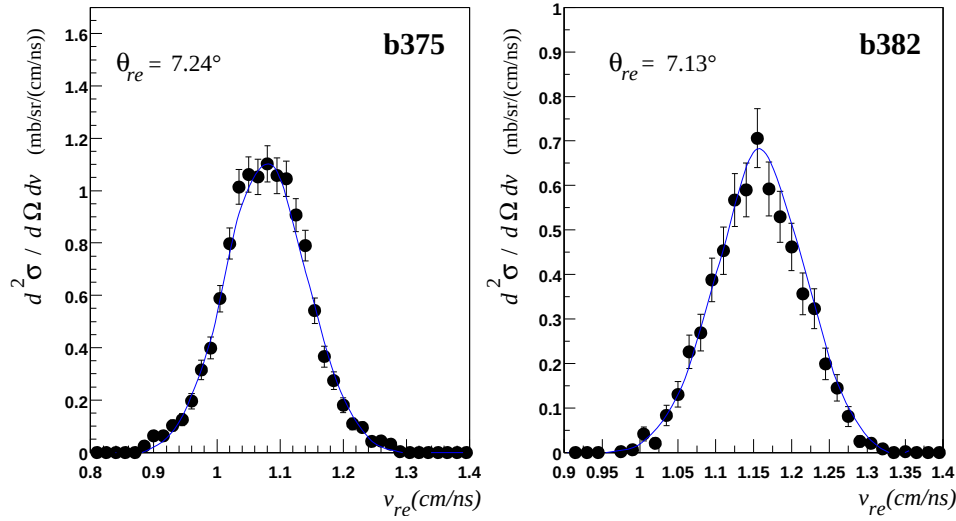


FIG. 3.13 – Distributions en vitesses des RE issues des expériences b375 et b382 et issues des simulations (en trait plein).

Les sections efficaces totales de fusion-évaporation σ_{re} ainsi obtenues sont listées dans le tableau 3.7. De même, les valeurs obtenues directement, après ajustement des points expérimentaux par l'équation de Morgenstern 3.6, sont présentées dans le second tableau.

De cette comparaison, il apparaît que les paramètres S “apparents”, qui illustrent l'étalement de la distribution en vitesse des RE, sont dans ce cas légèrement plus grands que ceux obtenus avec la simulation discutée au paragraphe précédent. En effet, celle-ci tient compte des effets indiqués au point b), c) et d) du paragraphe 3.4.1 contrairement à l'ajustement direct. Toutefois, cette légère augmentation affecte très sensiblement les valeurs du paramètre K et par conséquent les valeurs de σ_{re} (voir tableau 3.7).

Les erreurs sur les sections efficaces σ_{re} seront discutées au paragraphe 3.4.5.

3.4.4 Comparaison de la simulation avec les expériences d375 et d382

Les résultats des distributions en vitesse des RE provenant de la simulation doivent également être comparés aux résultats issus des expériences sur les distributions angulaires d375 et d382.

Ajustement avec la simulation :				Ajustement sans la simulation :			
Réaction	S	K	σ_{re} (mb)	Réaction	S	K	σ_{re} (mb)
b375	0.061	14.1	50	b375	0.065	8.0	36
b382	0.054	20.0	50	b382	0.056	13.2	37

TAB. 3.7 – Valeurs des paramètres K et S obtenues après ajustement des points expérimentaux des expériences b375 et b382 avec la simulation ou directement à partir de l'équation de Morgenstern 3.6. Valeurs des sections efficaces σ_{re} résultantes. Les erreurs sur ces valeurs seront discutées au paragraphe 3.4.5

Les distributions en vitesses des RE pour les différentes positions angulaires des systèmes de détection R1 et R2 (montrées aux figures 3.14 et 3.15), ainsi que les distributions angulaires $\frac{d\sigma_{re}}{d\Omega}$ et $\frac{d\sigma_{re}}{d\theta}$ (figures 3.16 et 3.17) ont été comparées avec les résultats des simulations dans lesquelles les valeurs des paramètres K et S sont celles déterminées précédemment à partir des données des réactions b375 et b382.

Il apparaît qu'il y a un accord satisfaisant entre les résultats de la simulation (en trait plein) et les points expérimentaux. L'hypothèse selon laquelle le noyau composé émet isotropiquement les neutrons semble donc confirmée. On observe cependant sur les distributions angulaires $\frac{d\sigma_{re}}{d\theta}$ (présentées figure 3.16 b) et 3.17 b)) que les points expérimentaux sont légèrement (sur un graphique semi-logarithmique) plus élevés que la courbe issue de la simulation. L'explication est à chercher dans les approximations faites dans la simulation. Il y a tout d'abord le fait d'avoir négligé le "straggling" angulaire des projectiles avant qu'ils ne fusionnent (cet effet est cependant très faible), mais surtout le fait d'avoir négligé la taille du faisceau car elle n'était pas déterminée expérimentalement avec précision. Or, pour améliorer la statistique, l'intensité du faisceau a été augmentée de 1.8 nA pour les points à 7°, jusqu'à 3.5 nA pour les angles au dessus de 9° afin de compenser la décroissance de la section efficace. Cette augmentation d'intensité implique un élargissement inévitable du faisceau qui rend la simulation d'autant moins fidèle.

3.4.5 Calcul d'erreur sur la section efficace de fusion-évaporation

Chaque point expérimental de la figure 3.13 est entaché d'une erreur statistique et d'une erreur systématique qui ont été simplement additionnées linéairement, à savoir :

$$\Delta\left(\frac{d^2\sigma_{re}}{d\Omega dv}(v)\right) = \Delta(f) = \Delta(f)_{stat} + \Delta(f)_{syst} \quad (3.9)$$

En abscisse, les vitesses ne sont entachées que des erreurs dues aux imprécisions des calibrations. Or celles-ci dépendent de l'imprécision sur les distances de vol d mais surtout de l'imprécision des tables des pertes d'énergie des ions dans la cible. En effet, l'étalonnage en temps des galettes à microcanaux est basée sur le temps théorique que mettent les projectiles, élastiquement diffusés, pour parcourir la distance d (voir paragraphe 3.1.2). Or ce temps est calculé en tenant compte de la perte d'énergie dans la cible. En prenant les cas extrêmes, c'est-à-dire si nous surestimons ou sous-estimons la perte d'énergie dans la cible de 15 %, l'erreur sur les vitesses des résidus d'évaporation vaut, dans le pire des

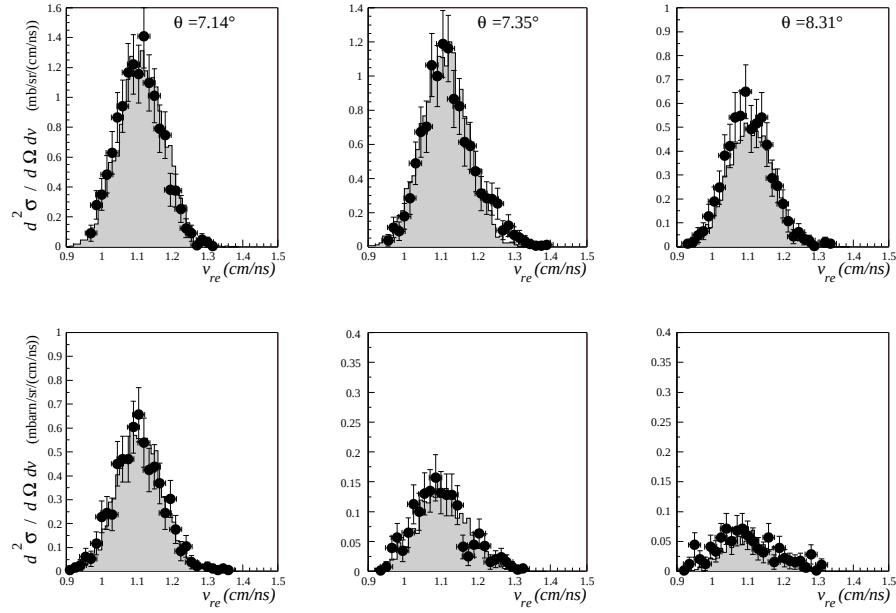


FIG. 3.14 – Spectres de la distribution en vitesse des résidus d'évaporation en fonction de l'angle de détection des systèmes de détection R1 et R2. Sont représentés les points expérimentaux (d375) et la simulation (histogramme en trait plein et hachuré)

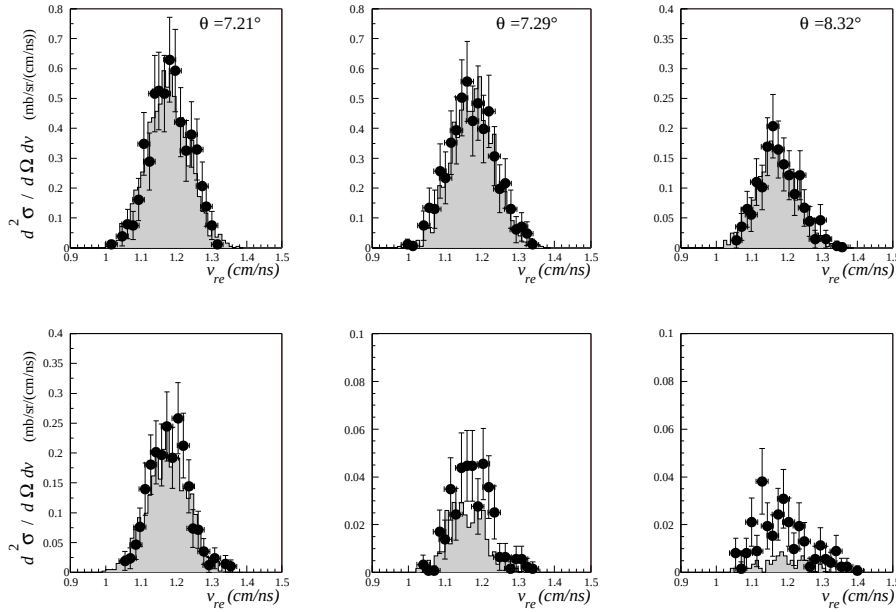


FIG. 3.15 – Spectres de la distribution en vitesse des résidus d'évaporation en fonction de l'angle de détection des systèmes de détection R1 et R2. Sont représentés les points expérimentaux (d382) et la simulation (histogramme en trait plein et hachuré)

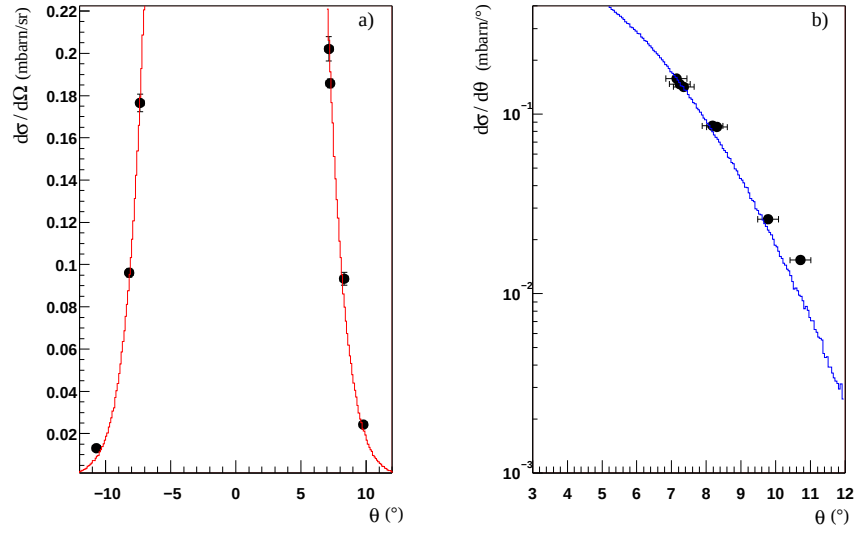


FIG. 3.16 – Distributions $\frac{d\sigma_{pe}}{d\Omega}$ et $\frac{d\sigma_{pe}}{d\theta}$ expérimentales (d375) et le résultat de la simulation (trait plein) utilisant les valeurs de K et S extraites de l'analyse de l'expérience b375 (et présentée au tableau 3.7)

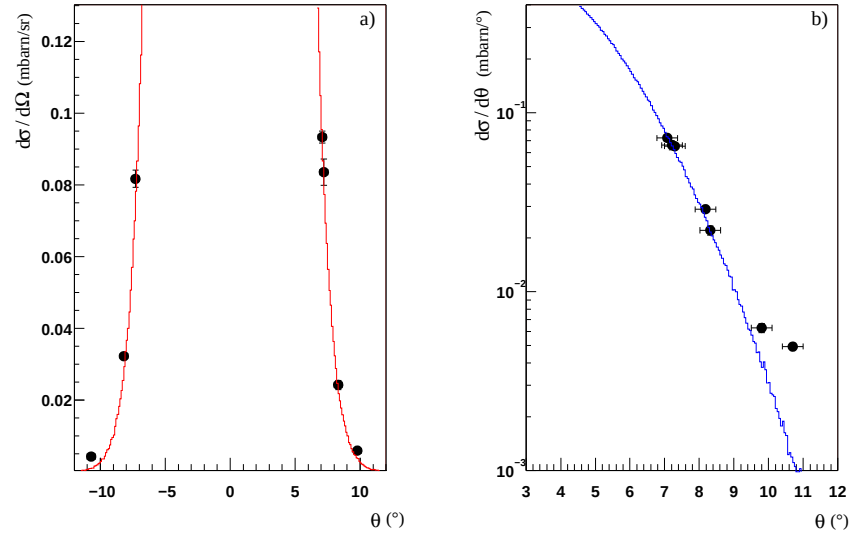


FIG. 3.17 – Distributions $\frac{d\sigma_{pe}}{d\Omega}$ et $\frac{d\sigma_{pe}}{d\theta}$ expérimentales (d382) et le résultat de la simulation (trait plein) utilisant les valeurs de K et S extraites de l'analyse de l'expérience b382 (et présentée au tableau 3.7)

cas, 1 % :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta d}{d} + 0.01 \cong 0.01 \quad (3.10)$$

En ordonnée, les sections efficaces différentielles expérimentales

$$\frac{d^2\sigma_{re}}{d\Omega dv_{re}}(v_{re}) = FACT N_{re}(v_{re})$$

sont entachées de l'erreur statistique sur le nombre de résidus N_{re} et des erreurs expérimentales associées au facteur de normalisation $FACT$. Or le facteur $FACT$ dépend essentiellement de l'angle solide Ω et de l'épaisseur de la cible e dont les erreurs relatives valent :

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = 2\left(\frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta r}{r}\right) = 0.03 \quad (3.11)$$

$$et \quad \frac{\Delta e}{e} = 0.03 \quad (3.12)$$

où d est la distance entre la cible et la jonction ΔE et dont l'erreur a été estimée à 1 mm et où r est le rayon du collimateur dont l'erreur a été estimée à 1.6 %.

En résumé, en abscisse, les erreurs statistiques et systématiques ont été calculées comme suit :

$$(\Delta f)_{syst} = \left(\frac{\Delta e}{e} + \frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right) FACT N_{re}(v) \quad (3.13)$$

$$(\Delta f)_{stat} = FACT \sqrt{N_{re}(v)} \quad (3.14)$$

Les erreurs sur chaque point, des courbes expérimentales $\frac{d^2\sigma_{re}}{d\Omega dv_{re}}$ représentées à la figure 3.13, ont été estimées en additionnant les erreurs statistiques et expérimentales. Ensuite, pour calculer l'erreur sur les sections efficaces de fusion-évaporation, les paramètres K et S ont été modifiés dans des intervalles tels que la courbe en trait plein de la simulation passe toujours par les barres d'erreurs horizontales et verticales des points expérimentaux (figure 3.13). Elles ont ensuite été calculées en prenant la différence des valeurs extrêmes des sections efficaces calculées à partir de l'équation 3.7. L'ensemble de ces résultats sont repris au tableau 3.8.

Réaction	σ_{re} (mb)	$\Delta\sigma_{re}$ (mb)
b375	50	5
b382	50	8

TAB. 3.8 – Sections efficaces σ_{re} résultant de l'ajustement des courbes issues de la simulation et leurs erreurs respectives pour les expériences b375 et b382 (voir texte pour les détails)

3.5 Conclusion

A partir des résultats finaux issus de l'analyse des données des systèmes de détection R1 et R2, les conclusions suivantes peuvent être tirées :

- A cause de la zone morte des ΔE une partie des événements de la diffusion élastique et quasi-élastique se sont trouvés mélangés aux événements de la fission. C'est la raison pour laquelle les erreurs sur les sections efficaces de fusion-fission sont relativement élevées. **La seule conclusion possibles dans ce cas, est la suivante : les sections efficaces de fusion-fission sont égales pour les réactions b375 et b382 à 130 mb près.**
- Pour réduire les erreurs liées à l'effet de "straggling" en énergie et en angle, à la résolution temporelle des paquets du faisceau délivré par le cyclotron, et à l'épaisseur de la cible, une simulation a été réalisée pour ajuster les spectres en vitesses des résidus d'évaporation. **Cependant la conclusion reste la même : les sections efficaces de fusion-évaporation calculées à l'aide de la simulation sont également identiques pour les réactions b375 et b382 dans les barres d'erreurs.**
- Les deux points précédents impliquent dès lors que les sections efficaces totales de fusion ($\sigma_{fusion} = \sigma_{fiss} + \sigma_{re}$) sont presque identiques pour les deux réactions étudiées $^{58}Ni(375.5 MeV) + ^{122}Sn$ et $^{64}Ni(382.5 MeV) + ^{116}Sn$ (voir tableau 3.9). **En conclusion, l'effet de peau de neutron n'a donc pas été mis en évidence dans la voie d'entrée. De même, la probabilité qu'a le noyau de se désexciter par évaporation ou par fission est indépendant de la manière dont il a été créé.**

Réaction	σ_{fusion} (b) expérimentale	σ_{fusion} (b) théorique
b375	1.5 ± 0.13	0.86
b382	1.45 ± 0.13	0.82

TAB. 3.9 – Sections efficaces de fusion théoriques [WIL80] et expérimentales

- Les sections efficaces de fusion calculées au premier chapitre (tableau 1.3) à partir d'un modèle statique [WIL80], peuvent à présent être comparées à celles obtenues expérimentalement (voir tableau 3.9). On constate que les sections efficaces expérimentales sont presque deux fois plus grandes que les sections efficaces théoriques. Cette différence provient du fait que la sélection sur la fission (zone 2 de la figure 3.1) ne permet pas la séparation de la fission des TTI. De plus, l'ajustement effectué sur les spectres en masse (figure 3.10) n'élimine pas un grand nombre de produits de réaction, qui ne sont pas des fragments de fission, mais issus d'interactions du type diffusions très inélastiques, qui se mélangent à la fission sur toute la distribution en masse. Cette explication sera confirmée avec les données issues des chambres à multi-fils et à l'aide du code de simulation HICOL dont les calculs seront présentés au chapitre 7.

Il y a 20 ans, les sections efficaces de fusion-évaporation ont également été mesurées pour les réactions $^{58,64}Ni + ^{112 \rightarrow 124}Sn$ à des énergies de projectiles dans le laboratoire

comprises entre 235 et 320 MeV [FRE83]. La figure 3.18 présente leurs résultats nous

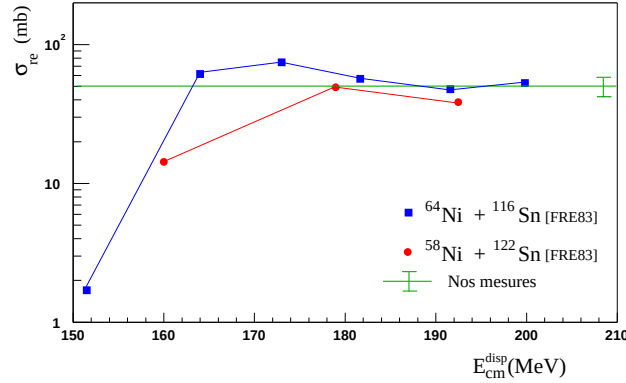


FIG. 3.18 – Sections efficaces de fusion-évaporation pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ (b375) et pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$, à des énergies proches de la barrière Coulombienne, en fonction de l'énergie disponible dans le repère du centre de masse E_{cm}^{disp} (référence [FRE83]).

concernant, à savoir les sections efficaces de fusion-évaporation des réactions $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$. Une première constatation montre qu'à basse énergie (160 MeV) les sections efficaces de fusion-évaporation sont petites. En effet, l'énergie du projectile n'est, dans ce cas, pas suffisante pour surmonter la barrière Coulombienne. A des énergies disponibles dans le centre de masse de l'ordre de 170 MeV par contre, (figure 3.18) la section efficace est maximale. L'énergie est suffisante pour former un noyau composé d'énergie d'excitation et de moment angulaire minimal. Dès lors, la probabilité de fission de celui-ci est également minimale⁴. C'est à ces énergies que la distribution en charge dans les deux noyaux joue un rôle sur la répulsion Coulombienne. On constate en effet que la fusion-évaporation semble plus probable dans la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$ où le projectile est riche en neutrons.

A plus hautes énergies par contre, les sections efficaces de fusion-évaporation semblent devenir constantes pour toutes les réactions étudiées par ces auteurs [FRE83]. Ceci démontre donc que l'effet de peau de neutron, sur la section efficace de fusion-évaporation, devient négligeable dès que l'énergie disponible dans le centre de masse est supérieure à 200 MeV.

La ligne horizontale (en vert) représente le résultat expérimental obtenu dans nos réactions b375 et b382 où les énergies disponibles dans le centre de masse sont de 254.5 MeV et de 246.5 MeV respectivement. Ces résultats sont assez proches des valeurs vers lesquelles tendent les courbes présentées à la figure 3.18.

En outre, il a été calculé récemment un effet similaire dans les réactions $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ et $^{48}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$ [WAN03]. Ces auteurs ont démontré que la section efficace de fusion σ_{fusion} est plus élevée dans la seconde réaction dans laquelle le projectile ^{48}Ca possède une peau de neutron. Cependant, ils ont montré que cet effet de peau de neutron s'amenuise dès que l'énergie devient supérieure à la barrière Coulombienne.

⁴Elle passe de 10% lorsque $E_{cm}^{disp} = 170\text{MeV}$ à 70% lorsque $E_{cm}^{disp} = 200\text{MeV}$ (voir [LES86])

Chapitre 4

Chambres à multi-fils MWPC1 et MWPC2

4.1 Etalonnage

4.1.1 Etalonnage en position des MWPC

Devant chacune des deux chambres à multi-fils a été placée une plaque en aluminium trouée qui ne laisse passer les particules à détecter qu'à certaines positions pré-définies (x,y) (Figures 4.2 et 4.3). Chaque fois qu'un ion passe par un de ces trous, il fournit une impulsion sur un fil en x et une impulsion sur un fil en y. Ces impulsions passent à travers une ligne à délai (ou ligne à retard) qui induit au signal un retard d'autant plus grand que la position du trou est éloignée des bords de la chambre (Figure 4.1). En fait, une partie

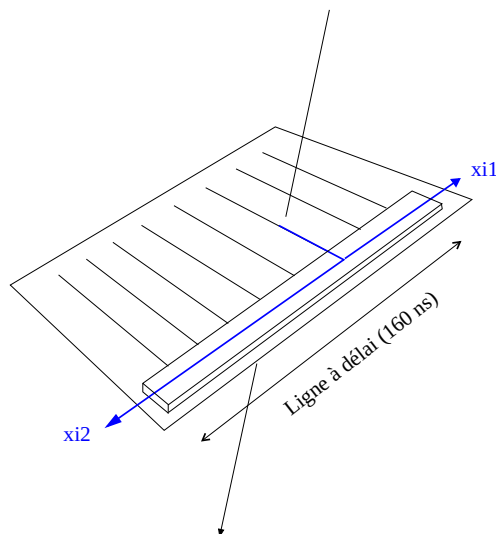


FIG. 4.1 – Schéma descriptif des fils en x et de la ligne à délai d'un des deux MWPC.

du signal provenant du fil parcourt la ligne à délai dans un sens, et une autre partie dans

le sens opposé. On désigne par X_{i1} et Y_{i1} les impulsions provenant des fils x et y d'un côté de la ligne à délai, et X_{i2} et Y_{i2} les impulsions provenant de l'autre côté de la ligne à délai ($i=1$ pour MWPC1 et $i=2$ pour MWPC2). Les TDC fournissent donc des temps entre le signal START déclenché par la HF du cyclotron, validée par le signal de la cathode, et le STOP correspondant à l'arrivée des impulsions X_{i1} , X_{i2} , Y_{i1} et Y_{i2} (nous définissons ces temps par ces mêmes noms). Les MWPC fournissent également une impulsion non retardée émise par la cathode qui est, à une constante près, le temps de vol entre la cible et le détecteur. Pour éliminer la dépendance des informations "positions" du temps, noté t_{0i} , entre le START et l'arrivée de l'ion sur la cathode, il a été nécessaire de soustraire t_{0i} des temps X_{i1} , X_{i2} , Y_{i1} et Y_{i2} mesurés. Ces nouvelles positions sont alors définies comme suit :

$$\begin{cases} X_{i1mt01} = X_{i1} - t_{0i} + 100 \\ X_{i2mt02} = X_{i2} - t_{0i} + 100 \end{cases} \quad \begin{cases} Y_{i1mt01} = Y_{i1} - t_{0i} + 100 \\ Y_{i2mt02} = Y_{i2} - t_{0i} + 100 \end{cases} \quad (4.1)$$

La constante 100 est arbitraire et permet de déplacer le spectre vers les valeurs positives pour des raisons de représentations graphiques. Ces nouvelles positions ne dépendent plus que du retard induit par la ligne à délai. Donc, si l'événement est bon, et puisque la ligne à délai fait en principe 160 ns au total, il faudra que $X_{i1mt0i} + X_{i2mt0i} = 160 \text{ ns}$ et $Y_{i1mt0i} + Y_{i2mt0i} = 160 \text{ ns}$.

La calibration en position consiste donc à relier par une droite la position de l'ion en mm lors de son passage à travers la cathode et les canaux X_{11mt01} , Y_{11mt01} ,... mesurés. La figure 4.2 schématise la disposition des plaques à trous lors de l'étalonnage sous faisceau des deux chambres à multifils.

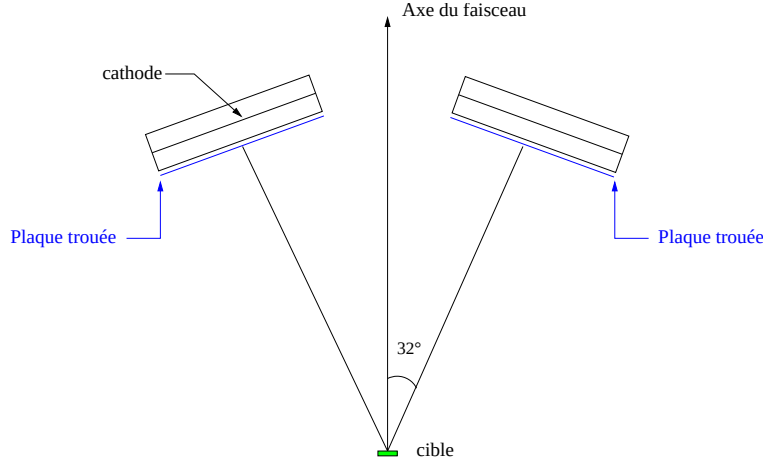


FIG. 4.2 – Disposition des MWPC lors de l'expérience sous faisceau destinée à leur calibration en position à l'aide des plaques à trous.

Les positions géométriques des trous sur la plaque à trous sont représentés sur la figure 4.3.

A partir de ces valeurs, les positions en mm des trous projetés sur la cathode ont été calculés et reliés par une droite aux canaux correspondant, X_{11mt01} , X_{12mt01} , Y_{11mt01} et Y_{12mt01} pour le MWPC1 et X_{21mt01} , X_{22mt01} , Y_{21mt02} et Y_{22mt02} pour le MWPC2. Les résultats de l'étalonnage sont présentés aux figures 4.4 et 4.5

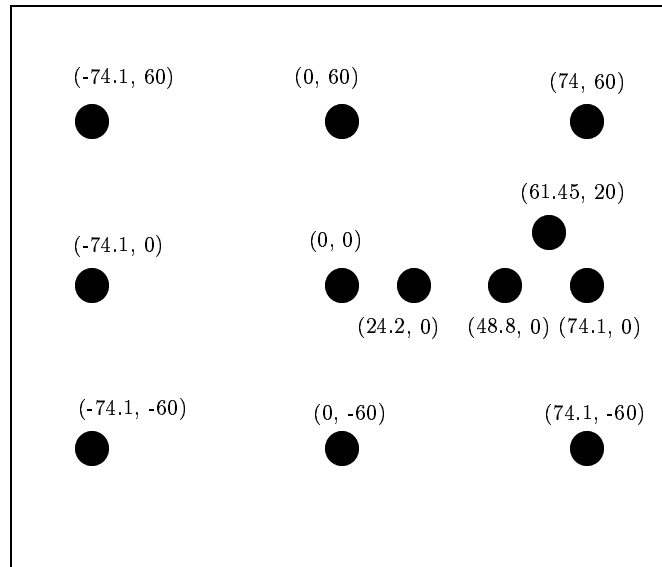


FIG. 4.3 – Positions réelles (x,y) en mm des trous sur les plaques métalliques disposées devant les détecteurs MWPC afin d'établir leur calibration en position.

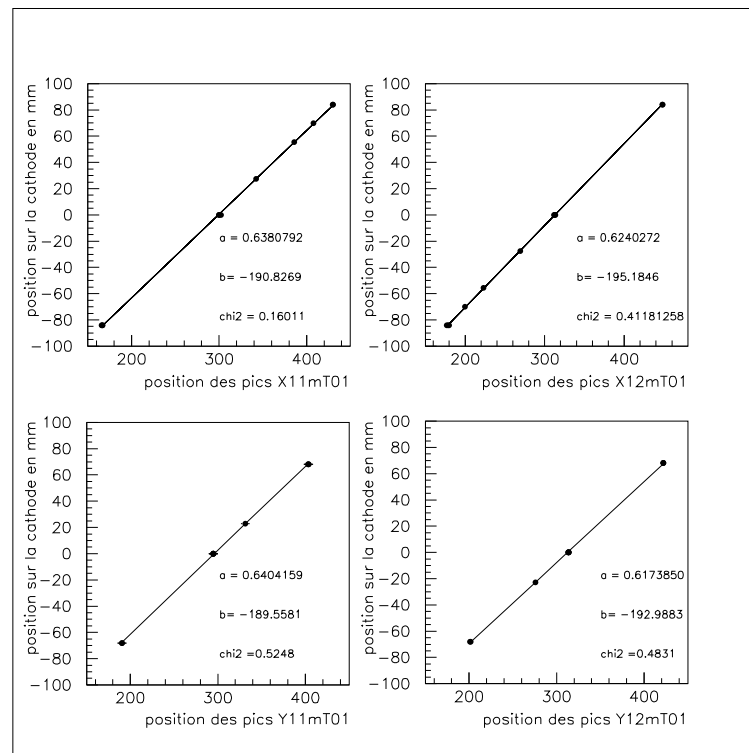


FIG. 4.4 – Calibrations en position du détecteur MWPC1. Les positions en mm correspondent aux projections sur la cathode des positions sur la plaque à trous.

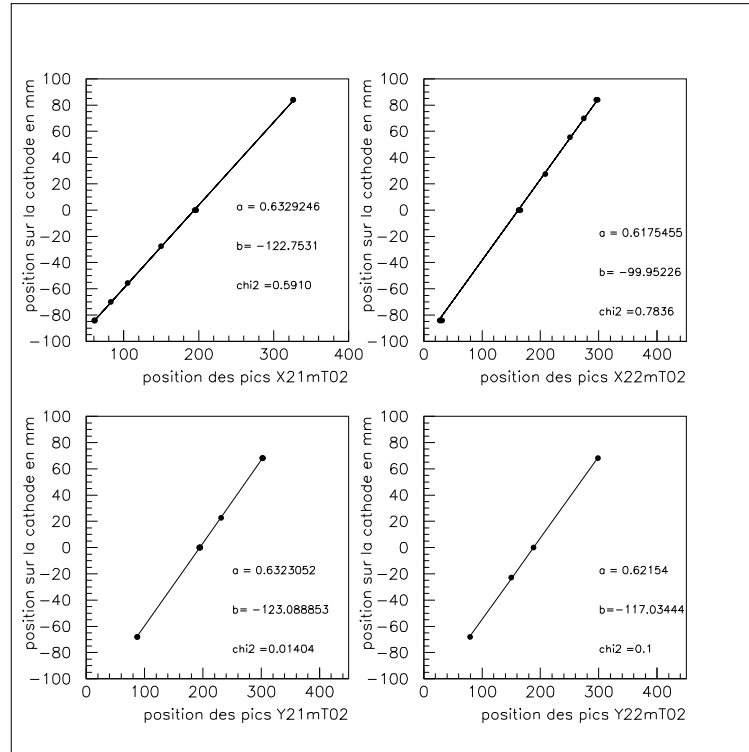


FIG. 4.5 – Calibrations en position du détecteur MWPC2. Les positions en mm correspondent aux projections sur la cathode des positions sur la plaque à trous.

Une fois que les positions sont connues en mm, événement par événement, les angles des produits de réactions détectés (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2) dans les MWPC 1 et 2 respectivement sont déterminés par un simple calcul trigonométrique.

4.1.2 Etalonnage en temps des MWPC

Il s'agit de calculer la droite $t(ns) = a.c(\text{canal}) + b$ reliant les canaux provenant de la cathode et établis par un TDC CAMAC, aux temps réels (en ns) que mettent les fragments pour parcourir la distance qui sépare la cible de la cathode. La conversion des canaux en temps est définie par le constructeur du TDC et vaut 0.5 ns/canal (valeur de a), valeur vérifiée expérimentalement. Il suffit donc de définir expérimentalement un point de cette droite pour pouvoir déterminer la constante b .

C'est l'information du temps de vol théorique que mettent les projectiles ou les noyaux cibles diffusés élastiquement pour passer de la cible à la cathode qui fut utilisée. Pour s'assurer que les événements utilisés soient des noyaux diffusés de manière purement élastique, une coïncidence entre les noyaux projectiles (Ni), détectés plutôt vers l'avant dans le MWPC1, et les noyaux cibles (Sn), détectés dans une région choisie du MWPC2, a été imposée (Figure 4.6 et tableau 4.1) et ce en conformité avec les lois cinématiques d'une diffusion élastique.

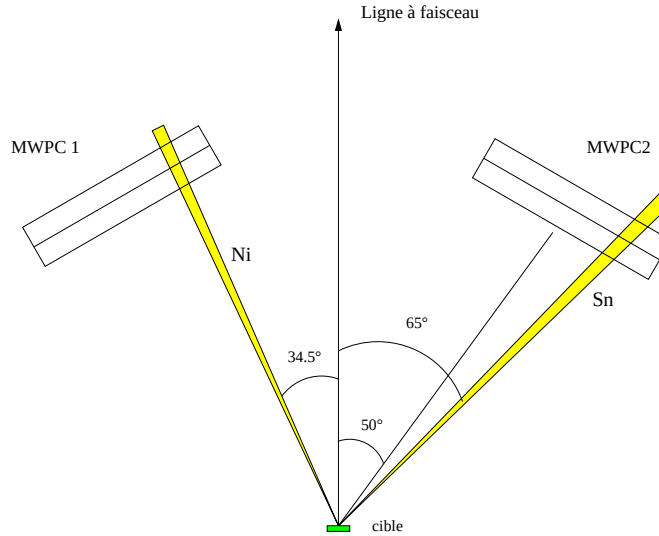


FIG. 4.6 – Exemple de sélection en angle θ des événements élastiques coïncidents (Ni=projectile et Sn=cible) pour l'étalonnage en temps du MWPC1 dans la réaction b375.

Les temps théoriques que mettent les projectiles diffusés élastiquement pour traverser la distance qui sépare la cible de la cathode du MWPC (tableau 4.1) ont été établis en tenant compte des pertes d'énergie dans la cible.

Les origines des droites de calibration ainsi déterminées sont également présentées au tableau 4.1 pour les trois expériences étudiées dans ce travail.

Réaction	$\theta_1 \pm \Delta\theta_1$ (°)	$\theta_2 \pm \Delta\theta_2$ (°)	t (ns)	b (ns) MWPC1	b (ns) MWPC2
b375	34.4 ± 1	65 ± 3	9.44	-44.1	-96.3
b354	34.5 ± 1	65 ± 3	9.75	-44.2	-96.7
b382	37 ± 1	62 ± 2	9.87	-42.9	-95.1

TAB. 4.1 – Sélections angulaires sur le MWPC1 et sur le MWPC2 pour leur étalonnage en temps, temps théoriques que sont supposés mettre les projectiles diffusés élastiquement pour parcourir la distance cible-cathode du MWPC1 dans les différentes expériences étudiées et origines b des droites de calibration.

4.2 Sélections supplémentaires et pertes d'énergie

4.2.1 Sélections des “bons” événements

Pour éliminer une grande partie des événements “fortuits”, une condition a été imposée sur les sommes $X_{i1mt0i} + X_{i2mt0i}$ et $Y_{i1mt0i} + Y_{i2mt0i}$. Celles-ci doivent être comprises dans un intervalle de temps correspondant à 160 ± 5 ns. Cette condition élimine une bonne partie du bruit de fond car il faudrait par exemple qu'une impulsion survienne dans le pré-amplificateur du fil X_{i1} en coïncidence avec une impulsion dans le pré-amplificateur de l'autre côté de la ligne à délai X_{i2} séparé de 160 ns pour être acceptée (voir figure 4.7 a)).

Une condition supplémentaire a été imposée sur les t (canaux) des MWPC 1 et 2. Il faut qu'ils soient dans un intervalle donné pour éliminer les événements provenant du second “burst” de la HF pour lequel il reste malgré tout 5 % de l'intensité du burst principal. On les élimine en imposant un intervalle de temps plus court qu'une période HF et situé autour du premier “burst” (voir figure 4.7 b)).

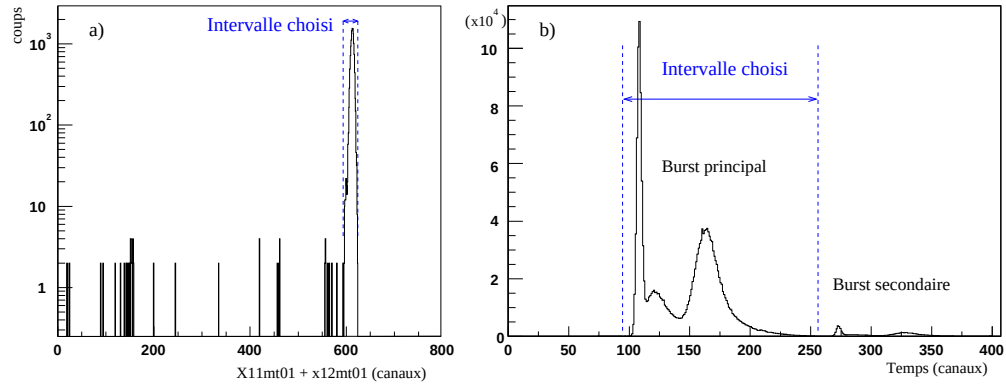


FIG. 4.7 – Intervalle choisi sur $X_{11mt01} + X_{12mt01}$ pour éliminer le bruit de fond ou les événements fortuits(a) et sur t_{01} (en canaux) pour éliminer le second burst (b).

4.2.2 Pertes d'énergie des ions dans la feuille de mylar

Les feuilles de mylar aluminisées placées à l'entrée des chambres à fils ralentissent les ions entrant. Il reste à savoir si ce ralentissement a une quelconque influence sur le temps

de vol mesuré, et s'il faut en tenir compte lors des calibrations. Le mylar ($C_{10}H_8O_4$) a une densité de 1.397 gr/cm^3 , et les feuilles ont une épaisseur de $2.5 \mu\text{m}$.

Le programme SRIM a été utilisé pour déterminer la perte d'énergie des ions dans ces feuilles. Les résultats sont repris au tableau 4.2, où E_{elast} désigne l'énergie calculée pour une collision élastique à l'angle choisi pour la calibration. E_{in} est égal à E_{elast} moins la perte d'énergie dans la cible et E_{out} est l'énergie finale après le passage des ions dans la feuille de mylar.

Energie du faisceau	Type d'ion	θ (degré)	E_{elast} (MeV)	E_{in} (MeV)	E_{out} (MeV)	ΔE (MeV) dans le mylar
375.5 MeV	^{58}Ni	34.5°	316.6	314.2	302.6	11.6
	^{122}Sn	65.0°	58.8	52.6	35.4	17.2
354 MeV	^{58}Ni	34.5°	298.2	296.0	284.1	11.9
	^{122}Sn	65.0°	55.4	49.1	31.6	17.5
382.5 MeV	^{64}Ni	37.0°	304.2	301.5	289.6	11.9
	^{116}Sn	61.8°	78.2	71.3	50.3	20.9

TAB. 4.2 – Calcul des pertes d'énergie dans la feuille de mylar (de $2.5 \mu\text{m}$) disposée à l'entrée des MWPC pour les ions issus des diffusions élastiques $\text{Ni} + \text{Sn}$ aux différentes énergies de nos expériences.

Cette perte d'énergie dans le mylar ralentit donc les ions légers considérés pour calibrer en temps les MWPC. Mais la différence en temps ainsi induite est inférieure à 0.02 ns , ce qui est négligeable devant la précision en temps des TDC utilisés (0.5 ns/canal).

4.3 Détermination expérimentale des masses

4.3.1 Méthode utilisée

Une méthode itérative a été utilisée pour calculer les masses des ions entrant dans les MWPC. Elle a été développée par E.Kumps [KUM96], et modifiée par Th.Keutgen [KEU99] pour l'appliquer au cas où la coïncidence entre les deux MWPC est possible. Les étapes majeures du calcul seront décrites et les résultats de la méthode testés sur les distributions en masse des événements élastiques. Pour les sélections angulaires utilisées lors de l'étalonnage en temps, les masses calculées par cette méthode devraient être proches de celles des projectiles et des noyaux cibles coïncidents.

La réaction de fission est supposée être binaire et donc du type : $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$. Les angles d'émission des produits de réactions sont θ_3 et ϕ_3 , pour les premiers et θ_4 et ϕ_4 , pour les seconds. Ces angles peuvent être calculés à partir des positions d'impact dans les MWPC au travers des données Xi et Yi . La conservation de la quantité de mouvement $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4$ se réécrit dans le plan de réaction ($\phi = 0^\circ$ et $\phi = 180^\circ$) :

$$\begin{cases} p_1 = p_3 \cdot \cos(\theta_3) + p_4 \cdot \cos(\theta_4) \\ 0 = p_3 \cdot \sin(\theta_3) + p_4 \cdot \sin(\theta_4) \end{cases} \quad (4.2)$$

Les quantités de mouvements p_3 et p_4 peuvent, en principe, être déduites simplement de ces relations. En effet, les distances d_3 et d_4 parcourues par les deux produits de réaction

entre la cible et la cathode des MWPC sont connues, ainsi que les temps de vol t_3 et t_4 correspondants. Il est dès lors possible d'estimer les vitesses et les masses des produits de réactions.

Cependant, ces masses ainsi calculées ne sont pas exactes. En effet, les pertes d'énergie des ions dans la cible doivent encore être prises en compte dans le calcul des vitesses. Or, pour pouvoir estimer ces pertes d'énergie, il faut connaître les masses et leurs charges. C'est la raison pour laquelle, en supposant que toutes les réactions se passent en moyenne au milieu de la cible, un calcul itératif représenté par l'organigramme 4.8 a été mis au point pour tenir compte des pertes d'énergie dans la demi-cible.

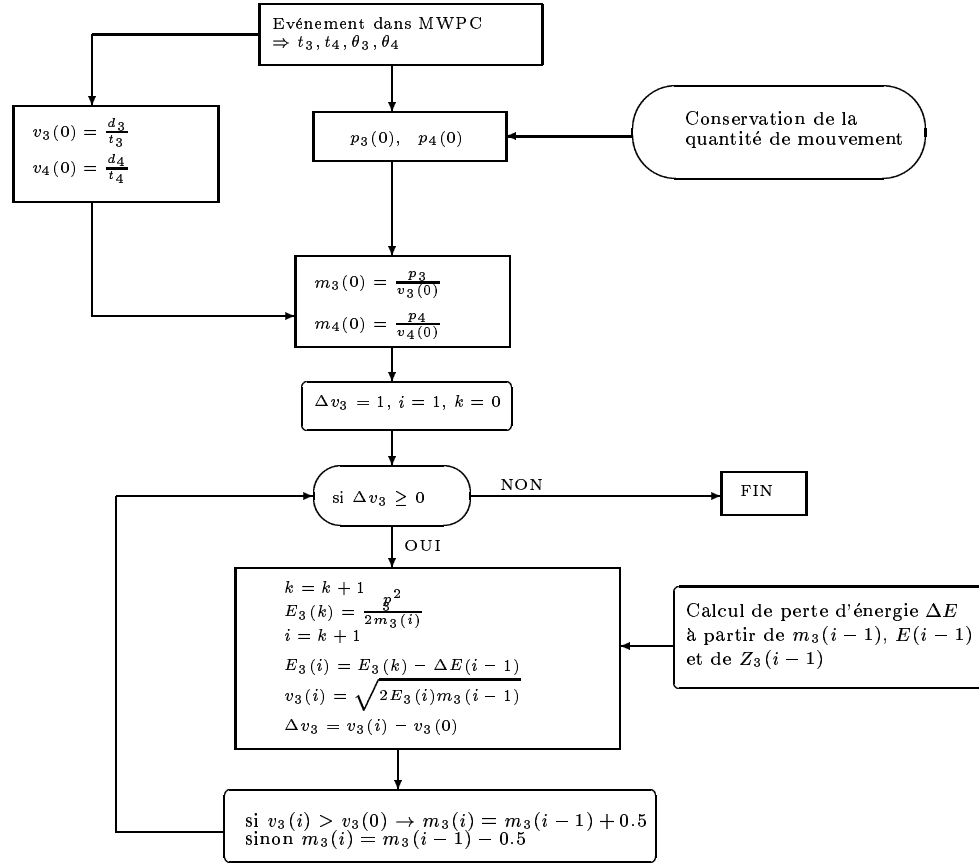


FIG. 4.8 – Organigramme décrivant l'algorithme utilisé afin de déterminer les masses des fragments de fission relevés en coïncidence par les détecteurs MWPC.

Dans l'organigramme de la figure 4.8 l'énergie $E_3(i)$ tend après une dizaine d'itération vers l'énergie du produit de réaction 3 à la sortie de la cible. La vitesse $v_3(i)$ tend également vers la vitesse à la sortie de la cible, qui est mesurée expérimentalement et qui vaut $v_3(0)$. Par contre $E_3(k)$ tend vers l'énergie du produit de réaction au milieu de la cible.

Les masses $m_3(i)$ et $m_4(i)$ des deux produits de réaction, obtenues en fin d'itération, sont ensuite légèrement corrigées pour tenir compte de la conservation de la masse : $M_{nc} = m_3(i) + m_4(i)$.

Même si les hypothèses de départ, à savoir la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de la masse, ne sont pas tout à fait vérifiées à cause de l'évaporation

éventuelle de particules légères (chapitre 5 et 6), il sera montré dans la suite que les caractéristiques des fragments de fission et des produits de réactions en général sont assez bien reproduites par cette méthode.

4.3.2 Cas particulier de la diffusion élastique

Les résultats de la méthode itérative, appliquée aux événements élastiques, sont repris au tableau 4.3. La figure 4.9 est un exemple de masses obtenues par cette technique itérative pour les régions du MWPC1 en coïncidence avec le MWPC2 lors de l'étalonnage en temps.

On observe que les masses calculées coïncident parfaitement avec celles attendues du projectile et de la cible, ce qui confirme notre confiance dans la méthode.

Réaction	Masses théoriques (u.m.a) dans MWPC 1 et 2	Masses obtenues dans MWPC1	Masses obtenues dans MWPC2
b375	58 – 122	57.5 ± 3.7	122.5 ± 1.8
	122 – 58	121.6 ± 1.8	58.4 ± 3.7
b354	58 – 122	57.7 ± 2.9	122.3 ± 1.6
	122 – 58	122.6 ± 1.6	57.4 ± 2.9
b382	64 – 116	64.4 ± 3.2	115.6 ± 2.2
	116 – 64	115.3 ± 2.2	64.7 ± 3.2

TAB. 4.3 – Masses obtenues par la méthode itérative décrite dans l'organigramme de la figure 4.8 et appliquée à la diffusion élastique utilisée pour la calibration en temps des MWPC

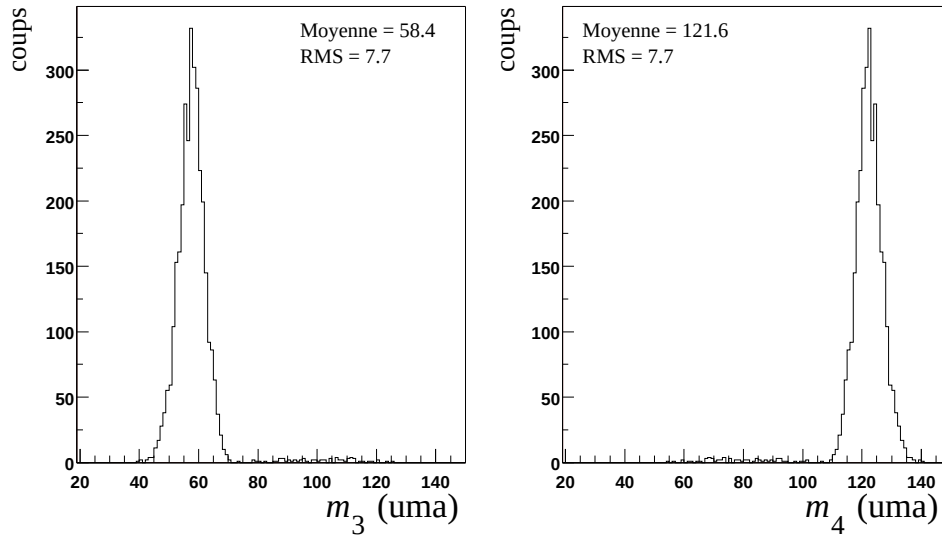


FIG. 4.9 – Distributions en masses obtenues pour les événements de diffusion élastique détectés en coïncidence dans les deux MWPC pour la réaction b375

Dans le tableau 4.3, les erreurs systématiques sur les masses sont principalement dues aux erreurs entachant la détermination des temps de vol des fragments observés

expérimentalement et qui proviennent essentiellement de la précision des unités électroniques TDC.

4.4 Analyse des données associées à la fission

4.4.1 Distributions angulaires

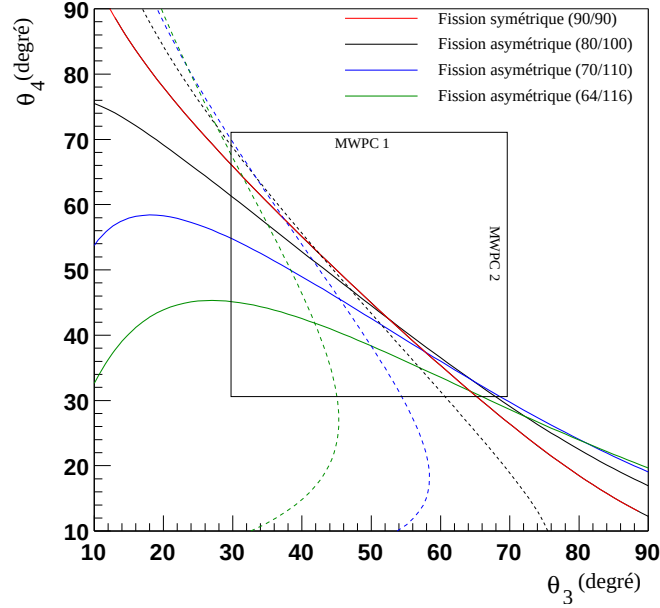


FIG. 4.10 – Distribution bi-dimensionnelle théorique des angles (θ_3, θ_4) des deux fragments de fission calculés pour la réaction b354 pour différentes partitions en masse. Le carré représente la couverture angulaire assurée par les deux MWPC.

La figure 4.10 présente, en trait plein, la corrélation théorique de l'angle du fragment de fission lourd (θ_4) en fonction de l'angle du fragment de fission léger et, en tirets, l'angle du léger en fonction de l'angle du lourd. Le carré au centre représente la couverture angulaire des deux MWPC (de 30 à 70° pour les deux MWPC). Cette représentation permet d'observer que pour pouvoir détecter toujours l'entièreté des distributions en masse des fragments de fission, une position intermédiaire doit être choisie entre les petits et les grands angles. Les angles inférieurs à 20° doivent être évités pour ne pas saturer les détecteurs par les projectiles diffusés élastiquement, et les angles supérieurs à 70° doivent également être écartés pour éviter le risque de ne pas détecter toutes les partitions en masse des fragments de fission.

Les positions angulaires des centres des MWPC ont finalement été choisies à 50° par rapport à l'axe du faisceau pour les réactions b375 et b354 et à 45° pour la réaction b382 dans laquelle la vitesse du centre de masse est plus importante.

Les figures 4.11 présentent l'évolution des angles θ_4 de détection d'un des fragments dans le MWPC2 (FF2) en fonction des angles θ_3 du fragment associé dans le MWPC1 (FF1). La figure de gauche présente les résultats d'une simulation à partir d'un code statistique (Gemini) et celle de droite représente le résultat expérimental observé pour la

réaction b375. Remarquons que les événements prédits par Gemini ne sont associés qu'à des processus de fission conventionnelle.

Dans la représentation expérimentale, on constate une grande intensité dans le coin supérieur gauche et dans le coin inférieur droit. En effet, la fission est dans ces régions mélangée aux événements associés à la diffusion élastique ou quasi-élastique. C'est en effet, à partir de sélections angulaires dans ces régions que les MWPC ont été étalonnés en temps (paragraphe 4.1.2).

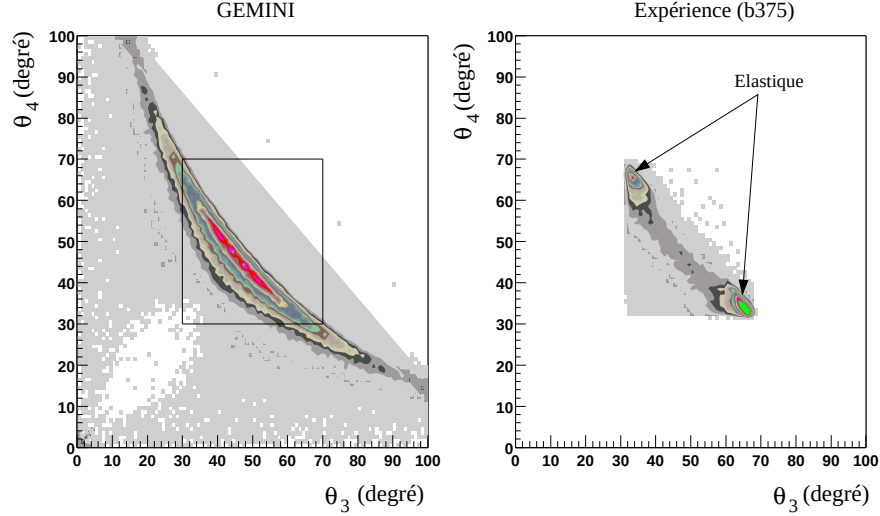


FIG. 4.11 – Corrélations simulées et expérimentales des angles θ_4 de détection d'un des fragments dans le MWPC2 en fonction des angles θ_3 du fragment associé dans le MWPC1.

Pour déterminer les multiplicités de neutrons associés au processus de fission, il était nécessaire de sélectionner une région particulière dans la fenêtre angulaire couverte par les MWPC. Or, pour pouvoir éliminer un maximum d'événements associés aux processus élastiques et très inélastiques, cette sélection a été choisie plutôt au centre des MWPC (voir plus loin).

4.4.2 Distribution en TKE des produits de réactions

Définition du TKE

Par définition, le TKE (Total Kinetic Energy) est la somme des énergies cinétiques dans le centre de masse des produits de réaction issus des expériences étudiées, ainsi :

$$TKE = \overline{E_3} + \overline{E_4}$$

où

$$\overline{E_i} = \frac{1}{2} m_i \overline{v_i^2}$$

avec $\overline{v_i}$ la vitesse, dans le repère du centre de masse, de la masse m_i .

La figure 4.12 présente les distributions des TKE pour les trois expériences étudiées. Sur chaque figure deux pics se distinguent, l'un est associé aux processus de fission et de

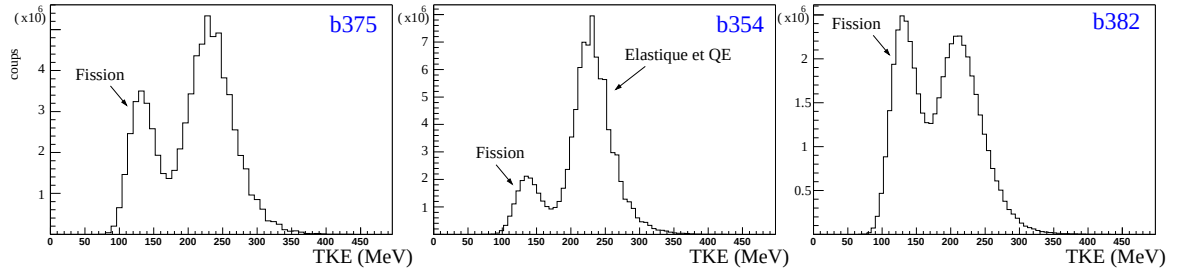


FIG. 4.12 – Distributions des TKE des produits de réactions détectés par le MWPC1 dans les expériences b375, b354 et b375.

fission-rapide, et l'autre, de TKE plus élevé, est associé aux processus de diffusion élastique et quasi-élastique. Les processus de TTI s'étendent probablement entre ces deux pics.

Cette figure permet d'illustrer que les processus élastiques sont nettement plus important dans l'expérience b354 que dans les deux autres. Ceci résulte de la cinématique et de la disposition des MWPC dans nos expériences. La vitesse du centre de masse est effectivement moins élevée dans l'expérience b354, ce qui permet au projectile et à la cible d'être détectés plus favorablement à de plus grands angles, et donc dans les MWPC¹.

Corrélations TKE-masse

Les représentations du TKE en fonction des masses m_3 (Figure 4.13) ont été utiles pour sélectionner, isoler ou écarter les contributions de certains processus de réaction.

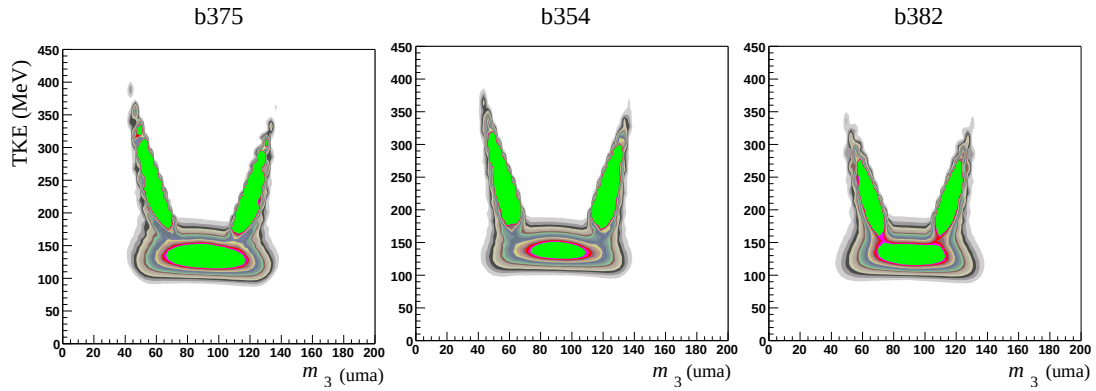


FIG. 4.13 – TKE en fonction des masses m_3 des produits de réactions détectés dans le MWPC1 pour les expériences b375, b354 et b375.

On constate en effet sur la figure 4.13 l'apparition de deux “oreilles” sur chaque figure. Les événements y appartenant ont un TKE plus élevé et des masses proches des masses du projectile et de la cible. Ces événements sont donc associés à des processus élastiques et quasi-élastiques dans lesquels l'énergie cinétique moyenne des produits de réaction est élevée, et dans lesquels les transferts de masses sont faibles. Au contraire, la base ovale, ou “tête”, contient des événements de TKE plus bas et de masses centrées autour de 90

¹L'angle d'effeulement, calculé au chapitre 1 (voir tableau 1.1), est en effet, plus élevé dans l'expérience b354.

uma, soit de la moitié de la masse du noyau composé. Ces événements sont donc associés à des processus de fission. Entre ces deux régions s'étendent les processus de transferts très inélastiques (TTI). Cependant, en réalisant une sélection sur les événements appartenant à la "tête", une bonne partie des événements liés à des processus élastiques ou quasi-élastiques seront éliminés.

Corrélations TKE-masse pour différentes sélections angulaires

Différentes sélections sur la figure 4.14 ont été réalisées de manière à observer le résultat sur la distribution en $TKE - m_3$ (figure 4.13). La figure 4.14 présente les 3 sélections angulaires choisies, et la figure 4.15 présente les résultats sur la corrélation $TKE - m_3$.

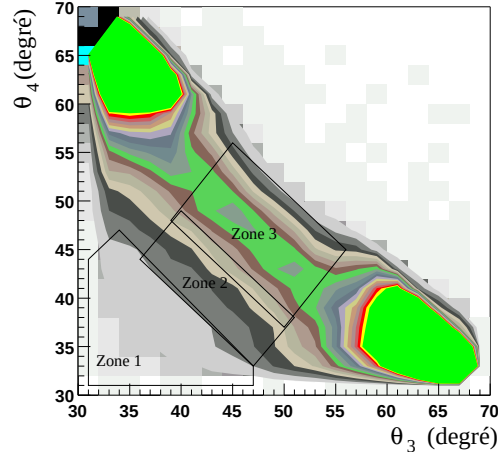


FIG. 4.14 – Sélections angulaires (représentées par les 3 zones) sur la corrélation angulaire ($\theta_4 - \theta_3$).

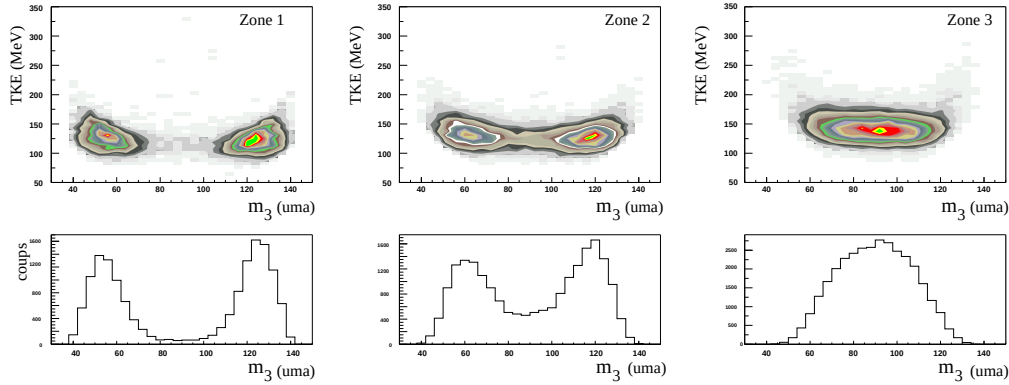


FIG. 4.15 – Analyse des distributions en TKE en fonction de la masse d'un des deux fragments m_3 et leur projection sur l'axe m_3 pour les différentes sélections en angles représentées sur la figure 4.14

On constate que les événements de la zone 1 dont les fragments sont émis tous les deux vers l'avant, possèdent des masses très asymétriques et des TKE égaux à ceux de la fission. Ces événements sont associés à de la fission très asymétrique (voir figure 4.10) et

en moindre mesure à du TTI (ce qui sera discuté au chapitre 7). On constate également, que plus on se rapproche du centre des MWPC (zone 3) et plus les distributions en masse des produits détectés deviennent symétriques autour de la masse 90, la moitié de la masse du noyau composé.

Corrélation TKE-masse et prédictions de Viola

Les TKE moyens obtenus dans les réactions b375, b354 et b382 ont été tracés pour différentes coupes en masse m_3 dans la figure 4.16. La courbe en trait plein provient d'une systématique semi-empirique développée par Viola et al. [VIO85] pour la fission symétrique et généralisée par Hinde et al. pour la fission asymétrique [HIN87] dont l'expression est la suivante :

$$TKE = 0.755 \frac{Z_3 Z_4}{m_3^{1/3} + m_4^{1/3}} + 7.3 \text{ MeV}$$

où Z_3 et Z_4 sont les nombres atomiques des fragments de fission. L'estimation de ces nombres peut se faire en sachant que le rapport N/Z du noyau composé est identique au rapport N/Z des fragments de fission, d'où :

$$Z_3 = \frac{m_3}{R + 1} \quad \text{avec} \quad R = \frac{N_{nc}}{Z_{nc}}$$

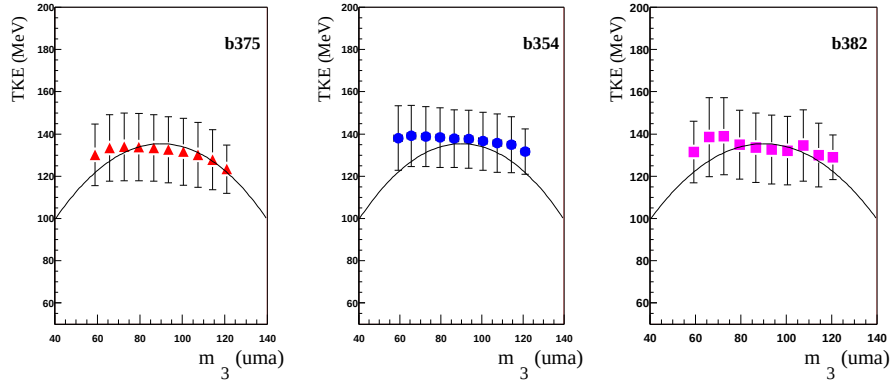


FIG. 4.16 – Evolutions des TKE moyens en fonction de la masse m_3 d'un des deux fragments de fission. Les courbes représentent la systématique de Hinde [HIN87].

Il apparaît un bon accord, en général, entre les points expérimentaux et la systématique de Hinde. Néanmoins, les TKE semblent plus constants expérimentalement et s'écartent des courbes théoriques pour les masses asymétriques. Ceci suggère la présence d'événements non attribuables à la fission dans ces régions en masse.

4.4.3 Calcul de l'efficacité de détection des MWPC

Afin de déterminer la section efficace de fusion-fission à partir des données relevées à l'aide des MWPC, il est nécessaire de connaître l'efficacité de détection de ces détecteurs. Or celle-ci dépend surtout de la capacité d'ionisation des produits de réaction traversant les chambres à gaz. Or, cette propriété dépend de la charge, de la masse et de l'énergie de la

particule ionisante. L'efficacité de détection n'est donc pas simple à déterminer. Cependant une estimation peut être réalisée à partir des événements associés à la diffusion élastique.

En effet, la section efficace différentielle de diffusion élastique multipliée par l'efficacité de détection ε , peut être évaluée expérimentalement à partir de la relation 3.3 déjà utilisée au précédent chapitre, à savoir :

$$\frac{d\sigma_{exp}}{d\Omega} = N \frac{10^{24} A_c}{T_{TM} N_{inc} R_{burst} e N_{av} \Delta\Omega} \quad (4.3)$$

A présent, $\Delta\Omega = \Delta\theta_3 \Delta\phi_3$, l'angle solide du détecteur, correspond à une région angulaire choisie dans le MWPC1 telle que les projectiles, détectés dans cette région, soient toujours en coïncidence avec les noyaux cibles associés, détectés dans le MWPC2.

De même, N est le nombre de projectiles détectés dans la région angulaire choisie du MWPC1 en coïncidence avec les noyaux cibles associés détectés dans le MWPC2. Pour isoler les événements associés au processus élastique, une sélection sur les "oreilles" de la figure 4.13 a été réalisée.

Or, la section efficace différentielle Rutherford $d\sigma_{Ruth}/d\Omega$ se calcule par les équations 1.9 présentées au premier chapitre.

Le rapport de ces deux quantités fournit l'efficacité de détection du projectile Ni et de la cible Sn en coïncidence :

$$\varepsilon = \frac{d\sigma_{exp}/d\Omega}{d\sigma_{Ruth}/d\Omega} \quad (4.4)$$

La figure 4.17 présente le résultat du calcul de ε (équation 4.4) en fonction de l'angle de détection θ_3 du projectile diffusé lors des réactions b354, b375 et b382. Il apparaît clairement que le rapport $d\sigma_{exp}/d\sigma_{Ruth}$ diminue avec θ_3 . Cette caractéristique peut provenir de deux effets combinés : une diminution de l'efficacité intrinsèque de détection des MWPC ou l'apparition, pour les grands angles, de processus inélastiques.

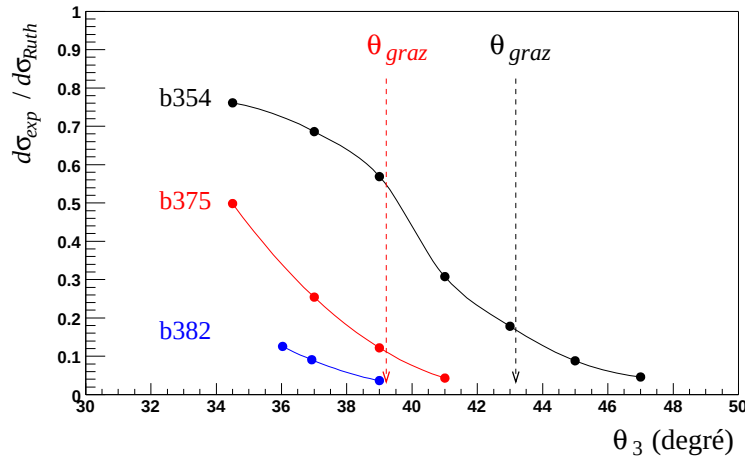


FIG. 4.17 – Evolutions du rapport $d\sigma_{exp}/d\sigma_{Ruth}$ en fonction de l'angle dans le laboratoire θ_3 du projectile ou quasi-projectile détecté dans les réactions b354, b375 et b382. Les courbes résultent d'une interpolation entre les points. Les lignes verticales pointillées indiquent les positions de θ_{graz} des expériences b375 et b354 respectivement.

C'est le second effet qui affecte prioritairement le rapport $d\sigma_{exp}/d\sigma_{Ruth}$. En effet, les énergies des noyaux projectiles et cibles, diffusés élastiquement, ne diffèrent pas significati-

vement, dans la région angulaire explorée, pour expliquer une différence aussi importante dans l'efficacité de détection.

En principe, dans la réaction b354, lorsque les angles sont inférieurs à 34° , la diffusion est pratiquement Coulombienne (voir tableau 1.1) et le rapport $d\sigma_{exp}/d\sigma_{Ruth}$ semble être constant et égal à l'efficacité de détection des deux MWPC en coïncidence. Mais dès que l'angle dépasse 34° , les noyaux commencent à interagir inélastiquement et la diffusion n'est plus purement de type Rutherford.

En conclusion, l'efficacité de détection des projectiles dans le MWPC1 en coïncidence avec la cible dans le MWPC2, moyennant l'hypothèse selon laquelle la diffusion est purement Coulombienne pour des angles inférieurs à 34° , est de l'ordre de 76 % pour la réaction b354.

Sur la figure 4.17, sont également indiqués par deux lignes verticales, les angles d'effleurement théoriques θ_{graz} pour la réaction b354 (en noir) et b375 ou b382 (en rouge). Rappelons que cet angle est, par définition, l'angle à partir duquel la section efficace de diffusion élastique ne vaut plus qu'un quart de la section efficace Rutherford. Les valeurs calculées sont présentées au tableau 1.1 et sont à comparer aux valeurs mesurées sur la figure 4.17. Dans l'expérience b354, l'angle d'effleurement vaut effectivement environ 43° dans le repère du laboratoire.

L'angle d'effleurement dans l'expérience b375, mesuré sur la figure 4.17, vaut approximativement 38° , si on suppose que l'efficacité de détection est la même que pour l'expérience b354. Ce résultat ne s'éloigne pas trop de sa valeur théorique (de 39.21°).

Dans l'expérience b382 par contre, l'angle d'effleurement, mesuré sur la figure 4.17, vaut moins de 36° , si à nouveau on suppose que l'efficacité de détection est la même que pour l'expérience b354. Or la valeur théorique de cet angle est plus élevée et vaut 39.45° (voir tableau 1.1). Le rayon d'interaction correspondant est donc lui aussi plus élevé et vaut 12.9 fm au lieu de 12.27 fm. Ceci pourrait suggérer un effet de peau de neutrons du noyau ^{64}Ni dans les réactions quasi-élastiques.

Malheureusement, la fenêtre angulaire permettant de faire cette étude était assez réduite dans la réaction b375 et surtout dans la réaction b382. Cette fenêtre correspond aux angles pour lesquels le projectile et la cible, diffusés élastiquement sont effectivement détectés en coïncidence dans les deux MWPC. La figure 4.12 illustre en effet que les événements élastiques sont nettement moins présents dans les réactions b375 et b382.

De plus, une étude précise de l'efficacité de détection des MWPC, en fonction de l'énergie, de la masse et de la charge de l'ion détecté, ne peut être déduite de cette analyse. En conséquence, les sections efficaces, calculées dans la section suivante, ne pourront pas être déterminées précisément à partir des données des MWPC. Toutefois un ordre de grandeur permettra de comparer ces résultats avec les sections efficaces de fusion-fission déduites des données issues des systèmes de détection R1 et R2.

4.4.4 Section efficace totale de fission

Une sélection sur la "base ovale" de la figure 4.13 permet d'éliminer une bonne partie des événements élastiques ou quasi-élastiques. La figure 4.18 présente, pour la réaction b382, d'une part les distributions en masse totales (sans sélection), et d'autre part, en rouge, les distributions en masse dans la sélection mentionnée. On constate que la distribution en masse résultante est centrée autour de 90. Cette distribution sera supposée,

pour l'instant, associée à de la fission pure.

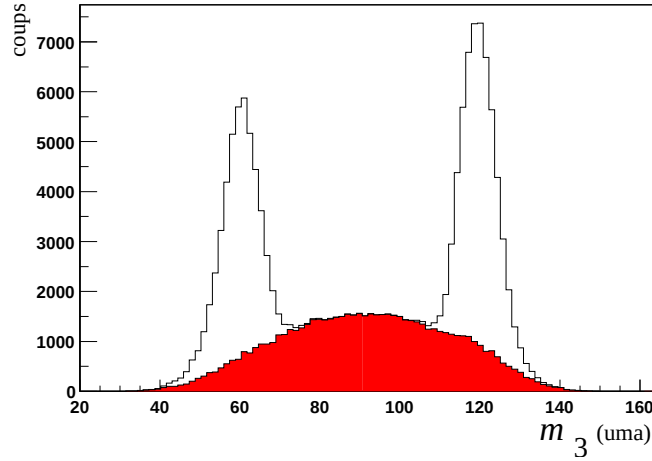


FIG. 4.18 – Distribution en masse des FF issus de la réaction b382, d’une part sans sélection sur le graphique TKE-masse 4.13 et, d’autre part, en hachuré, avec une sélection sur la base ovale de la figure 4.13.

Une fois ces sélections en TKE-masse réalisées, la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ de fusion-fission peut être déterminée, comme pour les événements élastiques, à partir de l’équation 3.3. Et comme pour les événements élastiques, cette section efficace différentielle peut être déterminée pour différents angles².

Ensuite, les sections efficaces différentielles $d\sigma/d\bar{\Omega}$ exprimées dans le centre de masse peuvent être calculées pour différents angles $\bar{\theta}$ en sachant que :

$$\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}} = \frac{d\sigma}{d\Omega} |1 - \delta \cos \theta_3| (1 + \delta^2 - 2\delta \cos \theta_3) \quad (4.5)$$

$$\text{où } \delta = \left[\frac{m_1 m_3}{(m_1 + m_2)^2} \frac{E_1}{E_3} \right]^{1/2} \quad (4.6)$$

E_1 et E_3 sont respectivement les énergies cinétiques du projectile et du FF1 détecté à un angle θ_3 dans le repère du laboratoire. On calcule ensuite l’angle $\bar{\theta}_3$ correspondant à θ_3 dans le centre de masse par la relation :

$$\tan \bar{\theta}_3 = \frac{v_3 \sin \theta_3}{v_3 \cos \theta_3 - v_{cm}} \quad (4.7)$$

où v_3 est la vitesse du FF1, et v_{cm} la vitesse du centre de masse.

Il a été montré ([LAU84] et [CHA86]) que, pour des noyaux composés de hauts moments angulaires, la section efficace différentielle, exprimée dans le centre de masse, $d\sigma/d\bar{\Omega}$ est proportionnelle à $1/\sin \bar{\theta}$. Après ajustement des sections efficaces $d\sigma/d\bar{\Omega}$ expérimentales et intégration sur l’angle solide (voir chapitre précédent équation 3.5), les sections efficaces de fusion-fission peuvent être déterminées. La figure 4.19 présente le résultat de l’ajustement des $d\sigma/d\bar{\Omega}$ par une fonction proportionnelle à $1/\sin \bar{\theta}$.

²Les régions angulaires choisies dans le MWPC1 ont un angle solide $\Delta\Omega = \Delta\theta_3 \Delta\phi_3$ où $\Delta\theta_3 = 2^\circ$ et $\Delta\phi_3 = 10^\circ$. Celles-ci ont été choisies pour que tous les fragments de fission, détectés dans ces régions angulaires du MWPC1, soient toujours coïncidents avec les fragments de fission partenaires dans le MWPC2.

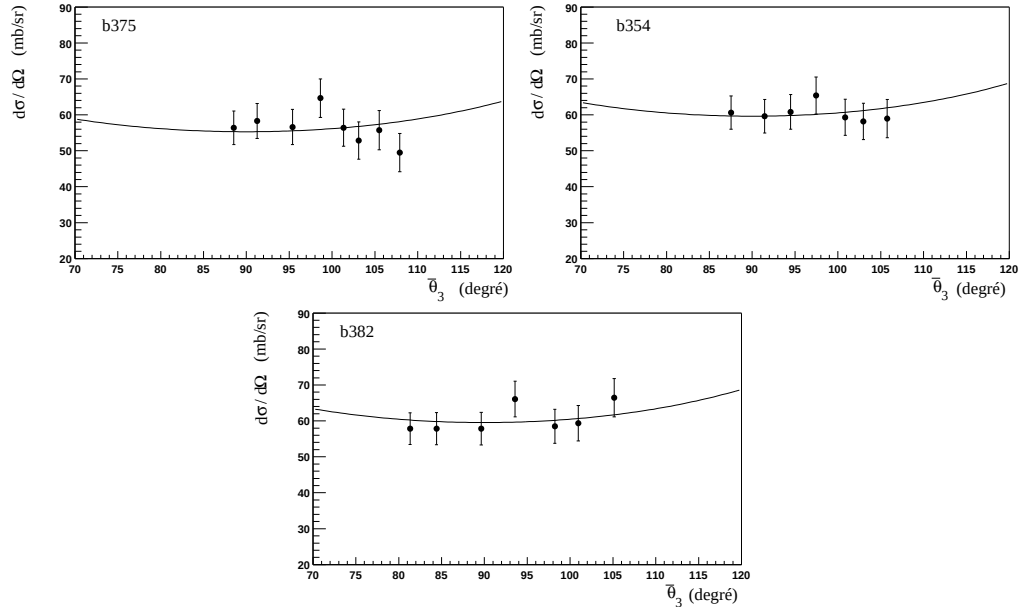


FIG. 4.19 – Evolutions, en fonction de l'angle $\bar{\theta}_3$ (dans le repère du centre de masse) d'un des FF, des sections efficaces $d\sigma/d\bar{\Omega}$ relevées dans les détecteurs MWPC pour les trois expériences étudiées et leur ajustement par une fonction en $1/\sin(\bar{\theta}_3)$

Les incertitudes présentées sur cette figure sont liées principalement à la qualité de la séparation du processus de fission des autres processus. Celles-ci dépendent de l'angle θ_3 et peuvent varier de 5 à 10%.

Les résultats finaux sont repris dans le tableau 4.4 et comparés aux résultats déjà obtenus à l'aide des systèmes de détecteurs R1 et R2 lors des expériences d375 et d382. La dernière colonne présente l'efficacité intrinsèque de détection calculée en divisant σ_{fiss} ainsi déterminée à l'aide des MWPC par σ_{fiss} obtenue avec R1 et R2.

Réaction	σ_{fiss} (MWPC)	σ_{fiss} (R1 et R2)	Efficacité
b375 et d375	1091 ± 35 mbarn	1457 ± 130 mbarn	$75 \pm 10\%$
b354	1177 ± 36 mbarn		
b382 et d382	1175 ± 35 mbarn	1404 ± 127 mbarn	$84 \pm 10\%$

TAB. 4.4 – Sections efficaces de fusion-fission σ_{fiss} obtenues après ajustement des sections efficaces différentielles $d\sigma/d\bar{\Omega}$ par une fonction en $1/\sin(\theta)$ dans les réactions b375, b354 et b382 avec les MWPC et pour les réactions d375 et d382 avec les systèmes de détecteurs R1 et R2. La dernière colonne présente l'efficacité intrinsèque de détection des FF par les MWPC ainsi déduite.

On constate que l'efficacité obtenue pour la réaction b375 est assez proche de l'efficacité de détection déterminée précédemment à l'aide des événements élastiques pour la réaction b354 et qui valait 76%.

On constate également que cette efficacité de détection intrinsèque des fragments de

fission par les MWPC est plus élevée dans la réaction b382³.

L'efficacité intrinsèque de détection des MWPC avait déjà été mesurée dans les thèses de Thomas Keutgen [KEU99] et de Juan Cabrera [CAB02]. Leurs résultats indiquent une efficacité proche de 80%, valeur proche des résultats mesurés dans ce chapitre. Ceci confirme donc les valeurs des sections efficaces de fusion-fission obtenues d'une part à l'aide des systèmes de détections R1 et R2 et d'autre part à l'aide des MWPC.

³L'énergie moyenne des fragments de fission est un peu plus élevée dans la réaction b382. En effet, E_3 (b382) = 133 MeV tandis que E_3 (b375) = 122 MeV, E_3 (b354) = 121 MeV

Chapitre 5

Détecteurs modulaires de neutrons DEMON

5.1 Introduction

Les 96 scintillateurs organiques liquides du multi-détecteur DEMON sont chacun placés à une distance de vol de 1.85 m de la cible en dehors de la chambre à réaction elle-même mise sous vide (figure 2.2). Seules les particules neutres, comme les neutrons ou les γ , peuvent traverser la paroi en aluminium (4 mm) de la chambre à réaction ainsi que l'air situé entre elle et un détecteur DEMON.

Rappelons que les neutrons peuvent être émis par trois types de sources : le noyau composé et les deux fragments de fission. Le cas particulier où le noyau composé ne fissionne pas ne sera pas traité ici. En effet, le nombre total de résidus d'évaporation, détectés par les galettes à micro-canaux, n'est pas suffisant pour déterminer les multiplicités neutroniques associées. Seules les propriétés des neutrons, issus d'une fission binaire dont les fragments de fission sont caractérisés par les MWPC, seront établies dans ce travail.

L'objectif à atteindre dans ce chapitre est de déterminer le nombre moyen de neutrons émis par évaporation, d'une part par le noyau composé (NC), et d'autre part par les fragments de fission (FF). Pour ce faire, les étapes suivantes ont été réalisées :

- La discrimination entre les neutrons et les γ détectés dans les détecteurs DEMON.
- La détermination de l'énergie des neutrons à partir de la mesure de leur temps de vol entre la cible et le détecteur.
- La détermination de l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons en fonction de leurs énergies par un des scintillateurs organiques liquides DEMON.
- La construction des spectres en énergie des neutrons pour chaque détecteur DEMON et leur normalisation par le nombre de FF, l'angle solide des détecteurs et leur efficacité intrinsèque de détection des neutrons.
- L'ajustement des spectres en énergie et en angle, ainsi obtenus, par une distribution théorique dont les paramètres variables sont les multiplicités et les températures nucléaires des noyaux émetteurs.

5.2 Spectres en temps de vol des neutrons et leur étalonnage

Le déclenchement (START) de la mesure du temps de vol des neutrons se fait par le signal électronique délivré par les détecteurs DEMON, et l'arrêt (STOP) se fait 500 ns après le signal de la HF validée par l'événement déclenchant les détecteurs MWPC.

L'information provenant des TAC doit donc être inversée. La droite de calibration reliant cette information au temps de vol des neutrons est du type $t(ns) = a c + T_0$ où c est le canal fourni par le TAC et a la pente. Elle est liée aux caractéristiques du TAC et possède une valeur proche de -0.1 ns/c.

Les neutrons et γ provenant du second "burst" de 5% peuvent également déclencher le TAC. Ils sont donc présents et se mélangent avec les neutrons du premier "burst" (figure 5.1). Toutefois, la probabilité d'avoir deux réactions nucléaires qui puissent émettre des neutrons dans deux bursts successifs est très faible. C'est la raison pour laquelle le mélange de ces neutrons du second burst avec ceux du premier peut être tout à fait négligé.

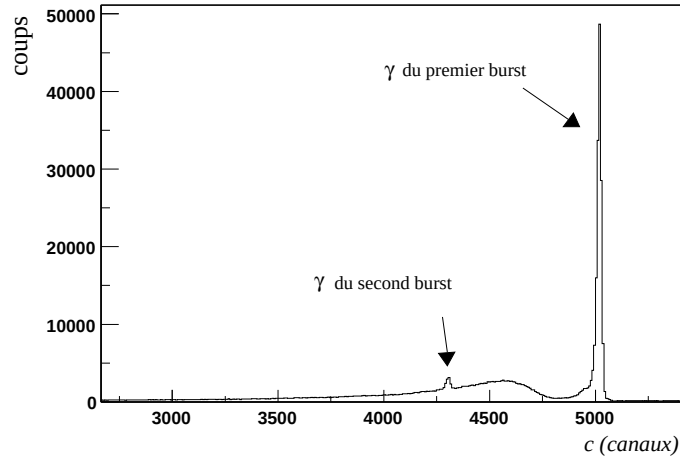


FIG. 5.1 – Temps de vol (en canaux) des neutrons et γ relevés à l'aide des détecteurs DEMON.

La pente de la droite de calibration a été déterminée à l'aide des deux pics γ prompts provenant du burst principal et du second burst. Ceux-ci sont séparés d'une période HF du cyclotron. Les valeurs obtenues sont de l'ordre de -0.11 ns/c. L'erreur sur la pente déduite de l'imprécision sur les positions des deux pics des γ prompts a été estimée à 1.4 %.

L'origine T_0 de la droite de calibration a été obtenue en reliant le canal du γ prompt au temps de vol théorique des γ pour parcourir la distance qui sépare la cible d'un détecteur DEMON. L'imprécision sur le T_0 , compte tenu de l'imprécision sur la pente, de l'imprécision sur la position c du pic de γ prompt et compte tenu de l'imprécision sur la distance entre la cible et l'endroit dans le détecteur où le neutron interagit, a été estimée à 1.6 %.

5.3 Discrimination neutrons- γ

Pour séparer les neutrons des γ détectés dans les cellules DEMON, la technique dite de "pulse-shape discrimination" a été utilisée. Cette technique consiste à analyser la forme

des signaux électriques fournis par les scintillateurs NE213 car celle-ci dépend du type de particules qui les traversent.

La technique de discrimination consiste à intégrer la partie lente Q_l et totale Q_t de ce signal électrique par l'intermédiaire de deux portes électroniques en temps (figure 5.2) et de porter ensuite sur un graphique bidimensionnel les charges Q_l et Q_t ainsi obtenues. La largeur des portes d'intégration et le retard de la porte lente ont été choisis pour optimiser la discrimination des neutrons et γ .

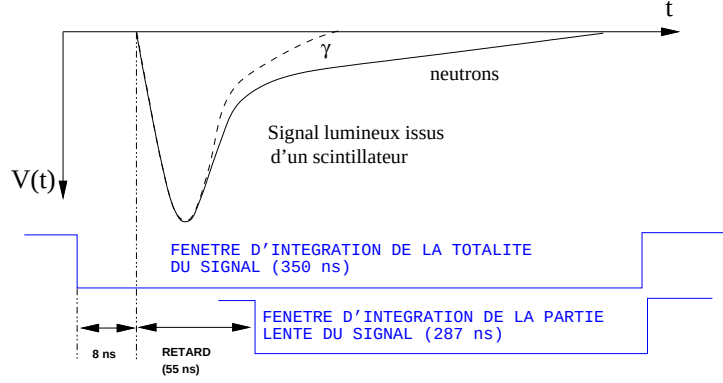


FIG. 5.2 – Portes logiques d'intégration du signal issu d'un scintillateur organique NE213.

La figure 5.3 montre la qualité de la séparation n- γ à la limite inférieure utilisée dans l'analyse et équivalente à 300 keVee¹. La figure de gauche présente la corrélation $Q_t - Q_l$ et la figure de droite présente la projection sur l'axe Q_l des événements inclus dans la tranche dessinée sur la figure de gauche.

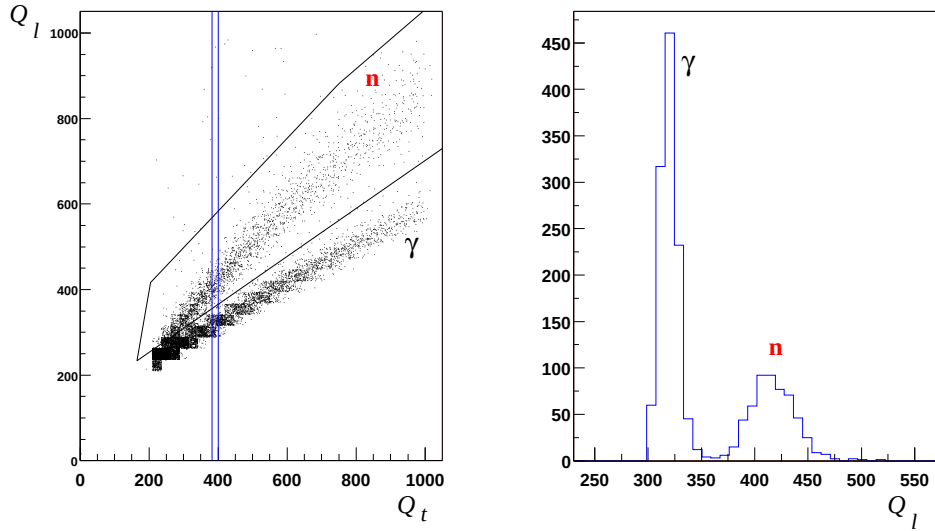


FIG. 5.3 – Discrimination n- γ dans les détecteurs DEMON à la limite inférieure de 300 keVee (équivalent électron) (voir texte)

¹Sur la figure 5.3, Q_l et Q_t ne sont pas calibrés en keVee. Cette calibration a été réalisée au moyen de sources γ (Na, Cs et Hg) pour chaque détecteurs DEMON. Rappelons que 1 keVee est l'énergie correspondant à la lumière laissée dans le scintillateur par un électron de 1 keV.

5.4 Efficacité de détection des cellules DEMON

Les neutrons qui pénètrent dans une cellule DEMON ont une certaine probabilité d'être observés qui dépend de leur énergie. La connaissance de cette probabilité, dans une gamme en énergie qui s'étale entre 2 et 30 MeV, est nécessaire pour normaliser les spectres en énergie des neutrons. Des mesures d'efficacité ont été réalisées pour un seuil de discrimination de 300 keVee [LEC97] :

- A basse énergie ($E_n < 4 \text{ MeV}$) un code de simulation de type Monte-Carlo [MAD78] a été utilisé.
- A 5 MeV, une mesure a été réalisée à l'aide du faisceau de neutrons délivré par le PTB (Physikalisch Technische Bundesanstalt) en Allemagne.
- A des énergies comprises entre 4 et 8 MeV une source de ^{252}Cf a été utilisée (expérience réalisée au GANIL à Caen).
- A plus haute énergie ($> 9 \text{ MeV}$), les neutrons ont été produits à l'aide du cyclotron CYCLONE de Louvain-La-Neuve via la réaction $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ également. Ces neutrons étaient dirigés vers une cible de CH_2 . Après diffusion (n,p), les neutrons étaient détectés par une cellule DEMON et les protons par un télescope plastique ($\Delta E - E$) [TIL95]. L'efficacité intrinsèque de détection des neutrons a été déterminée ensuite en faisant le rapport entre le nombre de protons et le nombre de neutrons détectés.

L'ensemble de ces résultats sont présentés à la figure 5.4. Les points expérimentaux ont été ajustés par une fonction analytique $\epsilon(E_n)$ présentée également à la figure 5.4. C'est cette fonction qui sera utilisée dans notre analyse pour normaliser les spectres en énergie des neutrons.

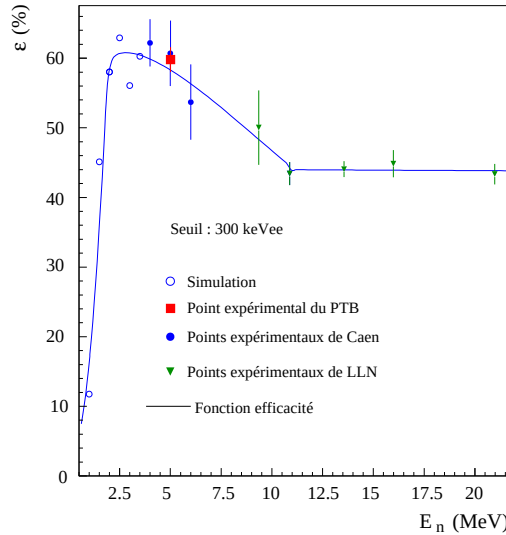


FIG. 5.4 – Efficacité intrinsèque de détection des neutrons par une cellule DEMON en fonction de leur énergie pour un seuil de discrimination de 300 keVee.

5.5 Distribution en énergie des neutrons

Les temps de vol des neutrons sont regroupés par pas Δt de 3 ns représentant la résolution temporelle expérimentale du pic des γ prompts relevés dans les détecteurs DEMON. La transformation temps $\rightarrow$ énergie est effectuée par la relation :

$$E_n(MeV) = \frac{(72.3)^2 d_{vol}^2[m]}{t_{vol}^2[ns]} \quad (5.1)$$

où $t_{vol} = c.\Delta t + \Delta t/2$ avec c le numéro du canal touché. Ainsi tous les événements du canal c , appartenant à un pas de 3 ns, sont regroupés au milieu de celui-ci. Et ainsi, l'énergie des neutrons correspond bien à l'énergie moyenne pour l'intervalle en temps considéré.

Chaque contenu d'un canal en énergie est ensuite normalisé pour déterminer la multiplicité neutronique doublement différentielle suivant l'expression :

$$\frac{d^2\nu_n}{d\Omega dE_n} = \frac{N_n(E_n)}{\Delta\Omega \Delta E(c) \epsilon_n(E_n) N_{trigger}} \quad (5.2)$$

où $N_n(E_n)$ est le nombre de neutrons présents dans le canal c , $\Delta\Omega$, l'angle solide du détecteur DEMON, $\epsilon_n(E_n)$, l'efficacité de détection des neutrons à l'énergie E_n et $N_{trigger}$, le nombre de déclencheurs maîtres (MWPC) considérés (fragments de fission). $\Delta E(c)$ est le pas variable du canal c en énergie, et il se calcule de la manière suivante :

$$\Delta E(c) = (72.3)^2 d_{vol}^2 \left(\frac{1}{t_{min}^2} - \frac{1}{t_{max}^2} \right) \quad (5.3)$$

où $t_{min} = c\Delta t$ et $t_{max} = t_{min} + \Delta t$, les limites extrêmes du canal touché.

5.6 Multiplicité et température nucléaire

Les équations théoriques utilisées pour ajuster les distributions en énergie des neutrons sont de deux types :

- une distribution dite de “surface”, dérivée par Weisskopf [WEI37] et démontrée en annexe B (équation B.33). Elle sera utilisée pour ajuster les distributions en énergie des neutrons émis par le noyau composé exclusivement (voir discussion en annexe E). Son expression dans le repère du laboratoire est la suivante :

$$f_S(T, \nu_n) = \frac{d^2\nu_n}{d\Omega dE_n} = \frac{\nu_n}{4\pi T^2} \overline{E_n} \sqrt{\frac{E_n}{\overline{E_n}}} e^{-\frac{\overline{E_n}}{T}} \quad (5.4)$$

- une distribution dite de “volume”, dérivée par Le Couteur [LEC59] et présentée en annexe B (équation B.33). Elle sera utilisée pour ajuster les distributions en énergie des neutrons émis par les fragments de fission. Son expression dans le repère du laboratoire est la suivante :

$$f_V(T, \nu) = \frac{d^2\nu_n}{d\Omega dE_n} = \frac{\nu_n}{2(\pi T)^{3/2}} \sqrt{E_n} e^{-\frac{\overline{E_n}}{T}} \quad (5.5)$$

Dans ces équations, ν_n et T sont les multiplicités et températures nucléaires du noyau source, E_n et $\overline{E_n}$ sont les énergies du neutron exprimées dans le repère du laboratoire et dans le repère du centre de masse respectivement. La relation entre ces deux valeurs est exprimée par l'équation suivante :

$$\overline{E_n} = E_n + \frac{1}{2}m_n v_s^2 - v_s \cos \alpha_R \sqrt{2m_n E_n} \quad (5.6)$$

où v_s est la vitesse du noyau émetteur de neutrons, m_n est la masse du neutron et α_R l'angle relatif entre la direction du noyau source et la direction du neutron émis. Cet angle relatif qui apparaît dans l'équation 5.6 entre la source émettrice, d'angle (θ, ϕ) , et le neutron, d'angle (θ_n, ϕ_n) (figure 2.3), se calcule comme suit :

$$\cos(\alpha_R) = \sin(\theta_n) \sin(\theta) \cos(\phi_n - \phi) + \cos(\theta_n) \cos(\theta) \quad (5.7)$$

La normalisation des équations 5.4 et 5.5 est faite de telle manière que l'intégration de ces distributions sur l'énergie, et sur l'angle solide vaut ν_n qui représente donc la quantité moyenne de neutrons émis par le noyau source.

On appelle les neutrons émis par le NC, neutrons de pré-fission, et les neutrons émis par les deux FF, neutrons de post-fission. La distribution utilisée pour ajuster les spectres en énergies des neutrons détectés en coïncidence avec des FF est donc une somme de trois fonctions :

$$\frac{d^2 \nu_n}{d\Omega dE_n} = f_V(T_n^{f1}, \nu_n^{f1}) + f_V(T_n^{f2}, \nu_n^{f2}) + f_S(T_n^{nc}, \nu_n^{nc}) \quad (5.8)$$

avec :

- T_n^{f1} et ν_n^{f1} la température nucléaire du FF détecté dans le MWPC 1 et la multiplicité neutronique associée respectivement.
- T_n^{f2} et ν_n^{f2} la température nucléaire du FF détecté dans le MWPC 2 et la multiplicité neutronique associée respectivement.
- T_n^{nc} et ν_n^{nc} la température nucléaire du noyau composé et la multiplicité neutronique associée respectivement.

5.7 Multiplicités et températures associées aux FF

Il a fallu ajuster les spectres en énergies des neutrons provenant de toutes les cellules DEMON avec la fonction 5.8. Certains détecteurs ont dû être éliminés de l'analyse parce que des éléments du dispositif expérimental se trouvaient entre eux et la cible. Ainsi, par exemple, les détecteurs situés derrière les systèmes de détection R1 et R2, derrière les bords des MWPC, derrière les télescopes, et également l'ensemble des détecteurs situés à un angle $\theta = 90^\circ$ ont dû être retirés de l'analyse. En fin de compte, seuls 50 détecteurs sur 90 ont été utilisés lors de l'ajustement. La figure 5.5 présente sur un graphique en θ et ϕ les positions angulaires des différents détecteurs. Cette représentation permet de visualiser les détecteurs DEMON qui peuvent être utilisés pour l'ajustement et d'éliminer ceux situés derrière un des différents détecteurs placés à l'intérieur de la chambre à réaction.

Pour pouvoir utiliser la fonction 5.8, il a fallu introduire des valeurs moyennes de v_s et de $v_s \cos \alpha_R$ pour chaque source (équation 5.6). Or, les angles α_R des deux FF et leurs

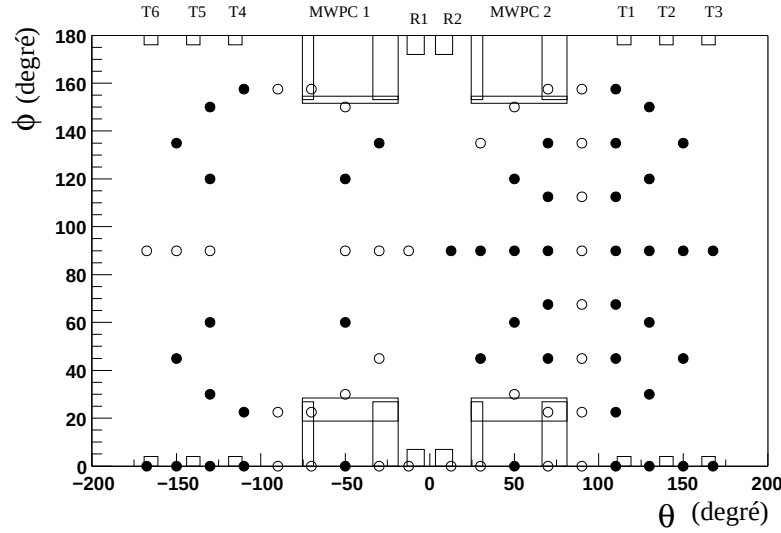


FIG. 5.5 – Représentation des positions angulaires (θ, ϕ) des différents détecteurs. Cette représentation permet d'éliminer les détecteurs DEMON situés derrière un élément "massif" existant dans la chambre à réaction. Les points noirs représentent les détecteurs DEMON pris en compte lors de l'ajustement et les points en blanc ceux qui ont été éliminés de l'analyse.

vitesses v_s sont calculés événement par événement. Il a, dès lors, été possible de calculer les moyennes de ces différentes valeurs et de les introduire dans l'équation 5.8.

L'angle relatif α_R entre la direction du neutron émis par le noyau composé et la direction du noyau composé est simplement l'angle θ_n puisque le noyau composé a, en moyenne, la direction de l'axe du faisceau ($\theta = 0$ et $\phi = 0$). La vitesse v_s du noyau composé est celle obtenue dans la simulation utilisée pour ajuster les distributions en vitesse des résidus d'évaporation (voir chapitre 3), c'est-à-dire v_{nc} .

Pour s'assurer que les produits de réactions détectés dans les deux chambres à multi-fils soient bien des fragments de fission, une zone particulière a été choisie dans les MWPC. Comme il a déjà été montré au chapitre 4, c'est la zone 3 de la figure 4.14 qui a été adoptée.

Pour les FF, l'imprécision sur $v_s \cos \alpha_R$ peut être très grande vu l'étendue angulaire des MWPC. C'est la raison pour laquelle une sélection supplémentaire de 10° en ϕ au centre du premier MWPC a été imposée. L'élargissement en θ est celui imposé par la zone 3 de la figure 4.14 et vaut en moyenne 3° . Dans un premier temps, seuls les FF détectés dans cette zone ont été pris en considération lors de l'analyse.

Les paramètres à ajuster sont donc les multiplicités ν_n^{f1} et ν_n^{f2} des FF, la multiplicité ν_n^{nc} du NC, ainsi que leur température T_n^{f1} , T_n^{f2} et T_n^{nc} . Cependant, pour réduire le nombre de paramètres de 6 à 5 et accélérer la convergence de l'ajustement, les températures des deux FF, T_n^{f1} et T_n^{f2} ont été imposées égales. Cela revient à supposer que le NC avait atteint un équilibre thermodynamique avant de fissionner.

L'ajustement s'est fait sur un spectre à deux dimensions dont l'axe X représente l'énergie E_n des neutrons, l'axe Y l'angle relatif α_R entre le détecteur DEMON touché et la position moyenne du FF dans les MWPC 1 ou 2 et l'axe Z, la multiplicité différentielle $\frac{d^2\nu_n}{d\Omega dE_n}$.

En raison d'une mauvaise connaissance de l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons d'énergie inférieure à 2 MeV, cet ajustement ne s'est fait que pour des énergies de neutrons supérieures à une énergie seuil $E_{ns} = 2 \text{ MeV}$. Notons toutefois que la discrimination neutrons- γ est possible bien en dessous de 300 keVee, ce qui correspond à une énergie neutron de 1.25 MeV.

L'analyse des distributions en énergie $\frac{d^2\nu_n}{dE_n d\Omega}$ a été complétée par l'ajustement des distributions angulaires $\frac{d\nu_n}{d\Omega}|_{E_{ns}}$. Il s'agissait donc de porter sur un graphique les distributions expérimentales :

$$\frac{d\nu_n}{d\Omega} = \int_{E_{ns}}^{\infty} \frac{N_n(E_n)}{\Delta\Omega \Delta E(n) \epsilon_n(E_n) N_{trigger}} dE_n \quad (5.9)$$

et de les ajuster par la fonction théorique suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\nu_n}{d\Omega}|_{E_{ns}} = & \int_{E_{ns}}^{\infty} f_V(T_n^{f1}, \nu_n^{f1}) dE_n + \int_{E_{ns}}^{\infty} f_V(T_n^{f2}, \nu_n^{f2}) dE_n \\ & + \int_{E_{ns}}^{\infty} f_S(T_n^{nc}, \nu_n^{nc}) dE_n \end{aligned} \quad (5.10)$$

L'intégration de la fonction f_V peut se faire analytiquement (voir [TIL97]). L'intégration de la fonction f_S n'est, par contre, pas réalisable analytiquement et elle a dû être calculée numériquement.

Cette technique a permis de vérifier le manque de comptage de certains détecteurs situés derrière un obstacle et ainsi de confirmer leur élimination lors de l'analyse (exemple : figure 5.9). Les multiplicités ont été directement déterminées à partir des distributions en angles $\frac{d\nu_n}{d\Omega}|_{E_{ns}}$ car la statistique de ces distributions est plus élevée que celle des distributions en énergie.

Les températures nucléaires ont par contre été déterminées à partir des distributions en énergie. En effet, la pente de ces distributions dépend directement de la température du noyau émetteur.

En résumé, la méthode utilisée fut d'ajuster simultanément les distributions neutroniques en énergie $\frac{d^2\nu_n}{dE_n d\Omega_n}$ pour déterminer les températures et ensuite d'ajuster les distributions en angles $\frac{d\nu_n}{d\Omega_n}|_{E_{ns}}$, avec les températures fixées, pour déterminer les multiplicités².

L'analyse s'est faite pour les neutrons en coïncidence avec les fragments de fission détectés d'une part dans les MWPC, et d'autre part pour les neutrons détectés en coïncidence avec des FF détectés par les systèmes R1 et R2. Dans le premier cas, la statistique était suffisante pour établir les multiplicités en fonction des masses de ces FF, alors que dans le second cas, à cause de l'angle solide restreint des détecteurs R1 et R2, seule une confirmation des multiplicités moyennes précédemment obtenues a pu être réalisée.

²Ce dernier ajustement ne s'est fait qu'avec 3 paramètres variables : ν_n^{f1} , ν_n^{f2} et ν_n^{nc} dans le cas d'une fission asymétrique. Dans le cas d'une fission symétrique, seuls deux paramètres sont variables car dans ce cas $\nu_n^{f1} = \nu_n^{f2}$.

5.7.1 Multiplicités neutroniques en fonction de la distribution en masse des FF détectés dans les MWPC

Les tableaux 5.1 à 5.3 présentent, pour différentes sélections en masses A_{f1} des FF détectés dans le MWPC 1, les angles moyens $\langle \theta_{f1} \rangle$ et $\langle \theta_{f2} \rangle$ et les vitesses moyennes $\langle v_{f1} \rangle$ et $\langle v_{f2} \rangle$ des fragments de fission détectés dans la zone 3 de la figure 4.14 (l'écart-type sur les vitesses est en moyenne de l'ordre de 0.01 cm/ns).

La largeur des sélections en masse ($\Delta A_{f1} = \pm 5 \text{ uma}$) a été choisie afin qu'il y ait suffisamment de statistique pour l'analyse des spectres en énergie des neutrons.

On observe que les vitesses moyennes des fragments de fission sont, comme attendues, plus élevées pour les fragments de masses plus légères.

Les figures 5.6 à 5.8 présentent des exemples d'ajustement des distributions en énergie $\frac{d^2\nu_n}{dE_n d\Omega}$ des neutrons pour certains détecteurs (pour l'expérience b375 autour de la partition en masse symétrique $90 \pm 5 \text{ uma}$). Les lignes rouges en tirets représentent la contribution attribuée au NC, en tirets-pointillés roses et tirets double-pointillés bleus celles des fragments de fission FF1 et FF2, et en continu la somme des trois contributions à comparer avec les points expérimentaux.

On peut vérifier sur les figures 5.6 à 5.8 que la contribution du NC est indépendante de l'angle ϕ . Ceci illustre l'isotropie de l'émission de neutrons de pré-scission dans le repère du centre de masse ($\frac{d^2\nu_n}{dE_n d\Omega}$ est indépendant de ϕ).

On constate également que la contribution du FF1 est maximale à $\theta = 50^\circ$ et $\phi = 0^\circ$ tandis que la contribution du FF2 est maximale à $\theta = 50^\circ$ et $\phi = 180^\circ$. Ceci est dû à l'effet de focalisation, dans le repère du laboratoire, des neutrons dans les directions moyennes des FF détectés dans la zone 3.

On constate que pour les θ supérieurs à 90° , c'est-à-dire pour les neutrons détectés à l'arrière, la statistique décroît fortement à cause de la vitesse d'entraînement du NC.

Les ajustements des distributions en énergie fournissent une première estimation des multiplicités et une valeur définitive pour les températures des noyaux sources. Les températures ont donc été fixées lors de l'ajustement des distributions angulaires $\frac{d\nu_n}{d\Omega}|_{E_{ns}}$ (Figures 5.9 à 5.11). Les points représentés en blanc sont les détecteurs rejetés de l'analyse parce qu'ils se trouvent derrière un obstacle vu de la cible. Les points en noir par contre représentent les détecteurs effectivement utilisés dans l'ajustement.

On observe également sur ce genre de représentation la dominance de la contribution des FF dans le plan $\phi = 0^\circ$ aux angles $\theta = \pm 50^\circ$. On observe aussi que la distribution angulaire associée au noyau composé est la même quelque soit l'angle ϕ , ce qui illustre à nouveau l'isotropie dans le centre de masse des neutrons émis par le noyau composé.

Les tableaux 5.4 à 5.6 regroupent les multiplicités et températures des trois noyaux émetteurs pour les trois expériences étudiées et pour l'ensemble des sélections en masse.

Par convention, ν_n^{pre} et T_n^{pre} sont définis comme étant les multiplicités et températures de pré-fission, c'est-à-dire celles du NC avant qu'il ne fissionne. Ces valeurs correspondent donc à ν_n^{nc} et T_n^{nc} respectivement. On définit également, ν_n^{post} et T_n^{post} , les multiplicités et températures de post-scission : $\nu_n^{post} = \nu_n^{f1} + \nu_n^{f2}$ et $T_n^{post} = T_n^{f1} = T_n^{f2}$.

A_{f1} (uma)	$\langle \theta_{f1} \rangle$ (degrés)	$\langle \theta_{f2} \rangle$ (degrés)	$\langle v_{f1} \rangle$ (cm/ns)	$\langle v_{f2} \rangle$ (cm/ns)
70 ± 5	46.3 ± 3	46.7 ± 3	2.07	1.29
75 ± 5	46.4 ± 3	47.2 ± 3	1.95	1.36
80 ± 5	46.6 ± 3	47.5 ± 3	1.83	1.44
85 ± 5	46.8 ± 3	47.6 ± 3	1.72	1.52
90 ± 5	46.9 ± 3	47.7 ± 3	1.62	1.61
95 ± 5	46.8 ± 3	47.5 ± 3	1.53	1.71
100 ± 5	46.7 ± 3	47.4 ± 3	1.44	1.81
105 ± 5	46.4 ± 3	47.1 ± 3	1.36	1.91
110 ± 5	45.9 ± 3	47.0 ± 3	1.28	2.02

TAB. 5.1 – Sélections en masses et valeurs moyennes des angles et vitesses des fragments de fission effectués pour la détermination des multiplicités neutroniques associées à l'expérience b375.

A_{f1} (uma)	$\langle \theta_{f1} \rangle$ (degrés)	$\langle \theta_{f2} \rangle$ (degrés)	$\langle v_{f1} \rangle$ (cm/ns)	$\langle v_{f2} \rangle$ (cm/ns)
70 ± 5	47.0 ± 3	47.4 ± 3	2.06	1.30
75 ± 5	47.2 ± 3	47.8 ± 3	1.94	1.37
80 ± 5	47.4 ± 3	48.0 ± 3	1.84	1.45
85 ± 5	47.6 ± 3	48.1 ± 3	1.74	1.54
90 ± 5	47.7 ± 3	48.2 ± 3	1.64	1.62
95 ± 5	47.6 ± 3	48.1 ± 3	1.54	1.72
100 ± 5	47.5 ± 3	47.9 ± 3	1.46	1.81
105 ± 5	47.3 ± 3	47.6 ± 3	1.37	1.92
110 ± 5	47.0 ± 3	47.3 ± 3	1.30	2.02

TAB. 5.2 – Sélections en masses et valeurs moyennes des angles et vitesses des fragments de fission effectués pour la détermination des multiplicités neutroniques associées à l'expérience b354.

A_{f1} (uma)	$\langle \theta_{f1} \rangle$ (degrés)	$\langle \theta_{f2} \rangle$ (degrés)	$\langle v_{f1} \rangle$ (cm/ns)	$\langle v_{f2} \rangle$ (cm/ns)
70 ± 5	44.1 ± 3	44.8 ± 3	2.13	1.33
75 ± 5	44.3 ± 3	45.4 ± 3	2.01	1.40
80 ± 5	44.5 ± 3	45.9 ± 3	1.91	1.48
85 ± 5	44.8 ± 3	46.1 ± 3	1.79	1.56
90 ± 5	44.9 ± 3	46.2 ± 3	1.69	1.65
95 ± 5	44.9 ± 3	46.0 ± 3	1.60	1.75
100 ± 5	44.7 ± 3	45.8 ± 3	1.50	1.85
105 ± 5	44.3 ± 3	45.4 ± 3	1.41	1.96
110 ± 5	43.8 ± 3	45.1 ± 3	1.34	2.08

TAB. 5.3 – Sélections en masses et valeurs moyennes des angles et vitesses des fragments de fission effectués pour la détermination des multiplicités neutroniques associées à l'expérience b382.

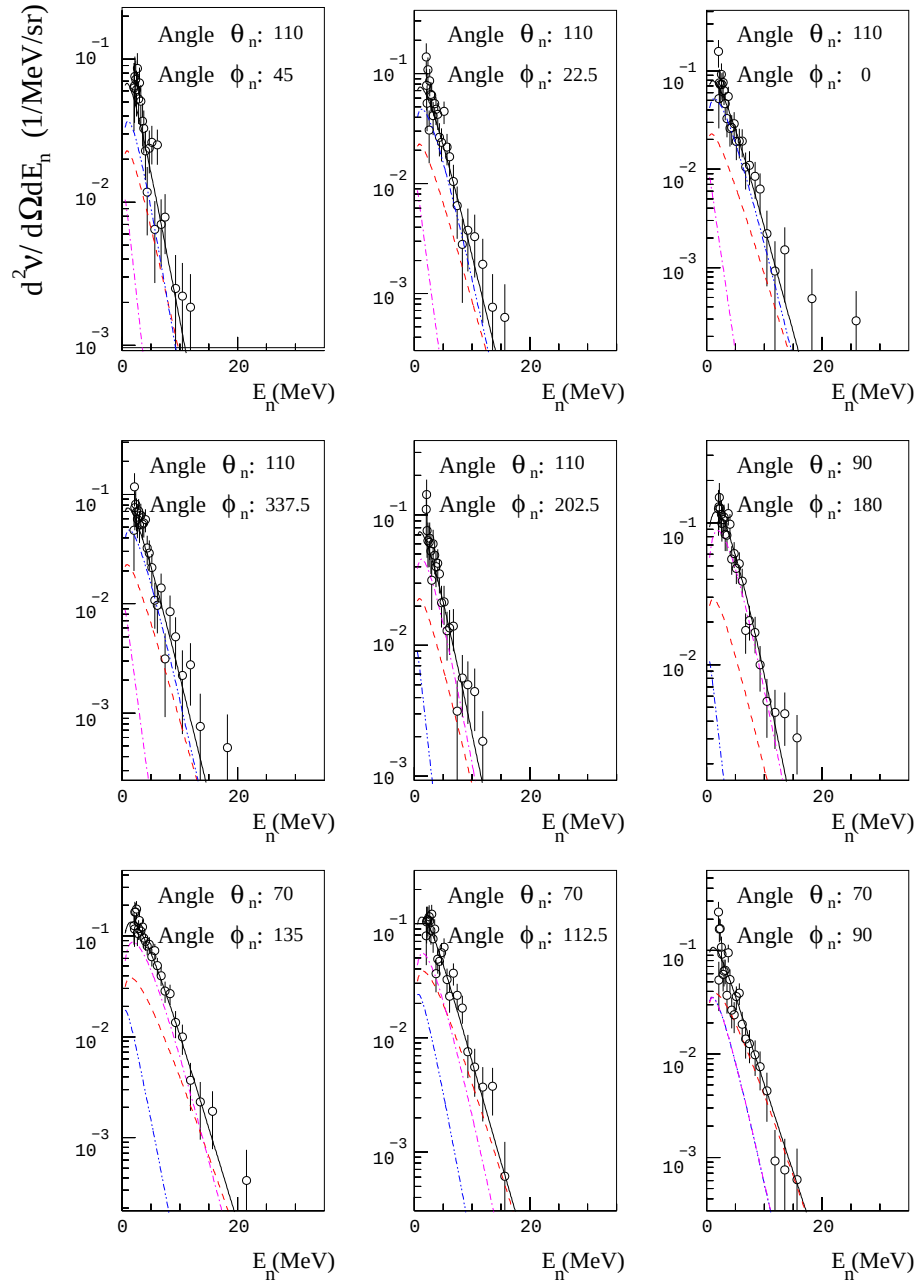


FIG. 5.6 – Ajustement des distributions en énergie des neutrons pour certains détecteurs DEMON et pour une coupe en masse autour de la partition symétrique dans l'expérience b375. Les angles θ_n et ϕ_n désignent les positions angulaires des détecteurs correspondants.

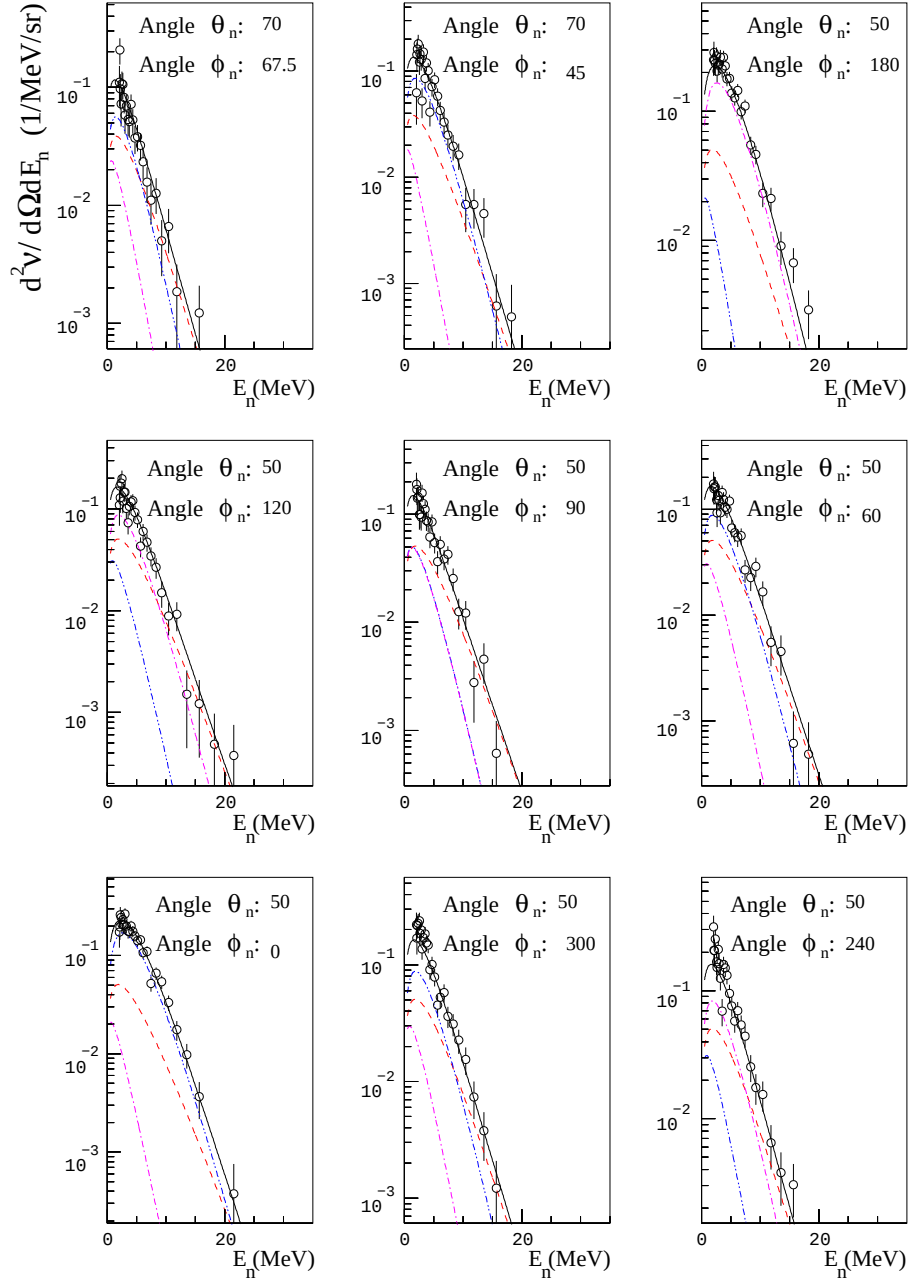


FIG. 5.7 – Ajustement des distributions en énergie des neutrons pour certains détecteurs DEMON et pour une coupe en masse autour de la partition symétrique dans l'expérience b375. Les angles θ_n et ϕ_n désignent les positions angulaires des détecteurs correspondants.

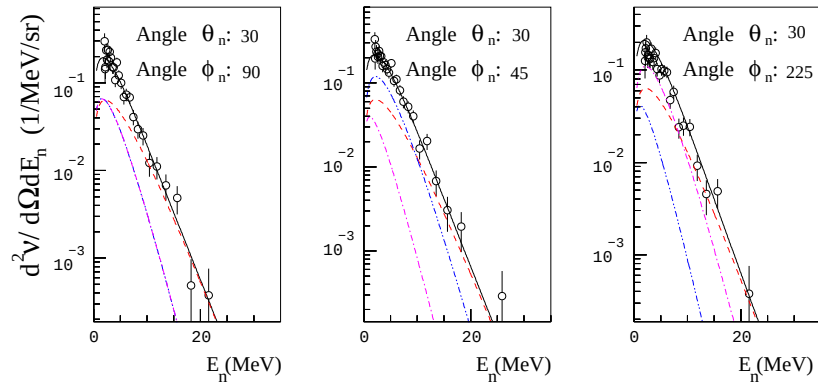


FIG. 5.8 – Ajustement des distributions en énergie des neutrons pour certains détecteurs DEMON et pour une coupe en masse autour de la partition symétrique dans l'expérience b375. Les angles θ_n et ϕ_n désignent les positions angulaires des détecteurs correspondants.

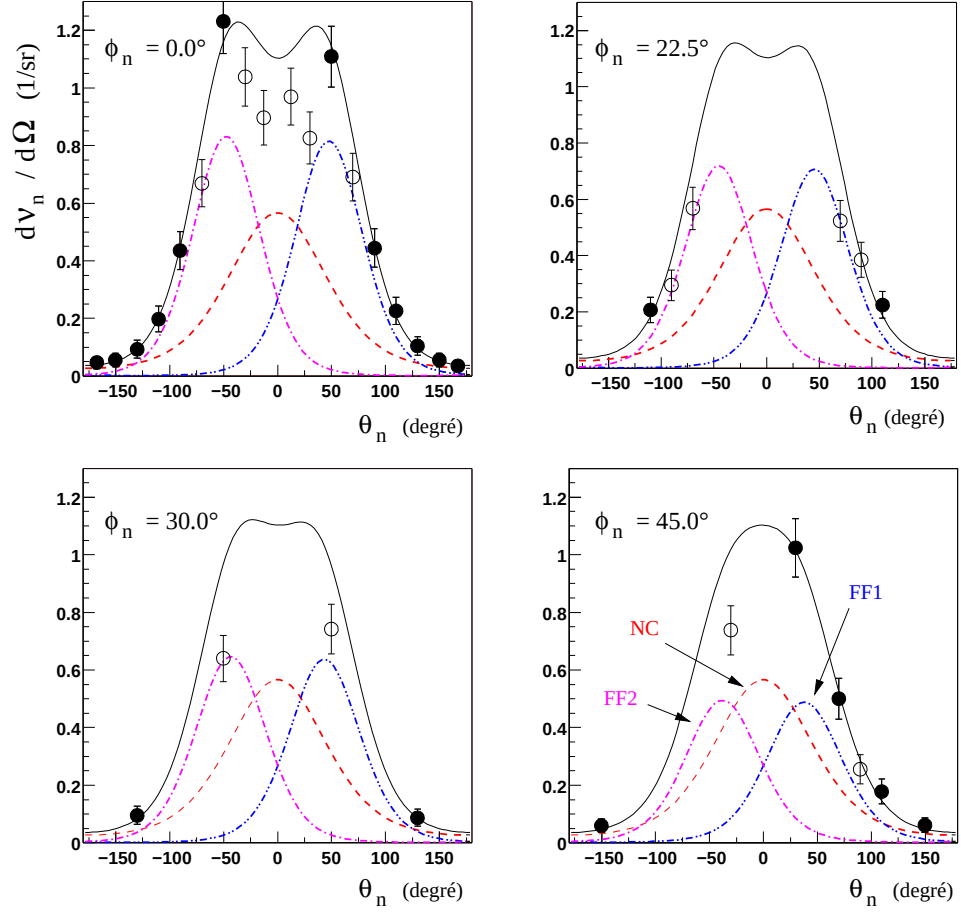


FIG. 5.9 – Ajustement, par l'équation 5.10, des distributions angulaires des neutrons. Celles-ci ont été établies à partir de la relation 5.9, pour une coupe en masse autour de la partition symétrique dans l'expérience b375. ϕ_n désignent les angles des plans de détecteurs DEMON (de ϕ_n constant). L'intégrale $\int \frac{d^2\nu_n}{d\Omega dE_n} dE_n$ a été calculée pour un ϕ_n donné. La signification des lignes est la même qu'à la figure 5.6. Les points en blanc correspondent aux données des détecteurs exclus de l'ajustement car entachés d'un défaut de comptage (voir texte).

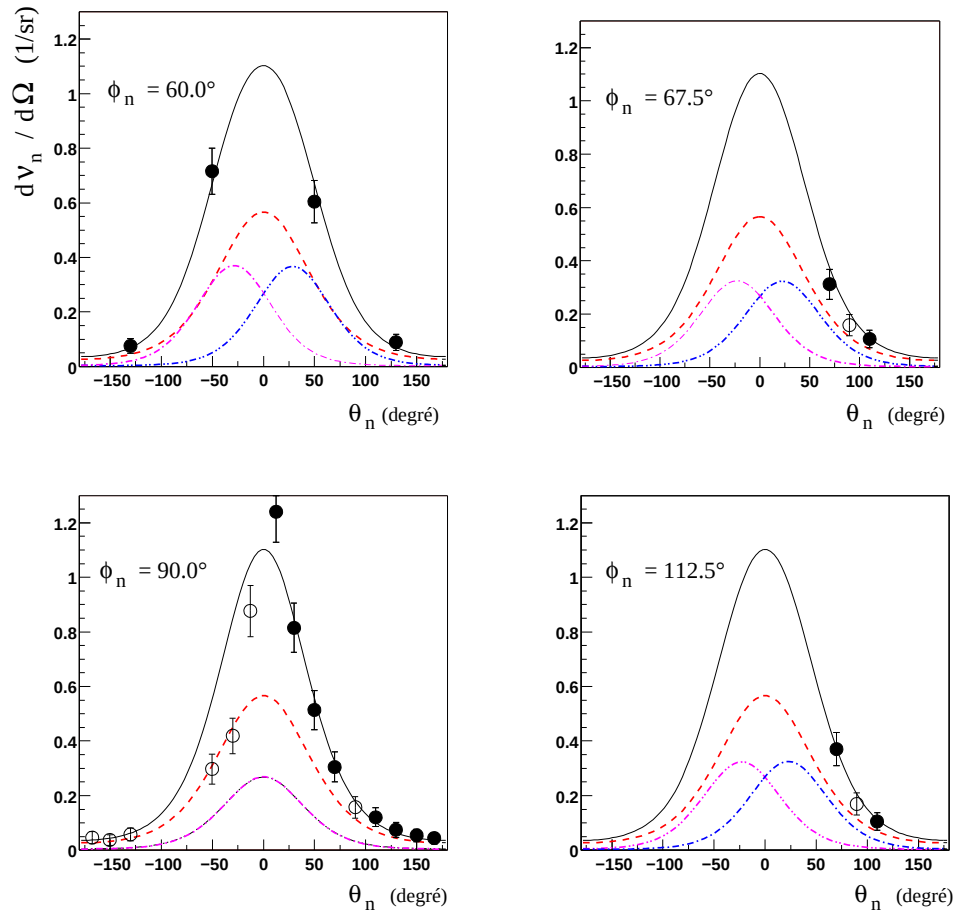


FIG. 5.10 – Ajustement, par l'équation 5.10, des distributions angulaires des neutrons. Celles-ci ont été établies à partir de la relation 5.9, pour une coupe en masse autour de la partition symétrique dans l'expérience b375. ϕ_n désignent les angles des plans de détecteurs DEMON (de ϕ_n constant). L'intégrale $\int \frac{d^2\nu_n}{d\Omega dE_n} dE_n$ a été calculée pour un ϕ_n donné. La signification des lignes est la même qu'à la figure 5.6. Les points en blanc correspondent aux données des détecteurs exclus de l'ajustement car entachés d'un défaut de comptage (voir texte).

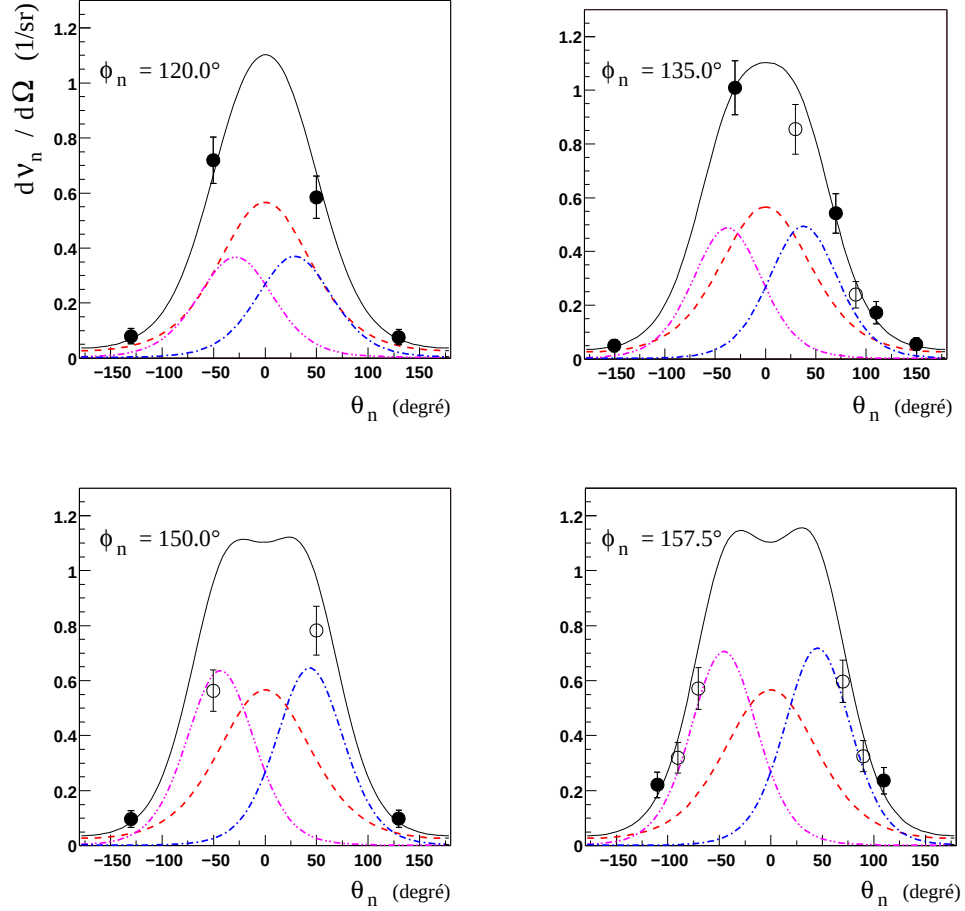


FIG. 5.11 – Ajustement, par l'équation 5.10, des distributions angulaires des neutrons. Celles-ci ont été établies à partir de la relation 5.9, pour une coupe en masse autour de la partition symétrique dans l'expérience b375. ϕ_n désignent les angles des plans de détecteurs DEMON (de ϕ_n constant). L'intégrale $\int \frac{d^2\nu_n}{d\Omega dE_n} dE_n$ a été calculée pour un ϕ_n donné. La signification des lignes est la même qu'à la figure 5.6. Les points en blanc correspondent aux données des détecteurs exclus de l'ajustement car entachés d'un défaut de comptage (voir texte).

A_{f1} (uma)	ν_n^{pre}	T_n^{pre} (MeV)	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
70 ± 5	2.9	1.9	1.5	3.0	1.4
75 ± 5	2.7	2.0	1.6	3.2	1.3
80 ± 5	3.3	2.0	1.6	2.8	1.3
85 ± 5	3.4	2.0	1.7	2.5	1.4
90 ± 5	3.0	2.0	2.3	2.3	1.4
95 ± 5	3.2	1.9	2.5	2.2	1.4
100 ± 5	2.8	1.9	3.0	2.1	1.4
105 ± 5	3.0	1.8	2.9	1.8	1.3
110 ± 5	3.0	1.8	2.9	1.8	1.3

TAB. 5.4 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires moyennes des trois noyaux émetteurs en fonction des coupes en masse des FF détectés dans les MWPC (b375).

A_{f1} (uma)	ν_n^{pre}	T_n^{pre} (MeV)	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
70 ± 5	2.2	2.0	1.5	3.0	1.3
75 ± 5	2.7	2.0	1.5	2.6	1.2
80 ± 5	3.0	1.9	1.6	2.4	1.2
85 ± 5	3.0	2.0	1.7	2.2	1.3
90 ± 5	2.9	2.0	2.0	2.0	1.4
95 ± 5	2.8	2.0	2.4	1.7	1.4
100 ± 5	2.9	2.0	2.6	1.6	1.2
105 ± 5	2.6	2.0	2.6	1.7	1.3
110 ± 5	2.2	2.0	2.8	1.7	1.3

TAB. 5.5 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires moyennes des trois noyaux émetteurs en fonction des coupes en masse des FF détectés dans les MWPC (b354).

A_{f1} (uma)	ν_n^{pre}	T_n^{pre} (MeV)	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
70 ± 5	2.4	2.1	1.3	2.7	1.2
75 ± 5	2.5	2.0	1.4	2.7	1.2
80 ± 5	2.6	2.0	1.5	2.6	1.3
85 ± 5	3.0	1.8	1.5	2.3	1.3
90 ± 5	2.8	1.8	1.9	1.9	1.4
95 ± 5	2.9	1.8	2.0	1.7	1.4
100 ± 5	2.9	2.0	2.2	1.5	1.3
105 ± 5	2.9	1.9	2.3	1.4	1.3
110 ± 5	2.9	1.8	2.4	1.2	1.3

TAB. 5.6 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires moyennes des trois noyaux émetteurs en fonction des coupes en masse des FF détectés dans les MWPC (b382).

Les figures 5.12 à 5.14 présentent les évolutions des multiplicités neutroniques et des températures nucléaires en fonction de l'asymétrie en masse des fragments de fission pour les trois réactions étudiées.

On constate que les températures nucléaires des FF ou du NC restent en moyenne constantes quelque soit l'asymétrie en masse. Cette observation justifie l'hypothèse selon laquelle le NC est en équilibre thermodynamique avant de fissionner. La supposition selon laquelle les deux fragments de fission possèdent la même température nucléaire est donc légitime.

Il apparaît également, sur les figures 5.12 à 5.14, une augmentation attendue des multiplicités ν_n^{f1} des FF1 avec la masse A_{f1} du fragment de fission émetteur. En effet, si la température nucléaire est bien la même pour tous les fragments de fission, la quantité de neutrons émis par ceux-ci dépendra du nombre de neutrons disponibles dans le noyau émetteur et donc de sa masse. Ainsi, l'énergie d'excitation d'un noyau dépend directement de sa masse comme l'indique l'équation suivante :

$$U = a_n T^2 = \frac{A}{a_0} T^2 \quad (5.11)$$

où A est la masse du noyau émetteur (en uma) et a_0 , un paramètre qui peut varier, dans nos réactions, de 8 à 10 en fonction de T [CHA03].

On peut également constater sur ces représentations que les multiplicités des FF1 et des FF2 évoluent de manière cohérente. La quantité de neutrons émis par le FF1 est identique à la quantité de neutrons émis par le FF2 de même masse ($A_{f2} \approx 180 - A_{f1}$).

La figure 5.15 représente les multiplicités de pré- et de post-scission pour les trois réactions étudiées. On constate qu'elles semblent indépendantes de l'asymétrie en masse des FF. Cependant, dans l'expérience b354, ν_n^{pre} paraît décroître avec l'asymétrie en masse et réciproquement ν_n^{post} paraît augmenter. Ceci peut s'expliquer par un mélange des processus de fission avec des processus nucléaires différents qui émettent moins de neutrons (tels que le transfert très inélastique). Ce mélange est en effet plus important dans les partitions asymétriques et particulièrement dans la réaction b354 (voir figure 4.12).

Le caractère constant de ν_n^{pre} indique que le noyau composé émet toujours le même nombre de neutrons quelle que soit la manière dont il fissionne. Or, si on suppose que le nombre moyen de neutrons émis par le NC est directement lié à son temps de vie, alors on peut en conclure que le temps de vie du NC est indépendant de la manière dont il fissionne. Cela valide à nouveau l'hypothèse selon laquelle le NC atteint un équilibre thermodynamique avant sa scission.

Si on compare les résultats des expériences b354 et b382, dans lesquelles les noyaux composés ont la même énergie d'excitation, il apparaît que les multiplicités de pré- et de post-scission sont identiques pour la fission symétrique.

On constate également que les multiplicités de post-scission dans l'expérience b375 sont légèrement plus élevées. Ceci résulte d'une plus grande énergie d'excitation du NC dans cette expérience.

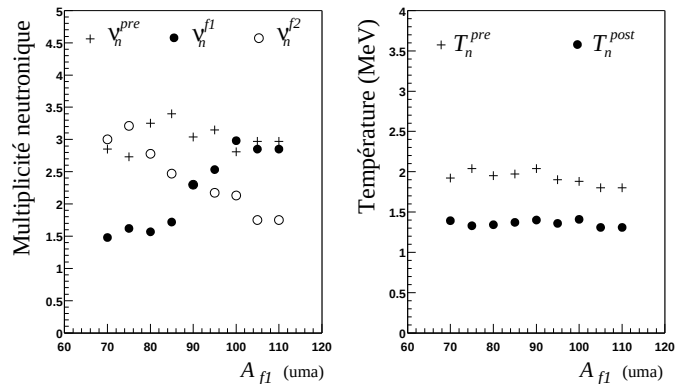


FIG. 5.12 – Evolutions des multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, obtenues pour la réaction b375, en fonction de la masse d'un des fragments de fission.

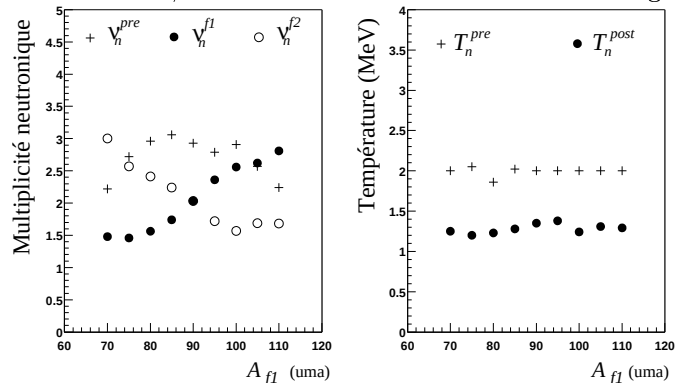


FIG. 5.13 – Evolutions des multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, obtenues pour la réaction b354, en fonction de la masse d'un des fragments de fission.

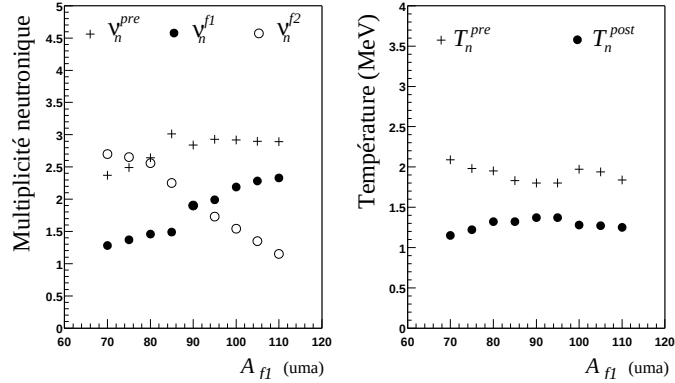


FIG. 5.14 – Evolutions des multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, obtenues pour la réaction b382, en fonction de la masse d'un des fragments de fission.

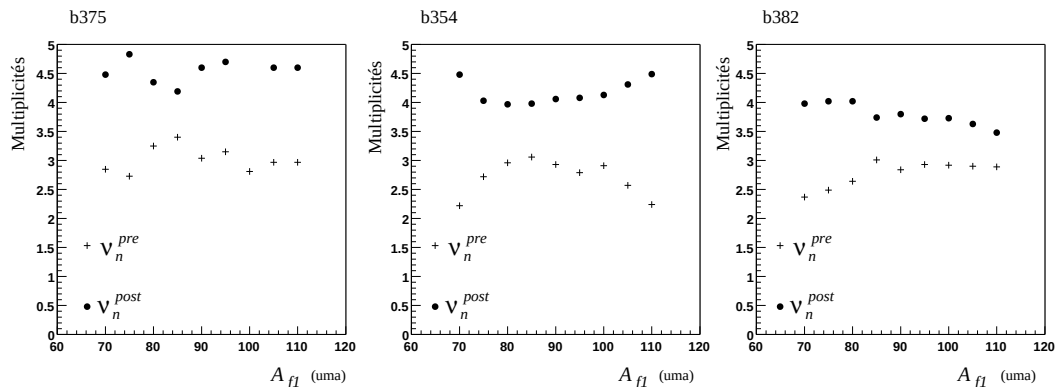


FIG. 5.15 – Evolutions des multiplicités neutroniques de pré- et de post-scission pour les réactions b375, b354 et b382, en fonction de la masse d'un des fragments de fission.

5.7.2 Multiplicités neutroniques des FF détectés dans R1 ou R2

Pour confirmer les multiplicités ν_n et températures T_n obtenues dans les paragraphes précédents, les distributions angulaires théoriques $\frac{d\nu_n}{d\Omega}$ ont été comparées avec les distributions angulaires expérimentales des neutrons détectés, non plus en coïncidence avec les MWPC, mais avec les galettes à micro-canaux (R1 et R2).

L'angle solide réduit des systèmes R1 et R2 limitait la statistique de ces événements. C'est la raison pour laquelle il n'a pas été possible d'ajuster les distributions en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec R1 ou R2. Seule une comparaison entre les courbes théoriques et expérimentales des distributions angulaires a pu être réalisée.

A présent les deux FF ne sont plus détectés en coïncidence. Seul un des fragments de fission (noté également FF1) est détecté et les informations concernant le second (FF2) sont inconnues. Pour déterminer l'angle θ_{f2} et l'énergie cinétique E_{f2} du FF2, il a fallu procéder à un calcul cinématique incluant les pertes d'énergie et basé sur les données récoltées expérimentalement sur le FF1 ($E_{f1}, A_{f1}, \theta_{f1}$). Le tableau 5.7 ci-dessous reprend les résultats de ces calculs :

	b375		b354		b382	
	FF1	FF2	FF1	FF2	FF1	FF2
E (MeV)	254	4	246	4	267	4
$\theta(^{\circ})$	7	-98	7	-103	7	-133

TAB. 5.7 – Energies cinétiques et angles des FF1 détectés par R1 et énergies cinétiques et angles **calculés** des FF2 coïncidents.

Les figures 5.16 et 5.17 présentent les distributions angulaires des neutrons détectés en coïncidence avec R1. Pour avoir suffisamment de statistique, toute la distribution en masse des fragments de fission a été choisie, avec le risque de mélanger la fission à des processus très inélastiques.

Il apparaît que, dans le plan de la réaction $\phi = 0^{\circ}$, la distribution angulaire associée au FF1 est maximale autour de 7° , c'est-à-dire à la position angulaire de R1. La distribution angulaire du FF2 est par contre maximale à la position angulaire calculée (voir le tableau ci-dessus). On constate de plus que cette dernière distribution est très étalée. En effet, étant émis vers l'arrière, le FF2 a une très faible vitesse dans le laboratoire (≈ 0.3 cm/ns) à cause de la vitesse d'entraînement du NC.

Malgré la faible statistique des données, on constate un accord satisfaisant entre les points expérimentaux et la fonction théorique $\frac{d\nu_n}{d\Omega}$ déterminée à partir des données associées aux MWPC.

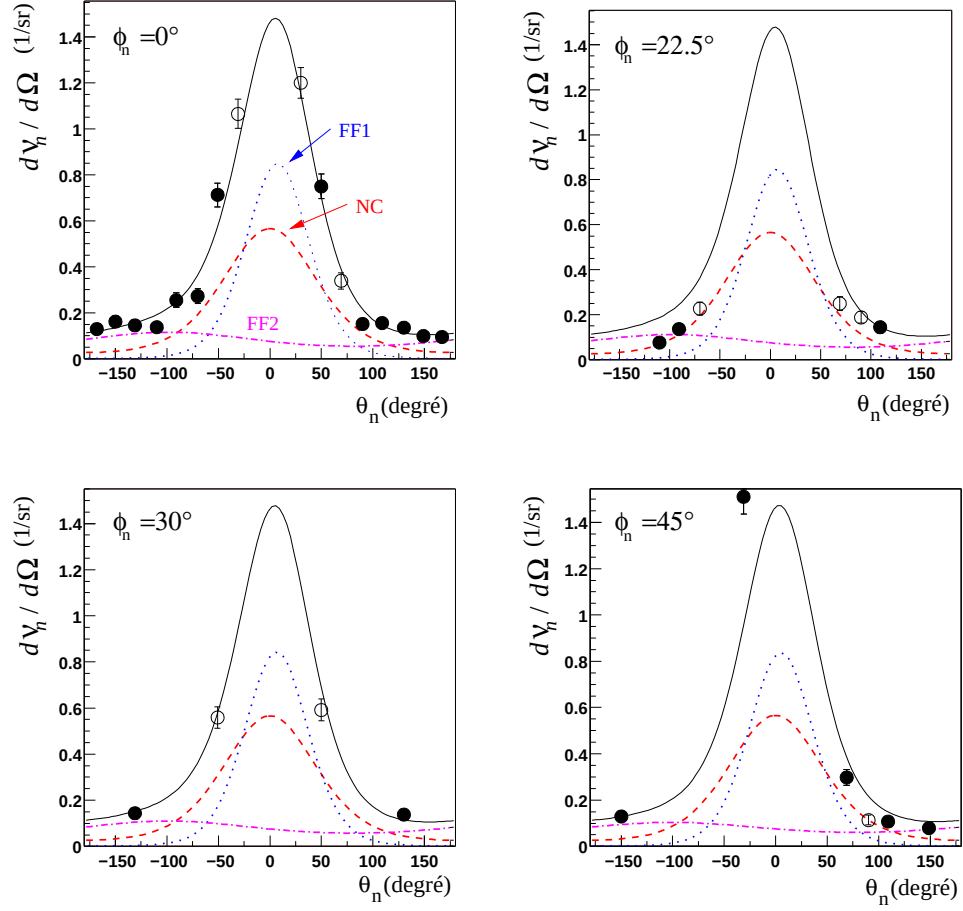


FIG. 5.16 – Distributions angulaires expérimentales des neutrons pour l'entière de la partition en masse des fragments de fission détectés dans le système de détection R1 dans la réaction b375. Courbes théoriques $d\nu/d\Omega$ obtenues à partir des données associées aux MWPC. Les points en blanc correspondent aux données des détecteurs exclus du précédent ajustement.

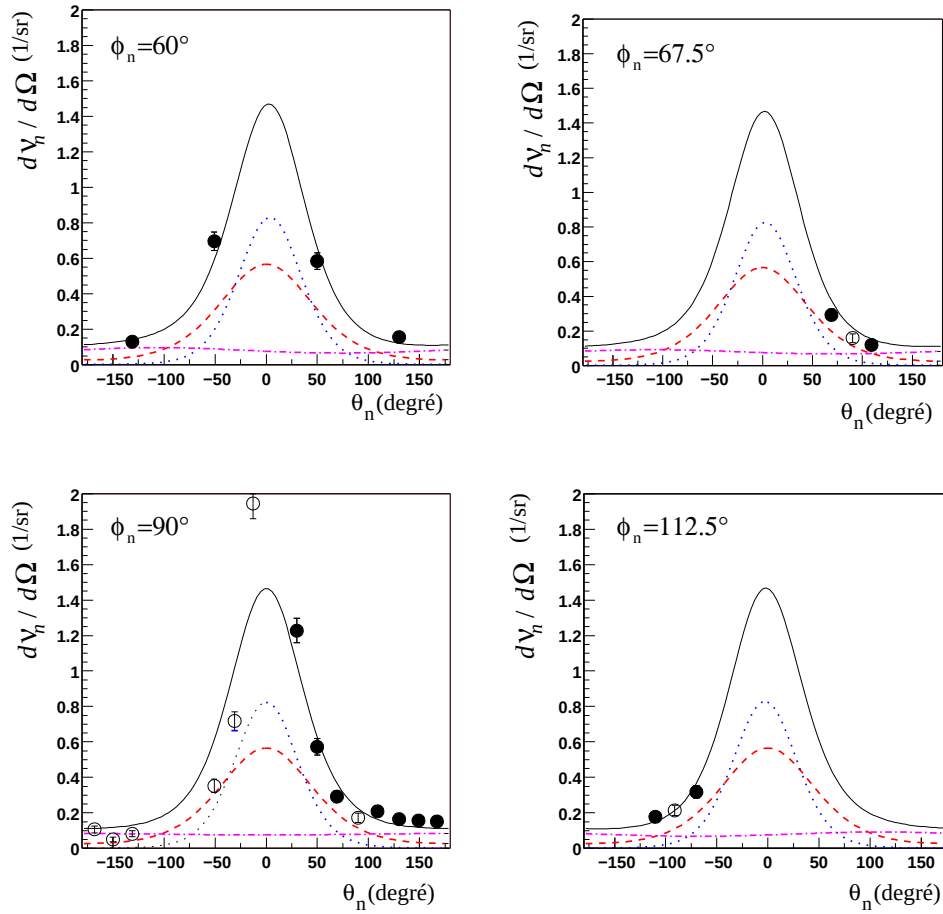


FIG. 5.17 – Distributions angulaires expérimentales des neutrons pour l'entière de la partition en masse des fragments de fission détectés dans le système de détection R1 dans la réaction b375. Courbes théoriques $d\nu/d\Omega$ obtenues à partir des données associées aux MWPC. Les points en blanc correspondent aux données des détecteurs exclus du précédent ajustement.

5.7.3 Multiplicités neutroniques pour d'autres sélections angulaires

Dans le chapitre 4, les différentes corrélations TKE-masse ont été discutées pour différentes sélections angulaires (figures 4.15 et 4.14). Dans ce paragraphe, ce sont les multiplicités neutroniques qui seront étudiées en fonction des régions angulaires imposées aux deux FF.

	zone	$\langle \theta_3 \rangle$ (degré)	$\langle \theta_4 \rangle$ (degré)	$A_{f1} \pm \Delta A_{f1}$ (uma)	ν_n^{pre}	T_n^{pre} (MeV)	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
b375 :	1	37	41	50 ± 40	1.3	2.1	1.5	4.4	1.5
	2	43	44	50 ± 40	2.3	2.3	1.6	3.4	1.5
	3	47	47	90 ± 10	3.2	1.9	2.3	2.3	1.4
	zone	$\langle \theta_3 \rangle$ (degré)	$\langle \theta_4 \rangle$ (degré)	$A_{f1} \pm \Delta A_{f1}$ (uma)	ν_n^{pre}	T_n^{pre} (MeV)	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
b354 :	1	37	41	50 ± 40	0.6	2.0	1.3	3.8	1.6
	2	43	44	50 ± 40	1.9	2.0	1.4	3.1	1.4
	3	48	48	90 ± 10	3.0	2.0	2.0	2.0	1.4
	zone	$\langle \theta_3 \rangle$ (degré)	$\langle \theta_4 \rangle$ (degré)	$A_{f1} \pm \Delta A_{f1}$ (uma)	ν_n^{pre}	T_n^{pre} (MeV)	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
b382 :	1	32	38	50 ± 40	1.2	2.0	1.1	3.8	1.5
	2	39	43	50 ± 40	2.1	2.1	1.2	2.9	1.5
	3	45	46	90 ± 10	3.0	1.8	1.9	1.9	1.4

TAB. 5.8 – Angles moyens, coupes en masse, multiplicités neutroniques et températures nucléaires obtenues pour les 3 zones présentées à la figure 4.14

Le tableau 5.8 présente les angles moyens des fragments de fission détectés dans les trois zones de sélection de la figure 4.14, ainsi que les multiplicités neutroniques et les températures nucléaires, calculées après ajustement des distributions angulaires des neutrons détectés en coïncidence avec ces FF³.

Les sélections en masse sont, dans ce cas, très larges. Pour les zone 1 et 2, il est seulement imposé que les fragments légers soient détectés dans le MWPC 1 et les lourds dans le MWPC 2. Pour la zone 3, la sélection en masse est le double de celle faite au paragraphe précédent (tableaux 5.1 à 5.3). Ceci engendre malheureusement une imprécision supplémentaire sur les masses moyennes des fragments de fission, mais augmente la statistique.

Comme attendu, les valeurs obtenues pour la zone 3 sont très proches de celles obtenues pour la fission symétrique aux tableaux 5.4 à 5.6.

Ce tableau met en évidence la dépendance des multiplicités neutroniques avec la somme des angles $\theta_3 + \theta_4$. En effet, lorsque cette somme décroît, la multiplicité de pré-scission ν_n^{pre} décroît également.

Or, comme le calcul cinématique de la fission à la figure 4.10 l'indiquait, les partitions en masse de la fission sont d'autant plus asymétrique que la somme $\theta_3 + \theta_4$ est petite. Le fait que les multiplicités de pré-scission diminuent avec $\theta_3 + \theta_4$ semble donc indiquer la présence plus marquée de la fission rapide ou du TTI dans les zones 2 et 1. Le temps de

³Les indices 3 et 4 utilisés au chapitre 4 correspondent aux indices $f1$ et $f2$ de ce chapitre.

vie du noyau composé produit dans une réaction de TTI est en effet plus petit que dans un processus de fusion-fission.

La figure 5.18 présente l'angle θ_4 du quasi-projectile ou quasi-cible, produit dans une réaction de TTI (dans la réaction b375), en fonction de θ_3 l'angle du produit de réaction associé telle qu'elle est prédite par le code de L. Tassan-Got et C. Stéphan qui simule le TTI [TAS91]. Les 3 précédentes zones sont également représentées sur la figure. Les courbes de niveau indiquent effectivement que le TTI est présent dans les 3 zones.

Le fait que le TTI et la fission rapide soient présents dans la zone 3 explique pourquoi les multiplicités de pré-scission obtenues au paragraphe précédent pour la fission très asymétrique (70 ± 5 uma) sont plus basses que pour la fission symétrique.

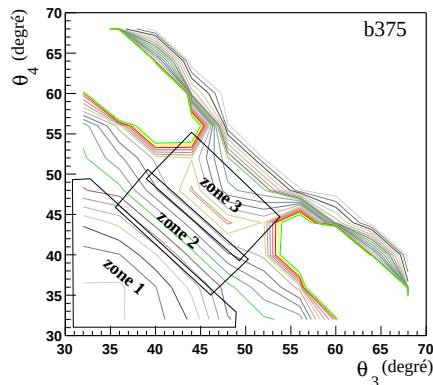


FIG. 5.18 – Angle θ_4 en fonction de θ_3 obtenu à l'aide du code de L. Tassan-Got et C. Stéphan qui simule le TTI [TAS91] et appliqué à la réaction b375.

Soulignons au passage que la statistique est moins importante lorsque les noyaux sont tous les deux émis vers l'avant. C'est la raison pour laquelle la zone 1 a été choisie si large. Ceci augmente malgré tout l'imprécision sur l'angle moyen des FF. De plus, il n'est pas assuré que les équations 5.8 soient valables pour les TTI puisque le noyau composé créé temporairement dans ce type de réaction n'est pas en équilibre thermodynamique ($T_n^{f1} \neq T_n^{f2}$). Il faut donc considérer avec prudence les multiplicités et les températures extraites de cette analyse pour des partitions en masse loin de la fission symétrique.

5.7.4 Multiplicités neutroniques pour d'autres sélections en TKE-masse

Au chapitre 4, les processus de fission ont été séparés des processus élastiques et quasi-élastiques (QE) à l'aide des corrélations TKE-masse présentées à la figure 4.13. Les processus de fission et une partie des processus de TTI sont situés dans la “base ovale” de ces distributions. Les quasi-projectiles et quasi-cibles par contre, de plus grand TKE, sont situés dans les “oreilles” de cette même figure (voir paragraphe 4.4.2).

Or, les multiplicités neutroniques ont, jusqu'à présent, été étudiées en coïncidence avec les événements appartenant à la “base ovale”, c'est-à-dire avec la fission (rapide ou conventionnelle). Cependant, il serait intéressant de comparer, pour les trois expériences, les multiplicités de neutrons émis par des processus inélastiques tels que ceux appartenant aux oreilles de la figure 4.13. Malheureusement, il n'existe pas de systématique décrivant les distributions en énergie et en angle des neutrons émis dans de tels processus. L'équation 5.8 utilisée pour ajuster les distributions en énergie des neutrons associés à la fission n'est en principe pas adéquate pour décrire de tels processus puisque l'hypothèse d'émission isotropique n'est plus justifiée dans ce cadre.

Une comparaison des distributions angulaires $d\nu_n/d\Omega$ obtenues pour les différentes expériences est néanmoins possible.

La figure 5.19a) présente les corrélations TKE-masse correspondantes aux expériences b375, b354 et b382. Celle-ci diffère de la figure 4.13 car les événements sélectionnés sont, à présent, tous coïncidents avec au moins un neutron détecté dans un des détecteurs DEMON. Il apparaît que certains événements appartenant aux “oreilles” émettent des neutrons.

Les figures 5.19b) et c) présentent les projections des corrélations TKE-masse de la figure 5.19a) sur l'axe des masses et sur l'axe des TKE respectivement. En rouge sont représentés les événements appartenant aux sélections sur les “oreilles” dessinées à la figure 5.19a). Il apparaît qu'un plus grand nombre de quasi-cibles ou quasi-projectiles émetteurs de neutrons sont présents dans l'expérience b354 en rapport avec le nombre de fragments de fission. Ceci s'explique par la présence plus importante d'événements quasi-élastiques dans cette expérience (voir discussion paragraphe 4.4.2).

La figure 5.20 présente les distributions angulaires normalisées $d\nu_n/d\Omega(\theta_n, \phi_n)$ des neutrons coïncidents avec les régions TKE-masse sélectionnées sur la figure 5.19a). En bleu sont représentés les résultats de l'expérience b382, en rouge ceux issus de l'expérience b354 et en noir ceux issus de l'expérience b375.

Il apparaît que les multiplicités différentielles $d\nu_n/d\Omega$ sont assez similaires pour les réactions b354 et b375, mais nettement plus élevées pour la réaction b382.

Pour expliquer une telle différence, deux hypothèses sont envisageables :

- Soit la multiplicité ν_n d'émission de neutrons dans une réaction QE est nettement plus élevée dans l'expérience b382 que dans les deux autres à cause de l'excès neutronique du projectile ^{64}Ni ,
- Soit la quantité de QE émetteur de neutrons est plus élevée dans l'expérience b382 pour une même quantité d'événements élastiques détectés dans les mêmes zones sélectionnées de la figure 5.19a).

Cette dernière solution nous paraît plus plausible car les multiplicités différentielles $d\nu_n/d\Omega$ sont obtenues après normalisation par le nombre d'événements inclus dans la sélection présentée à la figure 5.19a) mais à appliquer à la figure 4.13 où la coïncidence avec un neutron n'est plus imposée. Ce nombre ne contient pas que des processus quasi-élastiques,

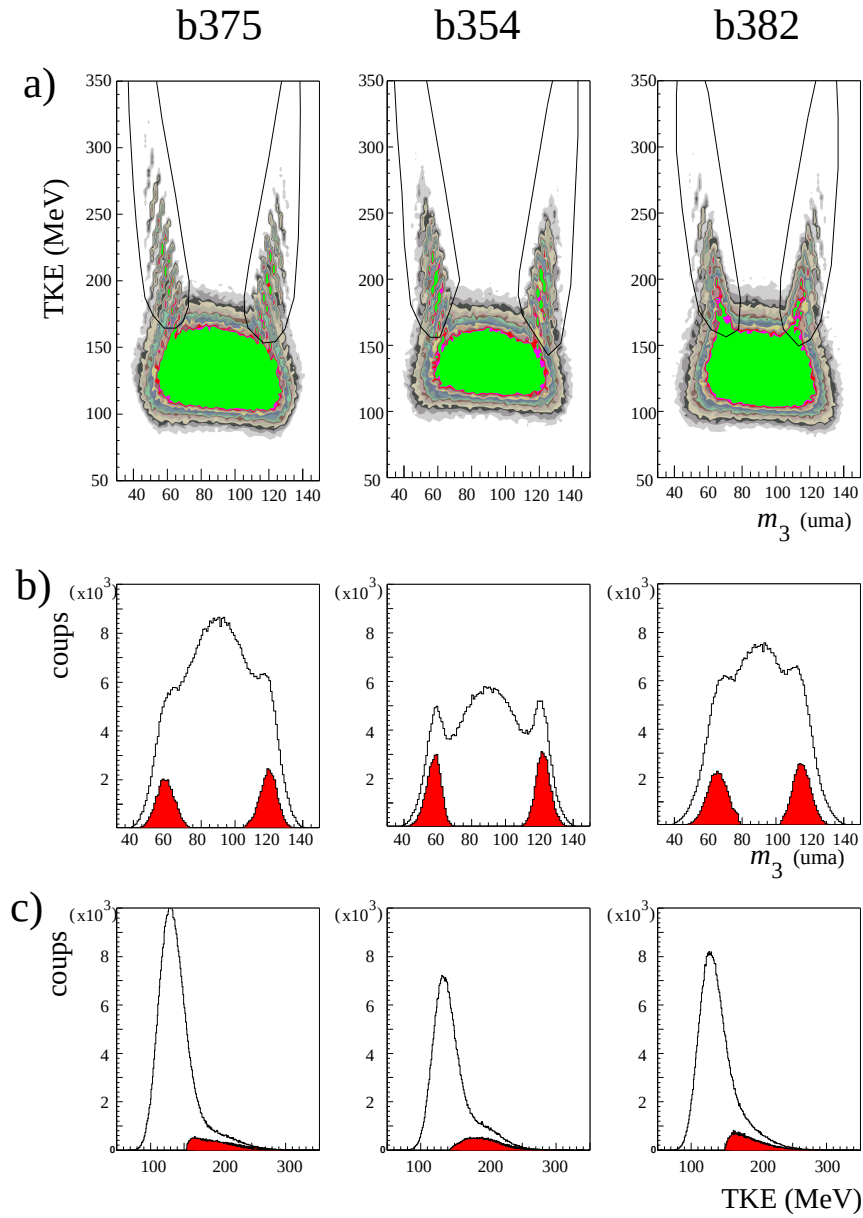


FIG. 5.19 – a) Sélections des quasi-cibles et quasi-projectiles sur les corrélations TKE-masse des événements coïncidents avec un neutron dans un détecteur DEMON. b) Projection de a) sur l'axe des masse. c) Projection de a) sur l'axe des TKE. En rouge, sont représentés les événements appartenant aux sélections dessinées en a).

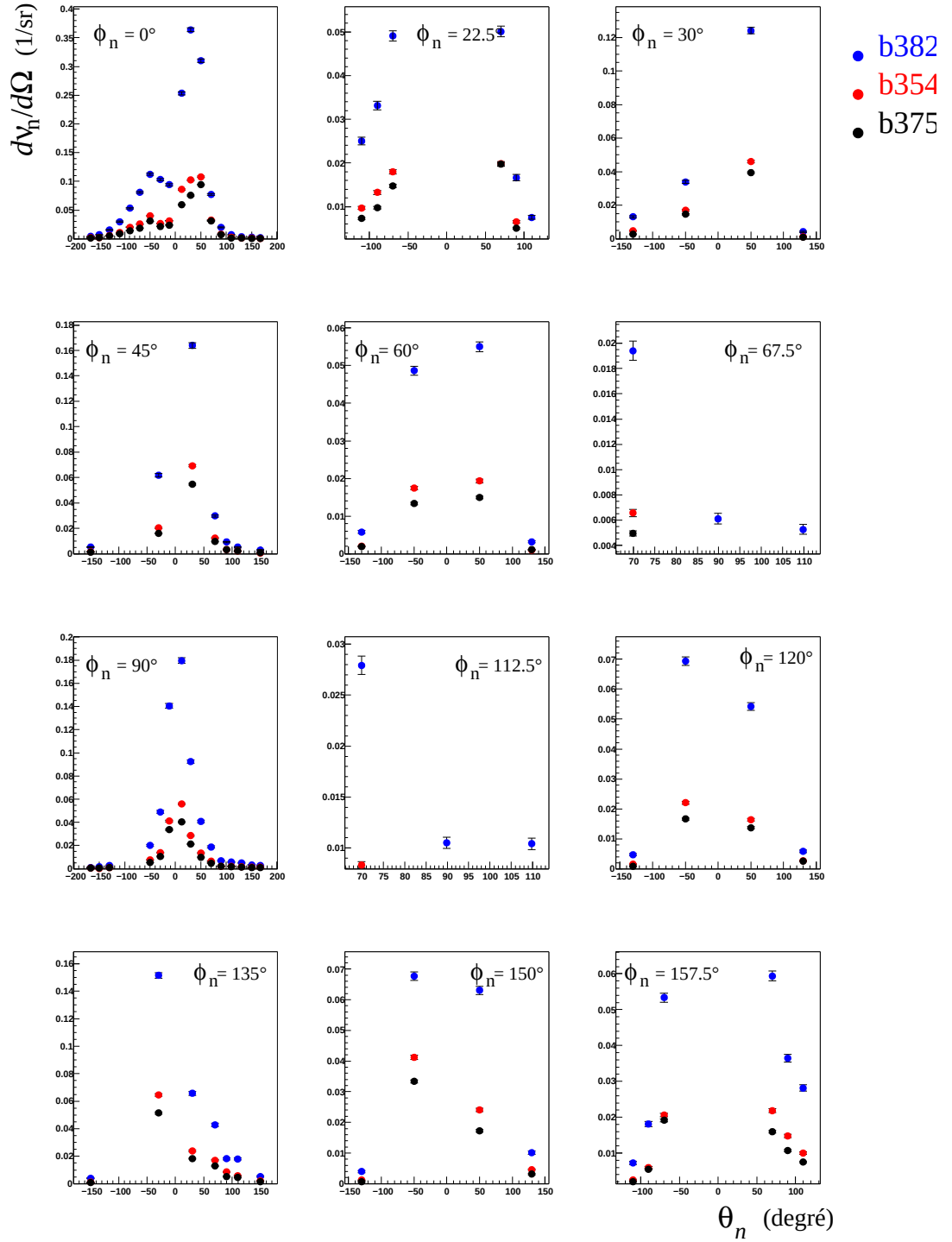


FIG. 5.20 – Distributions angulaires $d\nu_n/d\Omega$ des neutrons émis en coïncidence avec des processus inélastiques pour l'ensemble des plans ϕ_n et pour les expériences b375 (en noir), b382 (en bleu) et b354 (en rouge).

mais également des événements purement élastiques. Or, un calcul cinématique indique qu'il y a moins de projectiles diffusés élastiquement qui sont détectés en coïncidence avec la cible dans la réaction b382. De ce fait, les multiplicités $d\nu_n/d\Omega$ paraissent plus grande dans cette réaction.

Ainsi, s'il existait un effet de peau de neutron sur l'émission neutronique dans les réactions nucléaires périphériques, celui-ci est masqué par des effets cinématiques et ne peut dès lors être mis en évidence.

5.8 Incertitudes sur les multiplicités neutroniques

Il n'est pas évident de déterminer les erreurs systématiques et statistiques associées aux multiplicités neutroniques obtenues dans les paragraphes précédents. En effet, celles-ci sont déduites d'un ajustement simultané des distributions en énergie d'une part, pour fixer les températures, et des distributions angulaires d'autre part, pour calculer les multiplicités elles-mêmes. Or ces distributions sont entachées d'erreurs expérimentales telles que l'imprécision sur le temps de vol, l'imprécision sur l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons... Ces imprécisions provoquent une distortion des distributions et engendrent donc des erreurs sur les multiplicités et températures obtenues après ajustement.

A cela s'ajoute également des erreurs expérimentales sur certains paramètres introduits dans l'équation 5.8 utilisée dans l'ajustement des données.

Plus précisément, la majorité des erreurs responsables des incertitudes finales sur les multiplicités neutroniques associées à la fission sont les suivantes :

- L'erreur sur l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons par une cellule DEMON.

Cette efficacité est dépendante de l'énergie et a été déduite expérimentalement dans différents laboratoires (voir figure 5.4). Chaque point est entaché d'une erreur elle aussi dépendante de l'énergie. L'ensemble de ces points expérimentaux ont été ajustés par un polynôme utilisé pour normaliser les différentes distributions neutroniques. Globalement, l'erreur sur l'efficacité a été estimée à 10% [TIL95].

- L'erreur sur la distance de vol.

Les énergies des neutrons sont déduites de leur temps de vol et de la distance qu'ils parcourent entre la cible et le détecteur DEMON. Cependant, cette distance n'est pas constante. En effet, le neutron peut être détecté au début de la cellule DEMON comme à la fin. Or l'endroit où le neutron interagit avec le milieu scintillant est dépendant de son énergie [TIL95]. La distance de vol aurait donc dû être dépendante de l'énergie, ce qui ne fut pas le cas dans l'analyse. Finalement, l'erreur sur la distance de vol a été estimée à 4 cm sur 185 cm [TIL97].

- L'erreur sur le temps de vol.

Celle-ci provient essentiellement de la résolution temporelle du faisceau délivré par le cyclotron. Elle peut être estimée en observant la largeur des pics des γ prompts sur le spectre en temps de vol des neutrons dans chaque cellule DEMON. La demi-largeur moyenne à mi-hauteur des pics a été estimée égale à 1.25 ns.

- L'erreur sur les angles des neutrons d'une part et des fragments de fission coïncidents d'autres part.

En effet, dans l'équation 5.8 intervient l'angle relatif entre les neutrons et les fragments de fission. L'erreur sur cet angle est principalement due à la taille de la région

angulaire choisie dans les MWPC. Pour tenir compte de la dispersion angulaire due à l'évaporation de particules par les FF et pour avoir suffisamment de statistique, une région angulaire $\Delta\phi$ de 10° a dû être imposée. L'imprécision sur les angles θ_3 et θ_4 des FF détectés dans la zone 3 de la figure 4.14 est, quant à elle, plus réduite et vaut 3° en moyenne.

- L'erreur sur l'énergie des fragments de fission.
L'énergie des fragments de fission apparaît également dans l'équation 5.8. Or les temps de vol des fragments de fission et leur masse, déterminée à partir d'une technique itérative pour tenir compte du "straggling" angulaire et des pertes d'énergie dans la cible, sont également entachés d'une erreur.
- Et enfin le fait que l'ajustement se fasse par une courbe théorique (déterminée en annexe B) qui présuppose que le noyau composé est thermodynamiquement équilibré et de forme sphérique.
Les effets dynamiques tels que la déformation du noyau ne sont pas pris en compte. Cependant l'erreur générée par cette approximation n'est pas mesurable et difficilement estimable. Elle sera supposée nulle mais en gardant à l'esprit la limitation de notre analyse.

Pour établir la sensibilité des multiplicités et températures calculées, différents paramètres, générant les erreurs citées ci-dessus, ont été modifiés dans leurs barres d'erreur, et ce pour toutes les combinaisons possibles. Ainsi, par exemple, la distance de vol a été modifiée de + ou - 4 cm, un temps de vol de + ou - 1.25 ns a été ajouté, de même pour l'énergie et pour l'angle des fragments de fission. Ensuite pour chaque combinaison, les spectres en énergies et en angles ont été reproduits et ajustés. L'ensemble des résultats est repris à la figure 5.21. Les multiplicités de pré-scission résultantes sont représentées en fonction des multiplicités de post-scission et de même pour les températures pour les deux réactions b382 et b354. La taille des carrés est inversement proportionnelle à la valeur du χ^2 . Ce qui signifie que les plus gros carrés sont associés à des plus petits χ^2 et donc à des meilleurs ajustements. Ceci donne une idée de l'étalement des multiplicités et des températures avec les paramètres d'erreurs, mais ne permet pas de calculer proprement les erreurs systématiques et statistiques associées aux multiplicités.

Le tableau 5.9 présente les multiplicités et températures moyennes obtenues ainsi que les écarts maximum mesurés sur la figure 5.21. A ces erreurs s'ajoute 10% d'erreurs en moyenne qui proviennent des erreurs sur l'efficacité de détection des neutrons et 4% d'erreurs en moyenne qui proviennent de l'ajustement lui-même⁴.

Les erreurs présentées au tableau 5.9 sont certainement surestimées car elles ont été traitées comme de pures erreurs systématiques et ajoutées linéairement. Ce serait le cas si, par exemple, la distribution en temps des γ avait été une distribution carrée dont la largeur à mi-hauteur était égale à 1.25 ns. De même pour la distance de vol (le neutron interagit dans le milieu scintillant selon une distribution dépendante de l'énergie qui n'est pas carrée) et la vitesse des fragments de fission. Si toutes les erreurs avaient été supposées de type statistique, il aurait fallu tirer aléatoirement dans les différentes distributions (temps de vol, distance,...) et ajuster pour chaque point les spectres en énergie. Dans ce cas les

⁴Ces erreurs tiennent compte des erreurs purement statistiques, c'est-à-dire du nombre de neutrons détectés. Elles sont calculées par le programme Minuit inclus dans paw ou root

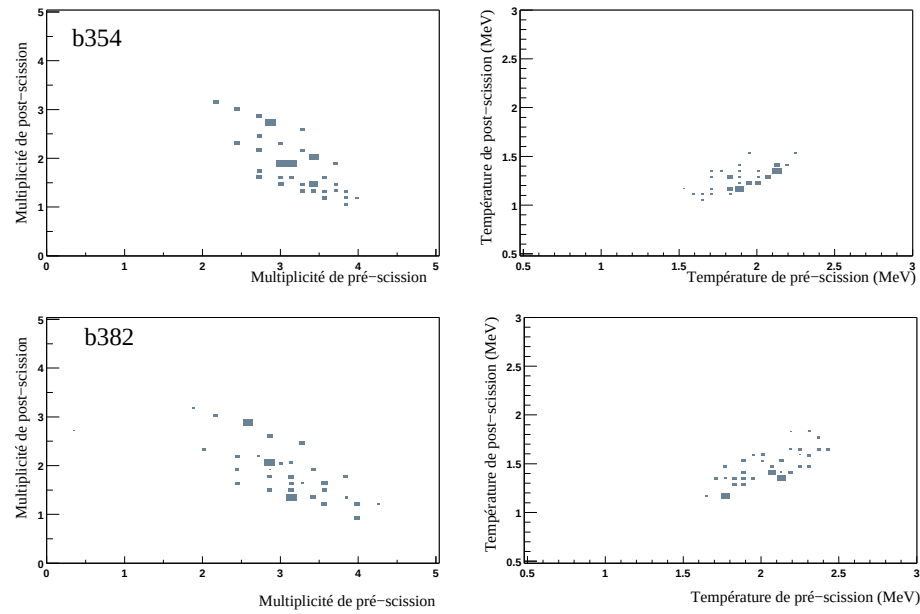


FIG. 5.21 – Evolutions des multiplicités neutroniques de post-scission en fonction de celles de pré-scission et des températures nucléaires de post-scission en fonction de celle des températures de pré-scission pour les réactions b354 et b382 après inclusion des différentes sources d'erreurs affectant leur détermination (voir texte). Les points correspondent à différentes variations des paramètres générant des erreurs et la taille des carrés est d'autant plus grande que le χ^2 est petit.

	$\langle \nu_n^{pre} \rangle$	$\langle T_n^{pre} \rangle$ (MeV)	$\langle \nu_n^{post}/2 \rangle$	$\langle T_n^{post} \rangle$ (MeV)
b375	3.2 ± 1.1	1.9 ± 0.5	2.3 ± 1.0	1.4 ± 0.4
b354	3.0 ± 0.9	2.0 ± 0.4	2.0 ± 1.0	1.4 ± 0.2
b382	3.0 ± 1.2	2.0 ± 0.4	1.9 ± 0.8	1.4 ± 0.3

TAB. 5.9 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires moyennes, pour des partitions en masses symétriques, mesurées d'après les données de la figure 5.21 et écarts maximums déterminant les incertitudes associées.

multiplicités seraient distribuées de manière gaussienne autour d'une valeur moyenne dont on aurait pu calculer l'écart type. Cependant, en plus d'être irréalisable numériquement, le calcul serait sous-estimé car certaines erreurs comme l'angle des fragments de fission sont des erreurs expérimentales indissociables des autres.

On constate malgré tout au tableau 5.9 et à la figure 5.21 que les moyennes des multiplicités de pré-scission de la réaction b354 et de la réaction b382 ne diffèrent pas. Il n'y a donc pas, dans les barres d'erreur, d'effet de peau de neutrons sur les multiplicités neutroniques associées à la fission symétrique dans les réactions $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$.

5.9 Conclusion

Un effet de la voie d'entrée sur l'émission de neutrons a déjà été étudié par Zank, Holub et Hilscher ([ZAN86] et [HOL83]). Ils ont produit un noyau d'*Ir* de même énergie d'excitation de trois manières différentes. Les réactions et multiplicités neutroniques de pré- et de post-scission mesurées dans cette étude sont les suivantes :

- ^{40}Ar (316 MeV) + ^{141}Pr $\rightarrow$ ^{181}Ir ($\nu_n^{pre} = 3.6$, $\nu_n^{post} = 4.4$)
- ^{12}C (192 MeV) + ^{175}Lu $\rightarrow$ ^{187}Ir ($\nu_n^{pre} = 5.6$, $\nu_n^{post} = 3.7$)
- ^{20}Ne (220 MeV) + ^{165}Ho $\rightarrow$ ^{185}Ir ($\nu_n^{pre} = 5.2$, $\nu_n^{post} = 3.0$)

A ces données s'ajoute une émission de pré-équilibre (avant la fusion complète) dans les deux dernières réactions de 2.2 et de 1.85 neutrons respectivement.

Il apparaît donc que les multiplicités neutroniques sont nettement plus élevées dans les réactions très asymétriques en masse, à savoir : $\text{C} + \text{Lu}$ et $\text{Ne} + \text{Ho}$. La différence est surtout due au manque de neutrons de pré-scission dans la réaction $\text{Ar} + \text{Pr}$. Ceci peut s'expliquer par la présence, dans cette réaction, d'une plus grande contribution d'événements issus du TTI et de la fission rapide, inséparable de la fission conventionnelle. Le noyau d'*Ir* produit est dans ce cas, en moyenne, plus déformé, et la quantité de particules chargées émises plus importante. L'énergie qui n'est pas emportée par les neutrons est emportée par les particules chargées plus favorablement émises par le noyau composé déformé.

Dans nos réactions, un tel effet de la voie d'entrée n'a pas été observé. La peau de neutrons n'influence donc pas de manière importante la déformation et le temps de vie du noyau composé. La collision est en effet trop violente, lors d'une fusion, pour que les effets de structures en couche des noyaux incidents influencent le comportement du noyau composé résultant. L'effet, s'il existe, ne peut être visible que lorsque les noyaux se frôlent comme dans les réactions quasi-élastiques.

Malheureusement, les multiplicités neutroniques associées à ce type de processus n'ont pu être déterminées à cause des problèmes de normalisation (voir discussion au paragraphe 5.7.4).

Chapitre 6

Les triples-télescopes T1 à T6

6.1 Etalonnage

Les 18 jonctions constituant les 6 triple-télescopes au silicium ont été calibrées en énergie indépendamment les unes des autres. Cette calibration a été réalisée à l'aide, d'une part, d'une tri-source (^{244}Cm , ^{241}Am , et ^{239}Pu) émettrice d' α d'énergie moyenne 5.794, 5.472 et de 5.143 MeV respectivement et, d'autre part, à l'aide de faisceaux de protons et d' α d'énergie 5.25, 10 et 15 MeV/nucléon délivrés par le cyclotron de Louvain-La-Neuve. Ces protons et α ont été diffusés élastiquement sur une cible mince constituée de $190 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'or.

6.2 Spectres en énergies

Les particules chargées perdent une quantité d'énergie, en traversant un matériau, qui est dépendante de leur masse, de leur charge et de leur énergie initiale. La formule de Bethe [KRA88] illustre cette dépendance :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_{part}^2 A_{part} Z_{milieu}}{A_{milieu} E_{part}} \left[\ln \left(\frac{2mc^2\beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (6.1)$$

où Z_{part} , A_{part} et E_{part} sont respectivement la charge, la masse atomique et l'énergie incidente de la particule qui traverse un milieu de charge Z_{milieu} et de masse atomique A_{milieu} . β est la fraction de la vitesse de la particule par rapport à la vitesse de la lumière c . m est la masse de l'électron et I le potentiel moyen d'ionisation, une constante dépendant du milieu traversé qui est de l'ordre de $10 Z_{milieu}$ (en eV).

Cette caractéristique permet, à l'aide de deux jonctions mises l'une derrière l'autre, de séparer les différents types de particules. La figure 6.1 présente l'énergie $\Delta E1$ perdue dans la première jonction en fonction de l'énergie $\Delta E2$ perdue dans la seconde.

On constate une nette séparation entre les particules de $Z = 2$ (α et ^3He) et les particules de $Z = 1$. En effet, l'équation 6.1 indique que les particules de $Z = 2$ perdent 4 fois plus d'énergie que les particules de $Z = 1$ et de même masse.

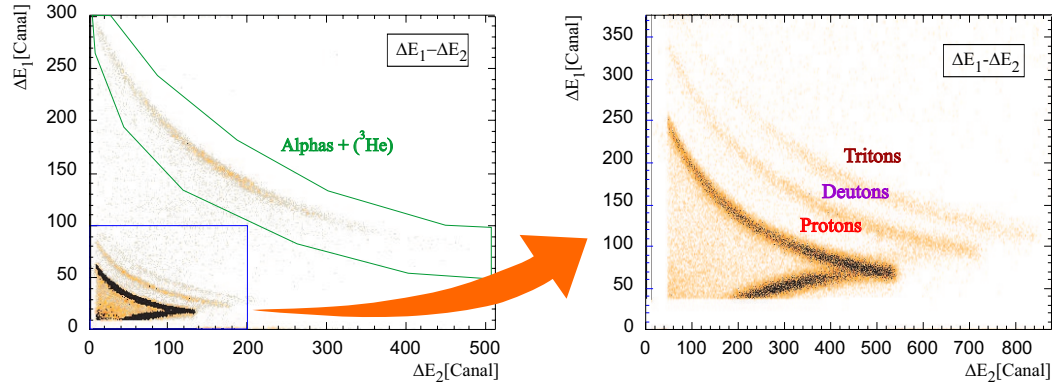


FIG. 6.1 – À gauche, un spectre biparamétrique qui associe l'énergie ΔE_1 perdue dans la première jonction en fonction de l'énergie ΔE_2 perdue dans la seconde jonction. À droite, un agrandissement des mêmes événements associés aux particules de $Z = 1$.

La figure 6.1 présente également un agrandissement de la zone où $Z = 1$. Une sélection sur ces événements permettra de différencier les différentes particules chargées correspondantes, c'est-à-dire les protons, les deutons et les tritons.

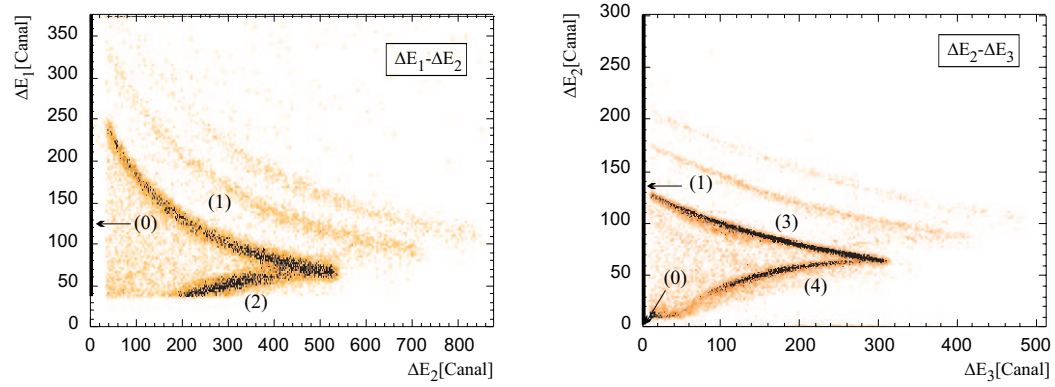


FIG. 6.2 – À gauche, ΔE_1 en fonction de ΔE_2 et à droite ΔE_2 en fonction de ΔE_3 pour des événements provenant d'une même expérience et relevés dans un des tri-télescopes.

La figure 6.2 présente à gauche, les évolutions des pertes d'énergies ΔE_1 en fonction de ΔE_2 et à droite celles de ΔE_2 en fonction de ΔE_3 pour des événements provenant d'une même expérience et relevés à l'aide d'un des triple-télescopes. Pour interpréter cette figure, examinons à présent le comportement d'un proton de différentes énergies susceptible de traverser ou de s'arrêter dans un des trois étages constituant le télescope (Figure 2.11).

Si l'énergie incidente du proton est faible, il s'arrêtera dans la première jonction ΔE_1 . L'énergie ΔE_2 laissée dans la seconde jonction serait alors nulle et les événements associés correspondent à la zone (0) sur la figure 6.2. Il est donc impossible de différencier les différentes particules chargées dans cette zone¹. Ceci crée un seuil en énergie dépendant du type de particule en-dessous duquel il est impossible de discriminer les particules. Ce seuil est de 2.85 MeV pour les protons, de 3.68 MeV pour les deutons, de 4.22 MeV pour

¹Les temps de vol fournis par les jonctions au silicium sont en effet trop imprécis pour pouvoir être utilisés pour discriminer les particules chargées légères.

les tritons et de 11.03 MeV pour les α . Notons que les tritons ne peuvent laisser dans la jonction $\Delta E1$ plus de 4.22 MeV. Or, étant donné que les α sont, en grande majorité, responsables de dépôts d'énergie dans la $\Delta E1$ supérieure à 4.22 MeV, cette énergie a été choisie comme seuil réel de discrimination des α .

Si l'énergie incidente du proton est plus élevée, il va traverser la première jonction et s'arrêter dans la seconde. La formule de Bethe (équation 6.1) indique que plus l'énergie de la particule est grande, moins elle déposera d'énergie par unité de longueur. Ainsi, le proton perdra moins d'énergie dans la première jonction et plus d'énergie dans la seconde ce qui explique l'allure de la zone (1) (Figure 6.2). Cette zone se trouve également à droite sur la figure 6.2 collée à l'axe des Y puisque $\Delta E3$ est nulle.

La zone (2) de la figure 6.2 correspond aux protons qui ont une énergie suffisante pour traverser la jonction 2. Dans ce cas, plus leur énergie est grande et moins ils laisseront d'énergie dans les jonctions $\Delta E1$ et $\Delta E2$. La zone (2) contient les protons qui s'arrêtent dans la jonction 3 (zone (3)) et ceux qui la traversent (zone (4)).

Pour déterminer l'énergie incidente des particules chargées, deux cas ont dû être envisagés. Si celles-ci s'arrêtent dans une des trois jonctions, alors leur énergie E_i se calcule en faisant la somme des énergies laissées dans chaque jonction : $E_i = \Delta E1 + \Delta E2 + \Delta E3$. Si par contre, les particules traversent les trois jonctions, alors l'énergie E_i est calculée à partir de l'énergie $\Delta E2$ laissée dans la seconde jonction : $E_i = f(\Delta E2)$ où f est une fonction qui ajuste les tables de pertes d'énergie. Résumons les différents cas :

- La zone (0) : $E_i = \Delta E1$
- La zone (1) : $E_i = \Delta E1 + \Delta E2$
- La zone (3) : $E_i = \Delta E1 + \Delta E2 + \Delta E3$
- La zone (4) : $E_i = f(\Delta E2)$.

La figure 6.3 présente le résultat de la reconstruction des distributions en énergie des différentes particules chargées légères (PCL) discriminées pour un des 6 triple-télescopes dans l'expérience b375. Ces distributions, normalisées par l'angle solide du détecteur, la taille des canaux en énergie et par le nombre de fragments de fission dans les MWPC, représentent en fait les multiplicités doublement différentielles $d^2\nu/dEd\Omega$. On peut constater la faible statistique pour les deutons et tritons. C'est la raison pour laquelle, l'analyse en multi-source, décrite ci-dessous, ne sera pas appliquée à ces deux types de particules chargées. De même, les deutons et tritons seront négligés dans le calcul du bilan énergétique (voir chapitre 8).

6.3 Analyse des spectres en énergie

Les multiplicités d'émission de protons et d' α associées au processus de fission ont été calculées à partir de leurs spectres en énergie dans le but de compléter l'étude de la désexcitation du noyau composé. Cependant, l'analyse est légèrement différente de l'analyse suivie pour déterminer les multiplicités neutroniques. La statistique disponible est nettement moins importante dans ce cas-ci, impliquant l'application d'approximations supplémentaires.

En effet, l'émission de particules chargées par le noyau composé ou par les fragments de fission est en moyenne dix fois moins importante que l'émission de neutrons. De plus, les détecteurs sont uniquement situés à des angles arrières alors que les particules chargées comme les neutrons, émis isotropiquement dans le repère du centre de masse, seront émis

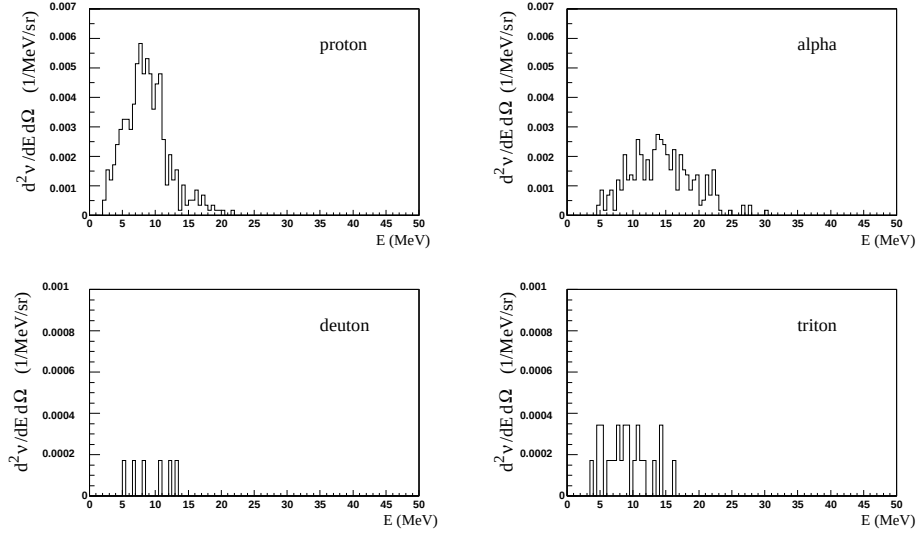


FIG. 6.3 – Distributions $d^2\nu/dEd\Omega$ des particules chargées p, d, t et α observées dans un des 6 triple-télescopes en Si dans l'expérience b375.

plus favorablement vers l'avant à cause de la vitesse d'entraînement du noyau composé ou des fragments de fission. Enfin, l'angle solide des 6 triple-télescopes est assez réduit.

Tous ces facteurs posent un problème de statistique pour la détermination précise des multiplicités. Les résultats obtenus dans la suite seront donc à prendre avec précaution. En outre, l'analyse des spectres en énergie des tritons et deutons ne sera pas menée car leurs probabilités d'émission sont en moyenne nettement inférieure à l'émission de protons ou d' α .

Comme dans l'analyse des spectres en énergie des neutrons, les distributions en énergie des particules chargées ont été ajustées par une fonction théorique qui, dans le cas présent, est la suivante² :

$$\frac{d^2\nu_{pcl}}{dE_{pcl}d\Omega} = \sum_{i=f1, f2, nc} \frac{\nu_{pcl}^i (\overline{E_{pcl}} - B_c^i)}{4\pi T_{pcl}^i} \sqrt{\frac{E_{pcl}}{E_{pcl}}} \exp\left(-\frac{\overline{E_{pcl}} - B_c^i}{T_{pcl}^i}\right) \quad (6.2)$$

$$\text{avec } \overline{E_{pcl}} = E_{pcl} + m_{pcl} \frac{E_i}{A_i} - 2\sqrt{m_{pcl} \frac{E_{pcl} E_i}{A_i}} \cos(\theta_R)$$

où m_{pcl} est la masse de la particule analysée, E_{pcl} ($\overline{E_{pcl}}$) son énergie cinétique dans le laboratoire (dans le référentiel de l'émetteur), B_c^i les barrières effectives d'émission (dominées par les barrières Coulombiennes) à franchir par la particule et θ_R l'angle relatif d'émission de la particule par rapport à la trajectoire de sa source émettrice ($i = f1, f2$, et nc). Les paramètres libres ν_{pcl}^i et T_{pcl}^i (multiplicités et températures nucléaires associées) seront extraits de l'ajustement des spectres en énergie uniquement.

Toutefois, pour réduire le nombre de paramètres libres (il y en a 6 dans l'équation 6.2), la température du noyau composé fut fixée à une valeur théorique moyenne. Celle-ci se

²Cette équation est une somme d'équations de Weisskopf démontrées en annexe B (équation B.33)

calcule à partir de l'énergie thermique U du noyau composé par la relation suivante :

$$T = \sqrt{\frac{U}{a_n}} = \sqrt{\frac{U a_0}{A_{nc}}} \quad (6.3)$$

où a_n est le paramètre de densité de niveau (voir annexe D) qui dépend de la masse du noyau composé A_{nc} et d'un paramètre a_0 qui peut prendre des valeurs comprises entre 8 et 10 en fonction de la température du noyau composé. L'énergie thermique U du noyau composé se calcule en soustrayant l'énergie de rotation E_{rot} de l'énergie d'excitation totale E^* du noyau composé :

$$U(l) = E^* - E_{rot}(l) = E^* - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathfrak{I}} \quad (6.4)$$

où $\mathfrak{I}$ est le moment d'inertie du noyau composé. La température, calculée à partir de l'équation 6.3, dépend donc du moment angulaire du noyau composé. La température moyenne du noyau composé se calcule alors par une somme pondérée sur tous les moments angulaires du noyau composé menant à la fission, c'est-à-dire entre l_{ER} et l_{crit} :

$$\langle T_{nc} \rangle = \frac{\sum_{l=l_{ER}}^{l_{crit}} \sigma_l T(l)}{\sum_{l=l_{ER}}^{l_{crit}} \sigma_l} = \frac{\sum_{l=l_{ER}}^{l_{crit}} (2l+1) T(l)}{\sum_{l=l_{ER}}^{l_{crit}} (2l+1)} \quad (6.5)$$

Les résultats sont repris dans le tableau 6.1 pour les deux paramètres de densité extrêmes 8 et 10. Dans le cas où $a_0 = 8$, le moment d'inertie du noyau composé a été choisi égal à celui d'un noyau composé sphérique alors que dans le cas où $a_0 = 10$, le noyau composé a été considéré comme constitué de deux sphères collées l'une à l'autre. Ceci fournit les extrêmes de l'intervalle dans laquelle la température moyenne du noyau composé doit se trouver avant évaporation. Une valeur intermédiaire a été choisie lors de l'ajustement des distributions en énergie des PCL.

Réaction	E^* (MeV)	$\langle T_{nc} \rangle$ (MeV) $a_0 = 8$	$\langle T_{nc} \rangle$ (MeV) $a_0 = 10$
b375	138.6	2.06	2.35
b354	124	1.89	2.17
b382	122.2	1.89	2.17

TAB. 6.1 – Températures nucléaires moyennes minimales et maximales du noyau composé avant évaporation.

Les coupes en angles des fragments de fission, faites lors de l'analyse des multiplicités neutroniques, ont été préservées pour conserver une bonne précision en angle et pour s'assurer que le processus impliqué soit de la fission (figure 4.14). Par contre, plus aucune coupe en masse n'a été réalisée sur les fragments de fission pour maintenir une statistique encore raisonnable.

Toujours dans un souci de diminution du nombre de paramètres libres lors des ajustements, les températures et multiplicités associées aux deux fragments de fission ont été supposées égales. Il ne reste donc que 3 paramètres variables, la multiplicité du noyau

composé ν_{pcl}^{nc} , la multiplicité des fragments de fission $\nu_{pcl}^{ff1} = \nu_{pcl}^{ff2}$ et la température des fragments de fission $T_{pcl}^{ff1} = T_{pcl}^{ff2}$. Les barrières Coulombiennes B_c^i utilisées dans l'équation 6.2 ont été déterminées à partir du formalisme de VAZ [VAZ84], à savoir :

$$\begin{aligned} \text{pour les } p : \quad B_c^i &= \frac{1.44Z_i}{1.18A_i^{1/3} + 3.928} \quad (MeV) \\ \text{pour les } \alpha : \quad B_c^i &= \frac{2.88Z_i}{1.18A_i^{1/3} + 4.642} \quad (MeV) \end{aligned}$$

où Z_i et A_i sont la charge et la masse du noyau émetteur ($i = f1, f2$ et nc). Cependant, pour ajuster au mieux les distributions en énergies des particules chargées légères, il a fallu baisser ces barrières Coulombiennes. Cet effet, déjà observé dans divers travaux ([GON89], [SIW93], [FIN94], [CHA97], [VIE01], [CHA01] et [CHA03]), s'explique par la déformation des noyaux émetteurs aux grands moments angulaires³.

La figure 6.4 présente le résultat de l'ajustement des spectres en énergie des protons et α pour un des télescopes situé à -115° . Pour chaque type de particule, l'ajustement est fait simultanément pour l'ensemble des détecteurs.

On constate que la qualité de l'ajustement des protons est, en général, meilleure que celle des α en raison de la plus grande multiplicité d'émission de protons.

La figure 6.5 présente les χ^2 obtenus lors de l'ajustement des distributions en énergie des protons et α . L'abscisse représente la valeur (en MeV) de l'abaissement des barrières Coulombiennes de pré-scission calculée avec Vaz. À côté des différentes courbes, les chiffres indiquent les quantités soustraites ΔB^f aux barrières Coulombiennes de post-scission calculées également avec le formalisme de Vaz.

On constate que, pour toutes les courbes, le χ^2 semblent posséder un minimum aux alentours de $\Delta B^{nc} = -4$ MeV. Pour cette diminution des barrières Coulombiennes de pré-scission, le χ^2 ne paraît pas varier considérablement d'une courbe à l'autre. Ce qui signifie que la qualité de l'ajustement apparaît indépendante de ΔB^f pour cette différence ΔB^{nc} . C'est la raison pour laquelle d'une part les barrières de pré-scission ont été diminuées de 4 MeV et que d'autre part les barrières de post-scission calculées par le formalisme de Vaz n'ont pas été modifiées en fin de compte. Ceci peut s'interpréter par une déformation relativement importante du noyau composé avant sa fission et une faible déformation des deux fragments de post-scission.

La figure 6.5 présente également les multiplicités ν^{pre} de pré-scission en fonction de la différence ΔB^{nc} et pour différentes variations ΔB^f des barrières Coulombiennes. On constate que ν^{pre} semble être maximal aux alentours de $\Delta B^{nc} = -4$ MeV. Les figures donnent une idée de la dispersion des résultats de l'ajustement.

Le tableau 6.2 présente les multiplicités ν^{pre} de pré-scission et les multiplicités ν^{post} de post-scission des protons et α . Les températures de pré-scission T^{pre} ont été fixées et prises dans les intervalles calculés au tableau 6.1. Les températures de post-scission laissées libres dans un intervalle choisi arbitrairement se déplacent vers l'extrémité supérieure de 1.7 MeV. Cette température a été choisie parce qu'elle est légèrement supérieure aux températures obtenues lors de l'ajustement des spectres des neutrons (de 1.4 à 1.5 MeV).

³Dans la référence [VIE01] par exemple, les barrières d'émission des α , émis par un noyau composé ^{200}Pb d'énergie d'excitation de 80 MeV et de moment angulaire égal à $22 \hbar$, ont été estimées expérimentalement et sont inférieures de 10 % des valeurs obtenues à partir de la systématique de Vaz. Cette différence a été associée à un étalement du noyau composé à haute température.

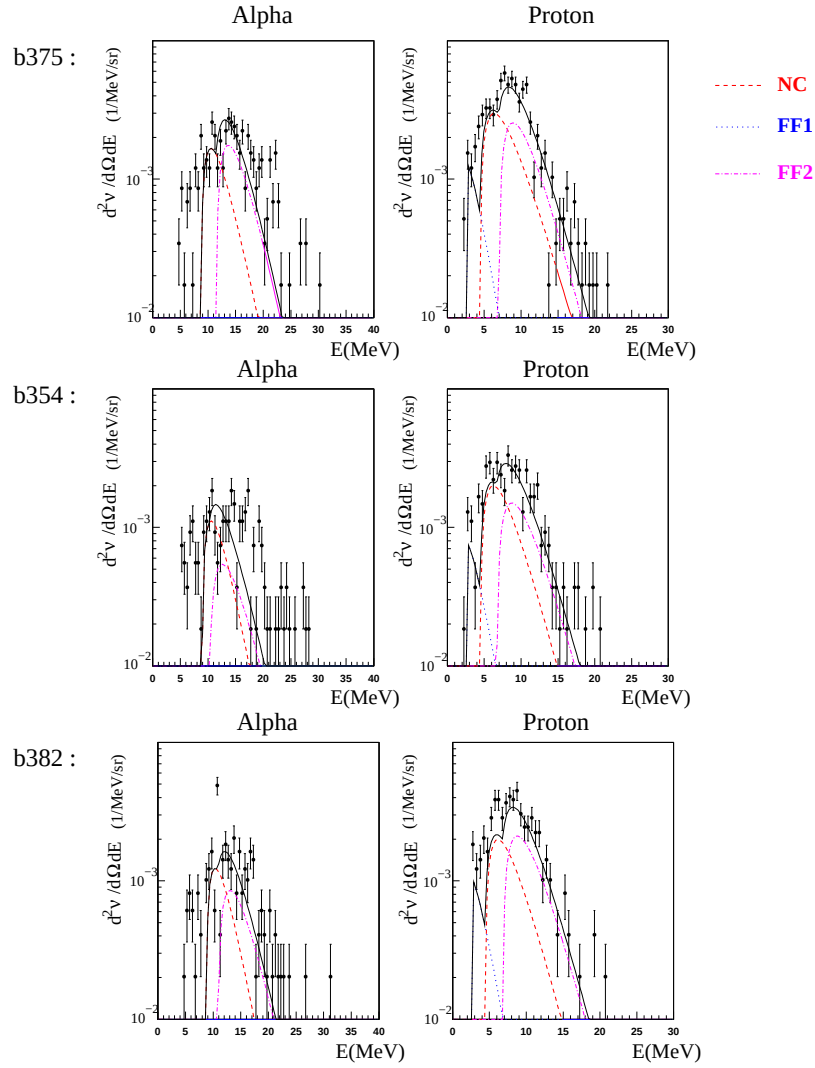


FIG. 6.4 – Ajustement des spectres en énergie des protons et α relevés dans le triple-télescope situé à -115° pour les trois réactions étudiées.

Réaction	Particules	ν^{pre}	T^{pre} (MeV)	ν^{post}	T^{post} (MeV)
b375	Proton	0.28	2.2	0.24	1.7
	α	0.14	2.2	0.16	1.7
b354	Proton	0.16	2.0	0.17	1.7
	α	0.10	2.0	0.06	1.7
b382	Proton	0.16	2.0	0.23	1.7
	α	0.11	2.0	0.10	1.7

TAB. 6.2 – Résultats de l'ajustement des spectres en énergie des protons et α après avoir imposé les températures de pré-scission T^{pre} et les barrières $B^{nc} = B_{V_{az}}^{nc} - 4$ (MeV) et $B^f = B_{V_{az}}^f$ (voir texte pour les détails).

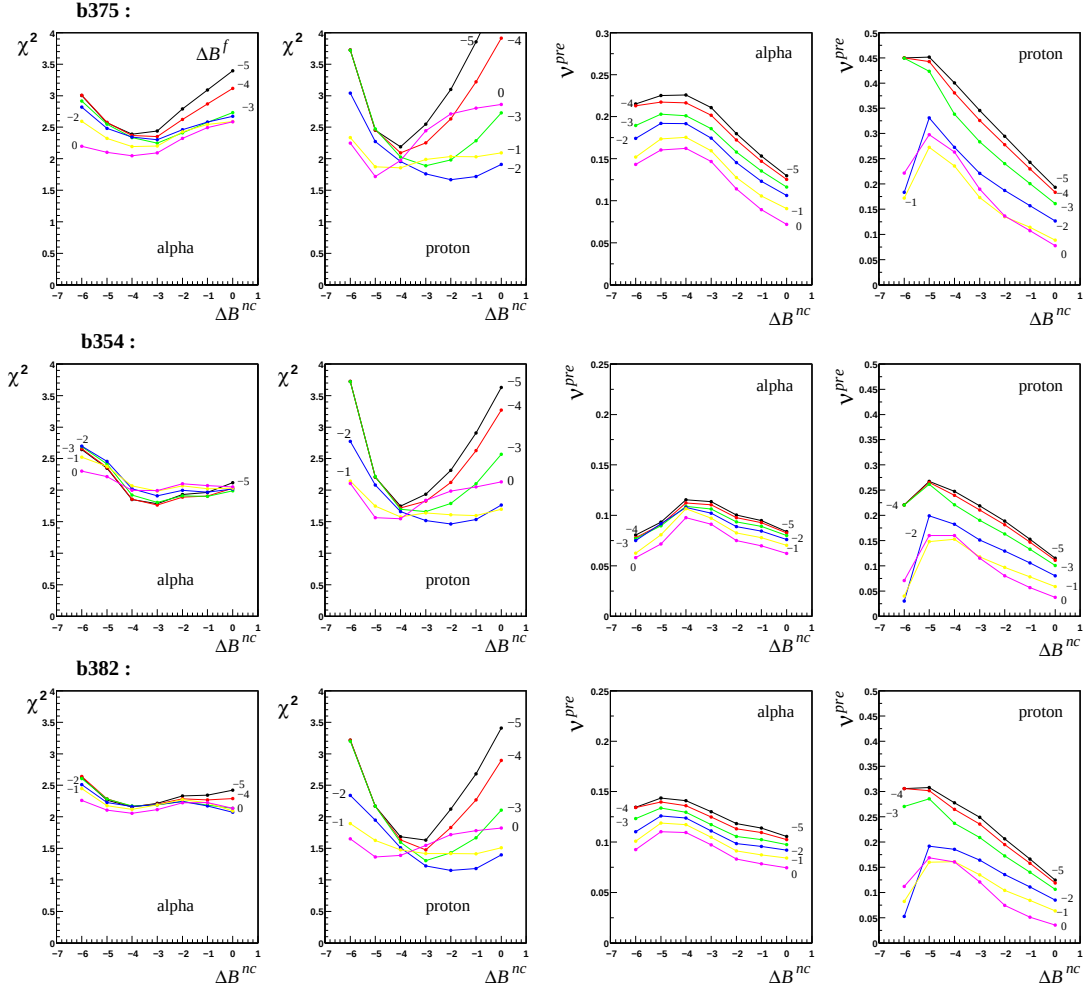


FIG. 6.5 – χ^2 et multiplicités ν_{pre} de pré-scission obtenus lors des ajustements des distributions en énergie en fonction de la différence ΔB^{nc} (en MeV) appliquée au potentiel Coulombien de pré-scission estimée selon le formalisme de Vaz. Les chiffres à côté des courbes indiquent la différence ΔB^f (en MeV) appliquée aux barrières Coulombiennes des fragments de fission calculées par ce même formalisme de Vaz.

On peut constater que les multiplicités de pré-scission et de post-scission dans les expériences b382 et b354 sont semblables. Les multiplicités dans l'expérience b375 sont par contre légèrement plus élevées en raison d'une énergie d'excitation initiale du noyau composé plus grande que dans les deux autres réactions.

L'imprécision sur les résultats, présentés au tableau 6.2, ne provient pas seulement d'un manque de statistique. Elle est également liée à l'imprécision sur les températures de pré- et de post-scission, fixées arbitrairement, et à la difficulté d'évaluer les barrières Coulombiennes. Ces barrières ne sont cohérentes que lors de l'utilisation d'un modèle statique. En effet, l'équation utilisée (équation 6.2) pour ajuster les distributions en énergies des particules chargées présuppose que le noyau composé et les fragments de fission possèdent un profil constant au cours du temps. Les barrières d'émission calculées ne sont donc que des valeurs moyennes pour des déformations moyennes des noyaux au cours de leur émission de particules.

On constate de plus que les ajustements, présentés à la figure 6.4, ne reproduisent pas avec succès les multiplicités des particules chargées de basse énergie. En effet, lors de sa scission, le noyau composé se déforme, les barrières Coulombiennes d'émission de particules légères diminuent et l'évaporation de ces particules devient plus probable. L'énergie cinétique de celles-ci est en moyenne plus faible car le noyau composé se trouve, lors de sa scission, à une température plus basse. Or les fonctions 6.2 utilisées lors de l'ajustement ne tiennent pas compte de cet effet dynamique.

6.4 Incertitudes sur les multiplicités des PCL

Les incertitudes sur les multiplicités des PCL résultent des différentes imprécisions expérimentales suivantes :

- L'erreur sur l'énergie des PCL : celle-ci est faible tant que les PCL s'arrêtent dans l'une des trois jonctions constituant un triple-télescope, mais devient importante dès qu'un calcul de perte d'énergie doit être appliqué (zone 4 sur la figure 6.1).
- L'erreur sur l'énergie des FF, paramètre entrant dans l'équation 6.2 utilisée pour ajuster les spectres en énergie.
- L'erreur sur les angles relatifs entre les PCL et les FF détectés dans une zone relativement étendue des MWPC. Ce paramètre intervient également dans l'équation 6.2.
- L'erreur sur la température des noyaux composés calculée à partir de l'équation 6.5. Celle-ci provient essentiellement de l'imprécision sur le paramètre de densité de niveau a_n (voir tableau 6.1).
- Le fait d'utiliser un modèle statique qui ne tient pas compte de la déformation du noyau émetteur et de la variation des barrières d'émission des PCL au cours du temps. Cependant, l'erreur générée par cette approximation n'est pas mesurable et ne sera pas prise en compte ici.

Pour établir la sensibilité des multiplicités des PCL, les paramètres générant les erreurs citées ci-dessus ont, comme pour les multiplicités neutroniques, été modifiés dans leur barre d'erreur. Les spectres en énergie ont ensuite été reproduits, pour chaque combinaison, et ajuster pour déterminer, dans chaque cas, les différentes multiplicités des α et protons.

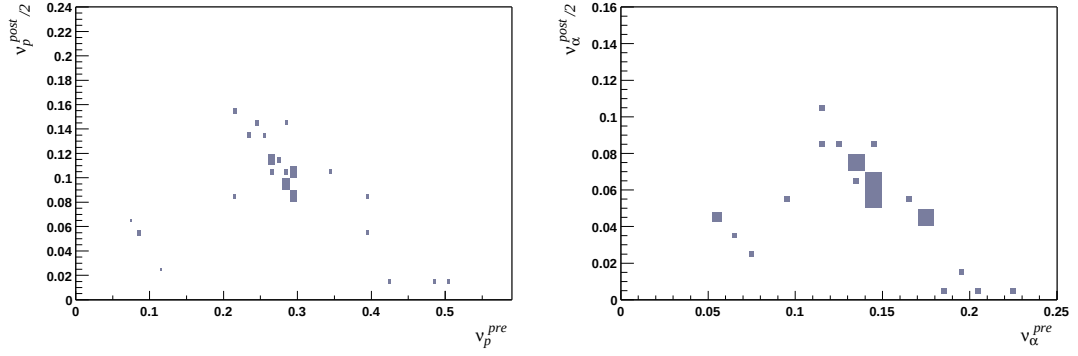


FIG. 6.6 – Evolution des multiplicités de post-scission des PCL analysées en fonction de celles de pré-scission pour la réaction b375. Les différents points correspondent aux variations des paramètres générant des erreurs sur les multiplicités des PCL.

Réaction	ν_p^{pre}	ν_p^{post}	ν_α^{pre}	ν_α^{post}
b375	0.28 ± 0.25	0.24 ± 0.15	0.14 ± 0.10	0.16 ± 0.11
b354	0.16 ± 0.14	0.17 ± 0.10	0.10 ± 0.07	0.06 ± 0.04
b382	0.16 ± 0.14	0.23 ± 0.13	0.11 ± 0.07	0.10 ± 0.07

TAB. 6.3 – Multiplicités de pré- et de post-scission des protons et α et imprécisions maximales observées pour les réactions b375, b354 et b382.

La figure 6.6 présente l'évolution des multiplicités de post-scission des protons et α en fonction de celles de pré-scission pour la réaction b375. Chaque point est associé à une combinaison dans laquelle au moins un des paramètres générant une erreur est déplacé dans sa barre d'erreur. La taille des carrés est proportionnelle à la qualité de l'ajustement (et donc proportionnelle à $-\chi^2$).

Les écarts maximums observés sont présentés au tableau 6.3 pour les différentes expériences. À ces erreurs s'ajoutent en moyenne 10% d'erreurs purement statistiques.

Il apparaît donc qu'aucun effet de peau de neutron n'a été mis en évidence sur l'émission de PCL.

Chapitre 7

Simulations

7.1 HICOL

7.1.1 Introduction

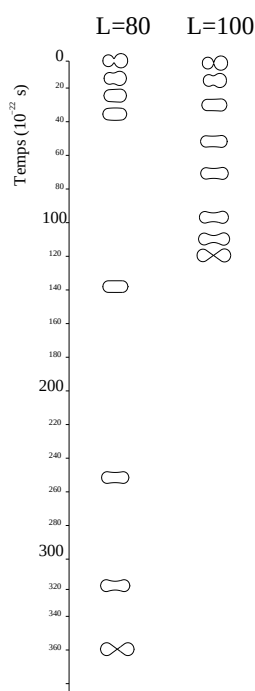


FIG. 7.1 – Profils calculés par le code HICOL de la réaction b382 en fonction du temps pour deux moments angulaires ($l = 80$ et $l = 100 \hbar$).

Nous présenterons dans ce paragraphe les prédictions du code HICOL exposé au chapitre 1. Celui-ci décrit au cours du temps les interactions nucléaires entre le projectile et la cible en collision. Cependant, ce code ne calcule pas les désintégrations par fission ou évaporation du noyau composé créé lors d’une fusion ni les évaporations éventuelles des noyaux résiduels dans tout autre processus.

Les réactions simulées par le code sont donc essentiellement toutes les réactions quasi-élastiques et très inélastiques. La fission rapide, considérée, dans ce code dynamique, comme une réaction très inélastique avec échange de plusieurs nucléons, est également traitée.

La figure 7.1 présente les profils des noyaux en interaction dans la réaction b382 en fonction du temps pour deux moments angulaires ($l = 80$ et $l = 100 \hbar$). Seul le mouvement radial est présenté. Le moment angulaire $l = 80 \hbar$ correspond à un des plus bas moments angulaires traités par HICOL¹. En dessous de $77 \hbar$, la fusion du projectile et de la cible produit un noyau composé mononucléaire de long temps de vie et thermodynamiquement équilibré. Au dessus de ce moment angulaire, le noyau “composite” a un temps de vie qui est d’autant plus court que son moment angulaire est élevé comme on peut le constater sur la figure 7.1.

¹Le plus petit moment angulaire traité par HICOL est $l = 77 \hbar$ pour les réactions b382, b354 et b375.

7.1.2 Résultats du calcul

Les tableaux 7.1, 7.2 et 7.3 présentent les prédictions du code HICOL pour différents moments angulaires et donc différents paramètres d'impacts.

l ($\hbar$)	Temps (10^{-22} s)	A_3 (uma)	A_4 (uma)	T_3 (MeV)	T_4 (MeV)	TKE (MeV)	$< ratio >$
180	8	65	115	0.14	0.14	246.1	
170	9	65	115	0.14	0.14	246.1	
160	10	65	115	0.26	0.21	245.4	
150	14	65	115	1.62	1.38	190.1	
140	35	68	112	2.19	2.06	143.6	
130	54	69	110	2.23	2.13	140.9	2.76
120	74	71	109	2.25	2.17	141.2	2.73
110	93	77	103	2.27	2.21	142.1	2.66
100	123	85	95	2.28	2.26	141.0	2.53
90	184	88	92	2.3	2.29	141.0	2.44
80	361	90	90	2.31	2.31	139.0	2.37

TAB. 7.1 – Résultats du programme HICOL pour une réaction du type $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ dans l'expérience b382 avec un moment angulaire initial l . A_3 , A_4 et T_3 , T_4 sont respectivement les masses et les températures des noyaux dans la voie de sortie.

l ($\hbar$)	Temps (10^{-22} s)	A_3 (uma)	A_4 (uma)	T_3 (MeV)	T_4 (MeV)	TKE (MeV)	$< ratio >$
180	8	66	114	0.14	0.14	254.1	
170	9	66	114	0.18	0.2	253.8	
160	10	66	114	0.62	0.72	244.7	
150	25	68	112	2.02	2.2	151.9	
140	41	69	111	2.16	2.27	144.1	
130	58	71	109	2.21	2.3	141.8	2.72
120	76	73	107	2.25	2.32	141.0	2.68
110	95	79	101	2.29	2.34	142.3	2.57
100	126	86	94	2.32	2.34	142.3	2.47
90	188	89	91	2.35	2.36	140.9	2.41
80	376	90	90	2.37	2.37	139.6	2.21

TAB. 7.2 – Résultats du programme HICOL pour une réaction du type $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ dans l'expérience b375 avec un moment angulaire initial l . A_3 , A_4 et T_3 , T_4 sont respectivement les masses et les températures des noyaux dans la voie de sortie.

Le moment angulaire l maximal correspond à une situation où les noyaux s'effleurent, et le moment angulaire minimal correspond au moment angulaire à partir duquel il y a pratiquement fusion complète du projectile et de la cible ($l = 77\hbar$ en réalité). Les tableaux présentent, en fonction de l :

- le temps (en $10^{-22}s$) que dure le contact entre les deux noyaux en collision ;
- A_3 et A_4 , les masses des produits de réaction après la réaction ;
- T_3 et T_4 , leur température respective juste après la réaction ;

l ($\hbar$)	Temps (10^{-22} s)	A_3 (uma)	A_4 (uma)	T_3 (MeV)	T_4 (MeV)	TKE (MeV)	$< ratio >$
170	8	66	114	0.14	0.14	239.5	
160	9	66	114	0.16	0.14	239.5	
150	10	66	114	0.34	0.29	237.8	
140	24	67	113	2.06	1.88	149.7	
130	47	70	110	2.15	2.05	141.1	2.76
120	69	71	109	2.18	2.1	139.6	2.73
110	91	75	105	2.2	2.13	140.1	2.66
100	120	83	97	2.21	2.18	141.7	2.53
90	178	88	92	2.22	2.21	140.9	2.44
80	347	90	90	2.23	2.23	139.6	2.37

TAB. 7.3 – Résultats du programme HICOL pour une réaction du type $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ dans l'expérience b354 avec un moment angulaire initial l . A_3 , A_4 et T_3 , T_4 sont respectivement les masses et les températures des noyaux dans la voie de sortie.

- le TKE associé à la réaction ;
- $< ratio > = < \frac{|z_0| + z_5}{2|z_0|} >$, la déformation moyenne du noyau composé créé temporairement lors d'une réaction de TTI. Cette déformation correspond au rapport du grand axe sur le petit axe du profil du noyau (voir figure 1.3 pour la signification de z_0 et z_5).

Suite à ces tableaux, les constatations suivantes peuvent être tirées :

- Le temps de contact entre la cible et le projectile est d'autant plus grand que le moment angulaire est petit.
- Dans les réactions b375 et b354, induites par des projectiles ^{58}Ni sur des cibles de ^{122}Sn , il y a toujours au moins 6 nucléons transférés de la cible au projectile, même pour les moments angulaires très élevés. HICOL suppose en effet que l'équilibrage du rapport N/Z a lieu aux tous premiers instants de la réaction. C'est la raison pour laquelle, dès qu'il y a contact, les noyaux résultant de la réaction ont un rapport N/Z identique à celui du NC.
- Plus le moment angulaire est petit, et plus les échanges de nucléons deviennent importants. Les masses finales des deux produits de réaction sont, dans ce cas, de plus en plus proches jusqu'à devenir identiques vers $l = 80 \hbar$.
- Les températures des deux fragments sortant augmentent progressivement lorsque l diminue, ce qui augmente leurs probabilités d'évaporer des particules légères.
- La déformation du NC di-nucléaire est d'autant plus élevée que le moment angulaire initial est élevé.
- Le TKE diminue avec l jusqu'à un plateau où le TKE reste quasi-constant avec l .

Cette dernière constatation est mise en évidence à la figure 7.2. Cette figure présente le TKE dans la réaction b375, d'une part, en fonction du moment angulaire initial l , et d'autre part, en fonction de la masse A_3 d'un des deux fragments après la réaction. Sur la figure de gauche, on observe que le TKE passe brutalement d'une valeur plateau à une autre lorsque le moment angulaire vaut approximativement $150 \hbar$. Pour tous moments angulaires inférieurs à $150 \hbar$, le TKE possède une valeur égale à celle de la fission (en effet, le TKE, présenté en fonction de la masse à la figure 4.16, vaut également 140 MeV pour

la fission symétrique). Ainsi, une grande quantité de fragments issus d'un processus de TTI se trouve dans la sélection faite à la figure 4.13 sur la base ovale dont les événements étaient associés à la fission.

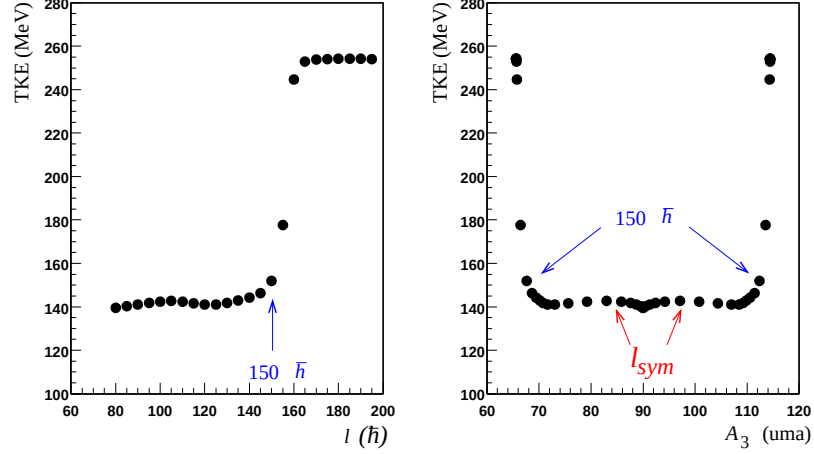


FIG. 7.2 – TKE en fonction du moment angulaire l et de la masse A_3 d'un des deux fragments tel qu'il est prédit par le code HICOL dans le cas de la réaction b375.

C'est la raison pour laquelle les sections efficaces de fusion obtenues (notées ici σ_{fusion}^{exp}) étaient beaucoup plus élevées que celles prédites par le calcul du modèle "statique" de Wilcke (notées σ_{fusion}^{Wilcke} et reprises également au tableau 3.9). Les sections efficaces mesurées sont, en effet, celles de la fusion additionnées à la section efficace de transfert très inélastique (σ_{TTI}) de moments angulaires inférieurs à $150 \hbar$.

La section efficace de fusion apparente, calculée avec le code HICOL, devient simplement :

$$\sigma_{fusion}^{Hicol} = \sigma_{fusion}^{Wilcke}(0 \leq l \leq l_{crit}) + \sigma_{TTI}(l_{crit} < l < 150\hbar) = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{150\hbar} (2l+1) \quad (7.1)$$

Les résultats sont repris au tableau 7.4 et comparés avec un bon accord aux valeurs expérimentales.

	σ_{fusion}^{Hicol} (b)	σ_{fusion}^{exp} (b)	σ_{fusion}^{Wilcke} (b)
b375	1.47	1.50 ± 0.13	0.82
b354	1.56	—	0.87
b382	1.45	1.45 ± 0.13	0.94

TAB. 7.4 – Sections efficaces de fusion "apparentes" σ_{fusion}^{Hicol} calculées à partir de l'équation 7.1, sections efficaces de fusion expérimentales σ_{fusion}^{exp} et théoriques σ_{fusion}^{Wilcke} estimées à partir du modèle statique de Wilcke [WIL80].

Dans le calcul de la section efficace de fusion, il y a donc environ 50 % des événements qui sont, en réalité, associés à du TTI ou à de la fission rapide et malheureusement indiscernables des événements associés à la fission conventionnelle. Remarquons que lors de

l'analyse des multiplicités neutroniques, une grande partie de ces TTI ont été éliminés par la sélection (zone 3) sur la figure 4.14.

Sur la figure 7.2 le moment angulaire l_{sym} est également représenté. Celui-ci correspond au moment angulaire en dessous-duquel les fragments ont une masse finale, prédite par le code HICOL, comprise dans l'intervalle 90 ± 5 (uma). Ce moment angulaire vaut environ $100 \hbar$ pour les trois réactions étudiées (voir tableaux 7.1 à 7.3) et sera utilisé par la suite dans le code GEMINI.

La figure 7.3 présente la déformation moyenne $\langle ratio \rangle$ du noyau composite, créé temporairement lors d'un TTI, en fonction de son moment angulaire l . Cette figure illustre que la déformation de ce noyau "di-nucléaire", produit dans ce type de réaction, augmente avec le moment angulaire.

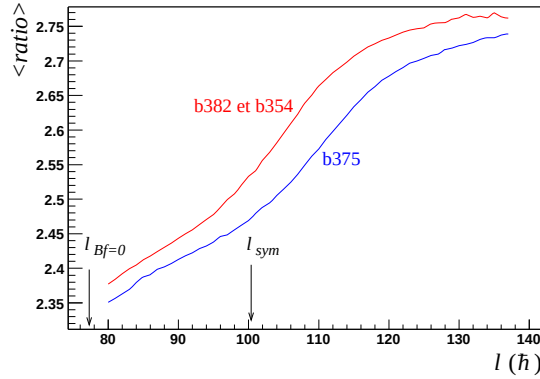


FIG. 7.3 – Déformation moyenne $\langle ratio \rangle = \langle \frac{|z_0| + |z_5|}{2|z_0|} \rangle$ (voir figure 1.3 pour la signification de z_0 et z_5) du noyau composite, créé temporairement lors d'un processus de TTI, en fonction de son moment angulaire l .

Il apparaît également que la déformation moyenne des noyaux de moment angulaire compris dans l'intervalle $l_{Bf=0} < l < l_{sym}$ vaut approximativement 2.4. Cette valeur sera également utilisée comme paramètre d'entrée du code GEMINI.

7.2 GEMINI

7.2.1 Introduction

GEMINI est un code de type Monte Carlo qui simule la désexcitation d'un noyau composé de moment angulaire et d'énergie d'excitation donnés. Ce code est donc indépendant de la voie d'entrée de la réaction. Ainsi, contrairement à HICOL, GEMINI ne peut calculer la section efficace de fusion. Par contre, les sections efficaces de fusion-évaporation, les multiplicités de pré- et de post-scission, ainsi que les différentes distributions en angle, en masse et en énergie des différentes particules impliquées dans le processus de désexcitation du noyau composé, peuvent être calculées à l'aide de GEMINI.

Certains paramètres introduits dans le code peuvent être modifiés pour reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Parmi ces paramètres, citons :

- τ_d : un temps supplémentaire à ajouter, si nécessaire, au temps de vie statistique τ_s du NC avant qu'il ne fissionne. Ce paramètre est introduit pour tenir compte du

caractère dynamique et non statique du processus de fission. Il a pour effet d'inhiber la fission et ainsi de la retarder.

- b_{sc} : un paramètre permettant de baisser artificiellement les barrières de fission utilisées dans le code (barrières de Sierk [SIE86]).
- a_n : le paramètre de densité de niveau au point d'équilibre qui relie l'énergie d'excitation thermique du noyau chaud à sa température nucléaire. Ce paramètre dépend de la masse A_{nc} du noyau considéré selon la relation suivante : $a_n = A_{nc}/a_0$ où a_0 peut varier de 8 à 10 selon la déformation et le degré d'excitation du NC (voir équation 5.11).
- $\frac{a_f}{a_n}$: le rapport entre le paramètre de densité de niveau au point de selle (a_f) et celui au point d'équilibre (a_n) (voir par exemple [LES95]).

Le temps supplémentaire τ_d pendant lequel la fission est inhibée sera ajusté pour permettre au code de reproduire les multiplicités expérimentales de pré-scission alors que les paramètres b_{sc} et a_f/a_n pourront être ajustés pour reproduire les sections efficaces de fusion-évaporation.

7.2.2 Démarche suivie

Le code HICOL a comme principal inconvénient de ne pas décrire les désexcitations éventuelles des noyaux mis en interaction. En revanche, GEMINI décrit ces désexcitations mais sans tenir compte de l'évolution des déformations des noyaux sources en fonction du temps. De ce fait, GEMINI n'est pas satisfaisant pour décrire les processus de fission rapide et de TTI dans lesquels les déformations sont très variables au cours du temps. Or expérimentalement la fission rapide, le TTI et la fission conventionnelle ne peuvent être complètement séparés². Ainsi, quelques soient les paramètres d'entrée du code (a_n , a_f/a_n , b_{sc} ou τ_d) GEMINI ne pourra pas reproduire toutes les multiplicités expérimentales présentées dans les précédents chapitres. C'est, entre autre, la raison pour laquelle c'est la fission symétrique uniquement, qui est moins mélangée à du TTI, qui sera comparée aux simulations. Cependant, la fission rapide, dans laquelle le noyau composé est déformé, peut mener à une partition symétrique en masse et doit donc être prise en compte dans les simulations.

Ainsi, pour pouvoir décrire et comparer nos résultats à l'aide des codes GEMINI et HICOL, certaines hypothèses simplificatrices ont dû être posées :

- La désexcitation du noyau composé par fission conventionnelle sera décrite uniquement par GEMINI. Cela signifie que, pour tout événement de fusion-fission conventionnelle ($0 \leq l < \ell_{Bf=0}$), le temps de formation du noyau composé est négligeable par rapport à son temps de vie (figure 7.1). De plus, au point d'équilibre, le noyau est supposé de forme sphérique et suit ensuite une déformation décrite par le modèle RLDM (rotating liquid drop model [SIE86]). Il est également supposé thermodynamiquement équilibré avant l'émission de particules légères et avant sa fission.
- La désexcitation du noyau "composite" par fission rapide, sera également décrite à l'aide de GEMINI. Cependant, il est possible de modifier un paramètre d'entrée supplémentaire du code lié à la déformation du noyau composé. Cette déformation est, dans la réalité, variable au cours du temps (figure 7.1), mais sera supposée

²Même dans la zone 3 de la figure 4.14 il y a des contributions du TTI (voir figure 5.18)

constante pour toute la durée de vie de ce noyau. Ce paramètre d'entrée est le rapport du grand axe sur le petit axe d'une forme ellipsoïde, décrivant la forme du noyau, et est noté "*ratio*". C'est la valeur moyenne de ce rapport, calculée à l'aide du code HICOL, qui sera introduite dans GEMINI.

Les multiplicités expérimentales des particules légères émises en coïncidence avec les FF de masses symétriques seront ainsi comparées à une somme pondérée des multiplicités obtenues à partir des deux approximations mentionnées ci-dessus. Dans la représentation en coupure franche ("sharp cut-off") des sections efficaces partielles σ_l (figure 7.4), ces pondérations sont les rapports des surfaces correspondantes.

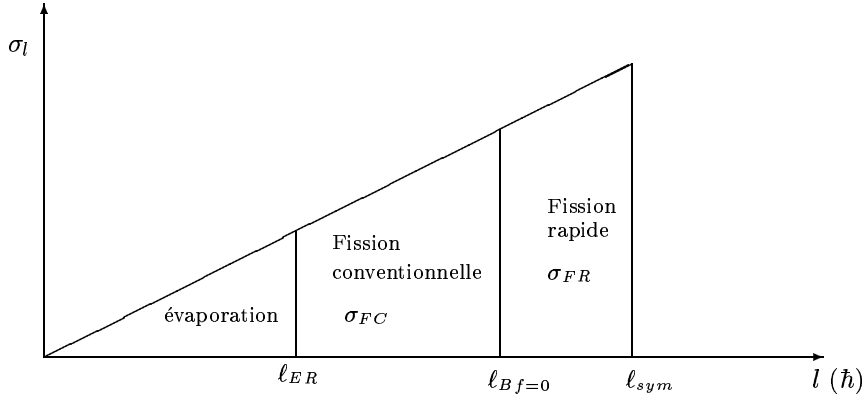


FIG. 7.4 – Représentation en coupure franche des section efficaces différentielles σ_l en fonction du moment angulaire l pour les trois processus étudiés dans ce paragraphe.

Dans la figure 7.4, l_{sym} désigne le moment angulaire en-dessous duquel le projectile et la cible peuvent s'échanger une quantité de nucléons suffisante pour posséder, au moment de la scission, une masse similaire ($A_{ff1} = 90 \pm 5$ et $A_{ff2} = 90 \pm 5$ uma). Rappelons que ce moment angulaire a été calculé à l'aide du code HICOL et vaut environ $100 \hbar$ pour les trois réactions (voir les tableaux 7.1 à 7.3).

Il ne fut pas possible de distinguer expérimentalement la fission rapide de la fission conventionnelle. C'est la raison pour laquelle, les multiplicités expérimentales seront comparées à la somme pondérée des multiplicités associées à la fission rapide (ν_{FR}) et à la fission conventionnelle (ν_{FC}) :

$$\nu_{exp} = \frac{\sigma_{FC}}{\sigma_{FR} + \sigma_{FC}} \nu_{FC} + \frac{\sigma_{FR}}{\sigma_{FR} + \sigma_{FC}} \nu_{FR} \quad (7.2)$$

où σ_{FC} et σ_{FR} désignent respectivement les sections efficaces de fission conventionnelle et de fission rapide.

Or dans la représentation dite en coupure franche, les sections efficaces sont simplement les aires des trapèzes représentés sur la figure 7.4. L'équation 7.2 devient donc :

$$\nu_{exp} = \frac{\ell_{Bf=0}^2 - \ell_{ER}^2}{\ell_{sym}^2 - \ell_{ER}^2} \nu_{FC} + \frac{\ell_{sym}^2 - \ell_{Bf=0}^2}{\ell_{sym}^2 - \ell_{ER}^2} \nu_{FR} \quad (7.3)$$

Les multiplicités associées à la fission conventionnelle ν_{FC} seront donc déterminées à partir du code GEMINI pour un noyau initialement sphérique. ν_{FR} sera également calculé avec le code GEMINI en y incluant une déformation initiale prolata du noyau composé de

valeur 2.4. Ceci introduit malheureusement des degrés de libertés supplémentaires dans les paramètres d'entrée. En effet, les paramètres définis précédemment, c'est-à-dire τ_d , b_{sc} , a_n et a_f/a_n ne sont pas nécessairement indépendants de la déformation du noyau.

Pour limiter le nombre de paramètres variables, les hypothèses suivantes ont été considérées :

- a_0 est fixé arbitrairement à 9, valeur communément utilisée pour ce type de noyau composé avec une température nucléaire inférieure à 3 MeV [CAB02].
- Faire varier b_{sc} est équivalent à faire varier a_f/a_n [CHA96]. En effet, augmenter le nombre de niveaux quantiques au point de selle augmente la probabilité de fission, ce qui peut s'interpréter par un abaissement de la barrière de fission. Dans ce cas, b_{sc} a donc été fixé à 1.
- a_f/a_n a été supposé identique pour la fission conventionnelle et la fission rapide.
- *ratio*, le rapport du grand axe sur le petit axe du noyau composite produit dans une fission rapide, a été fixé à 2.4. Cette valeur a été calculée par le code HICOL et correspond à la moyenne de $\frac{|z_0|+z_5}{2|z_0|}$ sur les moments angulaires compris entre $l_{Bf=0}$ et l_{sym} (voir figure 7.3 et figure 1.3 pour la signification de z_0 et z_5).

Il reste donc trois paramètres à faire varier : a_f/a_n , $\tau_d(FC)$ et $\tau_d(FR)$ où ces deux derniers paramètres sont les temps pendant lesquels la fission est inhibée pour la fission conventionnelle et la fission rapide respectivement.

7.2.3 Recherche des paramètres d'entrée du code GEMINI

Les paramètres d'entrée du code GEMINI ont été modifiés jusqu'au moment où les sections efficaces de fusion-évaporation et les multiplicités de pré- et de post-scission des neutrons, protons et α expérimentales soient reproduites au mieux.

Paramètre *ratio*

Les multiplicités totales ($\nu^{tot} = \nu^{pre} + \nu^{post}$) dépendent peu des paramètres a_f/a_n , $\tau_d(FC)$ et $\tau_d(FR)$. ν^{tot} ne dépend pratiquement que de l'énergie d'excitation initiale du noyau composé, de son moment angulaire initial et de sa déformation moyenne. Il est dès lors possible de vérifier si le paramètre *ratio* déterminé par HICOL et injecté dans GEMINI permet de reproduire ces multiplicités totales.

La figure 7.5 présente les évolutions des multiplicités totales obtenues avec GEMINI pour différentes valeurs du paramètre *ratio* du noyau composite créé dans un processus de fission rapide ou de TTI. Celles-ci ont été calculées à partir de l'équation 7.3. Rappelons que le NC associé à la fission conventionnelle est considéré comme sphérique (*ratio* = 1). Les barres d'erreurs associées à chaque point illustrent la dépendance des multiplicités avec les paramètres a_f/a_n , $\tau_d(FC)$ et $\tau_d(FR)$. Les lignes horizontales représentent les résultats expérimentaux. Les barres d'erreurs associées y sont également indiquées pour les PCL³, en rouge pour les erreurs expérimentales, et en vert pour les erreurs statistiques.

Il apparaît que les multiplicités totales d'émission de protons et de neutrons ainsi prédites décroissent avec la déformation du noyau composé. Celle-ci favorise plutôt l'émission d' α .

³Les barres d'erreurs sur les multiplicités neutroniques totales incluent largement les résultats de la simulation avec GEMINI.

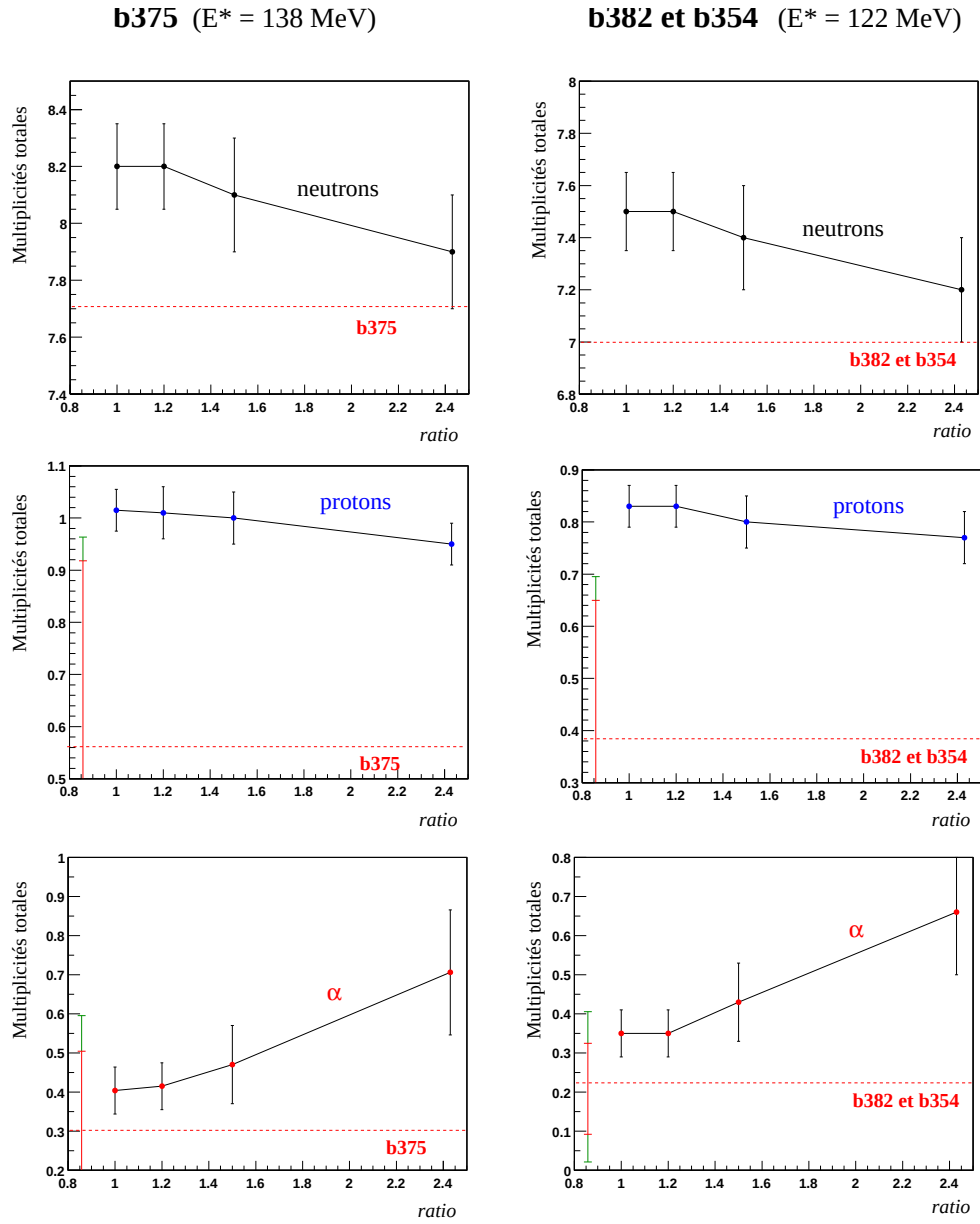


FIG. 7.5 – Multiplicités totales obtenues avec GEMINI pour les expériences b375, b354 et b382 déduites de l'expression 7.3 en fonction du paramètre *ratio* associé au processus de fission rapide ou de TTI. La ligne horizontale représente le résultat expérimental.

Il semblerait qu'un paramètre *ratio* proche de 2.4 et éventuellement plus grand soit acceptable pour reproduire les multiplicités neutroniques ν_n^{tot} . Les multiplicités ν_α^{tot} et ν_p^{tot} sont par contre mal reproduites. Mais étant donné la faible statistique associée à l'émission des PCL, les résultats expérimentaux ont probablement été sous-estimés et n'ont pas été pris en compte pour la détermination des autres paramètres.

Paramètres a_f/a_n , $\tau_d(FC)$ et $\tau_d(FR)$

La section efficace de fusion-évaporation σ_{re} a été déterminée précisément expérimentalement. Or celle-ci est très dépendante du rapport a_f/a_n .

La figure 7.6 présente les évolutions de σ_{re} , prédites par le code GEMINI pour la réaction b382, en fonction de $\tau_d(FC)$ (exprimé en $zs = 10^{-21}$ s). Les différentes courbes sont associées à une valeur du rapport a_f/a_n . La ligne horizontale représente le résultat expérimental ($\sigma_{re} = 50 \pm 8$ mb). Les intersections entre les différentes courbes et la droite correspondent à différentes solutions possibles. La comparaison des multiplicités neutroniques expérimentales et celles obtenues avec le code permettra de fixer les valeurs des paramètres $\tau_d(FC)$, $\tau_d(FR)$ et a_f/a_n .

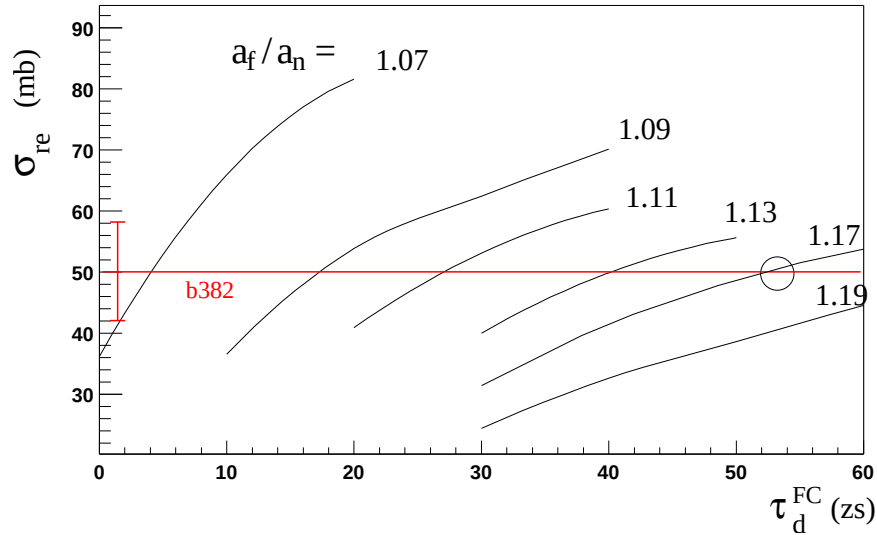


FIG. 7.6 – Evolutions des sections efficaces de fusion-évaporation σ_{re} , telles qu'elles sont prédites par GEMINI pour la réaction b382, en fonction de $\tau_d(FC)$ (exprimé en $zs = 10^{-21}$ s) pour différents rapports a_f/a_n . La ligne horizontale indique la valeur expérimentale de σ_{re} .

Les figures 7.7 et 7.8 présentent les multiplicités de pré-scission et de post-scission (/2) des neutrons, protons et α , prédites par GEMINI, en fonction de $\tau_d(FR)$. Les différentes courbes sont associées à un $\tau_d(FC)$ fixé.

On constate sur ces figures que les multiplicités de pré-scission augmentent avec les paramètres $\tau_d(FC)$ et $\tau_d(FR)$ alors que les multiplicités de post-scission diminuent. A nouveau, les résultats expérimentaux sont représentés par une ligne horizontale.

Pour reproduire au mieux les multiplicités neutroniques et σ_{re} , les meilleurs paramètres d'entrée du code GEMINI sont les suivants :

Pour b382 et b354 : $\frac{a_f}{a_n} = 1.17$ et $\tau_d(FC) = \tau_d(FR) = 70$ zs

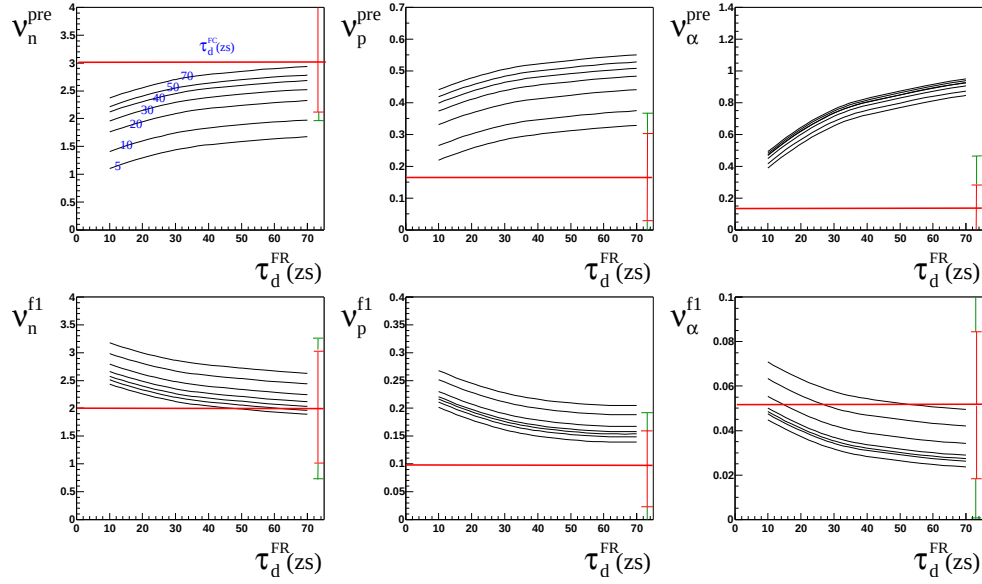


FIG. 7.7 – Multiplicités de pré- et de post-scission ($/2$) des neutrons, protons et α en fonction de $\tau_d(FR)$ et pour différents $\tau_d(FC)$ dans la réaction b382 et b354. Ces multiplicités sont calculées à partir de l'équation 7.3. Les lignes horizontales correspondent aux résultats expérimentaux.

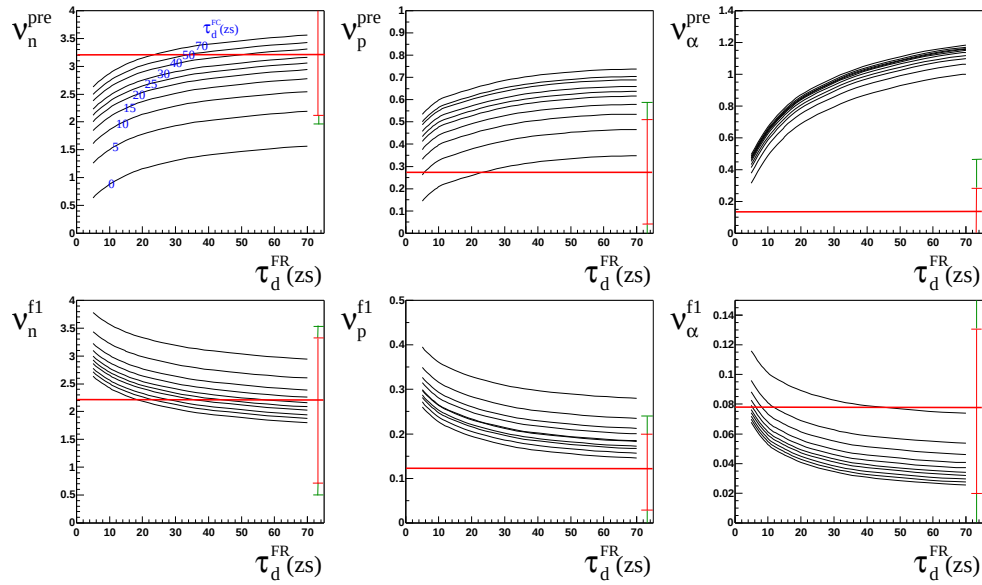


FIG. 7.8 – Multiplicités de pré- et de post-scission ($/2$) des neutrons, protons et α en fonction de $\tau_d(FR)$ et pour différents $\tau_d(FC)$ dans la réaction b375. Ces multiplicités sont calculées à partir de l'équation 7.3. Les lignes horizontales correspondent aux résultats expérimentaux.

Pour b375 : $\frac{a_f}{a_n} = 1.13$ et $\tau_d(FC) = \tau_d(FR) = 40 \text{ zs}$

Il apparaît que les multiplicités neutroniques sont assez bien reproduites, malgré le déficit en neutrons déjà observé à la figure 7.5.

Par contre, les multiplicités de pré-scission des particules chargées sont assez mal reproduites, et surtout celles des α . Celles-ci sont en effet sur-estimées par le code GEMINI ou sous-estimées expérimentalement. L'excédent en α prédit par GEMINI peut être réduit en diminuant le paramètre *ratio*. Cependant, cette diminution s'accompagne d'une augmentation des multiplicités totales en protons et neutrons (voir figure 7.5) dont les valeurs s'écartent dès lors des valeurs expérimentales.

D'autre part, un rapport $\frac{a_f}{a_n} = 1.13$ ou 1.17 est anormalement élevé. Cette valeur correspond à un abaissement des barrières de fission de plus de 25 % !

7.2.4 Conclusion

Même avec un paramètre *ratio* égal à 1, les multiplicités de pré-scission des PCL calculées par GEMINI sont trop élevées. Cette caractéristique a déjà été observée dans les travaux antérieurs réalisés au sein du groupe DEMON à Louvain-la-Neuve [TIL97], [KEU99] et [CAB02]. Les multiplicités des PCL ont été déterminées à l'aide du même dispositif expérimental, à savoir les six triples-télescopes T1 à T6 disposés à l'arrière. Cette configuration ne permet pas une statistique et une couverture angulaire suffisante pour déterminer, aussi précisément que pour les neutrons, les multiplicités des PCL.

De plus, dans ces différents travaux, les ajustements des spectres en énergie se sont fait avec les mêmes fonctions 6.2 décrites au chapitre 6. Or, comme mentionné précédemment, cette fonction n'ajuste pas bien les multiplicités des particules chargées de basse énergie à cause de la déformation dynamique du noyau. Il semble donc, au vue de ce chapitre, que ce sont les multiplicités expérimentales des PCL qui sont sous-estimées.

Les barrières de fission utilisées dans GEMINI [SIE86] ont été considérablement réduites, soit directement en diminuant b_{sc} , soit indirectement en augmentant le paramètre a_f/a_n , afin de reproduire les sections efficaces de fusion-évaporation. Cette caractéristique n'est pas similaire à d'autres travaux tels que par exemple celui réalisé par J. Cabrera [CAB02]. Dans ce dernier, c'est la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à des énergies de 8, 10, 13 et 16 MeV/nucléons qui fut étudiée. Cette réaction produit un noyau composé ^{179}Re similaire au noyau composé produit dans nos réactions $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$, à savoir le ^{180}Pt . La technique de pondération des multiplicités (équation 7.2), utilisée en combinaison avec GEMINI, fut également utilisée par J. Cabrera. Les multiplicités neutroniques furent très bien reproduites avec un paramètre $a_f/a_n = 1.05$, valeur nettement inférieure aux nôtres (de 1.13 et 1.17). Cependant, la déformation moyenne *ratio* du noyau composé ^{179}Re se désexcitant par fission rapide avait été estimée, également à l'aide du code HICOL, égale à 1.5. Cette valeur est beaucoup plus petite que celle obtenue dans ce travail. De plus, la quantité de fission rapide était nettement moins importante dans sa réaction et la quantité de RE nettement supérieure ($\sigma_{re} = 711 \pm 46 \text{ mb}$ à 8 MeV/u).

L'hypothèse initiale qui suppose que le noyau composé n'est pas déformé dans une fission conventionnelle, serait donc plus plausible dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Dans notre cas, il serait en effet étonnant que pour des moments angulaires inférieurs à $l_{Bf=0} = 77 \hbar$, la paramètre *ratio* plonge vers 1 (voir figure 7.3). Effectivement, il a déjà été montré que même les résidus d'évaporation sont déformés dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{112}\text{Sn}$ à des énergies de 252 à 295 MeV (voir [FIN94]). Il serait donc plus probable que la déformation moyenne du noyau composé diminue progressivement jusqu'à 1 avec le moment angulaire.

Cependant, introduire un paramètre *ratio* différent de 1 pour la fission conventionnelle dans GEMINI n'améliore pas le calcul de la section efficace σ_{re} . **Au contraire, dans ce code, la probabilité de fission du noyau composé diminue lorsque *ratio* augmente!** Il faut dès lors, augmenter encore le paramètre a_f/a_n pour reproduire nos sections efficaces de fusion-évaporation. Ceci provient du fait que le noyau composé, très déformé, a une probabilité plus grande d'évaporer des particules chargées, tels que les α , plutôt que de fissionner. Or, comme les α emportent beaucoup d'énergie, l'énergie d'excitation résiduelle du noyau composé n'est plus suffisante pour lui permettre de fissionner. Il termine ainsi sa vie en résidu d'évaporation.

Dans de précédents travaux [LES86], les sections efficaces de fusion-évaporation et de fusion-fission dans les réactions $^{58}\text{Ni} + ^{112,124}\text{Sn}$, à des énergies s'étalant de 200 à 380 MeV, ont été mesurées et reproduites avec succès à l'aide du code statistique CASCADE [PUE77], similaire à GEMINI. Les paramètres utilisés furent $a_f/a_n = 1$, $ratio = 1$ et $\tau_d \approx 0$. Cependant, cette expérience ne bénéficiait pas de la mesure des multiplicités neutroniques qui nous a contraint à augmenter τ_d et donc a_f/a_n .

En conclusion, il n'a donc pas été possible de reproduire complètement et de manière cohérente nos résultats expérimentaux. Cette constatation laisse à penser que le code GEMINI reste néanmoins limité pour décrire avec succès la fusion-fission accompagnée d'une forte déformation dynamique du NC.

Chapitre 8

Bilan énergétique des réactions

Un bilan énergétique de l'ensemble du processus de fission nucléaire pour les trois réactions étudiées est nécessaire afin d'établir la cohérence des précédents résultats. Nous séparerons la suite du calcul en quatre sections : la formation du noyau composé (NC), sa désexcitation par émission de neutrons ou de particules chargées légères de pré-scission, sa fission et la désexcitation des fragments de fission (FF) par émission de particules légères de post-scission. Seules les désexcitations radiatives ne seront pas prises en compte (émission de γ).

8.1 Cas de la fusion conventionnelle

8.1.1 Formation du noyau composé

Le NC est formé par la collision d'un noyau projectile sur un noyau cible. La conservation de l'énergie permet d'affirmer que l'énergie incidente du projectile est transmise dans son entièreté au NC :

$$E_p + m_p c^2 + m_c c^2 = E_{nc} + m_{nc} c^2 + E^* \quad (8.1)$$

où E_p et E_{nc} sont les énergies cinétiques du projectile et du NC et où m_p et m_{nc} sont leur masse respective. m_c est la masse de la cible et E^* est l'énergie résiduelle dite d'excitation du NC qui se répartira en une partie "thermique" U , en une partie rotationnelle et en une partie de déformation (voir chapitre 1) :

$$E^* = U + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathfrak{I}} + E_{def} \quad (8.2)$$

où l est le moment angulaire orbital du NC qui dépend du paramètre d'impact du projectile et $\mathfrak{I}$ son moment d'inertie.

Rappelons que, dans l'ensemble de l'analyse des chapitres précédents, le NC a été assimilé, avant toute évaporation, à un gaz de fermions thermodynamiquement équilibré et sans rotation. La rotation du NC a été supposée sans effet sur l'énergie cinétique des particules émises. C'est la raison pour laquelle les distributions en énergie des particules émises peuvent être ajustée par les équations 5.8.

L'énergie d'excitation totale du NC avant sa désexcitation se calcule donc simplement à partir de l'équation 8.1 par la relation suivante :

$$E^* = E_p - E_{nc} + Q \quad \text{où} \quad Q = m_p c^2 + m_c c^2 - m_{nc} c^2 \quad (8.3)$$

La masse du noyau composé est déterminée à partir de tables de masses d'isotopes dans lesquelles le noyau composé est supposé sphérique. Comme le noyau composé peut être déformé avant sa fission, les masses calculées ont donc été sous-estimées.

8.1.2 Désexcitation du noyau composé

Le noyau composé libérera une partie de son énergie d'excitation E^* en émettant des neutrons ou des particules chargées légères. Nous pouvons écrire, dans le repère du noyau composé :

$$E^* + m_{nc} c^2 = E_{nc}^{*af} + m_{nc}^{af} c^2 + \nu_p^{pre} (\overline{E_p} + m_p c^2) + \nu_\alpha^{pre} (\overline{E_\alpha} + m_\alpha c^2) + \nu_n^{pre} (\overline{E_n} + m_n c^2) \quad (8.4)$$

où E_{nc}^{*af} et m_{nc}^{af} est l'énergie d'excitation résiduelle et la masse du NC après évaporation mais juste avant sa fission (af). $\overline{E_p}$, $\overline{E_\alpha}$, $\overline{E_n}$ et m_p , m_α , m_n sont les énergies cinétiques et les masses des protons, α et neutrons. ν_p^{pre} , ν_α^{pre} , ν_n^{pre} sont les multiplicités de pré-scission des protons, α et neutrons. Les émissions d'autres particules telles que les tritons, deutons,... ont été négligées.

Pour déterminer E_{nc}^{*af} à partir de l'expression 8.4, les énergies cinétiques moyennes $\overline{E_p}$, $\overline{E_\alpha}$ et $\overline{E_n}$ ont été calculées à partir des distributions $f(\overline{E})$ (équation 5.8 pour les neutrons et équation 6.2 pour les particules chargées légères) (voir annexe B) :

$$\overline{E} = \frac{\int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^\infty f(\epsilon) d\epsilon} \quad (8.5)$$

Les résultats dans le repère du centre de masse sont les suivants :

$$\begin{aligned} \langle \overline{E_n^{pre}} \rangle &= 2 T_n^{pre} \quad (\text{pour les neutrons}) \\ \langle \overline{E_{pcl}^{pre}} \rangle &= 2 T_{PCL}^{pre} + B_c \quad (\text{pour les PCL}) \end{aligned} \quad (8.6)$$

où B_c sont les barrières Coulombiennes d'émission de PCL obtenues au chapitre 6. Les températures nucléaires T_i^{pre} de pré-scission ont été obtenues à partir des différents ajustements des données expérimentales correspondant à la fission symétrique.

8.1.3 Fission du noyau composé

Après l'émission de pré-scission, le noyau composé a la possibilité de fissionner. La conservation de l'énergie s'écrit, dans le repère du centre de masse et pour une fission binaire symétrique :

$$E_{nc}^{*af} + m_{nc}^{af} c^2 = 2E_{ff}^{*ae} + 2m_{ff}^{*ae} c^2 + TKE \quad (8.7)$$

où E_{ff}^{*ae} est l'énergie d'excitation d'un des deux fragments de fission (FF) avant qu'il n'évapore, m_{ff}^{*ae} sa masse au même instant, et TKE (Total Kinetic Energy) la somme des énergies cinétiques dans le centre de masse des deux FF. Le TKE a pu être déterminé à l'aide des chambres à multi-fils MWPC1 et MWPC2 (voir chapitre 4).

8.1.4 Désexcitation des fragments de fission

Après la scission, les FF excités se dés excitent en émettant principalement des neutrons, protons et α . En négligeant les autres contributions, nous pouvons écrire :

$$2E_{ff}^{*ae} + 2m_{ff}^{ae}c^2 = 2E_{ff}^{*e} + 2m_{ff}^ec^2 + \nu_p^{post}(\overline{E}_p + m_pc^2) + \nu_\alpha^{post}(\overline{E}_\alpha + m_\alpha c^2) + \nu_n^{post}(\overline{E}_n + m_nc^2) \quad (8.8)$$

où E_{ff}^{*e} et m_{ff}^e sont respectivement les énergies d'excitation et les masses des FF après évaporation. ν_p^{post} , ν_α^{post} et ν_n^{post} sont les multiplicités de post-scission des protons, α et neutrons. Pour déterminer l'énergie d'excitation des FF après évaporation, les énergies cinétiques des protons et α ont été déterminées par les équations 8.6, mais en remplaçant les températures de pré-scission par les températures de post-scission. Les énergies cinétiques des neutrons se déterminent par contre par la formule suivante (voir équation B.37) :

$$\overline{E}_n^{post} = \frac{3}{2} T_n^{post} \quad (8.9)$$

Les masses m_{ff}^{ae} et m_{ff}^e des FF ainsi que la masse M_{nc}^{af} du NC ont été calculées à partir d'un modèle macroscopique de noyau sphérique ([KRA79] et [MOL81]).

8.1.5 Résultats globaux

Le tableau 8.1 présente l'énergie d'excitation initiale du noyau composé E^* , calculée à partir de l'équation 8.3. Il présente également l'énergie d'excitation E_{nc}^{*af} du noyau composé après évaporation, juste avant sa scission. Cette énergie est calculée à partir de l'équation 8.4. Le tableau présente également les énergies initiales et finales des fragments de fission E_{ff}^{*ae} et E_{ff}^{*e} avant, et après évaporation de post-scission. Ces énergies sont calculées à partir des équations 8.7 et 8.8. L'énergie d'excitation résiduelle des FF E_{ff}^{*e} est en partie rotationnelle et en partie thermique. Les FF émettront quelques γ pour baisser leur énergie thermique et rotationnelle et atteindre enfin leur état fondamental.

Réaction	E^* (MeV)	E_{nc}^{*af} (MeV)	E_{ff}^{*ae} (MeV)	E_{ff}^{*e} (MeV)
b375	139	93	47	18
b354	124	81	45	20
b382	122	82	43	19

TAB. 8.1 – Energies d'excitation du NC avant et après évaporation et énergies d'excitation des deux FF avant et après évaporation.

On constate que les énergies résiduelles E_{ff}^{*e} ne sont pas significativement différentes pour les trois expériences étudiées dans ce travail.

Une systématique, déjà utilisée par J. Cabrera [CAB02], et basée sur la référence [BAC90], permet d'estimer l'énergie théoriquement emportée par les γ dans une fission conventionnelle. Le résultat de la systématique, basée sur des mesures de multiplicités γ , prédit une énergie moyenne totale emportée par les γ de l'ordre de 11 MeV. Ce résultat est nettement inférieur à celui repris au tableau 8.1. **Ce surplus en énergie peut être expliqué par la sous-estimation, déjà proposée au chapitre 7, des multiplicités expérimentales des PCL.**

8.2 Cas de la fission rapide et du TTI

Lors d'un TTI ou d'une fission rapide, le noyau composé est en général plus déformé et possède un temps de vie plus court que dans la fission conventionnelle. Dès lors, la masse m_{nc} du noyau composé ne peut plus être calculée dans une approximation sphérique, et son énergie d'excitation initiale n'est plus celle mentionnée au tableau 8.1. Cependant, l'énergie résiduelle E_{ff}^{*e} des fragments de fission est pratiquement indépendante de la masse initiale du noyau composé. A l'exception du fait que les multiplicités doivent être remplacée par celles obtenues pour les moments angulaires supérieurs à $l_{B_f=0}$, le calcul de E_{ff}^{*e} fait au paragraphe précédent reste correct.

Conclusions générales

Au terme de cette dissertation, il est temps de jeter un oeil critique sur ce qui a été réalisé dans le cadre de ce travail expérimental et de répondre aux questions posées en introduction.

A l'aide des systèmes de détection R1 et R2, les sections efficaces de fusion-évaporation et de fusion-fission ont été mesurées pour les réactions $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ à 354 MeV (b354), et 375.5 MeV (b375) et pour la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$ à 382.5 MeV (b382).

Il est apparu que les sections efficaces de fusion-fission obtenues au chapitre 3, à l'aide des systèmes R1 et R2, sont nettement supérieures aux résultats d'un calcul basé sur le modèle statique de Wilcke [WIL80]. Pourtant, les valeurs obtenues ont été confirmées au chapitre 4 à l'aide d'un autre système de détection, à savoir les MWPC. Cette constatation s'explique par le fait que la séparation complète des processus très inélastiques des processus de fusion-fission n'était pas réalisable expérimentalement. Cet effet fut accentué par l'utilisation de jonctions ΔE , des systèmes de détections R1 et R2, malheureusement plus épaisses que prévues. Il a toutefois été possible d'expliquer et de confirmer les résultats obtenus à partir du code dynamique HICOL au chapitre 7. Mais, à cause de la difficulté expérimentale de séparation de ces processus, les erreurs sur les sections efficaces de fusion-fission mesurées se sont révélées assez élevées pour pouvoir être exploitée par la suite. Dès lors, un effet, sans doute léger s'il existe, de peau de neutrons sur la section efficace de fusion-fission n'a pu être observé.

Les sections efficaces de fusion-évaporation ont par contre été mesurées avec une plus grande précision. Une simulation a, en effet, été réalisée dans le but de tenir compte des effets de pertes d'énergie, de "straggling" en énergie et en angle et des effets liés à la largeur du burst du faisceau incident sur la distribution en vitesse des résidus d'évaporation. Les distributions en vitesses $d^2\sigma_{re}/d\Omega dv$ et en angle $d\sigma_{re}/d\Omega$ ont été parfaitement reproduites par la simulation. Les résultats du calcul montre que les sections efficaces de fusion-évaporation σ_{re} valent 50 ± 8 mbarn dans les réactions b382 et b375. Ce résultat est confirmé par les mesures précédemment réalisées par Freeman [FRE83]. Il apparaît, comme attendu, qu'il n'y a pas d'effet de peau de neutrons sur la section efficace de fusion-évaporation. Remarquons par contre, qu'un effet de peau de neutrons a malgré tout été mis en évidence sur la section efficace de fusion-évaporation dans cette même référence [FRE83], mais à des énergies, dans le centre de masse, proches de la barrière coulombienne.

Ces résultats montrent donc qu'à nos énergies, il n'y a pas d'effet de peau de neutrons sur la probabilité de fusion du projectile et de la cible (dans les limites définies par les barres d'erreurs). Il montre également que la compétition entre la fusion-fission et la fusion-évaporation est indépendante de la voie d'entrée.

Cette conclusion s'explique en partie par le choix énergétique qu'il a fallu faire. En effet, pour que le nombre de neutrons à mesurer soit raisonnable et pour que la statistique soit suffisante pour ajuster leurs distributions en énergie, les énergies des projectiles Ni ont dû être choisies supérieures à 350 MeV. Or cette énergie est largement supérieure à la barrière coulombienne à partir de laquelle les noyaux peuvent se "toucher"¹. Ainsi, à nos énergies, un éventuel effet de peau de neutrons sur les collisions centrales, de moment angulaire inférieur à l_{crit} , est pratiquement inexistant.

Au chapitre 5, les multiplicités neutroniques de pré- et de post-scission associées au processus de fission ont été déterminées avec succès en fonction des partitions en masse des fragments de fission. Il est apparu que ces multiplicités étaient constantes, ainsi que les températures nucléaires, et indépendantes des partitions en masse. Ce résultat illustre le fait que le noyau composé a atteint, avant sa scission, un équilibre thermodynamique. Nous avons également constaté que les multiplicités neutroniques de pré- et de post-scission étaient similaires pour les trois réactions étudiées. **Ce résultat prouve à nouveau l'indépendance de la voie d'entrée sur la désexcitation du noyau composé.**

Les multiplicités neutroniques ont également été mesurées pour d'autres régions angulaires des fragments de fission. Ces régions sont susceptibles de favoriser la fission très asymétrique. Il est apparu que les multiplicités de pré-scission dans ces régions diminuaient de manière critique. Il semble dès lors que, la fission très asymétrique soit mélangée à une grande quantité de fission-rapide et de transfert très inélastique. Cette conséquence est cohérente avec la mesure des sections efficaces de fusion-fission apparue plus élevée que prévue par un modèle statique [WIL80].

Les multiplicités neutroniques ont enfin été observées en coïncidence avec les processus quasi-élastiques. Malheureusement, une détermination quantitative des multiplicités n'a pu être réalisée dans cette étude, d'une part, à cause du manque de statistique, et d'autre part, parce que les hypothèses simplificatrices utilisées afin d'ajuster les distributions en angle et en énergie des neutrons coïncidents avec les processus QE n'étaient plus valables. Une différence significative entre l'expérience b382 et les deux autres est apparue. La quantité de neutrons mesurée paraît effectivement deux fois plus élevée dans cette réaction pour la même quantité de processus inélastique et élastique. Cette différence peut être attribuable soit à un rapport différent du nombre de processus inélastique sur le nombre de processus élastique mesuré, soit à une réelle différence entre les multiplicités neutroniques. **Un effet de peau de neutrons n'a dès lors pas pu être mis en**

¹Les noyaux projectiles peuvent "effleurer" le noyau cible à partir d'une énergie cinétique comprise entre 250 à 300 MeV.

évidence en coïncidence avec les processus inélastiques et périphériques.

Au chapitre 6, les multiplicités expérimentales des particules chargées légères associées à la fission ont été déterminées. La faible statistique des données associées n'a pas permis de mesurer des multiplicités d'émission d'autres particules que celles des protons et α . Il s'est avéré que pour pouvoir ajuster au mieux les distributions en énergies des α et protons aux différents angles des triples-télescopes T1 à T6, il fallait réduire de 4 MeV les barrières Coulombiennes de pré-scission, déterminées à partir d'une systématique [VAZ84]. Cette constatation résulte d'une forte déformation du noyau composé avant sa scission. Les multiplicités obtenues semblent similaires dans les réactions b382 et b354. Elles sont légèrement plus élevées dans la réaction b375 à cause d'une énergie d'excitation légèrement plus élevée du noyau composé. **Il apparaît donc à nouveau que la désexcitation du noyau composé est indépendante de sa formation.**

Au chapitre 7, les codes de simulation HICOL et GEMINI ont été associés afin de reproduire nos résultats expérimentaux. Lors de cette analyse, certaines limitations du code GEMINI ont été constatées pour décrire la désexcitation des noyaux composés très déformés, et notamment pour reproduire les sections efficaces de fusion-évaporation.

D'un autre côté, le code GEMINI a permis de mettre en évidence que les multiplicités des particules chargées légères déduites de notre analyse en source étaient sous-estimées. Cet effet est lié tant au manque de statistique qu'au fait d'avoir supposé les barrières Coulombiennes, d'émission de particules chargées légères, statiques au cours du temps.

Au chapitre 8, un bilan énergétique complet des réactions a été réalisé. Comme attendu, les énergies résiduelles des noyaux composés après évaporation et celles des fragments de fission avant et après évaporation sont similaires dans les réactions b354 et b382. **Ceci confirme définitivement que la désexcitation du noyau composé est indépendante de sa formation.**

Toutefois, les énergies résiduelles en fin de désexcitation des fragments de fission, calculées dans ce bilan énergétique pour les trois réactions, sont plus élevées que celles prédites par une systématique [BAC90]. Cette constatation est le résultat de la sous-estimation des multiplicités de particules chargées légères déjà observée avec le code GEMINI.

Pour conclure, l'analyse des expériences b375, b354 et b382 a démontré que l'hypothèse simplificatrice d'équilibrage thermodynamique du noyau composé peut être maintenue. Celui-ci se désexcite indépendamment de la voie d'entrée. Par ailleurs, il semble exister une peau de neutrons, son influence agit principalement sur les réactions périphériques telles que les processus quasi-élastiques ou la fusion à très basse énergie. Cependant, son effet sur l'émission de particules légères n'a pu être mis en évidence.

Il apparaît également que pour pouvoir reproduire un mécanisme de réaction comme le transfert très inélastique dans lequel les noyaux sont très déformés, il est absolument indispensable d'écrire un code de simulation dynamique décrivant les désexcitations successives des noyaux déformés au cours du temps. Ceci afin d'éviter l'augmentation de paramètres

libres dans un code statistique tel que GEMINI.

Il reste enfin, dans cette étude, à mesurer plus précisément les multiplicités des particules chargées légères à l'aide d'un autre dispositif expérimental. Ceci afin de confirmer la sous-estimation de nos mesures. De plus, l'émission de particules chargées étant très sensible à la déformation du noyau composé, il serait intéressant de comparer les multiplicités de particules chargées pour les deux types d'expérience afin d'étudier un éventuel effet de peau de neutrons sur la déformation des différents noyaux dans les différents processus nucléaires. L'expérience a, par ailleurs, déjà été réalisée pour l'expérience b375 au laboratoire de physique nucléaire de Legnaro en Italie, et les résultats doivent encore être analysés.

Bibliographie

- [BAC90] **B. B. Back** *Phys. Rev. C* 33 (1990) 1495
- [BAS80] **Reiner Bass** *Nuclear Reactions with Heavy Ions, Texts and Monographs in Physics* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1980)
- [BET87] **R.R. Betts et al.** *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 978
- [BON74] **J.P. Bondorf** *Phys. Rep.* 15 (1974) 83
- [CAB02] **J. Cabrera** *Thèse de doctorat présentée en 2002 à l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve*
- [CAR00] **B.V. Carlson and D. Hirata** *Phys. Rev. C* 62 (2000) 054310
- [CHA86] **R. J. Charity et al.** *Nucl. Phys. A* 457(1986)441
- [CHA88] **R.J. Charity et al.** *Nucl. Phys. A* 483 (1988) 371
- [CHA96] **R. J. Charity** *Phys. Rev. C* 53 (1996) 512
- [CHA97] **R.J. Charity et al.** *Phys. Rev. C* 56 (1997) 873
- [CHA01] **R.J. Charity et al.** *Phys. Rev. C* 63 (2001) 024611
- [CHA03] **R. J. Charity et al.** *A paraître dans le Phys. Rev. C*
- [COR96] **L. Corradi et al.** *Phys. Rev. C* 54 (1996) 201
- [ESB98] **H. Esbensen et al.** *Phys. Rev. C* 57 (1998) 2401
- [FEL87] **H. Feldmeier** *Rep. Prog. Phys.* 50 (1987) 915
- [FIN94] **B.J. Fineman et al.** *Phys. Rev. C* 50 (1994) 1991
- [FLI96] **S. Flibotte et al.** *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 1448
- [FRE83] **W. S. Freeman et al.** *Phys. Rev. Lett.* 50 (1983) 1563
- [GON89] **M. Gonin et al.** *Nucl. Phys. A* 495 (1989) 139c
- [HAU52] **W. Hauser and H. Feshbach** *Phys. Rev.* 87 (1952) 366
- [HIL79] **D. Hilsher et al.** *Phys. Rev. C* 20 (1979) 576
- [HIN87] **D.J. Hinde et al.** *Nucl. Phys. A* 472 (1987) 318
- [HOL83] **E. Holub et al.** *Phys. Rev. C* 28 (1983) 252
- [JIA94] **C.L. Jiang et al.** *Phys. Rev. C* 54 (1994) 59
- [JIA98] **C.L. Jiang et al.** *Phys. Rev. C* 57 (1998) 2393
- [KAU74] **S.B. Kaufman et al.** *Nucl. Instr. and Meth.* 115 (1974) 47
- [KEU99] **Th. Keutgen** *Thèse de doctorat présentée en 1999 à l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve*

- [KRA79] **H.J. Krappe** *Phys. Rev. C* 20 (1979) 992
- [KRA88] **K. S. Krane** *Introductory NUCLEAR PHYSICS* (John Wiley & sons, New York, 1988)
- [KUM96] **E. Kumps** *Mémoire présenté en 1996 présentée à l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve*
- [LAL98] **G.A. Lalazissis et al.** *Phys. Rev. C* 57 (1998) 2294
- [LAU84] **F. Saint-Laurent et al.** *Nucl. Phys. A* 422 (1984) 307
- [LEC52] **K. J. Le Couteur and D.W. Lang** *Proc. Phys. Soc. A* 65 (1952) 718
- [LEC59] **K. J. Le Couteur and D.W. Lang** *Nucl. Phys.* 13 (1959) 32
- [LEC97] **F.R. Lecolley et al.** *Nucl. Phys. A* 620 (1997) 327-345
- [LES86] **K.T. Lesko et al.** *Phys. Rev. C* 35 (1986) 2155; *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985) 803
- [LES95] **J.P. Lestone** *Phys. Rev. C* 52 (1995) 1118
- [MAD78] **R. Madey** *Nucl. Inst. and Meth.* 151 (1978) 445
- [MOL81] **P. Möller and J.R. Nix** *Nucl. Phys. A* 361 (1981) 117
- [MOR83] **H. Morgenstern et al.** *Z. Phys. A* 313 (1983) 39
- [MYE69] **W.D. Myers** *Phys. Lett. B* 30 (1969) 451
- [PUE77] **F. Puehlhofer** *Nucl. Phys. A* 280 (1977) 267
- [SIE86] **A.J. Sierk** *Phys. Rev. C* 33 (1986) 2039
- [SIW93] **K. Siwek-Wilczynska et al.** *Phys. Rev. C* 48 (1993) 228
- [SWI80] **W. J. Swiatecki** *Progress in Particle and Nuclear Physics* vol 4 ed. D. Wilkinson (Pergamon Press Oxford, 1980)
- [TAS91] **L. Tassan-Got and C. Stéphan** *Nucl. Phys. A* 524 (1991) 121
- [THO93] **Thoennessen et al.** *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 4055
- [TIL95] **I. Tilquin et al.** *Nucl. Inst. and Meth. A* 365 (1995) 446
- [TIL97] **I. Tilquin** *Thèse de doctorat présentée en 1997 à l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve*
- [VAZ84] **L.C. Vaz and J.M. Alexander** *Z. Phys. A Atoms and nuclei* 318 (1984) 213
- [VIE88] **G. Viesti et al.** *Phys. Rev. C* 38 (1988) 2649
- [VIE01] **G. Viesti et al.** *Phys. Lett. B* 521 (2001) 165
- [VIO82] **V.E. Viola et al.** *Phys. Rev. C* 26 (1982) 178
- [VIO85] **V.E. Viola et al.** *Phys. Rev. C* 31 (1985) 1550
- [VAN86] **A. M. van den Berg et al.** *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 572
- [WAN03] **N. Wang et al.** *Phys. Rev. C* 67 (2003) 024604
- [WEI37] **V. Weisskopf** *Phys. Rev.* 52 (1937) 295
- [WIL80] **W.W. Wilcke et al.** *Atomic Data And Nuclear Data Tables* 25 (1980) 389
- [WOL87] **F.L.H. Wolfs et al.** *Phys. Rev.* 36 (1987) 1379
- [ZAN86] **W. P. Zank** *Phys. Rev. C* 33 (1986) 519
- [ZIE77] **J.F. Ziegler** *The Stopping and Range of Ions in Matter* (Pergamon Press Oxford, 1977)

Annexe A

Potentiels Coulombien et nucléaire

A.1 Potentiel Coulombien BSS

Le potentiel Coulombien de type Bondorf-Sobel-Sperber (BSS) [BON74] s'exprime de la manière suivante en fonction de l'inter-distance r entre les centres des deux noyaux :

$$V_C(r) = \frac{Z_{proj} Z_{cible} e^2}{r} \quad \text{si } r \geq R_{Cproj} + R_{Ccible} \quad (\text{A.1})$$

$$V_C(r) = V_0 - K r^n \quad \text{si } r \leq R_{Cproj} + R_{Ccible} \quad (\text{A.2})$$

R_{Ccible} et R_{Cproj} sont les rayons de charge de la cible et du projectile respectivement et s'exprime de la manière suivante ([MYE69]) :

$$R_{Ci} = 1.16 \left[\frac{2Z_i}{(1 - 3\epsilon)(1 - \delta)} \right]^{1/3} \quad (\text{A.3})$$

où

$$\delta = \frac{I + \frac{3}{8q} Z_i^2 A_i^{-\frac{5}{3}}}{1 + \frac{9j}{4q} A_i^{-1/3}} \quad (\text{A.4})$$

$$\epsilon = \frac{-2a A_i^{-1/3} + l \delta^2 + g Z_i^2 A_i^{-\frac{4}{3}}}{k} \quad (\text{A.5})$$

$$(\text{A.6})$$

avec $i = proj$ ou $cible$ et $I = \frac{A_i - 2Z_i}{A_i}$, $l = 99 \text{ MeV}$, $g = 0.745 \text{ MeV}$, $j = 35 \text{ MeV}$, $q = 25 \text{ MeV}$, $k = 300 \text{ MeV}$ et $a = 22 \text{ MeV}$.

V_0 , K , et n sont des paramètres qui dépendent de la charge et de la masse du projectile et de la cible¹ :

$$V_0 = 0.894 \left\{ \frac{(Z_{proj} + Z_{cible})^2}{(R_{Cproj}^3 + R_{Ccible}^3)^{1/3} - \frac{Z_{proj}^2}{R_{Cproj}} - \frac{Z_{cible}^2}{R_{Ccible}}} \right\} \quad (\text{A.7})$$

$$n = \frac{1.44 Z_{proj} Z_{cible}}{R_{Ccible} (V_0 - \frac{1.44 Z_{proj} Z_{cible}}{R_{Ccible}})} \quad (\text{A.8})$$

$$K = \left[V_0 - \frac{1.44 Z_{proj} Z_{cible}}{R_{Ccible}} \right] \frac{1}{R_{Ccible}^n} \quad (\text{A.9})$$

¹Par exemple, dans les réactions b375 et b354, $V_0 = 286.5 \text{ MeV}$, $n = 2.47$ et $K = 0.29 \text{ MeV/fm}^n$

A.2 Potentiel nucléaire

La référence [WIL80] fournit un exemple de potentiel nucléaire dont l'allure est décrite ci-dessous :

$$V_n(s) = (4\pi\gamma b_s \overline{C})\Phi(s/b_s) \quad (\text{A.10})$$

$$\text{où } \Phi(s/b_s) = \begin{cases} -B \exp(-\frac{s/b_s}{d}) & \text{si } (s/b_s) > \epsilon_1 \\ -\frac{1}{2}(s/b_s - \epsilon_0)^2 - k_b((s/b_s) - \epsilon_0)^3 & \text{si } (s/b_s) \leq \epsilon_1 \end{cases}$$

avec $s = r - (C_{proj} + C_{cible})$, $\overline{C} = C_{proj}C_{cible}/(C_{proj} + C_{cible})$ où C_{proj} et C_{cible} sont les rayons de mi-densité du projectile et de la cible. $\epsilon_0 = 2.54$, $\epsilon_1 = 1.2511$, $k_b = 0.0852$, $d = 0.75 \text{ fm}$, $B = 3.437$ et $b_s = 1 \text{ fm}$. Cette dernière valeur représente l'épaisseur moyenne de la diffusion de surface d'un noyau. Le paramètre γ est le coefficient d'énergie de surface qui dépend du type de noyaux mis en interaction. Il se calcule de la manière suivante :

$$\gamma = 0.9517(1 - 1.7826k^2) \quad (\text{A.11})$$

où $k = \frac{A_{nc}-2Z_{nc}}{A_{nc}}$.

Les rayons de mi-densités C_{proj} et C_{cible} peuvent être calculés comme suit :

$$C_i = R_i \left[1 - \frac{1}{R_i} \right] \quad (\text{A.12})$$

où $R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3}$, avec $i = proj$ ou $cible$.

Le tableau A.1 présente les rayons de charge et de mi-densité, pour les noyaux projectiles et cibles impliqués dans nos expériences, calculés à partir des équations A.3 et A.12.

Noyau	R_{C_i} (fm)	C_i (fm)
^{58}Ni	4.4	4.17
^{64}Ni	4.56	4.34
^{122}Sn	5.75	5.58
^{116}Sn	5.65	5.47

TAB. A.1 – Rayons de charge et de mi-densité pour les projectiles et cibles impliqués dans les réactions b375, b354 et b382.

Annexe B

Distribution en énergie des particules légères évaporées

B.1 Introduction

Dans les noyaux lourds, à haute énergie d'excitation, les niveaux d'excitation sont tellement proches les uns des autres, qu'on peut les décrire par une fonction continue de densité d'état.

De même, on définit par la fonction continue $W(\overline{E_x})d\overline{E_x}$ la probabilité par unité de temps d'émettre une particule légère (n, p, α , ou autre) d'énergie cinétique, dans le repère du centre de masse, comprise entre $\overline{E_x}$ et $\overline{E_x} + d\overline{E_x}$.

Le processus d'évaporation présuppose l'existence d'un noyau A d'énergie d'excitation E_A^* équilibré thermiquement qui se désexcite selon une réaction du type : $A \rightarrow B + x$, où x est une particule légère et B le noyau résiduel d'énergie $E_B^* = E_A^* - E_0 - \overline{E_x}$ où E_0 est l'énergie de liaison de la particule x dans le noyau A.

Dans cette section, nous allons dériver l'équation de Weisskopf $W(\overline{E_x})d\overline{E_x}$ que nous utiliserons par la suite pour décrire les distributions en énergie des particules émises par évaporation.

Cette fonction ne s'applique toutefois qu'à l'émission d'une seule particule. Elle pourra donc être utilisée pour les évaporations de multiplicité moyenne inférieure à 1 telles que les émissions de particules chargées légères. En effet, celles-ci ont une probabilité d'être émises nettement plus faible que les neutrons en raison de la barrière Coulombienne qu'elles doivent traverser.

Si par contre, le noyau émetteur évapore plus d'un neutron en moyenne, il s'agit d'une cascade d'évaporation où la température du noyau source décroît à chaque étape. Dans ce cas, le formalisme simplifié de Weisskopf ne s'applique plus. Les résultats du calcul de Le Couteur et Lang [LEC52] tiennent compte de cette cascade et seront présentés sans démonstration dans la suite.

B.2 Formulation générale de $W(\overline{E_x})$

Considérons le processus inverse de capture par le noyau B d'une particule d'énergie cinétique dans le repère du centre de masse $\overline{E_x}$ formant un noyau composé A avec une énergie d'excitation E_A^* . Désignons par $\sigma(E_A^*, \overline{E_x})$ la section efficace de ce processus. Si la

particule et le noyau B se trouvent confinés dans un volume Ω , alors :

$$W_c = \sigma(E_A^*, \overline{E}_x) \frac{\overline{v}}{\Omega} \quad (\text{B.1})$$

représente la probabilité pour que la particule x rencontre le noyau B par unité de temps. $\overline{v}$ est la vitesse de la particule x de masse m et est liée à son énergie cinétique par la relation $\overline{v} = \sqrt{2\overline{E}_x/m}$.

W_c est proportionnelle au nombre d'états d'excitation possible $\omega_A(E_A^*)d\overline{E}_x$ du noyau A après absorption de la particule x d'énergie comprise entre $\overline{E}_x$ et $\overline{E}_x + d\overline{E}_x$.

Dans le processus $A \rightarrow B + x$, $W(\overline{E}_x)d\overline{E}_x$ est, par contre, proportionnelle au nombre d'états possibles $\omega_B(E_B^*)d\overline{E}_x$ que peut occuper le noyau B après émission d'une particule x d'énergie comprise entre $\overline{E}_x$ et $\overline{E}_x + d\overline{E}_x$. $W(\overline{E}_x)d\overline{E}_x$ est également proportionnelle au nombre d'état $\omega_x(\overline{E}_x)d\overline{E}_x$ que peut occuper une particule libre dans un volume Ω . Ces considérations entraînent que :

$$W(\overline{E}_x)d\overline{E}_x = W_c \omega_x(\overline{E}_x) \frac{\omega_B(E_B^*)}{\omega_A(E_A^*)} d\overline{E}_x \quad (\text{B.2})$$

$\omega_x(\overline{E}_x)d\overline{E}_x$ se calcule en résolvant l'équation de Schrödinger d'une particule libre dans un volume donné :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = E \psi \quad (\text{B.3})$$

avec pour condition frontière : $\psi_{front} = 0$. Ceci implique un nombre d'état $N(\overline{E}_x)$ inférieur à $\overline{E}_x$ égal à :

$$N(\overline{E}_x) = \frac{\Omega}{6\pi^2} \left[\frac{2m\overline{E}_x}{\hbar^2} \right]^{3/2} \quad (\text{B.4})$$

et après dérivation :

$$\omega_x(\overline{E}_x) = \frac{dN}{d\overline{E}_x} = \frac{\Omega}{2\pi^2} \frac{m\sqrt{2m\overline{E}_x}}{\hbar^3} \quad (\text{B.5})$$

qu'il faut multiplier par un facteur g qui correspond au nombre de particules de type x qui peuvent occuper le même état quantique.

Habituellement on définit l'entropie $S(\overline{E}_x)$ par la relation suivante :

$$S(\overline{E}_x) = \ln(\omega(\overline{E}_x)) \quad (\text{B.6})$$

En introduisant B.6 dans B.2 et en remplaçant $\omega_x(\overline{E}_x)$ par son expression en B.5 et W_c par B.1, $W(\overline{E}_x)d\overline{E}_x$ se réécrit :

$$W(\overline{E}_x)d\overline{E}_x = \sigma(E_A^*, \overline{E}_x) \frac{gm\overline{E}_x}{\pi^2 \hbar^3} e^{S_B(E_B^*) - S_A(E_A^*)} d\overline{E}_x \quad (\text{B.7})$$

où $S_A(E_A^*)$ est l'entropie du noyau source A d'énergie d'excitation E_A^* et $S_B(E_B^*)$ l'entropie du noyau B d'énergie d'excitation $E_B^* = E_A^* - E_0 - \overline{E}_x$.

B.3 Cas particulier des particules chargées légères

Comme il a déjà été montré au premier chapitre (équation 1.12) dans un cadre plus général, la section efficace de capture de particules chargées légères d'énergie $\overline{E}_x$, $\sigma(E_A^*, \overline{E}_x)$ se calcule de manière classique par la relation :

$$\begin{aligned}\sigma(E_A^*, \overline{E}_x) &= \sigma_0 \left(1 - \frac{V}{\overline{E}_x}\right) & \text{si } \overline{E}_x > V \\ &= 0 & \text{si } \overline{E}_x < V\end{aligned}\quad (\text{B.8})$$

où $\sigma_0 = \pi D_{int}^2$ et $V = V_C(D_{int}) + V_n(D_{int}) \simeq V_C(D_{int})$ le potentiel relatif (voir équation 1.12). Les effets quantiques tels que les effets tunnels qui apparaissent si $\overline{E}_x < V$, sont négligés dans cette approche.

Si on suppose que $(\overline{E}_x - V) \ll (E_A^* - E_0)$ alors on peut développer $S_B(E_B^*)$ au premier ordre :

$$\begin{aligned}S_B(E_B^*) &= S_B(E_A^* - E_0 - V - (\overline{E}_x - V)) \\ &= S_B(E_A^* - E_0 - V) - (\overline{E}_x - V) \frac{dS}{dE} \Big|_{E_A^* - E_0 - V}\end{aligned}\quad (\text{B.9})$$

On définit la température nucléaire $T(E^*)$ par la relation suivante :

$$\frac{dS}{dE} \Big|_{E^*} = \frac{1}{T(E^*)} \quad (\text{B.10})$$

Dès lors, l'équation B.7 se réécrit :

$$W(\overline{E}_x) d\overline{E}_x = \sigma_0 \frac{gm}{\pi^2 \hbar^3} \cdot e^{(S_B(E_A^* - E_0 - V) - S_A(E_A^*))} \cdot (\overline{E}_x - V) \cdot e^{-(\overline{E}_x - V)/T_B} \cdot d\overline{E}_x \quad (\text{B.11})$$

Le nombre de particules émises en moyenne est alors :

$$\nu = \int_V^\infty W(\overline{E}_x) d\overline{E}_x = \sigma_0 T_B^2 \frac{gm}{\hbar^3 \pi^2} e^{(S_B(E_A^* - E_0 - V) - S_A(E_A^*))} \quad (\text{B.12})$$

On peut dès lors réécrire l'équation B.11 en y introduisant l'équation B.12. En divisant ensuite l'expression B.11 par l'angle, on obtient l'expression de la multiplicité doublement différentielle $\frac{d^2\nu}{d\Omega d\overline{E}_x}$. Cet angle solide vaut 4π puisque l'émission de particule est supposée être isotrope dans le centre de masse. Dès lors on obtient :

$$\frac{d^2\nu}{d\Omega d\overline{E}_x} = \frac{W(\overline{E}_x)}{4\pi} = \frac{\nu}{4\pi T_B^2} (\overline{E}_x - V) e^{-(\overline{E}_x - V)/T_B} \quad (\text{B.13})$$

où T_B est la température du noyau résiduel B s'il avait une énergie d'excitation égale à $E_A^* - E_0 - V$. Rappelons que cette équation est décrite dans le centre de masse et n'est valable que si le nombre de particules émises est en moyenne inférieur ou égale à un. L'équation B.13 sera dès lors utilisée après transformation dans le repère du laboratoire pour ajuster les distributions en énergie des particules chargées.

Cependant, si la multiplicité neutronique est proche de 1, et si la température du noyau émetteur ne varie pas trop d'une émission à l'autre, l'équation B.13 peut également être utilisée. C'est la raison pour laquelle elle sera également appliquée aux distributions en énergie des neutrons émis par le noyau composé. Dans ce cas, le potentiel ou barrière d'émission V doit être mis à zéro, et la section efficace de capture de neutron doit être supposée constante et égale à σ_0 en fonction de l'énergie $\overline{E}_x$.

B.4 Cas plus général d'une cascade de neutrons

Si le nombre de particules émises devient supérieur 1 et si la température du noyau source décroît significativement d'une émission à l'autre, l'approche précédente n'est plus applicable. Le Couteur et Lang ([LEC52] et [LEC59]) ont montré que dans le cas d'une cascade d'évaporation isotrope de neutrons dans le repère du centre de masse, la multiplicité doublement différentielle peut s'écrire :

$$\frac{d^2\nu_n}{d\Omega d\overline{E}_x} = \frac{\nu_n}{4\pi} \frac{1}{\Gamma(n+1)T^{n+1}} \overline{E}_x^n e^{-\overline{E}_x/T} \quad (\text{B.14})$$

où $\Gamma(n+1)$ est la fonction Γ et ν_n est la multiplicité neutronique.

Si un seul neutron est émis, alors $n = 1$ et $\Gamma(2) = 1$. Dans ce cas particulier, l'équation B.14 devient identique à l'équation de Weisskopf B.13. Cependant, lorsqu'il y a une cascade de neutron, Le Couteur et Lang ont montré que $n = 0.45$ ce qui est assez bien reproduit par $n = 0.5$ ($\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi}/2$). L'équation B.14 devient alors :

$$\frac{d^2\nu}{d\Omega d\overline{E}_x} = \frac{\nu}{2(\pi T)^{3/2}} \sqrt{\overline{E}_x} e^{-\overline{E}_x/T} \quad (\text{B.15})$$

C'est cette équation, après transformation du centre de masse vers le repère du laboratoire, qui sera utilisée pour ajuster les distribution en énergie des neutrons lorsque leur multiplicité sera supérieure à 1.

B.5 Changement de repère du centre de masse vers le repère du laboratoire

Dans cette section, nous transformerons les distributions $\frac{d^2\nu}{d\Omega d\overline{E}_x}$ du centre de masse vers le laboratoire. Il s'agit donc d'évaluer l'expression :

$$\frac{d^2\nu}{d\Omega dE_x} = \frac{d^2\nu}{d\Omega d\overline{E}_x} \frac{d\overline{E}_x d\overline{\Omega}}{dE_x d\Omega} \quad (\text{B.16})$$

Remarquons que ce que l'on appelle repère du centre de masse n'est autre ici que le repère du noyau source émetteur de particule et n'est pas le repère du centre de masse de la réaction dans sa globalité. Nous utiliserons les conventions suivantes :

- $\vec{v}$, $\overline{E}_x$ et $\overline{\theta}$ sont la vitesse, l'énergie et l'angle, par rapport à l'axe du faisceau, exprimés dans le repère du noyau source.
- $\vec{v}$, E_x et θ sont la vitesse, l'énergie et l'angle, par rapport à l'axe du faisceau, de la particule x émise, et exprimés dans le repère du laboratoire.
- v_s est la vitesse du noyau source.

La figure B.1 présente les vitesses et les angles dans les deux repères. Les relations suivantes seront utilisées dans la suite :

$$\vec{v} = \vec{v} + \vec{v}_s \quad (\text{B.17})$$

$$v^2 = \overline{v}^2 + v_s^2 + 2\overline{v}v_s \cos \overline{\theta} \quad (\text{B.18})$$

$$\overline{v}^2 = v^2 + v_s^2 - 2vv_s \cos \theta \quad (\text{B.19})$$

$$v \sin \theta = \overline{v} \sin \overline{\theta} \quad (\text{B.20})$$

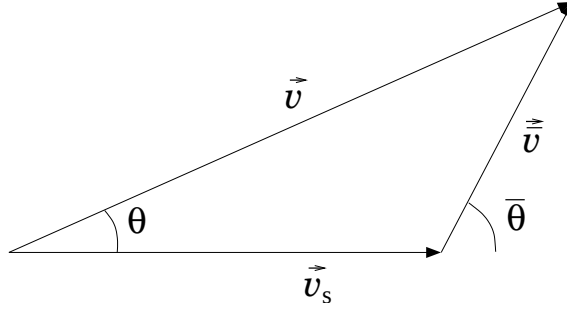


FIG. B.1 – Changement de repère : $\vec{\bar{v}}$ et $\bar{\theta}$ sont la vitesse et l'angle dans le repère du noyau source et $\vec{v}$ et θ sont la vitesse et l'angle dans le repère du laboratoire de la particule émise. v_s est la vitesse de la source émettrice.

$$v \cos \theta - v_s = \bar{v} \cos \bar{\theta} \quad (\text{B.21})$$

$$\tan \theta = \frac{\sin \bar{\theta}}{\cos \bar{\theta} + \gamma} \text{ où } \gamma = \frac{v_s}{\bar{v}} \quad (\text{B.22})$$

A partir de ces relations, on peut développer la relation B.16. A partir de l'équation B.21 on peut écrire :

$$\frac{d\Omega}{d\bar{\Omega}} = \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{2\pi \sin \bar{\theta} d\bar{\theta}} = \frac{\bar{v} d\theta}{v d\bar{\theta}} \quad (\text{B.23})$$

Et à partir de la relation B.22 on peut calculer :

$$\frac{d\theta}{d\bar{\theta}} = \frac{1 + \gamma \cos \bar{\theta}}{1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \bar{\theta}} = \frac{\bar{v}}{v^2} (\bar{v} + v_s \cos \bar{\theta}) \quad (\text{B.24})$$

Dès lors l'équation B.23 devient :

$$\frac{d\Omega}{d\bar{\Omega}} = \frac{|1 + \gamma \cos \bar{\theta}|}{(1 + 2\gamma \cos \bar{\theta} + \gamma^2)^{3/2}} \quad (\text{B.25})$$

A partir de l'équation B.19 on en déduit la relation suivante :

$$\overline{E_x} = E_x + \frac{1}{2} m v_s^2 - \sqrt{2m E_x} v_s \cos \theta \quad (\text{B.26})$$

où m est la masse de la particule x . Et après dérivation de l'équation B.26 par rapport à E_x on calcule :

$$\frac{d\overline{E_x}}{dE_x} = 1 - \sqrt{\frac{m}{2E_x}} v_s \cos \theta = \frac{v - v_s \cos \theta}{v} \quad (\text{B.27})$$

Ensuite, après avoir combiné les équations B.24 et B.23, et en insérant l'équation B.27, on obtient :

$$\frac{d\overline{E_x} d\bar{\Omega}}{dE_x d\Omega} = \frac{v^2 (v - v_s \cos \theta)}{\bar{v}^2 (\bar{v} + v_s \cos \bar{\theta})} \quad (\text{B.28})$$

Après avoir substitué v_s par son expression obtenue à partir de l'équation B.22, on calcule :

$$\frac{d\overline{E_x}d\overline{\Omega}}{dE_xd\Omega} = \frac{v^2}{\overline{v}^2} \frac{(v - v \cos^2 \theta + \overline{v} \cos \overline{\theta} \cos \theta)}{(\overline{v} + v \cos \theta \cos \overline{\theta} - \overline{v} \cos^2 \overline{\theta})} \quad (\text{B.29})$$

$$= \frac{v^2}{\overline{v}^2} \frac{(v \sin^2 \theta + \overline{v} \cos \overline{\theta} \cos \theta)}{(\overline{v} \sin^2 \overline{\theta} + v \cos \theta \cos \overline{\theta})} \quad (\text{B.30})$$

$$= \frac{v^2}{\overline{v}^2} \frac{(\overline{v} \sin \overline{\theta} \sin \theta + \overline{v} \cos \overline{\theta} \cos \theta)}{(v \sin \theta \sin \overline{\theta} + v \cos \theta \cos \overline{\theta})} \quad (\text{B.31})$$

$$= \frac{v}{\overline{v}} = \sqrt{\frac{E_x}{\overline{E_x}}} \quad (\text{B.32})$$

La multiplicité doublement différentielle B.13 qui sera appelée **“distribution de surface”** devient, à présent, dans le repère du laboratoire :

$$\frac{d^2\nu}{d\Omega dE_x} = \frac{\nu}{4\pi T^2} (\overline{E_x} - V) \sqrt{\frac{E_x}{\overline{E_x}}} e^{-\frac{\overline{E_x} - V}{T}} \quad (\text{B.33})$$

et la multiplicité doublement différentielle appelée **“distribution de volume”** B.15 devient :

$$\frac{d^2\nu}{d\Omega dE_x} = \frac{\nu}{2(\pi T)^{3/2}} \sqrt{E_x} e^{-\frac{\overline{E_x}}{T}} \quad (\text{B.34})$$

Ce sont ces équations qui seront utilisées pour ajuster les distributions en énergie des neutrons, protons ou α .

Pour une des deux distributions $f(\overline{E_x})$ données en B.14 et B.15, l'énergie cinétique moyenne des neutrons dans le repère du centre de masse se calcule comme suit :

$$\langle \overline{E_x} \rangle = \frac{\int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^\infty f(\epsilon) d\epsilon} \quad (\text{B.35})$$

Ce calcul a été fait explicitement dans la thèse d'Isabelle Tilquin [TIL97] et les résultats sont les suivants :

- dans le cas d'une distribution $f(\overline{E_x})$ de surface (B.33) :

$$\langle \overline{E_x} \rangle = 2T + V \quad (\text{B.36})$$

- dans le cas d'une distribution $f(\overline{E_x})$ de volume (B.34) :

$$\langle \overline{E_x} \rangle = \frac{3}{2}T \quad (\text{B.37})$$

Annexe C

Distributions en vitesse des résidus d'évaporation

Le noyau composé peut se désexciter par émission de particules légères. En moyenne, dans nos réactions, 90 % de ces particules légères sont des neutrons dont la distribution en énergie dans le repère du centre de masse est donnée par l'équation B.15. Si on néglige l'émission de particules chargées, il est possible de retrouver sans trop de calcul et moyennant certaines approximations, les distributions en vitesses des résidus d'évaporation. Si un noyau composé émet un neutron, de masse m_n et de vitesse $\vec{v}_n$, dans le repère du centre de masse, la conservation de la quantité de mouvement dans le repère du centre de masse s'écrit :

$$m_{re}\vec{v}_{re} = -m_n\vec{v}_n \quad (\text{C.1})$$

où m_{re} est la masse du résidu d'évaporation, qui est la masse du noyau composé moins la masse d'un neutron, et $\vec{v}_{re}$ sa vitesse.

La probabilité d'émettre un neutron de vitesse comprise entre $\bar{v}_n$ et $\bar{v}_n + d\bar{v}_n$ découle de l'équation B.15 et a la forme suivante :

$$W(\bar{v}_n)d\bar{v}_n \propto \bar{v}_n^2 e^{-\frac{\bar{v}_n^2}{T}} d\bar{v}_n \quad (\text{C.2})$$

Dès lors, la probabilité $W(\bar{v}_{re})d\bar{v}_{re}$ que le résidu d'évaporation possède une vitesse comprise entre $\bar{v}_{re}$ et $\bar{v}_{re} + d\bar{v}_{re}$, après avoir émis un neutron, est égale à $W(\bar{v}_n)d\bar{v}_n$:

$$W(\bar{v}_{re})d\bar{v}_{re} = W(\bar{v}_n)d\bar{v}_n \quad (\text{C.3})$$

où $\bar{v}_{re}$ et $\bar{v}_n$ satisfont la condition C.1. Dès lors, la distribution doublement différentielle $d^2\sigma/d\Omega d\bar{v}$ des résidus d'évaporation est :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\bar{v}} &\propto W(\bar{v}_{re}) \propto \bar{v}_n^2 e^{-\frac{\bar{v}_n^2}{T}} \\ &\propto \bar{v}_{re}^2 e^{-\frac{\bar{v}_{re}^2}{2S^2}} \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

$$(\text{C.5})$$

où $S = \frac{m_n}{m_{re}} \sqrt{\frac{T}{2}}$

Ensuite, le noyau composé va émettre un ou plusieurs neutrons dont la distribution est à nouveau du type C.2. La distribution en vitesse des résidus d'évaporation va s'élargir mais restera toujours de la forme C.5.

Par conséquent, la section efficace doublement différentielle $d^2\sigma/d\bar{\Omega}d\bar{v}$ des résidus d'évaporation dans le repère du centre de masse est :

$$\frac{d^2\sigma}{d\bar{\Omega}d\bar{v}_{re}} = K \bar{v}_{re}^2 e^{-\frac{\bar{v}_{re}^2}{2S^2}} \quad (\text{C.6})$$

où K est un facteur de proportionnalité qui dépend de la section efficace de fusion-évaporation et S un paramètre qui décrira l'élargissement de cette distribution et dépendra de la température du noyau composé et de la multiplicité neutronique.

En effet, après intégration on obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}} = \int_0^\infty K \bar{v}_{re}^2 e^{-\frac{\bar{v}_{re}^2}{2S^2}} d\bar{v}_{re} = K \frac{\sqrt{2\pi}}{2} S^3 \quad (\text{C.7})$$

et

$$\sigma = \int_0^\pi K \frac{\sqrt{2\pi}}{2} S^3 2\pi \sin\bar{\theta} d\bar{\theta} = K \frac{\sqrt{2\pi}}{2} S^3 4\pi \implies K = \frac{\sigma}{(2\pi)^{3/2} S^3} \quad (\text{C.8})$$

On peut à présent transformer la distribution C.6 dans le repère du laboratoire :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dv_{re}} = \frac{d\bar{\Omega}d\bar{v}_{re}}{d\Omega dv_{re}} \frac{d^2\sigma}{d\bar{\Omega}d\bar{v}_{re}} = \frac{v_{re}}{v_{re}} \frac{d\bar{\Omega}dE_n}{d\Omega dE_n} \frac{d^2\sigma}{d\bar{\Omega}d\bar{v}_{re}} = \frac{v_{re}^2}{v_{re}^2} \frac{d^2\sigma}{d\bar{\Omega}d\bar{v}_{re}} \quad (\text{C.9})$$

Ensuite en remplaçant $\bar{v}_{re}$ par v_{re} de la façon suivante :

$$\bar{v}_{re}^2 = v_{re}^2 + v_{nc}^2 - 2v_{re}v_{nc}\cos\theta = (v_{re} - v_{nc}\cos\theta)^2 + v_{nc}^2\sin^2\theta \quad (\text{C.10})$$

où θ est l'angle du résidu d'évaporation par rapport à l'axe du faisceau. On obtient finalement l'équation suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dv_{re}} = K v_{re}^2 e^{-\frac{(v_{re} - v_{nc}\cos\theta)^2}{2S^2}} e^{-\frac{v_{nc}^2\sin^2\theta}{2S^2}} \quad (\text{C.11})$$

qu'on appelle distribution de Morgenstern [MOR83] et qui sera utilisée pour ajuster les distribution en vitesse des résidus d'évaporation.

Annexe D

Brève description du code GEMINI

GEMINI est un code statistique écrit par R. Charity ([CHA88]) du type Monte Carlo qui décrit la désexcitation d'un noyau composé sur base de la théorie de Hauser et Feshbach [HAU52]. Dans ce formalisme, la largeur de désexcitation par évaporation d'un noyau excité est le rapport entre le nombre de niveaux quantiques disponibles du noyau résiduel et du noyau mère :

$$\Gamma(A_1, Z_1, A_2, Z_2) = \frac{(2J_1 + 1)}{2\pi\rho_0} \sum_{\ell=|J_0-J_2|}^{J_0+J_2} \int_0^{E^*-E_0-E_{rot}} T_\ell(\overline{E}_x) \rho_2(U_2, J_2) d\overline{E}_x \quad (D.1)$$

où E^* est l'énergie d'excitation du noyau mère. Les indices 0, 1 et 2 correspondent respectivement au noyau mère, à la particule légère x émise et au noyau fils. ρ est la densité de niveau et J est le spin. ℓ et $\overline{E}_x$ sont le moment angulaire orbital et l'énergie cinétique emportée par la particule x émise d'énergie de liaison E_0 . L'énergie thermique du noyau fils s'écrit :

$$U_2 = E^* - E_0 - E_{rot}(J_2) - \overline{E}_x \quad (D.2)$$

où E_{rot} est l'énergie de rotation du noyau fils de spin J_2 .

T_ℓ sont les coefficients de transmission des émissions des particules x qui, dans un modèle en coupure franche, valent 1 ou 0 selon que la particule émise possède une énergie cinétique $\overline{E}_x$ supérieure à la barrière coulombienne ou pas.

La largeur de désexcitation par fission du noyau excité est, par contre, le rapport entre le nombre de niveaux quantiques du noyau mère pris au point de selle et celui pris dans sa configuration initiale :

$$\Gamma(A_1, Z_1, A_2, Z_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_0^{E^*-E_{sad}(J_0)-\overline{E}_x} \rho_{sad}(U_{sad}, J_0) d\overline{E}_x \quad (D.3)$$

où, à présent, les indices 1 et 2 indiquent le fragment de fission 1 et 2. L'énergie thermique au point de selle est :

$$U_{sad} = E^* - E_{sad}(J_0) - \overline{E}_x \quad (D.4)$$

où $E_{sad} = E_{rot} + E_{def}$ est la somme de l'énergie de rotation et de déformation au point de selle ($E_{def} = B_f$ la barrière de fission) (Figure 1.9) et $\overline{E}_x$ l'énergie cinétique de translation lors de la déformation.

Comme il a déjà été mentionné dans l'annexe B, l'énergie d'excitation est suffisamment élevée pour décrire les états quantiques non plus comme états discrets, mais à l'aide d'une distribution continue. Celle-ci est souvent donnée par la densité de niveaux dans un gaz de Fermi :

$$\rho(U, J) = (2J + 1) \left[\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \right]^{3/2} \frac{\sqrt{a}}{12U^2} e^{2\sqrt{a}U} \quad (\text{D.5})$$

où $a = A/a_0$ est le paramètre de densité de niveau avec A le nombre de nucléons du noyau fissionnant et a_0 un paramètre qui peut varier entre 8 et 13 en fonction de l'énergie d'excitation. U est l'énergie thermique du noyau, J son moment angulaire et $\mathfrak{I}$ son moment d'inertie.

Pour chaque intervalle de temps le code calcule toutes les probabilités qu'a le noyau composé de fissionner vers une asymétrie en masse particulière ou d'évaporer un type particulier de particule. L'avenir du noyau est ensuite déterminé par un tir aléatoire dans une distribution carrée dépendante de ces probabilités.

Annexe E

Distribution en énergie de surface ou de volume

A l'aide du code GEMINI, la distribution en énergie des neutrons émis par le noyau composé a pu être déterminée. Or à partir de cette distribution “prédite”, il a été possible de tester les distributions théoriques utilisées dans les différents ajustements au chapitre 4 et de choisir la forme la plus adéquate. Deux types de distributions ont été utilisées au chapitre 4 et démontrés en annexe B (équation B.33 et B.34).

Il y a d'une part la distribution dite de “surface”, utilisée en principe lorsque le nombre de neutrons émis par le noyau source est inférieur ou égale à 1 neutron, et qui dans le repère du laboratoire s'exprime par la relation suivante :

$$\frac{d^2\nu_s}{d\Omega dE_n} = \frac{\nu}{4\pi T^2} \overline{E_n} \sqrt{\frac{E_n}{\overline{E_n}}} e^{-\frac{E_n}{T}} \quad (\text{E.1})$$

et d'autre part la distribution dite de “volume” utilisée pour décrire une cascade d'émission de neutrons :

$$\frac{d^2\nu_v}{d\Omega dE_n} = \frac{\nu}{2(\pi T)^{3/2}} \sqrt{E_n} e^{-\frac{E_n}{T}} \quad (\text{E.2})$$

où $\overline{E_n}$ et E_n sont l'énergie du neutron dans le repère du centre de masse et dans le repère du laboratoire respectivement, T la température du noyau émetteur, et ν la multiplicité associée. La figure E.1 présente l'ajustement de la distribution $\frac{d\nu}{dE_n}$ de pré-scission, prédite par GEMINI pour la réaction b375, avec les fonctions f_S et f_V obtenues après intégrations des équations E.1 et E.2 sur l'angle solide :

$$f_S(E_n) = \int \frac{d\nu_s}{d\Omega dE_n} d\Omega \quad \text{et} \quad f_V(E_n) = \int \frac{d\nu_v}{d\Omega dE_n} d\Omega \quad (\text{E.3})$$

La fonction f_S est en trait plein (en bleu) sur la figure E.1 et la fonction f_V en tiret rouge.

Il apparaît clairement que l'ajustement par une distribution de surface f_S soit meilleure que par une distribution de volume f_V . Cette caractéristique est plus nette au-dessus de l'énergie de seuil fixé lors de l'analyse à 2 MeV. Ce résultat est confirmé au tableau E.1 dans lequel sont présentés les χ^2 , les multiplicités ν_{nc} et les températures T_{nc} résultantes.

Le χ^2 est en effet plus petit pour l'ajustement de surface. De plus la multiplicité obtenue par le fit de surface est plus proche de la multiplicité obtenue en intégrant le spectre simulé

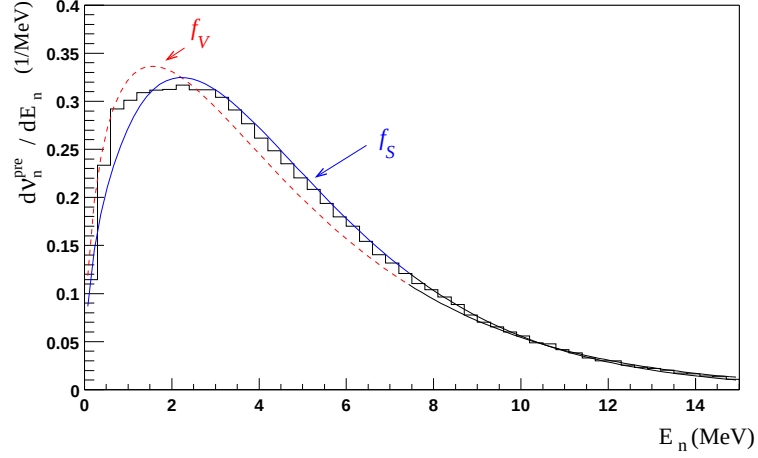


FIG. E.1 – Distributions en énergie des neutrons émis par le noyau composé simulés à l'aide du code GEMINI pour la réaction b375 et ajustée par la distribution de “surface” f_s en bleu et trait plein et de “volume” en tiret rouge.

b375	ν_n^{pre}	T^{pre} (MeV)	χ^2
Fit de surface	2.15	2.00	0.025
Fit de volume	2.14	2.63	0.077

TAB. E.1 – Résultat des ajustements des distributions énergie des neutrons de pré-scission émis par le NC telles qu'elles sont prédites par le code GEMINI pour la réaction b375 et illustrées à la figure E.1

et qui vaut 2.16. Et enfin, la température du noyau composé déduite de l'ajustement de volume apparaît supérieure à la température maximale que peut avoir le noyau composé lors d'une fusion complète et qui vaut 2.35 MeV pour un paramètre de densité de niveau a_0 égal à 9.

En intégrant les distributions théoriques E.1 et E.2, il est possible de déterminer les énergies cinétiques moyennes des neutrons dans le repère du laboratoire. Dans le cas particulier de la figure E.1, l'énergie cinétique moyenne des neutrons $\langle E_n \rangle = 4.59 \text{ MeV}$ pour une distribution de volume (équation E.2) et $\langle E_n \rangle = 4.66 \text{ MeV}$ pour une distribution de surface (équation E.2). Or l'énergie cinétique moyenne des neutrons déterminée à l'aide du code Gemini est de 4.65 MeV. A nouveau, c'est la distribution de surface qui se rapproche le plus du résultat de la simulation.

Pour les différentes raisons mentionnées ci-dessus, c'est la distribution de surface E.3 qui fut utilisée pour l'ajustement des spectres expérimentaux associés au neutrons émis par le noyau composé. Il semblerait donc que la distribution de surface ajuste mieux les distributions en énergie d'un code statistique, même pour une multiplicité neutronique supérieure à un contrairement à ce qui a été mentionné en annexe B. Il est donc légitime de se demander si la distribution de volume reste également adaptée pour décrire les neutrons de post-scission.

C'est dans cet état d'esprit que la distribution $\frac{d^2\nu}{d\Omega dE_n}$ de post-scission prédite par GEMINI pour la réaction b375 a également été ajustée à l'aide des distributions E.2 et E.1 (figure E.2).

Le tableau E.2 présente les résultats des ajustements illustrés à la figure E.2. On constate

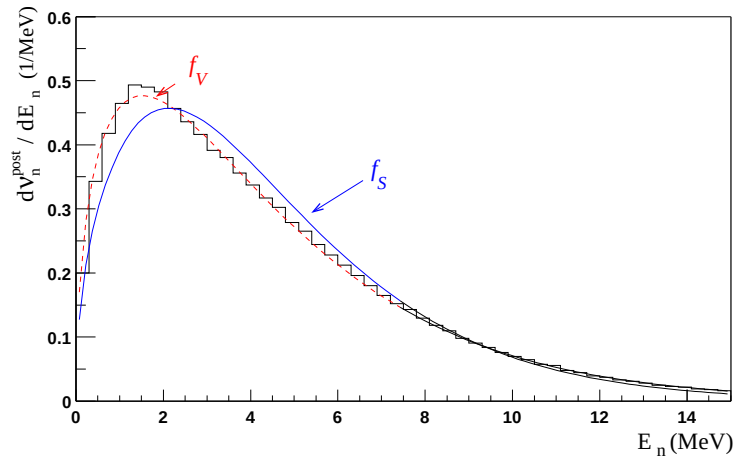


FIG. E.2 – Distributions en énergie des neutrons de post-scission prédite par le code GEMINI pour la réaction b375 et ajustée par une distribution de type “surface” f_s en trait plein bleu et de type “volume” en tiret rouge.

à présent que le χ^2 est nettement plus petit dans le cas de l'ajustement de volume. C'est donc la distribution de volume qui a été utilisée pour ajuster les distributions en énergie des neutrons de post-scission. Remarquons cependant que c'est le seul paramètre qui nous a permis d'opter pour l'une des deux distributions. En effet, dans la distribution de type

b375	$\nu_n^{f1} = \nu_n^{f2}$	$T^{f1} = T^{f2}$ (MeV)	χ^2	$\langle E_n \rangle$ (MeV)
Fit de surface	2.91	1.9	0.11	4.47
Fit de volume	2.94	2.54	0.017	4.47

TAB. E.2 – Résultat de l'ajustement illustrés à la figure E.2 pour une fission symétrique issue de la réaction b375.

“volume”, la température nucléaire des fragments de fission est surestimée, tandis que les multiplicités neutroniques et l'énergie cinétique moyenne des neutrons sont très proches de celle du type “surface”. Les résultats exacts fournis par Gemini sont de 2.97 pour la multiplicité de post-scission et de 4.48 MeV pour l'énergie moyenne des neutrons.

En conclusion, GEMINI justifie l'utilisation de l'équation de surface E.1 pour ajuster les distributions en énergie des neutrons de pré-scission et la distribution de volume E.2 pour les distributions en énergie des neutrons de post-scissions. Il faut noter toutefois que les températures nucléaires des fragments de fission seront sur-estimées dans ce cas.

Lexique

A_3	Masse (uma) d'un produit de réaction issu d'un réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
A_4	Masse (uma) d'un produit de réaction issu d'un réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
A_{cible}	Masse (uma) de la cible	page 30
A_{nc}	Masse (uma) du noyau composé	page 58
A_p	Masse (uma) du projectile	page 30
A_{f1}	Masse (uma) du FF1	page 95
A_{f2}	Masse (uma) du FF2	page 95
a	Moitié de la distance d'approche minimale pour un paramètre d'impact nul	page 14
a_f	Paramètre de densité de niveau au point de selle	page 133
a_n	Paramètre de densité de niveau au point d'équilibre	page 133
α_R	Angle relatif entre la direction du noyau émetteur et la direction de la particule légère émise	page 92
B_c^{f1}	Barrière effective d'émission d'une particule chargée légère émise par le FF 1	page 124
B_c^{f2}	Barrière effective d'émission d'une particule chargée légère émise par le FF 2	page 124
B_c^{nc}	Barrière effective d'émission d'une particule chargée légère émise par le NC	page 124
b	Paramètre d'impact	page 10
b_{sc}	Facteur multiplicatif des barrières de fission dans GEMINI	page 133
b375	Expérience $^{58}Ni + ^{122}Sn$ à 375.5 MeV	page 25
b354	Expérience $^{58}Ni + ^{122}Sn$ à 354 MeV	page 25
b382	Expérience $^{64}Ni + ^{116}Sn$ à 382.5 MeV	page 25
C_c	Rayon de mi-densité de la cible	page 154
C_p	Rayon de mi-densité du projectile	page 154
D_{int}	Distance maximale d'interaction nucléaire	page 15
ΔB^f	Quantité soustraite des B_c^{fi}	page 124
ΔB^{nc}	Quantité soustraite de B_c^{nc}	page 124
e	Epaisseur de la cible	page 49
E_0	Energie de liaison d'une particule dans un noyau	page 155

E_{cm}^{disp}	Energie disponible dans le repère du centre de masse	page 10
E^*	Energie d'excitation du noyau composé	page 20
E_3	Energie cinétique d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
E_4	Energie cinétique d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
E_{f1}	Energie cinétique du FF1	page 107
E_{f2}	Energie cinétique du FF2	page 107
E_{def}	Energie de déformatin du noyau composé	page 20
E_{ff}^{*ae}	Energie d'excitation d'un FF avant évaporation	page 144
E_{ff}^{*e}	Energie d'excitation d'un FF après évaporation	page 145
E_{nc}	Energie cinétique du noyau composé dans le laboratoire	page 58
E_{nc}^{*af}	Energie d'excitation du noyau composé juste avant sa fission	page 144
E_n	Energie du neutron dans le repère du laboratoire	page 91
E_p	Energie du projectile dans le repère du laboratoire ou énergie du proton dans le repère du laboratoire	page 30 page 145
E_α	Energie de l' α dans le repère du laboratoire	page 145
$\overline{E}_n$	Energie du neutron dans le repère du centre de masse	page 91
E_{rot}	Energie de rotation du noyau composé	page 20
e	Epaisseur de la cible	page 30
ϵ_n	Efficacité de détection d'un neutron par une cellule DEMON	page 90
FF	Fragments de fission	page 22
FF1	Fragment de fission détecté dans le MWPC1	page 22
FF2	Fragment de fission détecté dans le MWPC2	page 22
K_{rad}	Energie cinétique radiale	page 20
$\ell_{Bf=0}$	Moment angulaire relatif minimal pour la fission rapide	page 18
ℓ_{crit}	Moment angulaire relatif maximal pour la fusion	page 10
ℓ_{graz}	Moment angulaire "d'effleurement"	page 16
ℓ_{RE}	Moment angulaire maximal des résidu d'évaporation	page 21
ℓ_{sym}	Moment angulaire en-dessous duquel, selon le code HICOL, la fission est symétrique ($A_3 = A_4 = A_{nc}/2 \pm 5$)	page 135
μ	$A_p A_c / (A_p + A_c)$, la masse réduite	page 10
m_3	Masse d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
m_4	Masse d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
m_{cible}	Masse de la cible	page 143
m_{ff}^{ae}	Masse d'un FF avant évaporation	page 144
m_{ff}^e	Masse d'un FF après évaporation	page 145
m_n	Masse du neutron	page 161
m_{nc}	Masse du noyau composé	page 143
m_{nc}^{af}	Masse du NC juste avant sa fission	page 144

m_p	Masse du proton	page 145
m_p	Masse du projectile	page 143
m_{re}	Masse d'un résidu d'évaporation	page 161
N_{av}	Nombre d'Avogadro	page 49
ν_i^{nc}	Multiplicité associée au NC = ν_n^{pre} (i=n,p, α)	page 92
ν_i^{pre}	Multiplicité de pré-scission = ν_n^{nc} (i=n,p, α)	page 92
ν_i^{post}	Multiplicité de post-scission (i=n,p, α)	page 92
ν_i^{f1}	Multiplicité associée au FF1 (i=n,p, α)	page 92
ν_i^{f2}	Multiplicité associée au FF2 (i=n,p, α)	page 92
ν_{FC}	Multiplicité associée à la fission conventionnelle	page 135
ν_{FR}	Multiplicité associée à la fission rapide	page 135
QE	Quasi-élastiques	page 15
PCL	Particules chargées légères (<i>pcl</i> en indice)	page 121
R_{Cc}	Rayon de charge de la cible	page 153
R_{Cp}	Rayon de charge du projectile	page 153
RE	Résidu d'évaporation	page 22
ratio	Rapport du grand axe sur le petit axe du NC	page 135
σ_{FC}	Section efficace de fusion-fission conventionnelle	page 135
σ_{FR}	Section efficace de fusion-fission rapide	page 135
σ_{fiss}	Section efficace de fusion-fission	page 55
σ_{fusion}	Section efficace de fusion	page 19
σ_{fusion}^{Wilcke}	Section efficace de fusion calculée dans le cadre d'un modèle statique [WIL80]	page 19
σ_{fusion}^{exp}	Section efficace de fusion expérimentale	page 64
σ_{fusion}^{Hicol}	Section efficace de fusion apparente calculée avec le code HICOL	page 132
σ_{re}	Section efficace de fusion-évaporation	page 63
T_i^{pre}	Température nucléaire moyenne du noyau composé (i=n,p, α)	page 92
T_i^{f1}	Température nucléaire moyenne du FF1 (i=n,p, α)	page 92
T_i^{f2}	Température nucléaire moyenne du FF2 (i=n,p, α)	page 92
TKE	Energie cinétique totale, dans le centre de masse, des produits de réaction	page 77
TTI	Transfert très inélastique	page 18
θ_{graz}	Angle "d'effleurement"	page 15
θ_3	Angle θ d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
θ_4	Angle θ d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
τ_d	Temps dynamique, paramètre d'entrée du code GEMINI	page 133
τ_d^{FC}	Temps dynamique associé à la fission conventionnelle	page 136
τ_d^{FR}	Temps dynamique associé à la fission rapide	page 136

U	Energie thermique du noyau composé	page 20
V_{eff}	Potentiel effectif radial entre deux ions	page 9
V_C	Potentiel Coulombien entre deux ions	page 153
V_l	Terme centrifuge du potentiel V_{eff}	page 9
V_n	Potentiel nucléaire entre deux ions	page 154
v_3	Vitesse d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
v_4	Vitesse d'un produit de réaction issu d'une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	page 73
v_{cm}	Vitesse du centre de masse	page 54
v_f	Vitesse d'un fragment de fission	page 54
v_p	Vitesse du projectile dans le repère du laboratoire	page 11
v_{nc}	Vitesse du noyau composé	page 58
v_n	Vitesse des neutrons dans le repère du laboratoire	page 161
v_{re}	Vitesse des résidus d'évaporation dans le repère du laboratoire	page 57
v_s	Vitesse du noyau source émetteur de particules légères dans le repère du laboratoire	page 92 page 92
Z_c	Charge de la cible	page 9
Z_{nc}	Charge du noyau composé	page 10
Z_p	Charge du projectile	page 9