

UNIVERSITE CATHOLIQUE DE LOUVAIN

Faculté des Sciences

Département de Physique



**Etude des processus de fusion-fission et de fusion-évaporation
dans l'interaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$
entre 8 et 16 MeV/nucléon**

Dissertation présentée par

Juan B. Cabrera Jamouille

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

Promoteur : Professeur Y. El Masri

Mai 2002

A mi madre

Ca y est ! Mon travail touche à sa fin. Il est temps pour moi de prendre la plume afin de remercier du fond du cœur toutes les personnes qui m'ont épaulées tout au long de ces années. Sans leur aide précieuse, ma thèse n'aurait pas vu le jour.

Le premier sur ma liste est sans hésitation mon promoteur, le Professeur Youssef El Masri. D'une disponibilité sans faille, il a répondu présent à chaque fois qu'un problème surgissait. Son regard attentif au moindre détail (rien ne passe) ses conseils m'ont permis de perfectionner sans cesse mes recherches.

Ensuite vient l'équipe DEMON. Un grand merci à tous ses membres d'hier et d'aujourd'hui. En particulier à la pionnière Isabelle Tilquin-Jadin pour ses encouragements et sa bonne humeur, et à Thomas Keutgen pour son assiduité lors des nombreuses discussions et pour sa patience attentive. Tous deux ont déblayé une bonne partie du terrain et, en profitant de leur expérience, m'ont facilité la tâche. Merci à mon voisin de chaise Vincent Roberfroid pour m'avoir supporté toutes ces années et pour son appui quotidien. Enfin merci à Jos Van Mol qui a apporté son savoir-faire technique, toujours prêt à donner un coup de main et ce même pour les TPU. Son enthousiasme contagieux atténue les moments pénibles de la mise en marche d'une expérience.

Je n'oublie pas les deux post-doctorants qui ont fait partie du groupe : merci à Lena Lebreton pour son soutien et à Claude Ghisalberti pour son aide dans les programmes d'analyse.

Je tiens ensuite à remercier toute l'équipe info et spécialement Alain Ninane pour l'acquisition de données et Luc Michel (qui est ailleurs aujourd'hui) pour l'optimisation des programmes d'analyse.

Milles merci à la secrétaire, Ginette Tabordon, pour ses relectures, son aide pour la mise en page et l'impression, et pour sa joie de vivre.

Je n'oublie pas que l'expérience n'aurait pas eu lieu sans les ingénieurs et opérateurs du cyclotron ainsi que les membres de l'atelier de mécanique et d'électronique.

I would like to thank Robert Charity and David Hinde for giving a breath of fresh air to my thesis during their stay in the summer 1999. A great thanks to Robert Charity in particular for his GEMINI code and his precious theoretical advise.

Muchas Gracias à mes deux collègues du e265 : Carmen Angulo et Manoël Couder.

Gracias por último a mi familia y amigos. En particular a mi padre cuyas numerosas llamadas y su apoyo me remontaron la moral. A mis hermanos y hermanas que con su ayuda incondicional han hecho posible que llevara a cabo este trabajo.

Per concludere desidero ringraziare Anne per l'aiuto e la stima che mi ha mostrato in questo ultimo anno.

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1. APERÇU DES MÉCANISMES DE RÉACTIONS ET MOTIVATIONS GÉNÉRALES.....	5
1.1. INTRODUCTION.....	5
1.2. PARAMÈTRES, POTENTIEL EFFECTIF ET SECTIONS EFFICACES	5
1.2.1. Paramètres de la réaction	5
1.2.2. Potentiel effectif.....	6
1.2.3. Sections efficaces	8
1.3. MODÈLES THÉORIQUES	9
1.4. ELASTIQUE	11
1.5. QUASI-ÉLASTIQUE.....	11
1.6. TRANSFERTS TRÈS INÉLASTIQUES.....	12
1.7. FUSION.....	14
1.7.1. Fusion – Fission conventionnelle et Fission Rapide.....	16
1.7.2. Fusion – Résidu d'Evaporation ou Fission.....	18
1.7.3. Fusion incomplète : Pré-équilibre et transfert massif.....	21
1.8. SYSTÉMATIQUES	22
1.8.1. Pré-équilibre et transfert massif.....	22
1.8.2. Multiplicité des rayons gamma	24
CHAPITRE 2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL, DÉTECTEURS ET EXPÉRIENCES RÉALISÉES.....	25
2.1. INTRODUCTION.....	25
2.2. CHAMBRE À RÉACTION ET DEMON.....	25
2.3. EXPÉRIENCES	26
2.4. FAISCEAUX ET CIBLES	30
2.5. DÉTECTEURS ET DONNÉES EXPÉRIMENTALES	31
2.5.1. MWPC1 et MWPC2	33
2.5.2. GJ1 et GJ2	35
2.5.3. DEMON	37
2.5.4. Triple-télescopes Silicium	39
CHAPITRE 3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	41
3.1. RÉSIDUS D'ÉVAPORATION DÉTECTÉS DANS LES ENSEMBLES GAULETTES À MICROCANAL JONCTION	41
3.1.1. Moment linéaire transféré et section efficace	41
3.1.2. Distribution angulaire des RE et effet de la diffusion multiple	44
3.2. FISSION DÉTECTÉE DANS LES GAULETTES À MICRO-CANAL.....	46
3.2.1. Signature de la fission rapide.....	46
3.2.2. Distributions angulaires et sections efficaces	47
3.3. FISSION DÉTECTÉE DANS LE MWPC.....	48
3.3.1. Masses et TKE.....	48
3.3.2. Moment linéaire transféré et section efficace.	50
3.4. CONCLUSION	54
3.4.1. Moment linéaire transféré.....	54
3.4.2. Sections efficaces	56
CHAPITRE 4. PROPRIÉTÉS DES PARTICULES LÉGÈRES ÉVAPORÉES DANS LE PROCESSUS DE FISSION	59
4.1. ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ÉNERGÉTIQUES ET ANGULAIRES DE L'ÉMISSION NEUTRONIQUE	59
4.1.1. Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées	59
4.1.2. Sélections en masse et en angle des fragments de fission	62
4.1.3. Conditions imposées aux ajustements et résultats finals.....	64
4.2. AJUSTEMENT DES SPECTRES EN ÉNERGIE ET DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES PROTONS ET ALPHA D'ÉVAPORATION	74
4.3. MULTIPLICITÉS ET TEMPÉRATURES NUCLÉAIRES DE LA RÉACTION $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$	78
CHAPITRE 5. BILAN ÉNERGÉTIQUE ASSOCIÉ AU PROCESSUS DE FISSION ET CONTRIBUTION DU PRÉ-ÉQUILIBRE.....	81
5.1. BILAN ÉNERGÉTIQUE DE LA FISSION	81
5.2. ÉTUDE DU PRÉ-ÉQUILIBRE	85
5.3. CONCLUSION	87

CHAPITRE 6. SIMULATIONS À L'AIDE DU CODE GEMINI	89
6.1. BRÈVE INTRODUCTION DU CODE GEMINI.....	89
6.2. TEMPS DE VIE DU NOYAU COMPOSÉ PAR RAPPORT À LA FISSION	90
6.3. SECTIONS EFFICACES TOTALES DE FORMATION DE RÉSIDUS ET DE FISSION.	94
6.4. SIMULATIONS À L' AIDE DU CODE GEMINI.....	97
6.4.1. <i>Ajustement de la réaction ^{20}Ne (8 MeV/u) + ^{159}Tb.....</i>	<i>97</i>
6.4.2. <i>Ajustements des réactions ^{20}Ne(10, 13 et 16 MeV/u) + ^{159}Tb</i>	<i>99</i>
6.5. RÉSULTATS DES SIMULATIONS	102
6.6. BARRIÈRES DE FISSION.....	103
6.6.1. <i>Evolution de la fission rapide et des barrières de fission en fonction du moment angulaire et de l'énergie d'excitation.....</i>	<i>103</i>
6.6.2. <i>Variation de la barrière de fission avec la température</i>	<i>106</i>
6.7. CONSÉQUENCES DE NOS RÉSULTATS SUR LES TEMPS CARACTÉRISTIQUES DE LA FISSION	108
6.7.1. <i>Temps moyens et de demi-vie.....</i>	<i>108</i>
6.7.2. <i>Temps caractéristiques du processus de fission.....</i>	<i>112</i>
6.8. TEMPS CARACTÉRISTIQUES DU PROCESSUS DE FISSION DE LA RÉACTION $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$	115
6.9. CONCLUSION.....	116
CONCLUSION	117
ANNEXE. PROPRIÉTÉS DES RÉACTIONS DÉCRITES PAR LE CODE HICOL	122
LEXIQUE.....	127

Introduction

La fusion est un processus qui se produit dans les collisions les plus centrales de l'interaction entre deux noyaux. La formation d'un noyau composé (NC) lors de la fusion demande l'équilibrage complet de tous les degrés de liberté nucléaires. La survie de celui-ci demande, entre autre, l'existence d'une barrière dans l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation. Le modèle de la goutte liquide en rotation (RLDM) a permis de calculer l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation et de mettre en évidence l'existence, dans certains cas, d'une barrière de fission dans ce potentiel. Cette barrière est donnée par la différence entre le point d'équilibre, représentant le minimum local du potentiel et le point de selle, situé à son maximum. Dans ce modèle, la barrière de fission décroît au fur et à mesure que le moment angulaire intrinsèque du noyau augmente.

Le processus de fission peut être décrit selon deux points de vue : **statistique ou dynamique**. Dans les deux cas, les **temps d'interaction et les barrières de fission** sont des propriétés fondamentales et de référence pour décrire le processus de fission.

En effet, dans les modèles dynamiques, le déplacement des nucléons dans le noyau et la réorganisation de ses degrés de liberté sont exprimés par des temps caractéristiques. Dans les modèles statistiques, c'est la rapidité avec laquelle le NC se désexcite par évaporation où le temps de fission qui entrent en jeu.

Le NC formé lors des réactions de fusion est caractérisé par une énergie d'excitation E^* , un moment angulaire intrinsèque J , une masse et une charge transférées par les noyaux en interaction. Du point de vue statistique, deux voies de désexcitation s'offrent au NC: 1) l'émission séquentielle (ou évaporation) de particules légères (essentiellement des neutrons mais également des protons et alpha de multiplicité faible) et de photons gamma, jusqu'à la formation d'un noyau lourd et froid appelé résidu d'évaporation **RE**; 2) une évaporation de pré-scission suivie de la fission et la formation de deux fragments de fission (**FF**) qui, à leur tour, évaporent des particules (évaporation de post-scission).

Le modèle statistique utilise le fait que, dans les circonstances d'une grande énergie d'excitation (quelques dizaines de MeV), on ne traite pas des états quantiques individuels mais une distribution statistique de niveaux superposés. Celle-ci est généralement décrite comme un gaz de Fermi d'énergie thermique U et de température nucléaire T . La probabilité d'évaporation est calculée en terme de taux ou de largeur de désexcitation Γ_i proportionnelle au rapport des densités de niveaux du noyau, avant et après évaporation. Dans le cas de la fission, la largeur de désexcitation Γ_f est proportionnelle au rapport des densités de niveaux considérées au point d'équilibre et au point de selle. En principe, les processus de fission et d'évaporation sont, à chaque instant, en compétition.

Les probabilités de fission et d'évaporation sont liées, par l'intermédiaire des densités de niveaux, à la grandeur de la barrière de fission. En général, si la barrière de fission est plus grande que l'énergie de liaison des particules légères dans le noyau, c'est l'évaporation qui a plus de chance de se produire et inversement.

Dans le modèle statistique, les temps d'émission sont liés aux probabilités Γ_i (ou aux taux) d'évaporation ou de fission. Le temps moyen τ_j , que le noyau passe à chaque étape, entre deux émissions ou entre la dernière émission et la scission, est donné par l'inverse de la somme des largeurs de désexcitation de toutes les voies possibles de désexcitation, à savoir:

$$\tau_j = \frac{\hbar}{\sum_i \Gamma_i} \quad (i \equiv n, p, \alpha, \gamma \text{ ou fission})$$

Le temps total de fission t_f lors de la désexcitation de chaque NC devient alors la somme des temps statistiques associés à chaque étape j , y compris la fission

$$t_f = t_{\text{stat}} = \sum_{j=1}^{j=\text{fission}} t(\tau_j)$$

où chaque $t(\tau_j)$ est un nombre aléatoire qui suit une loi exponentielle de temps moyen τ_j . **La mesure du nombre moyen de particules légères émises avant la fission (multiplicités de pré-scission) permet donc d'avoir des informations sur les temps caractéristiques de fission.**

Les multiplicités expérimentales des particules de pré-scission sont systématiquement plus élevées que les multiplicités calculées par les codes de simulation statistique standard. En conséquence, les temps de vie apparaissent bien plus longs que ceux prévus par les simulations. Ceci est fondamentalement dû au fait que les codes statistiques ne prennent pas en considération l'évolution au cours du temps de la déformation du NC et en conséquence la viscosité de la matière nucléaire. Cette évolution est, par contre, fort bien étudiée dans les modèles dynamiques.

Ainsi les modèles dynamiques permettent de suivre l'évolution du NC depuis sa formation jusqu'à sa fission. Les différentes propriétés (température, déformation, potentiel, ...) du NC fissile sont calculées au cours du temps. Ceci permet d'obtenir les temps que prennent les NC pour se déformer d'une part, depuis leur point d'équilibre jusqu'à son point de selle τ^{e2s} et d'autre part, du point de selle jusqu'au point de scission τ^{s2s} . Dans ces modèles, le temps de vie du noyau dépend essentiellement de la viscosité de la matière nucléaire et des types de dissipation qui transforment les énergies cinétique et potentielle en énergie thermique à savoir : la dissipation à un corps (one-body dissipation) ou celle à deux corps (two-body dissipation). Pour ces modèles, les conditions initiales du noyau définissent complètement l'évolution du NC au cours du temps mais ignorent complètement l'influence du caractère aléatoire de l'évaporation de pré-scission.

Or ceci est un point essentiel car le processus d'évaporation peut jouer un rôle très important dans la survie du NC. Ainsi pour des NC dont la barrière de fission est faible ou même nulle (fission rapide) à l'instant de la fusion, l'évaporation de particules de pré-scission, peut l'amener à survivre à la fission. En effet, l'émission de particules légères neutres ou chargées enlève au NC de l'énergie d'excitation et du moment angulaire. Or ces pertes induisent une augmentation substantielle de la barrière de fission. De plus, des études expérimentales antérieures ont récemment mis en évidence la dépendance des barrières de fission, non seulement avec le moment angulaire, mais également avec la température nucléaire du noyau fissionnant. Ceci implique qu'une perte d'énergie dans le NC fait élever sa barrière de fission. Deux cas peuvent se présenter: dans le premier cas, l'évaporation n'accroît pas assez la barrière de fission et le noyau fissionne malgré tout, donnant lieu à deux fragments qui vont à leur tour évaporer jusqu'à leur complète désexcitation (évaporation de post-scission); dans le second cas, si l'évaporation est suffisamment importante, la barrière de fission peut devenir plus élevée que l'énergie de liaison des particules légères, ce qui réduit sensiblement la probabilité de fission. Le NC peut, en conséquence, donner lieu à un résidu d'évaporation. Si l'évaporation de pré-scission devient importante, le nombre de RE produits par rapport au nombre de fissions peut être considérable et ce, même à une très grande énergie d'excitation.

Comme nous pouvons le remarquer, chaque modèle (statistique ou dynamique) a ses avantages et ses limites. Mais comme nous le verrons dans cette thèse, certaines modifications apportées au code statistique (dans notre cas le code GEMINI) peuvent affecter un caractère "dynamique" aux simulations de la désexcitation des NC.

Dans la région des énergies intermédiaires (10-100 MeV/u) une certaine masse peut être émise avant la fusion et la thermalisation complète du NC final. Ceci conduit à une perte importante de quantité de mouvement et à une diminution de l'énergie d'excitation du NC. Ces pertes, liées aux émissions de pré-équilibre et/ou de transfert massif, donnent lieu à la fusion incomplète **FI**.

Dans cette thèse, nous avons étudié la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à quatre énergies du faisceau incident ^{20}Ne . Nous avons eu la possibilité d'observer et de caractériser, en même temps, les résidus d'évaporation (RE), les fragments de fission (FF), les neutrons et les particules chargées légères (α et p) produits lors de ces réactions. Grâce à ces observables, nous avons réussi à déterminer les sections efficaces de formation de résidus d'évaporation et de fission, les sections efficaces de la fusion complète et de la fusion incomplète, les multiplicités de pré- et de post-scission des particules légères (neutres ou chargées) et les températures nucléaires associées.

Dans un premier temps, nous comparerons dans cette thèse, nos résultats aux sections efficaces des RE et des FF issues de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ déjà rapportés dans la thèse de Th. Keutgen [8] membre de notre groupe de recherche. Les sections efficaces des résidus d'évaporation et des fragments de fission seront séparées en deux contributions: celles provenant de la fusion complète et celles provenant de la fusion incomplète. Ceci nous permettra d'étudier, pour deux NC de masses différentes, l'évolution de la FI et la compétition entre la formation d'un résidu d'évaporation et la fission, en fonction de l'énergie du projectile.

La connaissance et l'évolution des multiplicités moyennes de pré-équilibre, de pré- et de post-scission en fonction de l'énergie d'excitation nous permettra d'examiner les mécanismes qui font évacuer l'énergie d'excitation au NC.

L'ajustement de l'ensemble de nos données expérimentales (sections efficaces et multiplicités moyennes) avec les prédictions du code statistique GEMINI nous permettra d'étudier, en fixant certains paramètres du code, l'évolution, en fonction de l'énergie d'excitation, de la température nucléaire, des temps caractéristiques (tels que τ^{e2s} et τ^{s2s} entre autre), et des barrières de fission.

Cette thèse est présentée en six chapitres avec le plan suivant :

- Le premier chapitre présente les principaux mécanismes de réactions entre ions lourds et commente les diverses théories dynamiques et statistiques sous-jacentes.
- Le deuxième chapitre expose et caractérise le dispositif expérimental utilisé lors de nos expériences.
- Le troisième chapitre discute les sections efficaces de fusion-évaporation et de fusion-fission ainsi que la contribution de la fusion incomplète à ces dernières. On y compare nos résultats expérimentaux à ceux de l'expérience $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$.
- Le quatrième chapitre est consacré au calcul des multiplicités des particules légères neutres ou chargées ainsi qu'à la détermination des températures nucléaires correspondantes.
- Le chapitre cinq calcule le bilan énergétique de la fission et présente une étude sur la caractérisation du mécanisme de pré-équilibre.
- Enfin, le sixième chapitre confrontera nos données expérimentales à une nouvelle version du code statistique GEMINI pour établir finalement l'évolution, en fonction de l'énergie d'excitation du NC, des temps de fission, de la fission rapide et des barrières de fission.
- Une conclusion et une annexe termineront ce travail.

Chapitre 1.

Aperçu des mécanismes de réactions et motivations générales

1.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous résumerons les divers mécanismes d'interaction entre ions lourds dominant à basse énergie et qui sont impliqués dans ce travail. Pour les divers calculs des paramètres et sections efficaces nous utiliserons, à titre d'exemple, les différentes formules des modèles « statiques » utilisées par Wilcke *et al.* [1] dans ses tables de réactions entre ions lourds. Certaines valeurs expérimentales de ce travail seront également comparées au modèle « statique » de Bass [2] et aux résultats « dynamiques » du code informatique HICOL [3].

1.2. Paramètres, potentiel effectif et sections efficaces

1.2.1. Paramètres de la réaction

Lors d'une réaction entre deux noyaux (projectile et cible) décrits par les modèles de Fresnel et de la goutte liquide, les paramètres principaux qui définissent la réaction sont : la masse et la charge (A_p, A_c, Z_p, Z_c) des constituants, l'énergie par nucléon ϵ_p (ou la vitesse v_p) et le paramètre d'impact b du projectile. Ceux-ci sont représentés dans la Figure 1-1.

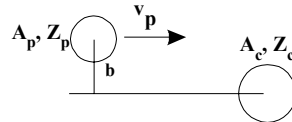


Figure 1-1 Paramètres de la réaction.

A partir de ces valeurs, on peut déterminer l'énergie disponible dans le centre de masse (**CM**) de la réaction.

$$(1.1) \quad E_{\text{disp}}^{\text{CM}} = \mu \cdot \epsilon_p \quad \text{où} \quad \mu = \frac{A_p \times A_c}{A_p + A_c}$$

où μ est la masse réduite. Le paramètre d'impact b et la vitesse du projectile sont liés au moment angulaire orbital relatif $\ell\hbar$ (ou ℓ est un nombre entier) du système par la relation :

$$(1.2) \quad \ell\hbar = \mu v_p b \Rightarrow b = \frac{\ell\hbar}{\mu v_p} = \ell\tilde{\lambda}$$

où $\tilde{\lambda}$ est la longueur d'onde réduite associée à la collision.

1.2.2. Potentiel effectif

Le potentiel effectif d'interaction, dans le centre de masse, entre les deux ions en fonction de l'interdistance r , qui sépare les centres de ces deux noyaux, et du moment angulaire ℓ , est composé de trois termes [1] :

$$(1.3) \quad V_{\text{eff}} = V_C + V_n + V_\ell$$

- V_C est le potentiel Coulombien qui selon Bondorf-Sobel-Sperber (BSS)[4] s'exprime comme :

$$(1.4) \quad \begin{aligned} V_C(r) &= Z_p Z_c e^2 / r & \text{si } r \geq R_{Cp} + R_{Cc} ; \\ V_C(r) &= V_0 - K r^n & \text{si } r \leq R_{Cp} + R_{Cc} ; \end{aligned}$$

où V_0 , K , n sont des paramètres qui dépendent de la charge et de la masse du projectile et de la cible respectivement. R_{Cp} et R_{Cc} expriment les rayons de charge du projectile et de la cible respectivement [5] à savoir:

$$(1.5) \quad \begin{aligned} R_{Ci} &= 1.16 \left(\frac{2Z_i}{(1-3\varepsilon)(1-\delta)} \right)^{1/3} ; \quad \delta = \frac{I + (3c/8q)Z_i^2 A_i^{-2/3}}{1 + (9j/4q)A_i^{-1/3}} ; \quad \varepsilon = \frac{-2aA_i^{-1/3} + l\delta^2 + gZ_i^2 A_i^{-2/3}}{k} ; \\ \text{avec } I &= \frac{A_i - 2Z_i}{A_i} ; i=p,c ; \quad \begin{cases} l=99\text{MeV} & g=0.745\text{MeV} & j=35\text{MeV} \\ q=25\text{MeV} & k=300\text{MeV} & a=22\text{MeV} \end{cases} \end{aligned}$$

- V_n est le potentiel nucléaire de proximité s'exprimant en fonction de la distance s entre les deux surfaces des ions en interaction:

$$(1.6) \quad V_n(s) = (4\pi\gamma b\bar{C})\Phi(s/b_s) \quad \text{avec } b_s = 1\text{fm} \quad s = r - C_p - C_c ; \bar{C} = C_p C_c / (C_p + C_c) ;$$

Le paramètre γ est le coefficient d'énergie de surface; b_s est l'épaisseur de la diffusion de la surface et la fonction $\Phi(s/b)$ est le potentiel dit de surface (sans dimension) de la référence [6]. C_p , C_c sont les rayons de mi-densité donnés par:

$$(1.7) \quad C_i = R_i \left(1 - \left(\frac{1}{R_i} \right)^2 \right) \quad \text{avec } R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3} \quad \text{avec } i=p,c$$

- V_ℓ est le potentiel des forces centrifuges qui, pour un ℓ donné, s'écrit :

$$(1.8) \quad V_\ell(r) = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2}$$

L'allure de ces potentiels est représentée à la Figure 1-2 pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ étudiée dans cette thèse. On peut constater dans le potentiel effectif la présence d'un puits. La profondeur de ce puits diminue avec le moment angulaire orbital ℓ et disparaît pour des moments angulaires au-dessus de ℓ_{crit} . Dans ce potentiel, deux interdistances importantes sont à considérer : R_b , la position de la barrière du potentiel effectif à surmonter pour accéder au puits du potentiel et fusionner (**rayon de la barrière de fusion**) et R_{int} le rayon d'interaction pour lequel les forces nucléaires commencent à se faire sentir. Si la profondeur du puits diminue avec le moment angulaire, la hauteur de la barrière au contraire augmente. Les valeurs de R_{int} , R_b et d'autres paramètres cités précédemment, sont représentés dans la Figure 1-3 pour la même réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Les valeurs de ces paramètres peuvent malheureusement varier d'un modèle à un autre.

Pour un même type de projectile et cible, ε_p et b décident principalement du type d'interaction qui aura lieu. En effet, b est lié à ℓ par la relation (1.2) et donc à V_ℓ . Ce dernier modifie la forme du puits et, en conséquence, la hauteur de la barrière de fusion du potentiel effectif (Figure 1-2 d). Donc, une fois la

forme du potentiel fixée, la distance d'approche minimale dépendra de $E_{\text{disp}}^{\text{CM}}$ qui est liée à ε_p par (1.1). Ces différents types d'interactions seront présentés et discutés par la suite.

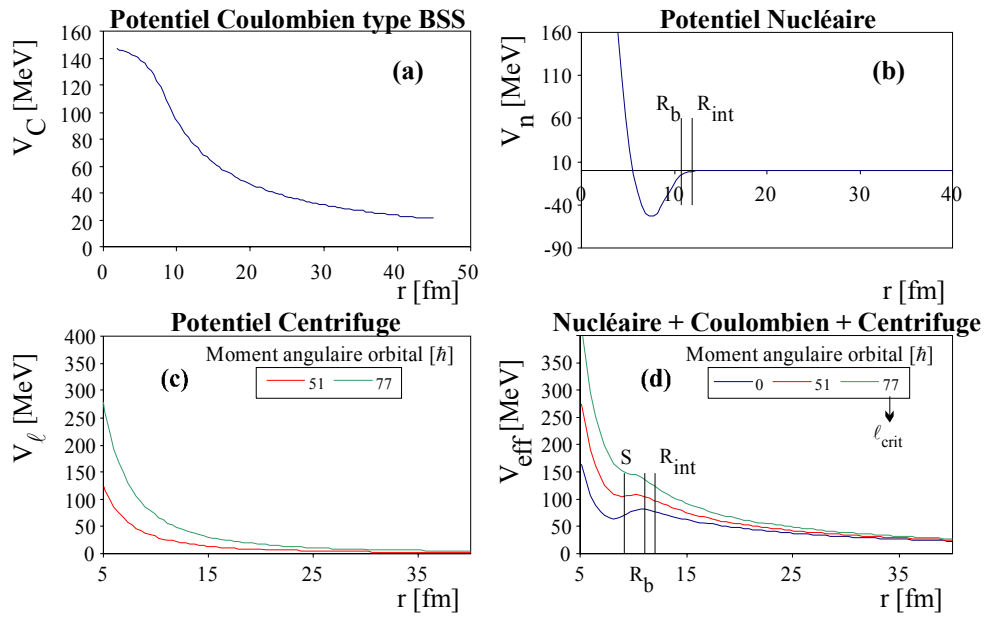


Figure 1-2 a), b) et c) Allure des potentiels Coulombien, nucléaire et centrifuge des expressions (1.4), (1.6) et (1.8) en fonction de l'interdistance r du projectile et de la cible, dans le cas de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. (d) Allure du potentiel effectif de la même réaction pour trois valeurs de $\ell = 0$, $(2/3)\ell_{\text{crit}}$, ℓ_{crit} (voir texte). Sont également représentées les positions de la barrière de fusion R_b , du rayon d'interaction R_{int} et du point d'inflexion S du potentiel V_{eff} .

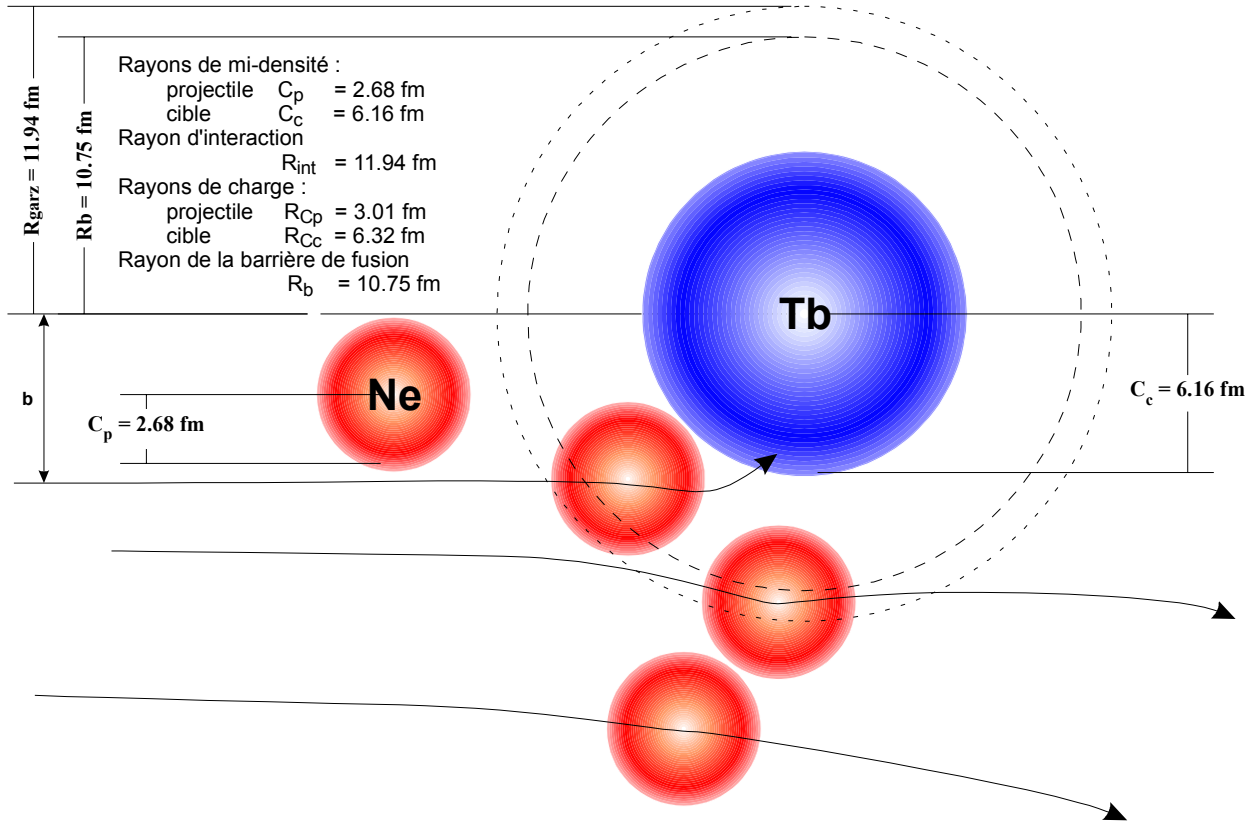


Figure 1-3 Paramètres d'interaction de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ calculés d'après la référence [1].

1.2.3. Sections efficaces

Une des valeurs mesurables expérimentalement est la section efficace. Notée σ , elle a une dimension d'une aire par noyau [$1\text{barn} = 10^{-24}\text{cm}^2$]. Cette valeur est liée à la probabilité d'interaction entre deux noyaux. Elle correspond approximativement au recouvrement géométrique entre ces deux noyaux. On peut diviser l'aire totale d'interaction en certaines zones, chacune correspondant à un moment angulaire spécifique ℓ et dont l'aire vaut :

$$(1.9) \quad \sigma_\ell = \pi b_{\ell+1}^2 - \pi b_\ell^2 = \pi[(\ell+1)\lambda]^2 - \pi(\ell\lambda)^2 = \pi\lambda^2(2\ell+1)$$

La Figure 1-4 a) présente, de façon schématique, le comportement de la section efficace en fonction du moment angulaire orbital ℓ . On y remarque que la section efficace est linéaire et croissante en ℓ . On peut faire la somme sur un certain nombre de paramètres d'impact (ou moments angulaires). Par exemple, pour évaluer la section efficace de réaction on détermine la valeur maximale du paramètre d'impact b_{graz} à partir duquel les interactions nucléaires deviennent effectives et importantes. A ce b_{graz} correspond alors un moment angulaire ℓ_{graz} . En sommant les sections efficaces partielles associées à tous les moments angulaires compris dans l'intervalle, $0 \leq \ell \leq \ell_{\text{graz}}$, donnant lieu à une interaction nucléaire, on obtient la section efficace de réaction σ_R :

$$(1.10) \quad \sigma_R = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{graz}}} \pi\lambda^2(2\ell+1) = \pi\lambda^2(\ell_{\text{graz}}+1)^2 \approx \pi\lambda^2\ell_{\text{graz}}^2 \quad (\text{pour } \ell_{\text{graz}} \text{ grand})$$

L'expression (1.10) est dite « de coupure franche ». Une formule plus réaliste est donnée par l'aire de l'équation (1.11)[7] et représentée par la courbe rouge sur la même Figure 1-4 a) :

$$(1.11) \quad \sigma_R = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{(2\ell+1)}{1 + \exp((\ell - \ell_{\text{graz}})/\delta\ell)}$$

où $\delta\ell$ tient compte du caractère diffus de la surface des noyaux en interaction.

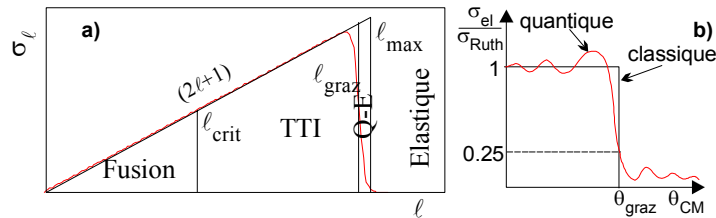


Figure 1-4 a) Comportement de la section efficace développée en ondes partielles du moment angulaire orbital ℓ . Différents processus d'interaction sont signalés dans cette figure. b) Evolution en θ_{CM} du rapport entre la section efficace de diffusion élastique et celle de diffusion Coulombienne dite de Rutherford (classique). L'interprétation quantique tient compte de la diffusion de la surface nucléaire et l'aspect ondulatoire de la collision. L'angle de diffusion θ_{graz} , associé à ℓ_{graz} , est rapporté sur cette figure.

En allant des grands moments angulaires vers les plus petits, on assiste à toute une panoplie d'interactions. En première approximation, chaque type d'interaction est séparé des autres par un moment angulaire limite. Dans le domaine d'énergie de nos réactions ces interactions peuvent être: la diffusion élastique, le quasi-élastique (**Q-E**), les transferts très inélastiques (**TTI**) et la fusion (**FU**). Pour de très grands moments angulaires $\ell > \ell_{\text{max}}$ (grand paramètre d'impact), l'interaction est purement Coulombienne. A partir de ℓ_{max} et jusqu'à ℓ_{graz} commencent les **collisions dites périphériques** avec le Q-E qui donne lieu à des échanges ou des transferts de quelques nucléons (réactions de pick-up, stripping ...). En dessous de ℓ_{graz} ont lieu les TTI où on assiste à des échanges importants d'énergie d'excitation et de moment angulaire entre les noyaux en interaction. Toutefois, dans ces cas le transfert de masse entre le projectile et la cible n'est pas encore complètement relaxé mais il devient de plus en plus important. ℓ_{graz} est lié à l'angle d'effleurement θ_{graz} (grazing angle) ou $\theta_{1/4}$. Celui-ci correspond à l'angle dans le centre de masse

où le rapport entre la section efficace élastique et la section efficace de diffusion Rutherford devient 1/4 (Figure 1-4 b). La région des faibles ℓ correspond aux **collisions dites centrales** et donne lieu à la fusion correspondant à la formation d'un noyau composé **NC** ou composite (si la fusion n'est pas complète). Ces interactions seront discutées dans la suite de ce chapitre en considérant, comme exemples, nos réactions.

1.3. Modèles théoriques

Des trois principaux modèles utilisés dans ce travail, deux (de W. W. Wilcke [1] et R. Bass [2]) sont des modèles de type statique et le troisième (de H. Feldmeier [3]) est un modèle de type dynamique.

Dans les modèles statiques, les moments angulaires délimitant les différents types de réactions sont calculés à partir de potentiels effectifs (paragraphe 1.2) **indépendants du temps**. La forme du potentiel est fixée par le paramètre d'impact (ou le moment angulaire ℓ) et ne varie qu'en fonction de l'interdistance entre le projectile et la cible. De plus, ces modèles ne prennent pas en compte ni l'échange de nucléons et d'énergie ni l'évolution de la déformation des noyaux se produisant au cours de l'interaction.

Le modèle dynamique étudié à l'aide du programme informatique HICOL, est basé sur le concept dit de dissipation à un corps (one-body dissipation). Dans ce cas, le potentiel est considéré comme un vase de confinement où les nucléons se déplacent librement et peuvent entrer en collision avec les parois. Deux types de dissipation ont lieu transformant l'énergie cinétique et potentielle en énergie intrinsèque: la dissipation avec les parois du potentiel (wall dissipation) et la dissipation à travers la fenêtre du col formé lors du contact entre les deux noyaux (window dissipation). Le programme HICOL décrit, pour chaque moment angulaire orbital (ou paramètre d'impact), les propriétés des deux noyaux au cours du temps. Ces propriétés sont entre autre: le profil des noyaux en interaction, leurs masses, charges et températures nucléaires, leurs énergies cinétiques de translation et de rotation et la chaleur dissipée (du mur ou de la fenêtre). Dans les cas où le noyau formé lors de la collision se scinde en deux, le code fournit en plus à la fin de chaque interaction, les moments angulaires orbitaux et intrinsèques des deux fragments. Le profil à un instant donné est montré à la Figure 1-5 a) et b). Ce profil est montré en fonction de l'axe z d'approche des noyaux par l'équation:

$$(1.12) \quad P^2(s, \sigma_H \geq 0, \Delta; z) = \begin{cases} R_1^2 - z^2 & \text{pour } -R_1 \leq z \leq z_1 \\ a_1 + bz + cz^2 & \text{pour } z_1 \leq z \leq z_2 \\ a_2 + bz + cz^2 & \text{pour } z_3 \leq z \leq z_4 \\ R_2^2 - (z-s)^2 & \text{pour } z_4 \leq z \leq s+R_2 \end{cases}$$

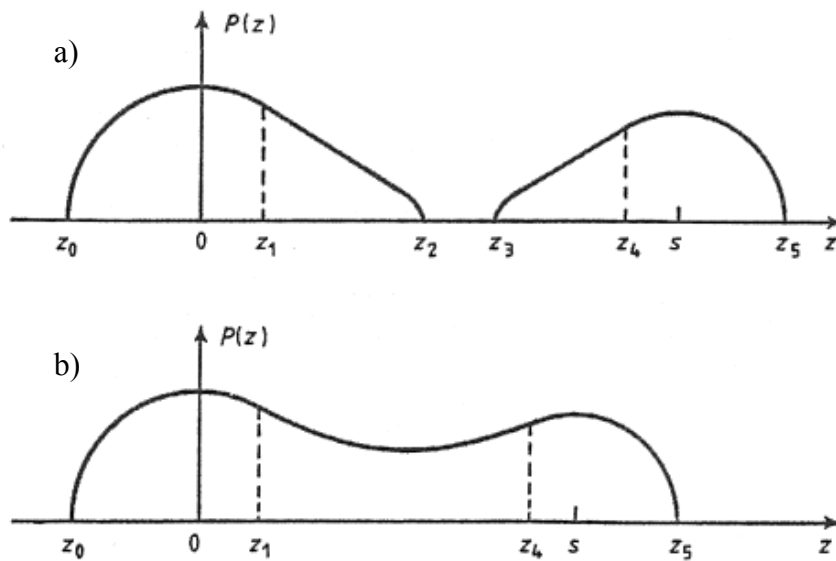


Figure 1-5 Profil des formes des noyaux (double et simple) en fonction de z . Les deux cas présentent une symétrie de rotation autour de l'axe z . (voir texte pour les détails)

Cette équation inclut les formes doubles a) et simples b). Dans les deux cas, les deux extrémités sont composées de deux sphères de rayon R_1 et R_2 . Aux points de contact, z_1 et z_4 , les sphères sont connectées de manière continue et monotone à un hyperboloïde. Dans les formes simples b), les paramètres a_1 et a_2 sont identiques et z_1 et z_2 sont inutiles. Les paramètres R_1 , R_2 , z_1 , z_2 , z_3 , z_4 , a_1 , a_2 , b , c dépendent de trois degrés de liberté collectifs qui sont:

$$(1.13) \quad \begin{aligned} s &= \text{l'interdistance entre les centres des deux sphères} \\ \sigma_H &= \frac{V_0 - (4\pi/3)R_1^3 - (4\pi/3)R_2^3}{V_0} = \frac{\text{volume du col}}{\text{volume total}} \\ \Delta &= \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} = \text{asymétrie radiale} \end{aligned}$$

où V_0 est le volume total des noyaux en interaction qui est indépendant de $\{s, \sigma_H, \Delta\}$; s caractérise l'élongation; σ_H est une mesure indirecte de l'importance du col et de la déformation et Δ détermine l'asymétrie radiale. Quand il n'y a pas de contact entre le projectile et la cible et aucun des deux noyaux n'est déformé, la valeur de σ_H est nulle. Dès que les forces nucléaires interviennent, les noyaux en interaction commencent à se déformer et alors $\sigma_H > 0$.

Les valeurs des moments angulaires limites, ainsi que les différentes régions délimitées par ceux-ci, sont décrites plus en détail aux paragraphes suivants. Pour illustrer les différentes interactions discutées préalablement, nous avons utilisé les profils fournis, en fonction du temps et pour différents ℓ , par le code HICOL. Ces profils sont montrés à la Figure 1-6 pour la réaction ^{20}Ne (4.3 et 16 MeV/u) + ^{159}Tb . Ils seront passés en revue dans les paragraphes suivants.

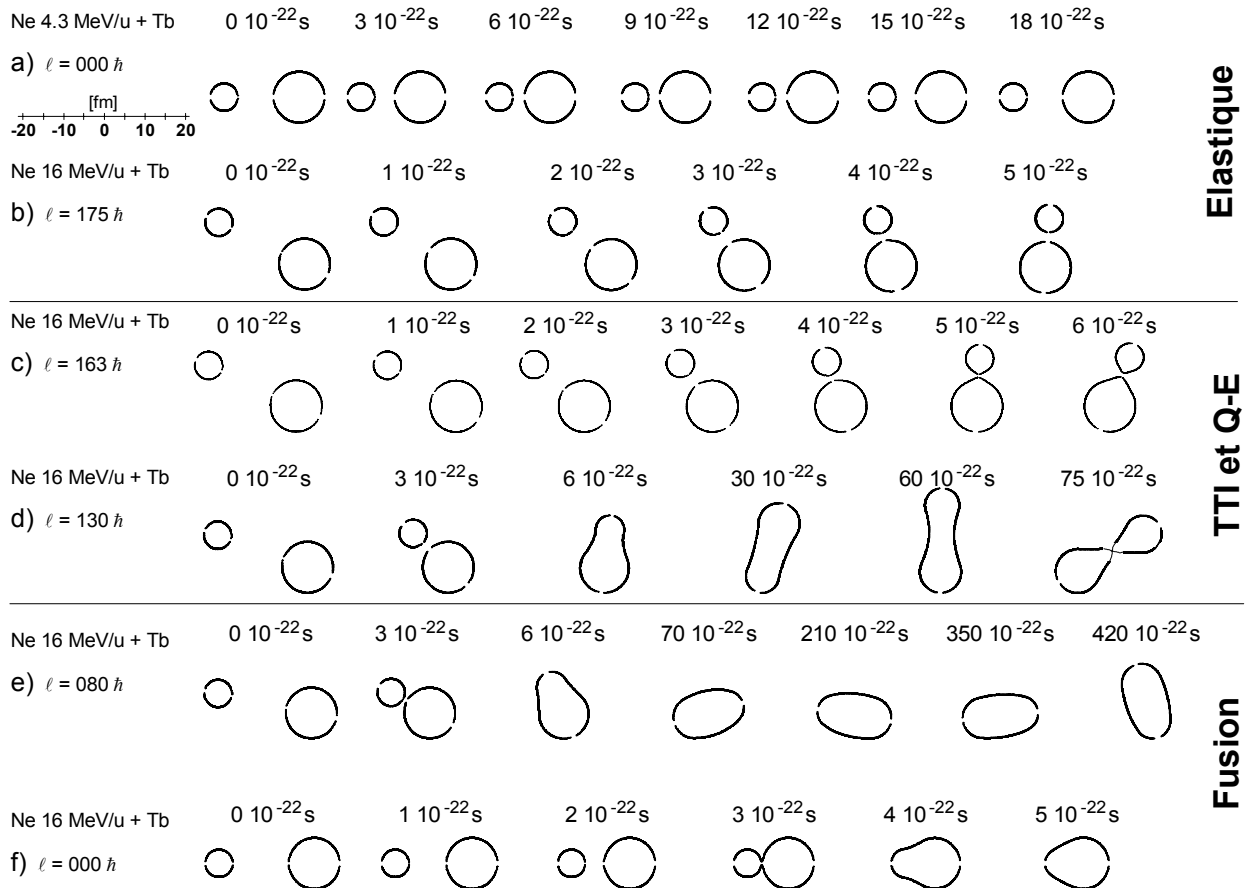


Figure 1-6 Schématisation des différents types d'interaction dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 4,3 et 16 MeV/u en fonction du paramètre d'impact (ou du moment angulaire ℓ). Les profils des noyaux, déterminés avec le code HICOL[3], sont montrés à divers instants de l'interaction (en unité 10^{-22}s).

1.4. Elastique

Dans le cas d'une collision centrale (faible moment angulaire), avec une énergie cinétique dans le centre de masse inférieure à $V_{\text{eff}}(R_{\text{int}})$, le projectile ne pourra pas s'approcher suffisamment du noyau cible pour « sentir » les forces nucléaires. Dans le cas de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$, cette énergie « limite » est de 78.4 MeV qui correspond à une énergie du projectile de 4.4 MeV par nucléon dans le repère du laboratoire. Pour une énergie inférieure à 4.4 MeV, il n'y aura pas de réaction nucléaire possible. Si toutefois l'énergie incidente est supérieure à cette limite, c'est dans le paramètre d'impact qu'il y aura une limite. Ainsi, si le paramètre d'impact dépasse une certaine valeur b_{max} la distance minimale d'approche restera supérieure à R_{int} et il n'y aura pas d'interaction nucléaire. La collision sera élastique et Coulombienne. Ceci peut également s'expliquer par le fait que le moment angulaire ℓ_{max} , correspondant au paramètre b_{max} , augmente la valeur du potentiel effectif (partie centrifuge) de telle façon que l'énergie du projectile n'est plus suffisante pour atteindre l'interdistance R_{int} (voir discussion de la Figure 1-2 c).

Dans certains cas, les projectiles avec des moments angulaires supérieurs mais proches de ℓ_{max} ont une distance d'approche suffisamment petite pour que des excitations « purement Coulombiennes » se produisent. Une partie de l'énergie cinétique du projectile est malgré tout perdue sous forme d'excitations internes du projectile et/ou de la cible. Par conséquent, les trajectoires du projectile et de la cible sont modifiées par rapport à une trajectoire de diffusion purement élastique du type Rutherford. Cependant rarement de telles corrections y sont portées

Deux exemples de diffusion élastique $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ sont montrés dans la Figure 1-6 a) dans le cas d'une collision frontale mais avec une énergie du projectile de 4.3 MeV/u, trop petite pour atteindre R_{int} et b) dans le cas de 16 MeV/u mais avec un paramètre d'impact trop grand (équivalent à $\ell = 175 \hbar$).

1.5. Quasi-élastique

Par convention, le début de l'influence du potentiel nucléaire est attribué au type d'interactions appelées quasi-élastiques malgré que le potentiel nucléaire ait déjà fait « sentir » son influence dans la voie de la diffusion élastique. Dans ces interactions il y a une perte d'énergie cinétique sous forme de chaleur ou excitation des deux partenaires de la collision avec des échanges d'un ou de quelques nucléons. Ce sont des réactions de type « pick-up », « stripping », etc. Dans la voie de sortie, il résulte des noyaux quasi-cibles et quasi-projectiles qui ont des trajectoires légèrement différentes des trajectoires élastiques. L'interaction Q-E émerge à partir des paramètres d'impact qui ont un moment angulaire $\leq \ell_{\text{max}}$. Mais à partir de ℓ_{graz} le Q-E laisse la place aux transferts très inélastiques. Les deux modèles statiques ne donnent pas les valeurs de ℓ_{max} . Dans le modèle dynamique, on a considéré que le Q-E correspond aux interactions où les noyaux commencent à s'échanger des nucléons et surtout à se déformer sous l'influence des forces nucléaires et à former un col avec $\sigma_{\text{H}} > 0$. Toutefois, le rapprochement des deux noyaux reste insuffisant pour ouvrir une fenêtre entre eux (Figure 1-6 c).

A titre d'illustration de cette discussion, on peut observer, à la Figure 1-7, les valeurs des paramètres choisies pour décrire les propriétés des fragments émergeant de l'interaction ^{20}Ne (13 MeV/u) + ^{159}Tb en fonction du moment angulaire orbital ℓ . Ainsi nous trouvons que $\ell_{\text{max}}=154 \hbar$ correspond au moment angulaire où σ_{H} devient > 0 (Figure 1-7 b et b'). A partir de cette valeur, la rotation intrinsèque ou les moments angulaires intrinsèques ne sont plus nuls (Figure 1-7 d). Un transfert d'énergie s'est déjà produit se manifestant par une température non nulle des fragments après l'interaction et une perte d'énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE) (Figure 1-7 c et e). En ce qui concerne le transfert de masses, il est très faible mais non nul (Figure 1-7 a). Ces mêmes figures dans le cas des autres énergies du faisceau de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ étudié dans cette thèse se trouvent en annexe.

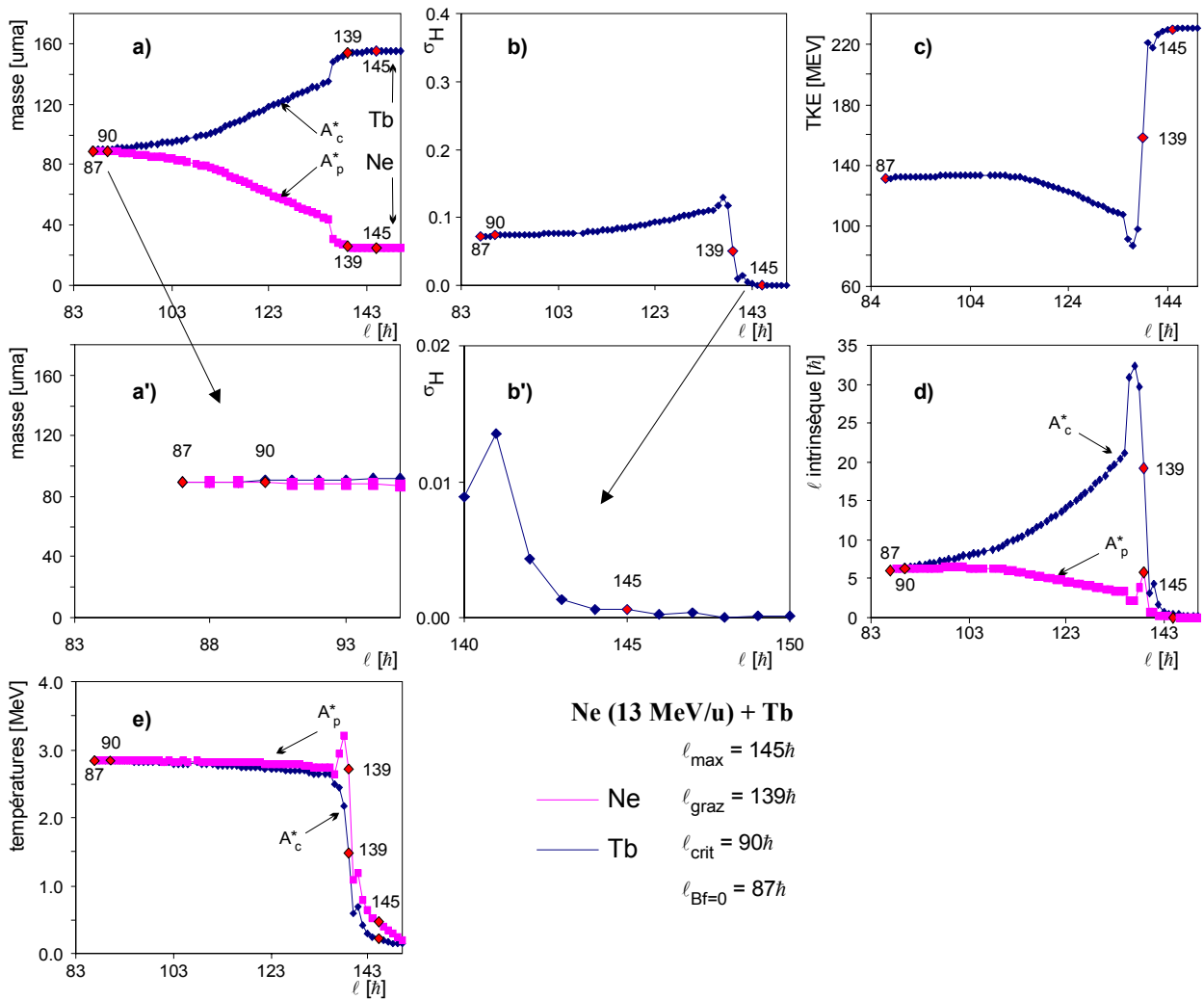


Figure 1-7 Evolution de certains paramètres décrivant les propriétés des fragments émergeant de l'interaction ^{20}Ne (13 MeV/u) + ^{159}Tb en fonction du moment angulaire orbital : a) et a') les masses des fragments; b) et b') les valeurs de σ_H ; c) l'énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE); d) les moments angulaires intrinsèques des deux fragments (spin) et enfin e) leurs températures nucléaires à la fin de l'interaction.

1.6. Transferts Très Inélastiques

Pour une énergie incidente donnée, avec des moments angulaires compris entre $\ell_{\text{graz}} > \ell > \ell_{\text{crit}}$ le potentiel ne présente toujours pas de puits, et donc, la formation d'un système composite mononucléaire n'est pas possible. Par contre, le contact entre les deux noyaux devient possible. Dans les modèles statiques, on dit que le projectile a une distance minimale d'approche plus petite que R_{int} . Dans le modèle dynamique, on observe que pendant l'approche, un col s'est formé entre le projectile et la cible comme le montre la Figure 1-6 d). Un échange de nucléons se fait alors entre les noyaux à travers ce col. Les forces de frottement transforment une partie de l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse ($E_{\text{disp}}^{\text{CM}}$) en chaleur, ou énergie thermique U , en quelque $5 \cdot 10^{-22}$ s faisant augmenter sensiblement la température des deux noyaux. La Figure 1-8 a) montre la transformation en fonction du temps de $E_{\text{disp}}^{\text{CM}}$. Avant le point de contact, l'énergie $E_{\text{disp}}^{\text{CM}}$ (égale à 284 MeV pour la réaction à 16 MeV/u) se partage en énergie cinétique radiale (ou de compression), énergie de rotation et énergie potentielle $E_k + E_{\text{rot}} + V$. Après le point de contact, la presque totalité de l'énergie E_k (compression) se transforme en excitation intrinsèque ou thermique U . L'énergie de rotation E_{rot} (relative et intrinsèque) reste quasi constante. Au début du contact, le noyau le plus léger se chauffe plus que le partenaire le plus lourd. Mais très vite (en $\sim 20^{-22}$ s) les

températures des deux fragments s'équilibrent. Le profil de la température de deux fragments au cours du temps est tracé dans la Figure 1-8 b) où on voit bien que, dans les premiers instants du contact, le partenaire le plus léger possède une température plus élevée.

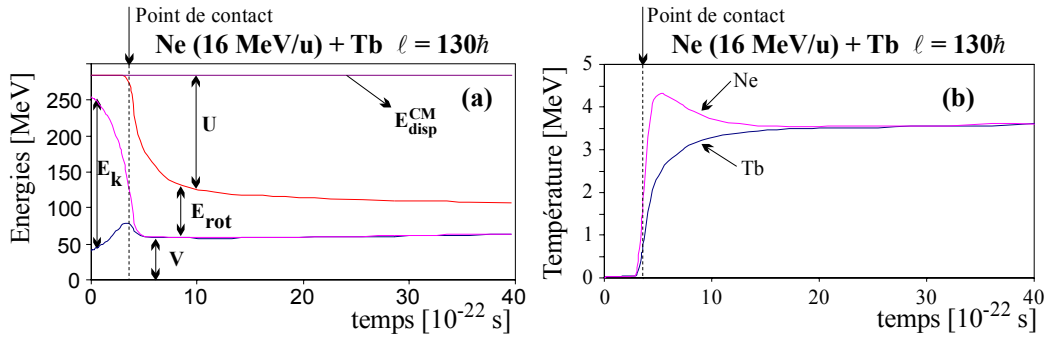


Figure 1-8 a) Comportement en fonction du temps des énergies: cinétique E_k , de rotation E_r , potentielle V et thermique U dans le centre de masse. b) Evolution au cours du temps de la température nucléaire des deux noyaux en interaction.

Le processus le plus lent à atteindre l'équilibre est le transfert de masse. Alors que le moment angulaire orbital diminue, le temps d'interaction augmente parce que la collision est de plus en plus centrale. L'échange de nucléons est de plus en plus important et on trouve alors, une différence de masse (asymétrie) de plus en plus petite entre les deux fragments dans la voie de sortie comme le montre la Figure 1-7 a et a'). Celle-ci diminue jusqu'à une asymétrie nulle (deux fragments de masse égales) vers $\ell_{crit} = 90\hbar$. On constate ainsi qu'au début des processus TTI, on obtient des fragments quasi-projectile et quasi-cible (notés A_p^* et A_c^*) fortement excités, la voie d'entrée n'est donc pas tout à fait oubliée.

Dans son article Wilcke désigne par ℓ_{max} le moment angulaire lié au θ_{graz} . Pour garder la consistance avec le modèle de Bass on l'a noté aussi ℓ_{graz} .

Pour déterminer ℓ_{graz} dans les modèles statiques, on considère le cas où la distance minimale d'approche est R_{int} . Dans ce cas, toute l'énergie cinétique disponible dans le CM (1.1) est transformée en énergie potentielle à savoir:

$$(1.14) \quad E_{disp}^{CM} = V_{eff}(R_{int}) = V_C(R_{int}) + V_n(R_{int}) + \frac{\hbar^2 \ell_{graz} (\ell_{graz} + 1)}{2\mu R_{int}^2}$$

Ce qui donne :

$$(1.15) \quad \ell_{graz} (\ell_{graz} + 1) = \frac{2}{\hbar^2} \mu R_{int}^2 (E_{disp}^{CM} - V_C(R_{int}) - V_n(R_{int}))$$

Dans le Tableau 1-1 sont reprises les différentes valeurs du ℓ_{graz} et de la section efficace de réaction σ_R calculées à l'aide de l'expression (1.10). A titre de comparaison, on a ajouté au tableau une colonne avec les valeurs calculées suivant la référence [8]. La différence entre les trois modèles provient des valeurs de R_{int} et de la forme du potentiel. Le premier modèle [1] tient compte du potentiel Coulombien et nucléaire et les deux suivants [2,8] seulement du potentiel Coulombien. Le comportement de ℓ_{graz} et σ_R , pour les modèles de Wilcke et Bass, en fonction de l'énergie par nucléon du projectile est tracé dans la Figure 1-9 a) et c).

Pour le modèle dynamique on n'a pas utilisé l'expression (1.15). Dans ce cas, on a pris comme ℓ_{graz} le moment angulaire au-delà duquel la fenêtre du col est formée. Comme la Figure 1-7 a) et d) le montre pour la réaction $^{20}\text{Ne} (13\text{MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$, une fois ce moment angulaire passé, les masses et les moments angulaires intrinsèques des noyaux commencent à se modifier sensiblement et à s'équilibrer pendant que le TKE décroît jusqu'à sa valeur limite. Il faut rappeler que la détermination des valeurs limites dans le modèle dynamique est fortement subjective à défaut d'une meilleure définition, raison pour laquelle la valeur ℓ_{graz} de la référence[3] est toujours supérieure à celles déduites des références [1, 2, 8].

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$									
ϵ_p [MeV/u]	λ [fm]	$\ell_{\text{graz}}[1]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[1]$ [mbarns]	$\ell_{\text{graz}}[2]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[2]$ [mbarns]	$\ell_{\text{graz}}[3]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[3]$ [mbarns]	$\ell_{\text{graz}}[8]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[8]$ [mbarns]
8	0.091	88	2031	85	1866	90	2107	81	1722
10	0.081	110	2525	106	2350	112	2611	103	2195
13	0.071	136	2979	132	2797	139	3093	128	2632
16	0.064	158	3263	154	3076	162	3414	149	2904
$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$									
ϵ_p [MeV/u]	λ [fm]	$\ell_{\text{graz}}[1]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[1]$ [mbarns]	$\ell_{\text{graz}}[2]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[2]$ [mbarns]	$\ell_{\text{graz}}[3]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[3]$ [mbarns]	$\ell_{\text{graz}}[8]$ [$\hbar$]	$\sigma_R[8]$ [mbarns]
8	0.090	87	1960	84	1804	90	2107	81	1672
10	0.081	110	2486	106	2320	112	2611	103	2177
13	0.071	137	2971	133	2797	141	3183	129	2644
16	0.064	159	3273	155	3095	163	3456	151	2936

Tableau 1-1 Valeurs de ℓ_{graz} et des sections efficaces correspondantes. Trois différents modèles statiques [1,2,8] ont été utilisés, lesquels dépendent des valeurs de R_{int} et de la forme du potentiel effectif. Les valeurs du modèle dynamique [3] sont considérées en tenant compte des diverses caractéristiques des fragments dans la voie de sortie de l'interaction (voir l'exemple traité dans la Figure 1-7).

1.7. Fusion

Le dernier type d'interaction à considérer dans nos réactions est la fusion du projectile et de la cible. Elle a comme conséquence la formation d'un noyau composé **NC** dont tous ses degrés de liberté sont complètement équilibrés ou relaxés. Les seules informations restantes de la voie d'entrée est l'énergie d'excitation E^* , le moment angulaire, la masse et la charge des noyaux en interaction.

Cette énergie d'excitation provient de l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse $E_{\text{disp}}^{\text{CM}}$ et de la chaleur de réaction Q .

$$(1.16) \quad E^* = E_{\text{disp}}^{\text{CM}} + Q \quad \text{avec} \quad Q = \Delta_{M_p} + \Delta_{M_c} - \Delta_{M_{\text{NC}}}$$

où les différents Δ_M sont les excès de masse du projectile, de la cible et du NC respectivement.

La formation du NC est possible si le système est piégé dans le puits du potentiel effectif (Figure 1-2 c). Dans la Figure 1-9 c) on voit que le moment angulaire maximal du projectile qui donne lieu à la fusion ℓ_{crit} sature à partir d'une certaine énergie ϵ_p . Ceci s'explique par le fait que, d'une part, la hauteur de la barrière du puits de potentiel $V_{\text{eff}}(R_b)$ augmente avec ℓ et, d'autre part, la profondeur du puits diminue avec ℓ . Dans un premier temps, à faible énergie, le projectile ne peut pas atteindre R_b avec un moment angulaire pour lequel le puits du potentiel disparaît. C'est pourquoi, ℓ_{crit} correspond au moment angulaire pour lequel la barrière du potentiel est égale à celle de l'énergie cinétique du projectile $E_{\text{disp}}^{\text{CM}}$. Dans ce cas,

ℓ_{crit} et ℓ_{graz} sont presque égaux (car $R_b \approx R_{\text{int}}$). A partir d'une certaine énergie, ℓ_{crit} correspond au moment angulaire pour lequel le puits du potentiel disparaît (tel que défini au §1.2.2) et donc il reste constant. Cette condition se réalise quand le point d'inflexion en S (voir Figure 1-2 c) du potentiel effectif disparaît ou de même, quand la dérivée du potentiel en ce point s'annule[1], ce qui donne:

$$(1.17) \quad \ell_{\text{crit}} = \frac{7}{5} \left\{ \frac{-\mu S^3}{\hbar^2} \left[4\pi\gamma\bar{C}\phi b + e^2 \frac{Z_p Z_t}{S^2} \right] \right\}^{1/2} \quad \text{où} \quad S = C_t + C_p + 0.3 \quad (\text{voir éq.1.7}) \quad \text{et} \quad \phi = -0.96$$

Le facteur 7/5 tient compte de la diminution du moment angulaire relatif des deux noyaux due aux forces de frottement durant leur contact. Ces forces transforment la rotation relative sous forme de rotation intrinsèque des fragments (spin) en diminuant ainsi le potentiel de rotation entre les deux fragments. Les valeurs de ℓ_{crit} , les sections efficaces σ_{FU} de formation du NC, selon les modèles statiques [1,2], ainsi que l'énergie d'excitation du NC des réactions étudiées sont indiquées dans le Tableau 1-2. Les comportements de ℓ_{crit} et de σ_{FU} en fonction de ε_p sont tracés sur la Figure 1-9 c) et d).

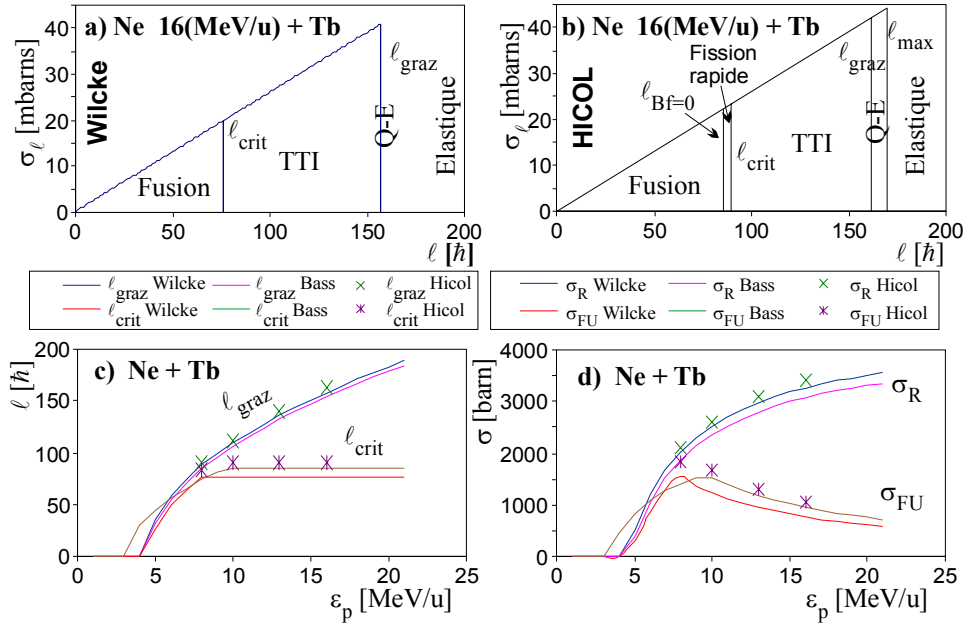


Figure 1-9 a) et b) Section efficace de réaction développée en ondes partielles du moment angulaire orbital ℓ pour la réaction ^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{159}Tb selon les modèles de Wilcke et Feldmeier. c) Variation de ℓ_{graz} et ℓ_{crit} avec l'énergie du projectile ε_p . d) Evolution des sections efficaces de réaction et de fusion en fonction de l'énergie par nucléon du projectile. En c) et d) sont montrés les résultats de plusieurs modèles: Wilcke (bleu et rouge), Bass (rose et brun) et Feldmeier (les points étoilés indiquent les résultats du code HICOL).

Ne + Tb $\rightarrow$ Re*							
ε_p [MeV/u]	E* [MeV]	$\ell_{\text{crit}}[1]$ [$\hbar$]	$\sigma_{\text{FU}}[1]$ [mbarns]	$\ell_{\text{crit}}[2]$ [$\hbar$]	$\sigma_{\text{FU}}[2]$ [mbarns]	$\ell_{\text{crit}}[3]$ [$\hbar$]	$\sigma_{\text{FU}}[3]$ [mbarns]
8	112	77	1546	74	1410	84	1836
10	148	77	1237	86	1527	89	1648
13	201	77	952	86	1174	90	1297
16	254	77	773	86	954	90	1054
Ne +Tm $\rightarrow$ Au*							
ε_p [MeV/u]	E* [MeV]	$\ell_{\text{crit}}[1]$ [$\hbar$]	$\sigma_{\text{FU}}[1]$ [mbarns]	$\ell_{\text{crit}}[2]$ [$\hbar$]	$\sigma_{\text{FU}}[2]$ [mbarns]	$\ell_{\text{crit}}[3]$ [$\hbar$]	$\sigma_{\text{FU}}[3]$ [mbarns]
8	108	76	1494	73	1383	81	1707
10	144	78	1258	87	1566	87	1575
13	197	78	968	87	1204	88	1240
16	251	78	786	87	979	88	1007

Tableau 1-2 Pour les réactions discutées dans ce travail $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ [8], valeurs de l'énergie d'excitation initiale E* du NC, des moments angulaires critique ℓ_{crit} et des sections efficaces de fusion σ_{FU} pour chaque énergie incidente ε_p et calculés selon les trois modèles [1, 2, 3].

Les valeurs de ℓ_{crit} dans le modèle dynamique correspondent aux valeurs du moment angulaire où tous les degrés de liberté sont équilibrés et tout particulièrement le transfert de masse qui est le processus le plus lent. On constate à la Figure 1-7 a) et a') pour la réaction ^{20}Ne (13MeV/u) + ^{159}Tb qu'en dessous de $90\hbar$ les masses des deux fragments, après la fin de l'interaction du type TTI, sont égales. Afin de déterminer la valeur de ℓ_{crit} avec le modèle dynamique, nous avons considéré que leur asymétrie de masse $(A_c^* - A_p^*) / (A_c^* + A_p^*)$ devrait arriver à des rapports inférieurs à < 0.001 .

1.7.1. Fusion – Fission conventionnelle et Fission Rapide

La formation du NC aura lieu seulement si les conditions initiales sont favorables ($\ell < \ell_{\text{crit}}$) et si la survie de celui-ci (pour un temps considérable) est possible. En effet, lors de la synthèse, le NC a une énergie d'excitation E^* (1.16) qui va se répartir sous la forme $E^* = U + E_{\text{def}} + E_{\text{rot}}$. C'est-à-dire, toute l'énergie du centre de masse plus la chaleur de réaction (absorbée ou dégagée) se répartit en: énergie thermique U , énergie de déformation E_{def} et énergie de rotation E_{rot} . E_{rot} est liée au spin J du NC. Ce spin est égal au moment angulaire orbital transféré par la réaction lors de la formation de celui-ci (compris entre 0 et ℓ_{crit}).

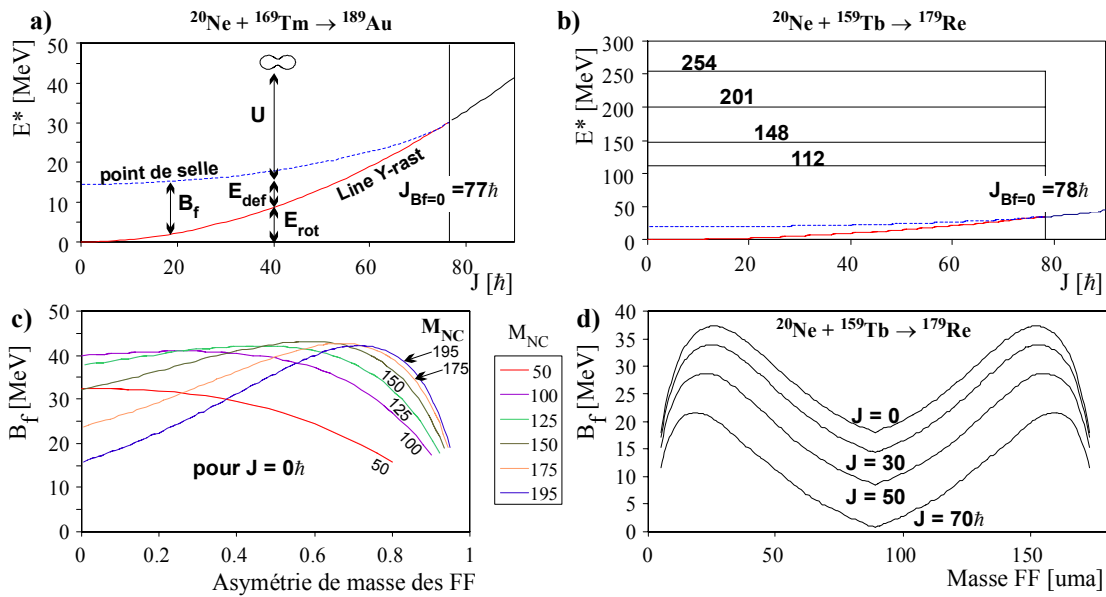


Figure 1-10 a) Exemple de répartition de l'énergie d'excitation (ici 45 MeV) pour un NC déformé de spin $J=40\hbar$ en énergie de rotation E_{rot} , déformation E_{def} et thermique U pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$. La courbe rouge est la ligne Y-rast (valeurs de E_{rot} dans la configuration sphérique) et en bleu l'énergie de rotation et déformation au point selle pour deux fragments symétriques; b) les deux mêmes courbes, dans le cas de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$, où sont représentées les énergies d'excitation maximales du NC lors de sa formation aux quatre énergies (8, 10, 13, 16 MeV/u) du projectile. Dans les deux cas, on montre les valeurs du moment angulaire $J_{\text{Bf}=0}$ où les barrières de fission disparaissent; c) montre le comportement de la barrière de fission en fonction de l'asymétrie de masse des fragments de fission issus de différentes masses du NC [50 ... 195 uma]. Ces NC ont de charges propres aux noyaux stables et un moment angulaire $J = 0\hbar$; d) montre le comportement de B_f du noyau ^{179}Re en fonction de la masse d'un des deux fragments de fission pour différentes valeurs de J .

La Figure 1-10 a) illustre, la répartition de E^* en différentes énergies pour un NC de $J = 40\hbar$ et d'énergie d'excitation initiale $E^*=45\text{MeV}$. La courbe rouge (ligne Y-rast) correspond à l'énergie de rotation pour un noyau de forme sphérique de spin J . Dans l'exemple, cette énergie est de 8.67 MeV. Le noyau peut se déformer jusqu'au moment où il devient instable et fissionne donnant lieu à deux fragments de fission. Ce point de déformation instable est désigné « point de selle » (**saddle point**). La différence entre la ligne Y-rast et le point de selle est l'énergie de déformation nécessaire pour y parvenir et correspond à la barrière de fission B_f . Pour le cas de $J = 40\hbar$ l'énergie de déformation peut varier de 0 MeV à $B_f = 9.2$ MeV (pour une déformation tendant vers une partition symétrique). L'énergie du point selle dépend du spin J et, comme on le verra plus loin, de la partition en masse des fragments de fission. Dans

la Figure 1-10 a), l'énergie de déformation maximale est donnée, **dans le cas d'une partition symétrique**, par la courbe en pointillé bleue. Dans cette même figure, on peut observer que la barrière de fission diminue avec le spin du NC et qu'il existe un spin maximal où cette barrière s'annule et où le NC, même sphérique, n'est plus stable et doit fissionner. Cette valeur est notée $J_{Bf=0}$. La ligne Y-rast et la courbe des points de selle ont été calculées à l'aide du programme BARMON de A. J. Sierk[9]).

Ce même comportement de E^* avec J est illustré pour la réaction $Ne + Tb$ à la Figure 1-10 b) où ont été ajoutées les quatre énergies d'excitation initiales du NC ^{179}Re en relation avec les énergies du faisceau ^{20}Ne de 8, 10, 13 et 16 MeV/u.

Si $J_{Bf=0} > \ell_{crit}$, les noyaux formés sont dans des états stables et peuvent vivre longtemps. S'ils fissionnent, c'est par le processus dit de **fission conventionnelle**. Si à l'opposé $J_{Bf=0} < \ell_{crit}$, les NC formés avec $J_{Bf=0} < \ell < \ell_{crit}$ sont instables malgré que le potentiel effectif présente un puits. Le noyau vit le temps nécessaire pour relaxer son asymétrie de masse mais il reste très déformé (sous une forme dite di-nucléaire) et fissionne rapidement donnant lieu à la **fission rapide** [10]. Les valeurs de $J_{Bf=0}$ [9] sont $J_{Bf=0}^{Sierk} = 78\hbar$ pour la réaction $^{20}Ne + ^{159}Tb$ et $J_{Bf=0}^{Sierk} = 77\hbar$ pour $^{20}Ne + ^{169}Tm$. Si on compare ces valeurs avec celles du Tableau 1-2, selon les formalismes de Bass [2] et Feldmeier [3], on s'attend à avoir de la fission rapide à presque toutes les énergies de réaction. Ceci n'est pas le cas dans le formalisme de Wilcke. Dans un calcul basé sur le modèle de Cohen et al. [11] les valeurs de $J_{Bf=0}$ sont $J_{Bf=0}^{Cohen} = 82\hbar$ pour la réaction $^{20}Ne + ^{159}Tb$ et $J_{Bf=0}^{Cohen} = 80\hbar$ pour $^{20}Ne + ^{169}Tm$. Dans tous les cas, nous pouvons considérer que la contribution de la fission rapide est relativement faible comparée à la fission conventionnelle. Toutefois elle ne peut pas être négligée et surtout à 13 et 16 MeV/u (voir chapitre 6).

Le comportement de la barrière de fission est montré à la Figure 1-10 c) en fonction de l'asymétrie de masse des deux fragments de fission issus de noyaux composés avec $J=0\hbar$ et différentes masses comprises entre 50 et 195 uma et de charges correspondantes aux noyaux stables. Ces valeurs sont calculées avec la sous-routine « sadfit » du programme GEMINI qui utilise le formalisme de la référence [12]. Pour des masses légères, la barrière est plus élevée pour la partition symétrique et diminue vers les asymétries. A partir d'une certaine masse du NC ($A_{NC} \sim 100$ uma), la dérivée seconde du potentiel s'annule à la partition symétrique (c'est le point de Businaro-Gallone[13]). Ainsi, pour des masses du NC supérieures à 100 uma, la barrière commence à présenter un creux pour les partitions symétriques et elle augmente vers les asymétries (~ 0.6), pour redescendre aux partitions très asymétriques (au-delà de 0.8 dans la Figure 1-10 c). En ce qui concerne les réactions étudiées dans ce travail, $A_{CN} = 179$ et 189 uma, on se trouve donc dans la deuxième situation.

La Figure 1-10 d) reprend les valeurs de B_f [12] du NC ^{179}Re la réaction $^{20}Ne + ^{159}Tb$ en fonction de la masse d'un des deux fragments et pour différents spins du NC. Ici, on observe à nouveau le comportement décroissant de B_f avec J croissant. On voit également que la barrière de fission est plus basse pour les partitions symétriques et diminue aussi vers les très asymétriques. Ceci veut dire que dans les distributions en masse des fragments issus de nos réactions, c'est la fission symétrique qui sera favorisée. Les cas très asymétriques sont aussi fortement favorisés. Ceci est un autre type de processus de désexcitation du NC (l'évaporation) qui sera discuté au paragraphe suivant.

Le code du modèle dynamique arrête la simulation dès qu'il considère avoir formé un noyau stable. Dans les autres cas il simule le comportement de la réaction depuis la collision jusqu'à la scission du noyau resté sous la forme di-nucléaire (Figure 1-6). On a donc considéré comme $\ell_{Bf=0}$ le moment angulaire à partir duquel le code interrompt la simulation sans scinder le noyau. Par exemple, dans le cas de la réaction ^{20}Ne (13MeV/u) + ^{159}Tb présentée à la Figure 1-7, la valeur est $\ell_{Bf=0} = 86\hbar$. A cause de cette interruption, cette dernière valeur n'est pas représentée car les propriétés des fragments à la scission ne sont plus fournies par le code. Dans cette représentation, les valeurs de $\ell_{Bf=0}$ varient légèrement avec l'énergie. Les valeurs pour l'ensemble des réactions étudiées sont reprises au Tableau 1-3. Dans ce cas, les valeurs sont proches de ℓ_{crit} (Tableau 1-2) suggérant que dans notre étude, la contribution de la fission rapide est faible.

ε_p [MeV/u]	8	10	13	16
Ne + Tb	83	85	86	86
Ne + Tm	79	81	83	84

Tableau 1-3 Valeurs de $\ell_{Bf=0}$ d'après le code HICOL aux quatre énergies du ^{20}Ne incident et pour les deux réactions étudiées (voir texte pour les détails).

1.7.2. Fusion – Résidu d'Evaporation ou Fission

Dans les réactions entre ions lourds, un noyau composé de grande énergie d'excitation et de haut moment angulaire est produit. Ces grandes énergies d'excitation mènent en général à une émission **séquentielle** de plusieurs particules légères (n , p , d , t , α) et des rayons gamma. Ce processus d'émission s'appelle **l'évaporation**. Toutefois et d'une manière générale, tout au long de la désexcitation du NC, deux processus sont en compétition: l'évaporation et la fission.

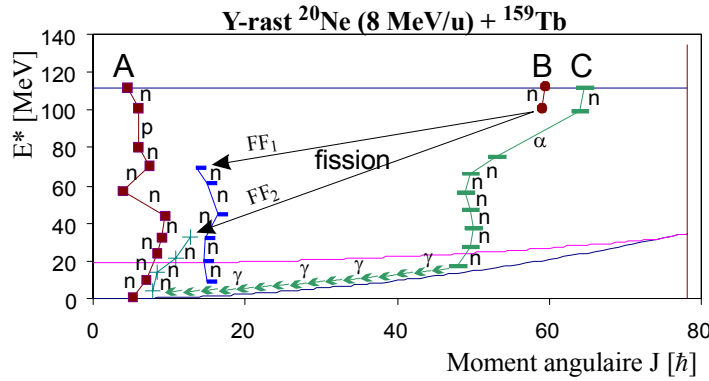


Figure 1-11 Trois exemples de désexcitation, fournis par le code GEMINI, pour des NC de même E^* mais de moments angulaires initiaux différents. On y présente deux cas menant à la formation d'un RE et un cas de fission.

La Figure 1-11 montre l'évolution de l'énergie d'excitation d'un NC formé par la réaction ^{20}Ne (8 MeV/u) + ^{159}Tb en fonction de son moment angulaire intrinsèque J . Sur celle-ci, sont illustrés trois exemples de désexcitation pour des NC de même énergie initiale (112 MeV) mais de différents moments angulaires initiaux. Quand la désexcitation se produit uniquement par évaporation, on obtient la formation d'un noyau lourd appelé résidu d'évaporation **RE** (Figure 1-11 cas A et C). Par contre, si à un moment donné, le noyau fissionne, deux fragments de fission **FF** sont formés. Dans ce cas, on distingue les particules légères de **pré-scission** évaporées par le NC et les particules de **post-scission** émises par les fragments de fission (Figure 1-11 cas B). Dans les trois cas, et à chaque pas, l'émission d'une particule emporte une quantité d'énergie égale à la somme de son énergie de liaison dans le noyau plus son énergie cinétique. En ce qui concerne le changement du spin du NC, il dépend de la direction et du sens du moment angulaire orbital de la particule par rapport au spin du NC. Pour ce qui est de la grandeur emportée, la masse et le mode d'émission jouent un facteur important. Ainsi et à cause de sa masse, une particule α aura tendance à emporter plus de moment angulaire qu'un nucléon. Une fois proche de la ligne Y-rast, le noyau n'y a plus assez d'énergie d'excitation intrinsèque pour émettre une particule et en conséquence la fin de la désexcitation se fait par une séquence d'émission de raies gamma.

Expérimentalement, un grand nombre de NC ayant une distribution de moments angulaires intrinsèques comme celle de la Figure 1-9 a ou b) est produit. Toutes les particules détectées sont émises par ces NC avec différentes énergies et moments angulaires. C'est pourquoi on étudie l'information expérimentale en terme de moyennes des propriétés mesurables ou des observables (énergies cinétiques, température, multiplicités, sections efficaces...). Théoriquement, on fait appel à des codes statistiques qui utilisent la méthode Monte-Carlo. Dans notre cas, nous avons utilisé le code de R.J. Charity nommé GEMINI[14]. Ce code décrit la désexcitation séquentielle d'un NC. Il calcule à chaque étape, la probabilité d'évaporer une particule légère ou de fissionner selon les théories décrites à la référence [14] et dans les différentes références citées.

Les probabilités de désexcitation pour une voie donnée sont liées aux largeurs de désexcitation Γ . Le code GEMINI utilise comme base le formalisme de Hauser-Feshbach[15]. Dans ce formalisme, la largeur de

désexcitation d'un noyau « mère » de charge et de masse (Z_0, A_0), d'énergie d'excitation E^* et spin J_0 , émettant une particule (A_1, Z_1) avec $Z_1 < 3$ et de spin J_1 et donnant lieu à un noyau « fils » (A_2, Z_2) avec un spin J_2 quelconque, est donnée par le rapport entre le nombre de niveaux quantiques disponibles dans le noyau fils et dans le noyau mère, à savoir :

$$(1.18) \quad \Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{(2J_1 + 1)}{2\pi\rho_0} \sum_{\ell=|J_0-J_2|}^{J_0+J_2} \int_0^{E^*-B-E_{\text{rot}}} T_\ell(\varepsilon) \rho_2(U_2, J_2) d\varepsilon$$

où ℓ et ε sont le moment angulaire orbital et l'énergie cinétique emportés par la particule émise respectivement. ρ_0 et ρ_2 sont les densités de niveaux du noyau mère et du noyau fils respectivement. L'énergie thermique résiduelle du noyau fils s'écrit :

$$(1.19) \quad U_2 = E^* - B - E_{\text{rot}}(J_2) - \varepsilon$$

E^* étant l'énergie d'excitation du noyau mère, B l'énergie de liaison de la particule émise, E_{rot} l'énergie de rotation du noyau fils de spin J_2 . Les coefficients de transmission $T_\ell(\varepsilon)$ sont obtenus par une variation du modèle optique dite « ingoing-wave boundary conditions » IWBC [16,17]. Dans l'approximation de la « coupure franche », le calcul des coefficients de transmission fait intervenir les barrières Coulombienne et centrifuge de la particule à émettre :

$$(1.20) \quad T_\ell(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{for } \varepsilon < E_{\text{coul}} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R_a^2} \\ 1 & \text{for } \varepsilon \geq E_{\text{coul}} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R_a^2} \end{cases}$$

Avec comme rayon d'absorption

$$R_a = \begin{cases} 1.16A_2^{1/3} + 2.6 \text{ fm} & \text{pour l'émission d'un neutron ou d'un proton} \\ 1.16A_2^{1/3} + 3.7 \text{ fm} & \text{pour l'émission d'un alpha} \end{cases}$$

La largeur de désexcitation pour un noyau composé (A_0, Z_0) de spin J_0 qui fissionne en deux noyaux de masse et charge (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2), est donnée (dans le formalisme dit de l'état de transition de Moretto[18]) par le rapport du nombre de niveaux quantiques du noyau composé dans la configuration du point de selle et celui du noyau mère dans sa configuration au point d'équilibre (sphérique ou déformée), à savoir:

$$(1.21) \quad \Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_0^{E^*-E_{\text{sad}}(J_0)} \rho_{\text{sad}}(U_{\text{sad}}, J_0) d\varepsilon$$

où l'énergie thermique au point selle est donnée par :

$$(1.22) \quad U_{\text{sad}} = E^* - E_{\text{sad}}(J_0) - \varepsilon'$$

où $E_{\text{sad}} = E_{\text{rot}} + B_f$ est la somme de l'énergie de rotation et de déformation au point de selle (Figure 1-10) et ε' est l'énergie cinétique du degré de liberté de translation.

Dans les circonstances d'une grande énergie d'excitation, on ne traite pas des états quantiques individuels mais une distribution statistique de niveaux superposés. Celle-ci est donnée par la densité de niveaux décrite et approximée par un gaz de Fermi pour un noyau d'énergie thermique U , de moment angulaire J et de moment d'inertie $\mathfrak{I}$, à savoir :

$$(1.23) \quad \rho(U, J) = (2J+1) \left[\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \right]^{3/2} \frac{\sqrt{a} \exp(2\sqrt{a}U)}{12 U^2}$$

où $a=A/a_0$ est le paramètre de densité de niveau avec A le nombre de nucléons et a_0 un paramètre qui est ajusté par les valeurs expérimentales et peut varier entre les valeurs 8 et 13 MeV (voir chap. 6).

Le rapport de probabilités (fission ou émission d'une particule légère) sera égal au rapport de largeurs de désexcitation. En considérant la limite inférieure où le moment angulaire est nul et l'énergie cinétique est égale à la barrière, on peut dire que le rapport de probabilités est essentiellement lié aux quantités B_f et $B_i + E_{\text{coul}}$ à savoir:

$$(1.24) \quad \frac{P_F}{P_i} = \frac{\Gamma_F}{\Gamma_i} \propto \frac{\exp(\sqrt{a(E^* - B_f)})}{\exp(\sqrt{a(E^* - B_i - E_{\text{coul}})})} \quad \text{où} \quad i = n, p, d, t, \alpha$$

Par exemple, les valeurs des énergies de liaison et les barrières Coulombiennes [19] des particules légères pour un noyau $A_{\text{CN}}=179$ et $Z_{\text{CN}}=75$ issu de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ sont montrées au Tableau 1-4.

	n	p	d	t	α
B_i [MeV]	8.88	3.44	10.01	10.86	-3.47
E_{coul} [MeV]	0	10.085	10.097	10.109	18.701

Tableau 1-4 Energies de liaison et barrières Coulombiennes pour l'émission des particules légères chargées ou neutres par le noyau composé ^{179}Re issu de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Les barrières sont calculées à l'aide du formalisme phénoménologique de L.C. Vaz et al. [19].

En général on suppose que ces valeurs varient peu en fonction de J et de la masse du NC. En principe le neutron est la particule légère qui a la plus grande probabilité d'être émise car elle n'a pas de barrière Coulombienne à franchir. En conséquence, la compétition dans la désexcitation se fait essentiellement entre la fission et l'émission de neutrons.

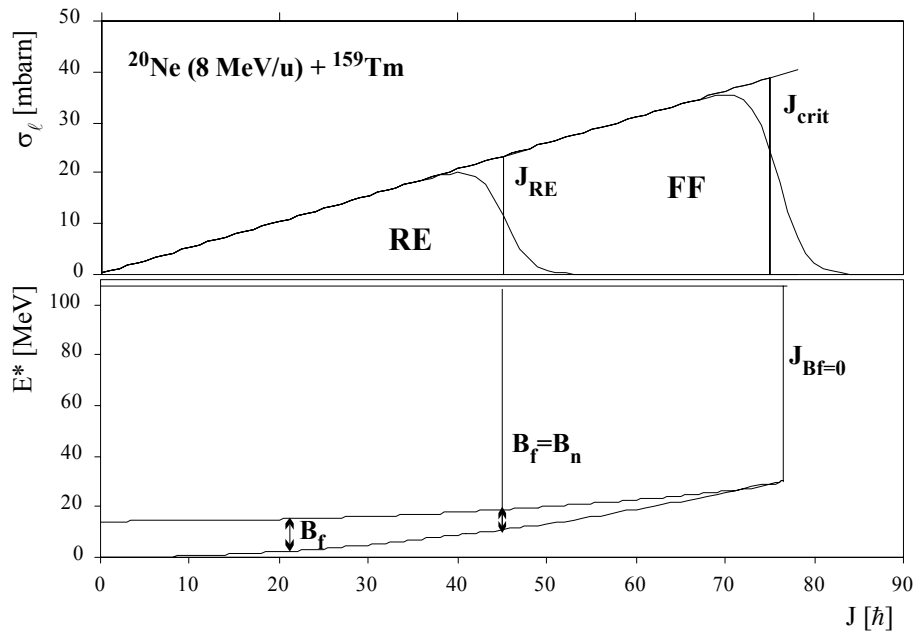


Figure 1-12 Comportement de E^* , de la barrière de fission et de la section efficace de fusion en fonction du spin J du NC issu de la réaction $^{20}\text{Ne} (8 \text{ MeV/u}) + ^{159}\text{Tm}$.

La Figure 1-12 reprend à nouveau le comportement de la barrière de fission en fonction du moment angulaire J du NC issu de la réaction $^{20}\text{Ne} (8 \text{ MeV/u}) + ^{159}\text{Tm}$. Entre $J = 0$ et $J = J_{\text{RE}}$, B_f est plus grande que B_n et les NC formés auront tendance à évaporer des particules légères jusqu'à la formation d'un RE. Pour des valeurs $J_{\text{crit}} > J > J_{\text{ER}}$, la barrière de fission est plus petite que B_n , et la fission a plus de chances de se produire. En conséquence, la section efficace de fusion peut s'exprimer comme:

$$(1.25) \quad \sigma_{\text{FU}} = \sigma_{\text{RE}} + \sigma_{\text{FF}}$$

Par exemple, les valeurs de J_{RE} (où $B_f = B_n$) calculées par le code BARMON[9] autour de $B_n = 9 \pm 1$ MeV sont, $J_{RE} = 41 \pm 4 \hbar$ pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$, et $J_{RE} = 51 \pm 3 \hbar$ pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$.

1.7.3. Fusion incomplète : Pré-équilibre et transfert massif

En dessous de 10 MeV/u d'énergie du projectile, la fusion domine la section efficace de réaction. Les collisions nucléon-nucléon sont fortement inhibées par le principe de Pauli. La fusion ressemble à deux gouttes d'eau qui se confondent complètement dès qu'elles se touchent [20].

Pour des énergies au-delà de 100 MeV/u, les collisions type nucléon-nucléon dans le volume d'interaction dominant la dynamique de réaction. En plus, dans les collisions périphériques, seuls les nucléons qui sont dans l'intersection géométrique du projectile et de la cible participent à la réaction. Les régions en dehors de la zone de superposition ne sont dans ces cas que des spectateurs de la réaction.

Dans la région intermédiaire 10-100 MeV/u, il y a une transition. Le principe de Pauli est encore important, mais les collisions individuelles nucléon-nucléon commencent à être importantes dès que l'énergie du projectile augmente au-delà de 10 MeV/u.

Dans les collisions essentiellement centrales, ces collisions nucléon-nucléon peuvent donner lieu à l'émission de nucléons au cours du processus de relaxation. Cette émission de nucléons avant que le noyau composé ne soit complètement équilibré est dite de **pré-équilibre (PE)** (Figure 1-13). Elle se caractérise par une émission concentrée à l'avant et avec des vitesses souvent inférieures à celle du projectile.

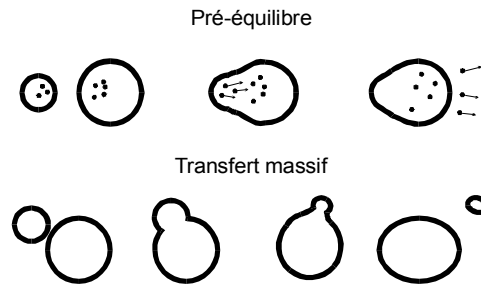


Figure 1-13 Deux types de fusion incomplète du NC: émission des nucléons de pré-équilibre ou transfert massif.

Dans le cas des collisions périphériques, c'est le processus dit de transfert massif qui peut se produire. Au cours de l'interaction, une partie du projectile fusionne avec la cible, tandis que les nucléons non absorbés (**l'éjectile**) sont émis essentiellement vers l'avant avec une vitesse proche du projectile.

Les deux cas, pré-équilibre et transfert massif, donnent lieu à une fusion dite incomplète (**FI**) entre le projectile et la cible qui est caractérisée par une perte considérable de quantité de mouvement et une diminution considérable de l'énergie d'excitation du NC. Ceci se reflète, entre autre, par la diminution de la vitesse de recul du noyau composé final [21]. Cet effet devient de plus en plus important avec l'accroissement de l'énergie incidente.

Dans le cas de la fusion incomplète (**FI**), le rapport η entre la moyenne de la distribution des vitesses observées du NC (V_{NC}) et celle du NC attendue lors d'une fusion complète (**FC**) (V_{NC}^{FC}) s'écrit selon le formalisme de C. Cerruti *et al.* [21]:

$$(1.26) \quad \eta = \frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}} = \frac{A_c + A_p}{A_p(A_c + A_p - \Delta m)} \left(A_p^2 + \frac{\Delta m^2 \xi^2}{(1-\tau)^2} - \frac{2A_p \Delta m}{(1-\tau)} \xi \cos \theta_e \right)^{1/2}$$

où $\xi = v^{PE}/v_p$ est le rapport entre la vitesse de l'éjectile (v^{PE}) et la vitesse du projectile (v_p). θ_e est l'angle d'émission de l'éjectile, Δm le nombre de nucléons qui ne fusionnent pas (masse de l'éjectile). $\tau = n_c/n_p$ est le rapport du nombre de nucléons n_c de la cible qui ne fusionnent pas, sur n_p celui du projectile. Dans

notre cas, nous admettons que les particules sont émises seulement par le projectile[22] (d'où $n_c = 0$ et donc $\tau = 0$) et que l'éjectile est émis essentiellement à l'avant $\theta_e = 0^\circ$.

La nouvelle énergie d'excitation initiale du noyau composite devient alors :

$$(1.27) \quad E_{IN}^{*PE} = E_{disp}^{CM} \frac{1 - \Delta m \xi^2}{A_p(1 + \tau)} - \frac{1}{2} A_{FI} (\eta V_{NC}^{FC})^2 + Q$$

où $A_{FI} = A_p + A_t - \Delta m$ est la masse du noyau de fusion incomplète ou du noyau dit « composite ». Q est le bilan énergétique de la réaction.

En pratique Δm résulte d'une fluctuation statistique, par événement, dans la perte de différents types d'éjectiles. Expérimentalement, on observe une moyenne liée à la multiplicité des particules du pré-équilibre ou du transfert massif (notée v^{PE}) et qui sont notamment des particules légères (n, p, d, t et α).

$$(1.28) \quad \Delta m = 1v_n^{PE} + 1v_p^{PE} + 2v_d^{PE} + 3v_t^{PE} + 4v_\alpha^{PE}$$

La perte de charge moyenne sera donnée par

$$(1.29) \quad \Delta Z = 1v_p^{PE} + 1v_d^{PE} + 1v_t^{PE} + 2v_\alpha^{PE}$$

La chaleur de réaction Q s'écrit en fonction des excès de masse pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ comme:

$$(1.30) \quad Q = \Delta_{^{20}\text{Ne}} + \Delta_{^{159}\text{Tb}} - \left(\Delta_{M_{NC}^{FI}} + \Delta_n v_n^{PE} + \Delta_p v_p^{PE} + \Delta_d v_d^{PE} + \Delta_t v_t^{PE} + \Delta_\alpha v_\alpha^{PE} \right)$$

où $\Delta_{M_{NC}^{FI}}$ est l'excès de masse interpolée entre un noyau de masse et charge égale aux nombres entiers supérieurs et inférieurs de $A_{NC}^{FC} - \Delta m$ et $Z_{NC}^{FC} - \Delta Z$.

1.8. Systématiques

Le dispositif expérimental utilisé dans nos réactions (voir chapitre 2) ne nous a pas permis de mesurer certains aspects des réactions de fusion dont nous aurons besoin par la suite. Ceux-ci sont, entre autre, le nombre moyen des particules légères émises par le NC (ou **multiplicité**) qui proviennent du pré-équilibre et/ou du transfert massif ainsi que les multiplicités et les énergies des rayons gamma émis à la fin de la chaîne de désexcitation. Pour estimer ces valeurs, nous avons interpolé différentes données provenant d'autres expériences et nous avons veillé par la suite à examiner leur cohérence avec nos mesures.

1.8.1. Pré-équilibre et transfert massif

Comme on le verra au chapitre suivant, la disposition des détecteurs DEMON nous a permis de détecter, entre autre, les neutrons qui proviennent de l'émission du pré-équilibre lors de nos réactions. Par contre, les télescopes en Si utilisés pour la détection des particules chargées légères (p, d, t et α) étaient uniquement situés aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau et ne pouvaient détecter les particules émises essentiellement aux angles avant par le pré-équilibre ou le transfert massif.

Dans la Figure 1-14 sont reprises les multiplicités des neutrons, protons, deutons, tritons et alpha émis lors du pré-équilibre et/ou lors des transferts massifs en fonction de l'énergie par nucléon du projectile pour diverses réactions préalablement étudiées et publiées dans la littérature [20] et [23-27]. Pour que les valeurs des réactions soient comparables avec les nôtres, elles ont été multipliées par le rapport du nombre de masse du projectile de notre expérience et celui du projectile de ces références.

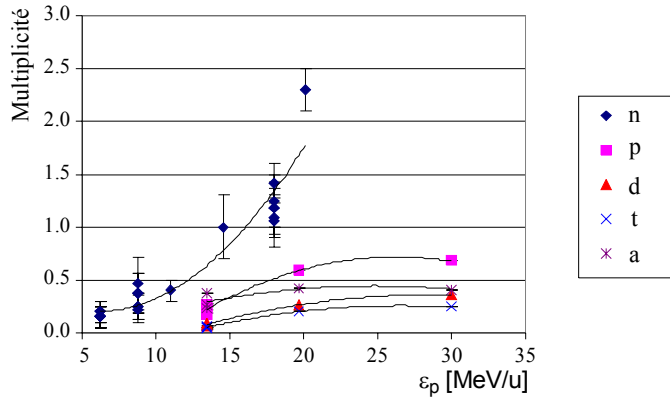


Figure 1-14 Multiplicités (points) de particules légères neutres et chargées de pré-équilibre et/ou de transfert massif extraites des références [20] [23-27] en fonction de ϵ_p des projectiles. Les courbes continues correspondent à une interpolation avec un polynôme de 2nd degré entre les points expérimentaux.

ϵ_p [MeV/u]	n	p	d	t	α
8	0.23 ± 0.15	0.00 ± 0.03	0.00 ± 0.02	0.00 ± 0.01	0.11 ± 0.02
10	0.32 ± 0.19	0.00 ± 0.02	0.00 ± 0.02	0.00 ± 0.01	0.18 ± 0.02
13	0.58 ± 0.23	0.19 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.28 ± 0.01
16	0.98 ± 0.25	0.40 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.12 ± 0.01	0.35 ± 0.01

Tableau 1-5. Multiplicités des particules de pré-équilibre et du transfert massif déduites des interpolations de la Figure 1-14 pour les énergies ϵ_p de nos expériences.

Une interpolation entre ces points à l'aide d'un polynôme de second degré, nous a permis d'obtenir les valeurs « attendues » dans nos réactions. Celles-ci sont reprises au Tableau 1-5.

Dans la référence [24] les valeurs de la « température » nucléaire apparente de la source de pré-équilibre ou transfert massif sont aussi fournies. Ceci nous a permis de faire une interpolation linéaire et estimer les températures attendues dans nos réactions. Tous ces points seront discutés en détail dans les chapitres suivants.

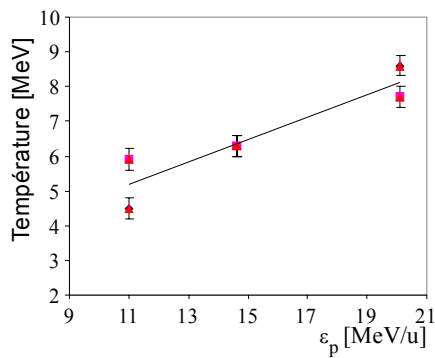


Figure 1-15 « Températures » de la source de pré-équilibre ou transfert massif extraites de la référence [24].

ϵ_p [MeV/u]	"Température" [MeV]
8	4.2 ± 0.3
10	4.8 ± 0.3
13	5.8 ± 0.3
16	6.8 ± 0.3

Tableau 1-6 « Températures » de pré-équilibre déduites des interpolations de la Figure 1-15 aux différentes énergies incidentes.

1.8.2. Multiplicité des rayons gamma

D'autres valeurs dont nous aurons besoin par la suite et qu'il ne nous a pas été possible de déterminer avec notre dispositif expérimental sont la multiplicité des raies gamma et l'énergie moyenne emportée par celle-ci à la fin de la chaîne de désexcitation du NC. Ces valeurs sont nécessaires pour calculer le bilan énergétique total de la réaction. Celles-ci ont été extraites de la référence [28]. Dans cette référence, il est mis en évidence une certaine corrélation entre la multiplicité v_γ et le paramètre $T_{NC}^{1/2} A_{NC}^{5/6}$ du noyau composé comme on le voit à la Figure 1-16. Le T_{CN} de ce paramètre est la température nucléaire du NC qui dans cette référence vaut $T_{NC} = \sqrt{E^* 8.5/A_{NC}}$. En outre, à partir des spectres d'énergie montrés dans cette référence, on peut tirer l'énergie moyenne emportée par un gamma 0,663 MeV. Cette énergie, multipliée par la multiplicité, fournit en principe l'énergie totale moyenne emportée par l'émission gamma.

Les résultats de la corrélation donnent les prédictions, pour nos réactions, de la multiplicité et de l'énergie moyenne emportée sous forme d'émission gamma lors de nos réactions. Ces prédictions sont montrés au Tableau 1-7.

	$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$		$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$	
ε_p [MeV/u]	v_γ	$E_{v\gamma}$ [MeV]	v_γ	$E_{v\gamma}$ [MeV]
8	15,6	10,4	15,1	10,0
10	17,3	11,5	16,7	11,1
13	19,4	12,8	18,7	12,4
16	21,0	13,9	20,2	13,4

Tableau 1-7 Multiplicités moyennes et énergies moyennes emportées sous forme d'émission gamma en fonction de l'énergie du projectile pour les réactions étudiées dans ce travail.

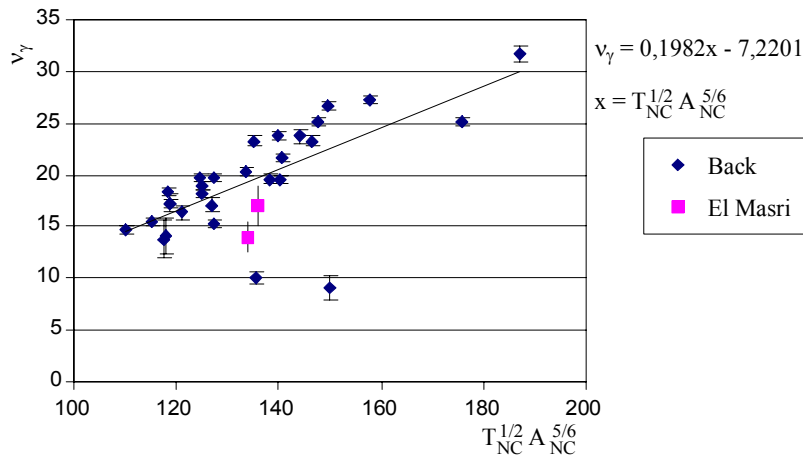


Figure 1-16 Multiplicités des raies gamma et la droite de corrélation pour les valeurs expérimentales de Back *et al* [28] en fonction du paramètre $T_{CN}^{1/2} A_{CN}^{5/6}$ du NC excité. Les valeurs de El Masri *et al* [29] sont montrées à titre comparatif.

Chapitre 2.

Dispositif expérimental, détecteurs et expériences réalisées

2.1. Introduction

Le dispositif expérimental, l'étalonnage des détecteurs et le traitement des données expérimentales sont du même type que celui de l'expérience $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ [8]. En conséquence nous nous limiterons, dans ce chapitre, à un bref rappel des propriétés essentielles de ce dispositif. Les différents types de détecteurs utilisés seront énumérés ainsi que leur condition d'utilisation et les observables physiques qu'on pouvait en tirer.

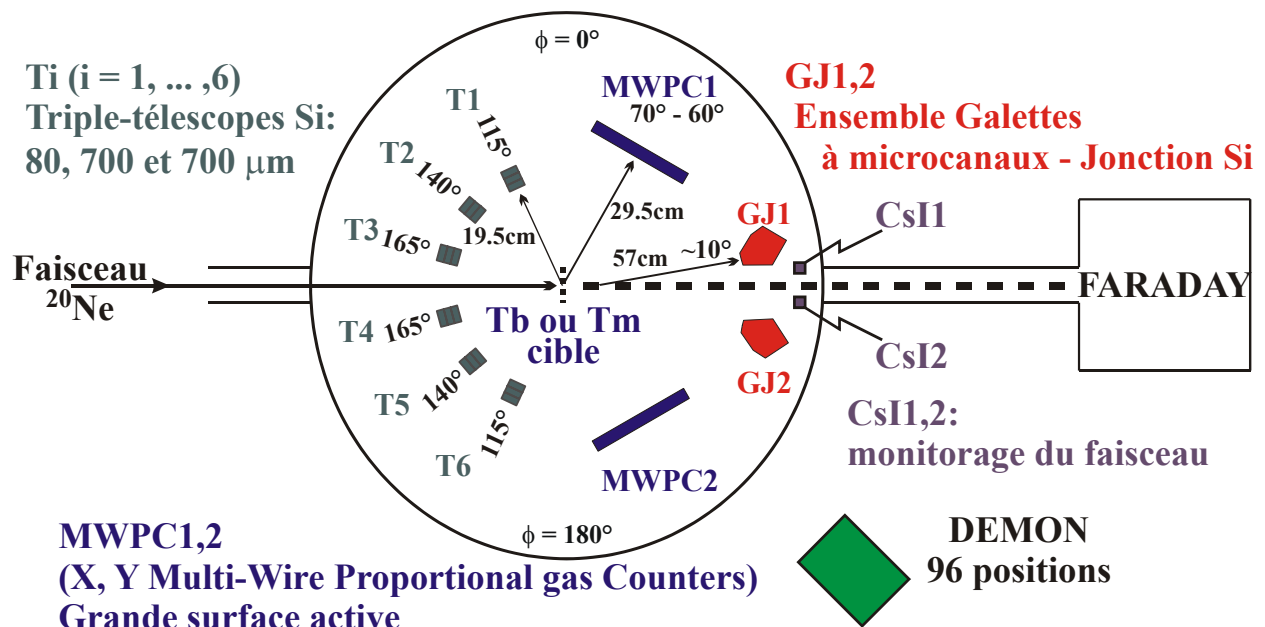


Figure 2-1 Schéma du contenu en détecteurs de la chambre à réaction utilisée au cours de nos expériences.

2.2. Chambre à réaction et DEMON

La chambre à réaction, schématisée dans la Figure 2-1 est une sphère en aluminium de 4 mm d'épaisseur et de 80 cm de rayon. Elle est maintenue sous un vide de l'ordre 10^{-6} mm de Hg. Au centre de celle-ci est situé un porte-cible qui peut contenir simultanément deux cibles et un quartz de visualisation du faisceau. Lors de nos différentes expériences, une cible de ^{159}Tb et une de ^{169}Tm ont été utilisées et un petit moteur permettait de placer l'une ou l'autre au travers du faisceau de ^{20}Ne . Le porte-cible était soumis à une tension de polarisation de +18 kV afin de retenir l'émission des électrons secondaires de la cible due à l'impact du faisceau et les empêcher d'affecter le fonctionnement des détecteurs. Autour du porte-cible quatre différents types de détecteurs furent placés:

- Deux chambres, compteurs proportionnels à gaz et à multifils X, Y (MWPC), de surface active de $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Elles étaient placées de part et d'autre du faisceau et à une distance de $\sim 30 \text{ cm}$ de la cible. Chaque chambre soutenait des ouvertures angulaires de 40° en θ et de $\pm 20^\circ$ en ϕ par rapport au plan de la réaction (plan horizontal) avec une précision de $\sim 0.4^\circ$. Elles étaient dédiées à la détection,

en coïncidence, des fragments de fission. Leurs caractéristiques et positions permettaient de couvrir l'entièreté de la partition en masse des fragments de fission. L'électronique associée a permis de mesurer le temps de vol des fragments de fission entre la cible et les chambres ainsi que les coordonnées X, Y de leur passage à travers les plans des deux détecteurs. La position et le temps de vol permettent de calculer les angles d'émission et les vitesses des fragments de fission et en conséquence de déterminer leurs masses et leurs énergies cinétiques.

- Deux ensembles de détection (GJ1 et GJ2). Composés chacun de deux galettes à microcanaux (montées en chevron) pour une mesure précise du temps de vol (résolution temporelle meilleure que 500ps) et d'une jonction semi-conductrice pour la mesure des énergies des fragments lourds issus de nos réactions. Ces deux ensembles sont consacrés à la détection des résidus d'évaporation et des fragments de fission, et à la détermination de leurs caractéristiques (vitesse, énergie et masse).
- Six triple-télescopes au silicium (T1 à T6) permettant l'identification et la mesure de l'énergie des particules chargées légères (p, d, t et α) émises en coïncidence avec les fragments lourds issus de la réaction. Pour des raisons techniques les télescopes n'ont pu être installés qu'aux angles arrière par rapport à la direction d'incidence du faisceau.
- Deux ensembles CsI-photodiode dédiés au monitoring du faisceau (intensité et direction). Ils permettaient essentiellement l'observation et le comptage des projectiles diffusés élastiquement sur les noyaux cibles.

Autour de la chambre à réaction et porté sur une sphère en aluminium de 4m de diamètre et à 5m du sol, se trouve assemblé le multidétecteur à neutron DEMON (Figure 2-2). Celui-ci est constitué d'un ensemble de 96 cellules de scintillateur organique liquide de type NE213, de grand volume, capable de détecter efficacement les neutrons et les rayons gamma émis en coïncidence avec les fragments lourds de la réaction.

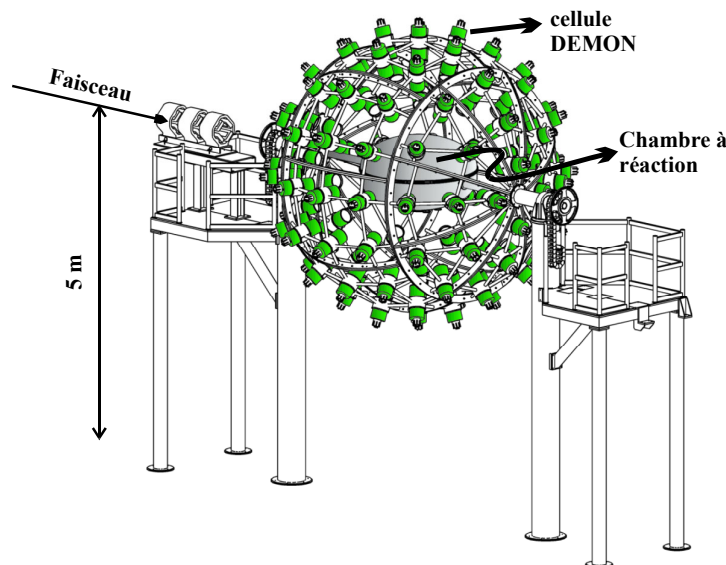


Figure 2-2 Multidétecteur à neutrons DEMON et la chambre à réaction associée.

Derrière la chambre à réaction et à une distance approximative de 5 m se trouve une cage de Faraday adéquatement blindée. Elle est équipée d'un anneau de garde porté à une tension négative de 1.5 kV. Elle permet une mesure exacte du courant électrique du faisceau incident.

2.3. Expériences

Deux séries d'expériences ont été réalisées dans le cadre de cette thèse.

Une première expérience a été réalisée avec tous les détecteurs mentionnés dans le paragraphe précédent. L'objectif de cette expérience est d'étudier les distributions angulaires et énergétiques ainsi que les multiplicités des particules légères (chargées ou neutres) émises en coïncidence lors des réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ de fusion menant à la fission ou à la formation de résidus d'évaporation. Lors de l'acquisition des données, les MWPC1, GJ1, GJ2 et les deux CsI étaient des détecteurs « maîtres » alors que le MWPC2, les triple-télescopes et DEMON fonctionnaient comme détecteurs « esclaves ». Les détecteurs maîtres déclenchaient l'acquisition quand l'un d'eux détectait un produit de la réaction. Ensuite, toutes les informations collectées en coïncidence par les autres détecteurs étaient sauvegardées sous forme d'un événement. Les détecteurs utilisés lors de nos expériences ainsi que leurs positions géométriques dans la chambre à réaction, sont repris au Tableau 2-1. Les positions des détecteurs DEMON et leurs numéros se trouvent détaillés au Tableau 2-2. La Figure 2-3 montre la direction et le sens du système d'axe de référence (dans le repère du laboratoire) utilisé par la suite.

Détecteurs	Distances cible-détecteur	Positions angulaires selon l'énergie par nucléon du faisceau							
	cm	(MeV/u)							
	d	θ	ϕ	θ	ϕ	θ	ϕ	θ	ϕ
CsI1	66.0	4.1°	0°	4.1°	0°	4.1°	0°	4.1°	0°
CsI2	66.0	4.1°	180°	4.1°	180°	4.1°	180°	4.1°	180°
GJ1	57.0	10°	0°	10°	0°	10°	0°	9°	0°
GJ2	57.0	12°	180°	12°	180°	12°	180°	11°	180°
MWPC1	29.5	70°	0°	70°	0°	60°	0°	60°	0°
MWPC2	29.5	70°	180°	70°	180°	60°	180°	60°	180°
T1	19.5	115°	0°	115°	0°	115°	0°	115°	0°
T2	19.5	140°	0°	140°	0°	140°	0°	140°	0°
T3	19.5	165°	0°	165°	0°	165°	0°	165°	0°
T4	19.5	115°	180°	115°	180°	115°	180°	115°	180°
T5	19.5	140°	180°	140°	180°	140°	180°	140°	180°
T5	19.5	165°	180°	165°	180°	165°	180°	165°	180°
DEMON	185.0	96 positions							

Tableau 2-1 Distances cible – détecteurs et positions angulaires des différents détecteurs utilisés lors de nos expériences en fonction de l'énergie par nucléon du projectile des réactions étudiées dans ce travail.

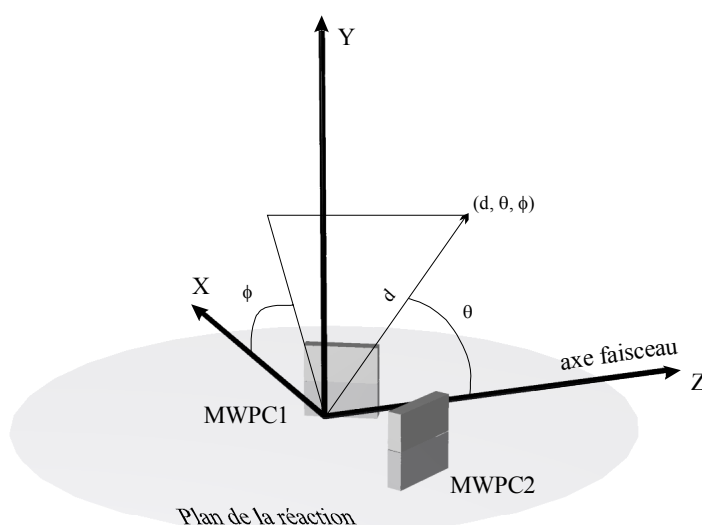


Figure 2-3 Plan de réaction et définition du sens des axes et des orientations angulaires utilisées pour le positionnement des détecteurs dans la chambre à réaction et par rapport à la cible.

$\theta^\circ \rightarrow$ $\phi^\circ \downarrow$	12.5	30	50	70	90	110	130	150	167.5
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

Tableau 2-2 Positions angulaires en θ et ϕ des différents modules DEMON disposés à 185 cm de la cible irradiée.

Une deuxième expérience a été réalisée uniquement avec les ensembles galettes à microcanaux–jonctions GJ1 et GJ2. Ces détecteurs étaient placés de part et d'autre de l'axe du faisceau et positionnés à différents angles θ dans le plan de réaction. L'expérience avait pour but l'étude des distributions angulaires des résidus d'évaporation et des fragments de fission. Le Tableau 2-3 reprend leurs distances par rapport à la cible et les différentes positions angulaires utilisées lors de cette expérience.

Energies du faisceau (MeV/u)	Positions angulaires des détecteurs (degrés)				Distances cible-collimateurs (mm)		Diamètres des collimateurs (mm)	
	θ	ϕ	θ	ϕ				
	GJ1		GJ2		GJ1	GJ2	GJ1	GJ2
8	8	0	11	180	542.1	492.1	8	15
	9	0	12	180	492.1	492.1	10	15
	14	0	16	180	492.1	492.1	17	17
	10	0	9	180	492.1	492.1	15	10
	12	0	8	180	492.1	542.1	15	8
	10	0	12	180	492.1	492.1	10	15
10	8	0	10	180	542.1	492.1	8	10
	9	0	11	180	492.1	492.1	10	15
	14	0	16	180	492.1	492.1	17	17
	10	0	12	180	492.1	492.1	10	15
13	9	0	8	180	492.1	542.1	10	8
	12	0	11	180	492.1	492.1	15	10
	16	0	14	180	492.1	492.1	17	17
	20	0	18	108	492.1	492.1	17	17
	10	0	12	180	492.1	492.1	10	15
16	9	0	8	180	492.1	542.1	10	8
	12	0	10	180	492.1	492.1	15	10
	16	0	14	180	492.1	492.1	17	17
	9	0	11	180	492.1	492.1	10	15

Tableau 2-3 Positions angulaires des deux ensembles galettes à microcanaux-jonctions utilisés dans le cadre de la deuxième expérience destinée à l'étude des distributions angulaires des fragments lourds issus de nos réactions. Sont également mentionnés les distances cible-collimateur et les diamètres des collimateurs placés devant ces détecteurs.

2.4. Faisceaux et cibles

Dans le cas des deux expériences citées précédemment, un faisceau de ^{20}Ne de quatre énergies cinétiques différentes a été délivré par le cyclotron CYCLONE de Louvain-la-Neuve. Le Tableau 2-4 reprend les caractéristiques principales des faisceaux aux différentes énergies. Les états de charges des faisceaux incidents étaient de 8+. Le « stripping » (épluchage) électronique à travers la cible procurait expérimentalement un état de charge de 10+ correspondant à un stripping complet. Cette information est capitale pour fournir, à partir du courant intégré dans la cage de Faraday, le nombre exact de noyaux projectiles incidents sur la cible.

Le signal de la radio fréquence du cyclotron (HF) est utilisé, comme on le verra plus tard, pour mesurer les temps de vol des produits des réactions. Ces temps de vol, pour les produits les plus lents, sont trop longs par rapport aux périodes HF. Le cas le plus défavorable est la détection des RE dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ à 8 MeV/u. Si on considère que la vitesse du RE est en moyenne la même que celle du NC, son temps de vol pour une distance de 57 cm est égal à 137 ns tandis que la période du faisceau dans ce cas est de 74.26 ns. Pour éviter la superposition des produits provenant des réactions de deux paquets d'ions successifs, un paquet sur deux avait été éliminé grâce à un « buncher » au niveau de la source ECR (Electron Cyclotron Resonance Source) des ions. Malheureusement, cette suppression n'a pas pu être totale. Un paquet indésirable de 5 % d'intensité moyenne par rapport au paquet principal a subsisté. Celui-ci peut être observé dans les distributions du temps de vol présentées par la suite. Nous avons veillé à en tenir compte lors de l'analyse des données. La résolution temporelle liée à la dispersion en énergie du paquet d'ions a été mesurée expérimentalement. Elle variait de 1.8 à 2 ns.

Energies [MeV]	ε_p [MeV/u]	Etats de charge du faisceau		Périodes HF [ns]	Vitesses NC (cm/ns)	
		[e]			$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$
		incident	après cible		^{189}Au	^{179}Re
160	8	8+	10+	74.26	0.42	0.44
200	10	8+	10+	66.52	0.46	0.49
260	13	8+	10+	58.50	0.53	0.56
320	16	8+	10+	52.84	0.59	0.62

Tableau 2-4 Propriétés des faisceaux de ^{20}Ne délivrés par CYCLONE et vitesses des NC formés dans le cas d'une fusion complète.

Les deux cibles de ^{169}Tm et ^{159}Tb , évaporées sur une feuille d'aluminium, étaient positionnées sur le même porte-cible. Sur celui-ci une place était également réservée à un quartz troué utilisé pour l'observation de la tâche du faisceau. Un moteur permet de placer l'une ou l'autre de ces cibles dans la trajectoire du faisceau sans rien devoir changer au dispositif expérimental. Les valeurs des épaisseurs des cibles, mesurées par pesée et par la méthode RBS réalisée à la VDG (Van de Graaff) de notre laboratoire, sont reprises au Tableau 2-5. Elles ont servi pour les calculs des différentes sections efficaces citées dans ce travail ainsi que pour les calculs des pertes d'énergie des fragments issus des expériences.

Cible	Epaisseur cible	Epaisseur Al
$^{169}_{69}\text{Tm}$	$255 \pm 8 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$	$96 \pm 3 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$
$^{159}_{65}\text{Tb}$	$250 \pm 8 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$	$96 \pm 3 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$

Tableau 2-5 Epaisseurs des cibles $^{169}_{69}\text{Tm}$ et $^{159}_{65}\text{Tb}$ et de leurs supports en Al utilisés lors de nos expériences.

2.5. Détecteurs et données expérimentales

Une procédure d'analyse spécifique a été suivie pour chaque détecteur. Elle commence par les données brutes relevées par le détecteur. Ces données proviennent de la digitalisation des signaux analogiques (hauteur ou intégration en charge des impulsions électriques, mesures des intervalles de temps ...) par des ADCs, QDCs ou TDCs. Ces données, présentées sous forme de canaux (0,..., 1024, 4096,...), sont alors transformées en valeurs physiques (énergie, vitesse, masse ...) en utilisant les étalonnages appropriés. Dans certains cas, une procédure itérative a été utilisée pour déterminer certaines observables (ex. la détermination des masses des produits des réactions). Des régions d'intérêt ROI ont aussi été utilisées dans des représentations biparamétriques pour séparer les différents produits de réaction.

Par la suite, nous présenterons de façon schématique chacun de ces détecteurs, leurs constituants, leur géométrie et leur fonctionnement. Nous montrerons quelles données brutes ont été ainsi observées et quelles sont les valeurs physiques obtenues à l'aide de chacun d'eux. La procédure d'étalonnage et les méthodes itératives ont déjà été discutées en détail dans les thèses de doctorat de mes anciens collègues M. Th. Keutgen[8] et M^{me} I. Tilquin [30].

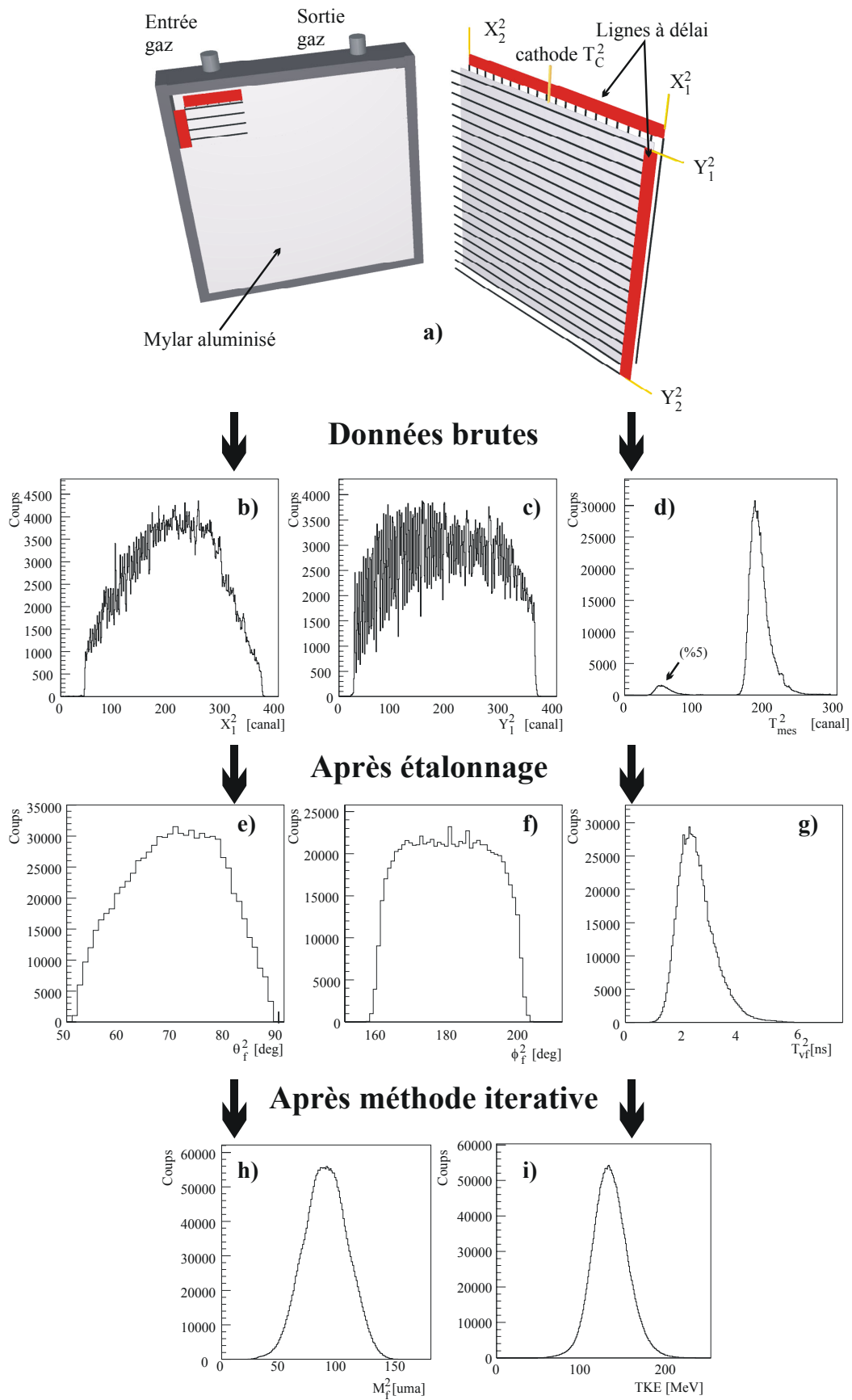


Figure 2-4 MWPC : Distributions en masse et en TKE des fragments de fission (h) et i)) calculées à partir des positions angulaires (θ et ϕ) en (e) et f)) et du temps de vol T_v (g)) obtenus à partir des données brutes (b), c) et d)) et à l'aide des différents étalonnages des détecteurs. Valeurs correspondant à la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 10 MeV/u.

2.5.1. MWPC1 et MWPC2

Comme le montre la Figure 2-4 ci-contre, les MWPC comprennent deux plans de 162 fils horizontaux et 156 fils verticaux situés de part et d'autre de la cathode. La cathode est constituée d'une feuille de 2 μm d'épaisseur en mylar aluminisé double face qui est polarisée à -560 Volts. Le tout est contenu dans une chambre en acier inoxydable avec une fenêtre d'entrée de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et 2 μm d'épaisseur de mylar aluminisé. Dans cette chambre, on fait circuler continuellement un gaz d'isobutane à une pression contrôlée de 7.5 mbar qui s'ionise lors du passage d'une particule. Les fils collectent les électrons créant ainsi un signal de positionnement X ou Y et la cathode collecte les ions positifs créant ainsi un signal temps T_C^i ($i = 1, 2$).

Données brutes

Les fils sont reliés à une ligne à délai en semiconducteur. Le retard entre le signal de la cathode (transmis « sans délai ») et celui du fil touché est proportionnel à la position du fil dans le détecteur. Les lignes à délai sont lues à travers leurs deux extrémités. Cette technique permet d'éviter tout événement aléatoire et tout événement multiple car la somme des retards lus à chaque extrémité doit correspondre à la valeur totale du délai.

Le temps de vol des fragments est mesuré (à une constante près T_0^i) par la différence de temps entre le signal correspondant à la fréquence HF du cyclotron validé et le signal T_C^i .

On obtient ainsi comme données brutes deux signaux temporels fournis par les deux MWPC et codés par des TDCs:

- Les retards ou positions X et Y (voir Figure 2-4 b et c)

$$\left. \begin{array}{ll} X_j^i & \text{X : fil du plan X} \\ Y_j^i & \text{Y : fil du plan Y} \end{array} \right\} \begin{array}{l} i : \text{numéro du MWPC touché (i=1,2)} \\ j : \text{extrémité de la ligne lue (j=1,2)} \end{array}$$

- Et la différence: $T_{\text{mes}}^i = (T_{\text{HF}} - T_C^i)$ (voir Figure 2-4 d), où T_{HF} est l'instant d'arrivée du signal HF validé par l'événement déclenchant l'acquisition. Dans cette figure, les 5 % constituent la contribution du faisceau d'ions résiduels non éliminés par le buncher (voir paragraphe 2.4).

Etalonnage

Deux types d'étalonnage ont été réalisés pour ces détecteurs:

- Un étalonnage pour transformer l'information, sous forme de retard, en position [mm] dans le plan « X_j^i, Y_j^i ». Il a consisté à placer une plaque épaisse d'aluminium devant le détecteur. La plaque contenait une douzaine de trous de position géométrique connue. L'association entre les retards et les positions des trous ont permis d'obtenir les droites d'étalonnage X et Y par rapport aux centres des détecteurs.
- Pour l'étalonnage en temps des TDCs utilisés, la pente de conversion était connue (0.5 ns/canal). Dans ce cas, la seule inconnue à déterminer était la constante T_0^i . Ce T_0^i a pu être déterminé à partir de la position du pic de la diffusion élastique du ^{20}Ne par la cible à un angle bien déterminé. La différence entre le temps mesuré T_{mes}^i et le temps de vol de l'événement élastique, calculé à l'aide d'un code de cinématique, permet de déterminer le T_0^i de chaque détecteur. Dans le cas où l'élastique n'était pas techniquement détectable (16 MeV/u), la différence de temps de vol Δt des fragments correspondant à un déplacement du détecteur d'une distance Δd connue a permis l'obtention du T_0^i . Une fois le T_0^i connu, on calcule le temps de vol réel par rapport à la cible à l'aide de l'expression: $T_{\text{vf}}^i = T_{\text{mes}}^i + T_0^i$. (voir Figure 2-4 g))

Données finales

A partir des positions X_j^i, Y_j^i de détection de deux fragments qui traversent les MWPC 1 et 2 en coïncidence, on peut reconstruire leurs positions angulaires θ_f^i, ϕ_f^i (Figure 2-4 e) et f)). Avec la position angulaire et le temps de vol T_{vf}^i , on calcule, à l'aide d'une méthode itérative, les distributions en masses M_f^i et l'énergie cinétique totale dans le repère du centre de masse (TKE) des FF (Figure 2-4 e) et i)). Cette méthode tient compte de la conservation de la quantité de mouvement transférée dans la réaction, de la perte d'énergie des fragments dans l'épaisseur de la cible mais suppose que la somme des masses des deux fragments est en première approximation égale à la masse du NC issu d'une FC. Cette dernière hypothèse a des conséquences sur les valeurs finales des masses et du TKE des FF et sur le bilan énergétique de la réaction. Tous ces points seront discutés en détail dans les prochains chapitres.

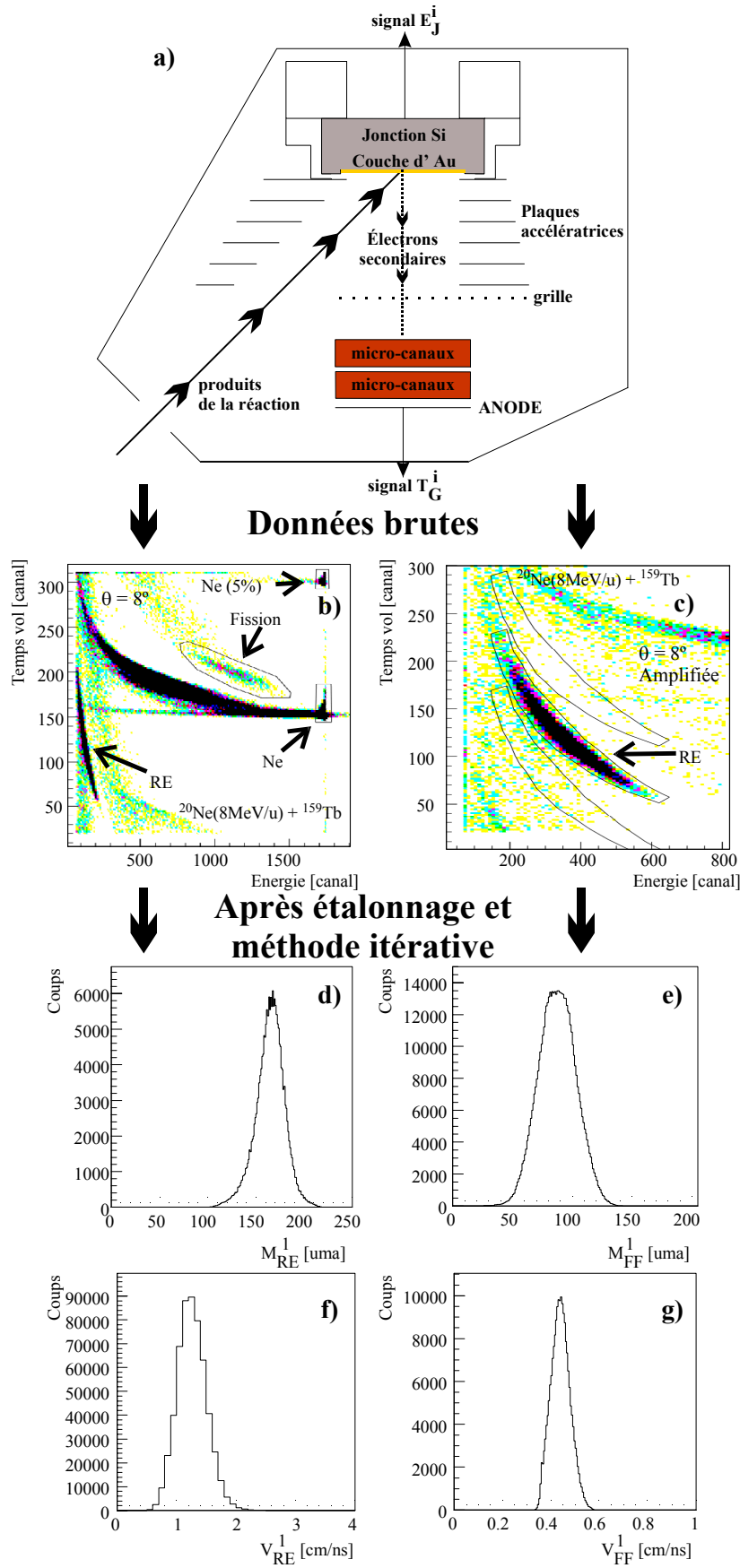


Figure 2-5 GJ: Distributions en masse et en vitesse des résidus d'évaporation et des fragments de fission (d, e, f) et g)) obtenus à partir des énergies E_J^i et des temps de vol T_G^i mesurés (b) et c)) (voir le texte pour les multiples corrections apportées aux données).

2.5.2. GJ1 et GJ2

Ces détecteurs sont composés (Figure 2-5 a)) d'une jonction au silicium Si de 300 μm d'épaisseur et 600 mm^2 de surface active et d'un ensemble de deux galettes à microcanaux montées en « chevron ». Les produits de la réaction s'arrêtant dans la jonction produisent un signal électrique proportionnel à leur énergie E_J^i ($i = 1, 2$). Sur la face avant de la jonction, une fine couche d'or de 500 Å a été déposée à notre demande par le fabricant la firme CANBERRA. Quand une particule passe à travers cette couche, elle contribue à l'émission d'électrons secondaires. Les électrons, émis dans le vide, sont accélérés par une différence de potentiel de l'ordre de 4 kV vers les galettes à microcanaux. Celles-ci multiplient (par $\sim 10^7$) le nombre de ces électrons. On peut alors collecter à l'anode un signal électrique de montée très rapide (meilleur que 500 ps) et de grande amplitude (quelques dizaines de mV). Après amplification, il permet d'obtenir un signal temps T_G^i précis pour mesurer par rapport à la cible le temps de vol des produits de la réaction.

Données brutes

La jonction Si délivre un signal E_J^i proportionnel à l'énergie de la particule détectée et qui est codée à l'aide d'un ADC.

Comme dans le cas des MWPC, le temps de vol des fragments est mesuré (à une constante près T_0^i) par la différence de temps entre le signal HF du cyclotron, validé par l'événement déclenchant l'acquisition, et le signal T_G^i lui-même.

Avec cette information, on peut séparer les produits issus des différents processus de la réaction. La Figure 2-5 b) et c), montrent les sélections (ou région d'intérêt ROI) effectuées dans le spectre biparamétrique (temps de vol — énergie) associé à la réaction $^{20}\text{Ne}(8 \text{ MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$, pour identifier les résidus d'évaporation, les fragments de fission et les projectiles ^{20}Ne diffusés élastiquement.

Étalonnage

Deux types d'étalonnage ont été réalisés :

- Un étalonnage en énergie pour transformer l'information en canaux de l'ADC de la jonction Si en énergie (exprimé en MeV). Les valeurs de référence utilisées furent : la mesure du ^{20}Ne diffusé élastiquement sur les cibles de ^{169}Tm et ^{159}Tb pour les quatre énergies du faisceau incident, une mesure à l'aide d'un faisceau d' α de 21 MeV diffusé élastiquement sur une cible d'Au et une mesure des fragments de fission et des particules α émis à 6.1 MeV par une source de ^{252}Cf .
- Un étalonnage en temps semblable à celui des MWPC consistant à trouver la valeur des T_0^i reproduisant le temps de vol de la diffusion élastique du faisceau, en concordance avec la valeur calculée à l'aide d'un code cinématique.

Données finales

Une fois l'étalonnage réalisé, on a pu déterminer l'énergie et le temps de vol des résidus d'évaporation et des fragments de fission détectés par les GJi. Avec l'énergie et le temps de vol par rapport à la cible on a calculé leurs masses et vitesses. Une méthode itérative a été également utilisée pour la détermination de l'énergie et de la masse (Figure 2-5 d) et e)) des produits de réaction. Cette méthode sert à corriger le « défaut d'ionisation » ou « pulse-height defect » des jonctions semi-conductrices, qui dépend de la masse et de l'énergie de l'ion incident et qui dégrade l'énergie mesurée. Dans ce calcul, on a aussi tenu compte des pertes d'énergie des RE et des FF dans l'épaisseur de la cible. Un bruit de fond important était mélangé aux RE. Deux ROIs semblables autour de la région des RE nous ont permis d'estimer le bruit de fond à éliminer (Figure 2-5 c)). Les distributions finales en vitesse dans le laboratoire (Figure 2-5 f) et g)) des RE et des FF feront l'objet d'une analyse plus détaillée par la suite.

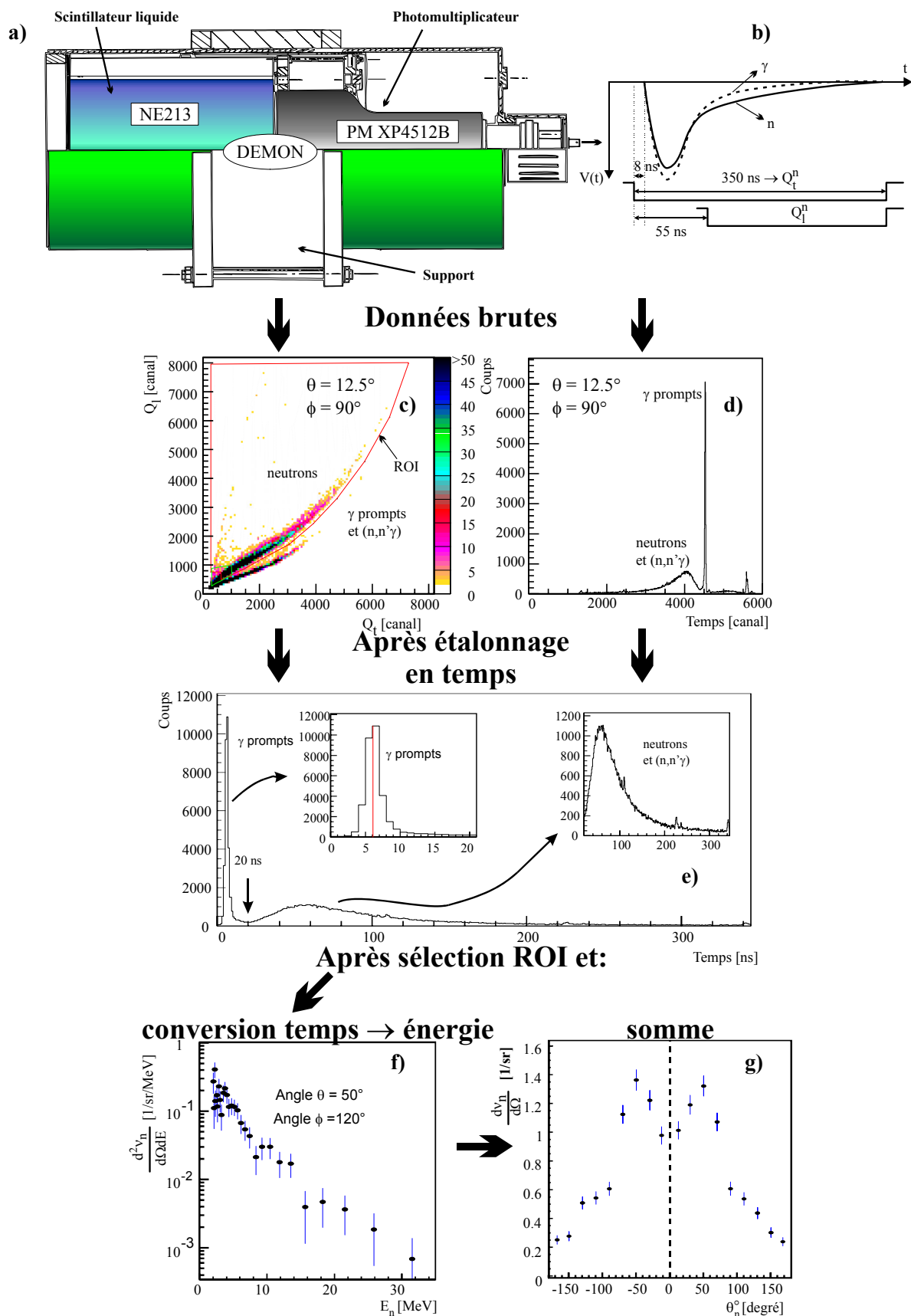


Figure 2-6 Cellule DEMON : discrimination n- γ faite par des ROIs du spectre (Q_t^j — Q_t^i) et par une sélection dans le spectre temps de vol (c) et d)). Distribution en énergie des neutrons obtenue à partir des temps de vol (f). Distribution angulaire constituée par la somme des neutrons détectés dans chaque cellule (g)).

2.5.3. DEMON

Le multidétecteur DEMON est composé de 96 détecteurs (modules) constitués chacun d'un scintillateur liquide NE213 de grand volume (~ 4 litres) couplé à un photomultiplicateur philips. Le réservoir de NE213 est un cylindre en Al de 16 cm de diamètre et 20 de profondeur (Figure 2-6 a)). Les modules sont placés sur une structure sphérique de 4 m de diamètre autour de la chambre à réaction (Figure 2-2). Le liquide est un hydrocarbure (toluène) donc très riche en hydrogène et en carbone. Lors du passage d'un neutron (n) dans le scintillateur, celui-ci diffuse de préférence élastiquement sur l'hydrogène. Ce proton de recul ionise les molécules du milieu. La désexcitation produit une lumière qui est collectée par le photomultiplicateur qui la transforme en un signal électrique. Toutefois le scintillateur liquide est aussi sensible aux rayons gamma (γ) dont les électrons, produits par effet Compton, ionisent le milieu et produisent une lumière collectée par le même photomultiplicateur. D'autres types de réactions peuvent se produire quand le neutron interagit avec le carbone. Parmi celles-ci, citons la réaction ($n, n'\gamma$) et les réactions (n, α). Signalons que la réaction $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$ attribue parfois et malencontreusement une nature γ à certains neutrons incidents.

Données brutes

Le signal provenant du photomultiplicateur est divisé électroniquement en deux parties.

- Une partie sert à déclencher un TAC pour mesurer le temps de vol du n ou du γ par rapport à la cible. L'arrêt du TAC se fait avec la fin de la fenêtre de validation des signaux DEMON. Cette fenêtre est ouverte lors de la détection d'une particule ou d'un fragment lourd dans un des détecteurs maîtres cités précédemment (MWPC1 et GJ1 et 2). Tout n ou γ détecté pendant l'ouverture d'une fenêtre en temps de 500 ns est considéré en coïncidence avec l'événement observé dans le détecteur maître. Le temps de vol sert à déterminer l'énergie du neutron et à la discrimination n - γ . En effet, tous les événements de temps de vol inférieur à 20 ns sont considérés comme des gamma prompts (Figure 2-6 d) et e)).
- La seconde partie du signal est divisée encore en deux parties: une composante totale Q_i^j et une composante lente Q_i^j ($j=1\dots 98$) pour être intégrés par des QDCs (Figure 2-6 b). Comme la forme du signal est différente selon que ce soit un n (p de recul) ou un γ (e^- Compton) qui ait été détecté, pour un même Q_i^j , on aura différents Q_i^j . Ces intégrales placées dans un biparamétrique ($Q_i^j - Q_i^j$) permettent de discriminer les n des γ à l'aide des régions d'intérêts ou ROIs (Figure 2-6 c)). Certains neutrons interagissent avec le carbone par la réaction ($n, n'\gamma$). Ces événements ont un signal de la même forme que ceux des gamma et en conséquence ils sont éliminés lors de la sélection du ROI neutron. Cependant ceci est pris en compte dans la détermination des efficacités intrinsèques de détection des cellules DEMON [8, 30, 31].

Étalonnage

Deux types d'étalonnage ont été réalisés à savoir :

- L'étalonnage en hauteur d'impulsion du Q_i^j . Celui-ci est réalisé à l'aide des sources γ d'énergies différentes pour les basses énergies (^{203}Hg , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na et Am-Be) et avec le rayonnement cosmique pour les plus hautes énergies (entre 25 et 35 MeV). Cet étalonnage sert à fixer le seuil de discrimination n - γ et de l'efficacité intrinsèque. Dans notre cas, ce seuil a été fixé à 300 keV équivalent-électron [31].
- L'addition du déphasage en temps T_0^i entre le signal HF et l'arrivée du paquet de faisceau sur la cible devrait positionner le pic en temps des γ à 6.5 ns. Ce temps correspond au temps de vol des γ prompts pour parcourir les 1.85 m qui séparent les détecteurs DEMON de la cible. Ceci n'est pas toujours vérifié. Normalement le signal HF devrait avoir un déphasage temporel constant par rapport à l'arrivée du paquet d'ions. Pour des raisons techniques (dérive des champs magnétiques dans le cyclotron), les trajectoires des paquets d'ions peuvent être modifiées et leurs temps de parcours changer sensiblement le long de la ligne du transport faisceau. Un contrôle tous les 10000 γ détectés de la position du pic γ -prompt permet de corriger ce déphasage [8, 30]. Cette correction consiste à rajouter ou enlever quelques ns pour remettre le pic γ à la position de 6.5 ns. Cette correction a aussi été utilisée pour corriger les temps de vol mesurés par les MWPC et les GJ1 et GJ2.

Données finales

La construction, à partir du temps de vol mesuré, des spectres en énergie des neutrons normalisés par les événements « maîtres », a permis de déterminer une distribution doublement différentielle des multiplicités des neutrons $d^2v_n/d\Omega dE_n$ (Figure 2-6 f) en fonction de E_n . En intégrant la distribution énergétique des neutrons pour chaque détecteur, on obtient la distribution angulaire $dv_n/d\Omega$. Ces deux types de distribution seront utilisés par la suite pour déterminer les multiplicités neutroniques et les températures nucléaires moyennes associées aux NC et aux FF, sources émettrices de ces neutrons.

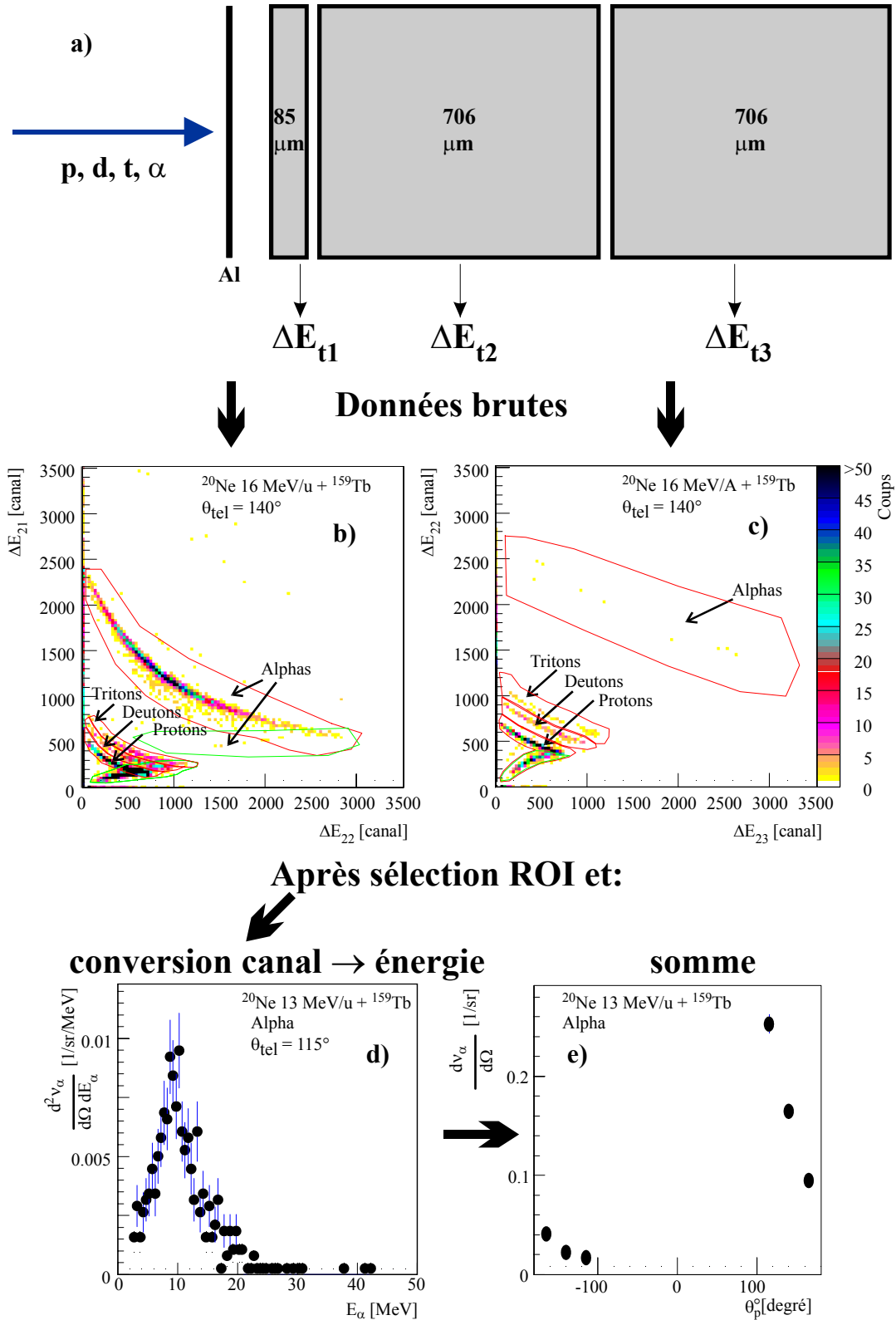


Figure 2-7 Triple-télescopes Si: discrimination (p,d,t,α) réalisée à l'aide des ROIs dans les spectres biparamétriques ($\Delta E_{ti} - \Delta E_{tj}$) (b) et c)). Exemple de distribution en énergie des particules alpha obtenue à partir des étalonnages en énergie (d)). Distribution angulaire partielle (e)) des particules alpha détectées par l'ensemble des tripe-télescopes en coïncidence avec les détecteurs maîtres.

2.5.4. Triple-télescopes Silicium

Les triple-télescopes Silicium sont les derniers détecteurs présentés dans ce chapitre. Ils ont servi à détecter les particules chargées légères (p, d, t, ^3He et α) évaporées vers les angles arrière (dans le sens opposé au faisceau incident) et dans le plan de la réaction. Chaque triple-télescope est constitué de trois jonctions en silicium de 2 cm de diamètre et de 85, 706 et 706 μm d'épaisseurs respectives (Figure 2-7 a). Devant la première jonction, une feuille d'Al de 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ a été placée pour absorber le rayonnement infrarouge produit dans la cible sous l'impact du faisceau. Le signal électrique délivré par chaque jonction est noté ΔE_{ti} (t étant le numéro du télescope et i le numéro de la jonction). Les spectres biparamétriques ΔE_{t2} en fonction de ΔE_{t1} et ΔE_{t3} en fonction de ΔE_{t2} (Figure 2-7 b) et c)) nous ont permis de discriminer les différents types de particules détectées (p, d, t, α , les ^3He et les α étant mélangés). Une fois réalisée l'identification des particules, on reconstruit les énergies des particules incidentes à partir des énergies déposées dans chaque jonction.

Données brutes

Le signal provenant de chaque jonction est divisé en deux parties:

- Un signal rapide T_{ti} qui sert à arrêter un TDC pour la mesure du temps de vol de la particule. Ce TDC est déclenché par le signal HF validé par un des détecteurs maîtres (MWPC1 ou GJ1 et 2).
- Le deuxième signal est amplifié et envoyé à un ADC pour obtenir une valeur ΔE_{ti} proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente. Le rapport des énergies déposées dans chaque jonction d'un même télescope est différent selon le type de particule qui la traverse (ou qui s'y arrête). Ceci nous permet, en construisant les biparamétriques, de séparer, à l'aide de ROIs, chaque type de particule (Figure 2-7 b) et c)).

Étalonnage

Le signal en temps n'a été utilisé que pour l'élimination de certains événements fortuits et n'a donc fait l'objet d'aucun étalonnage particulier et ce à cause des faibles résolutions temporelles de ce type de détecteur.

Pour l'étalonnage en énergie de ces détecteurs, des faisceaux de particules α diffusées élastiquement sur une cible d'Au de 380 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ et d'énergies incidentes de 21, 40 et 60 MeV ont été utilisés. En plus, une tri-source (^{244}Cm , ^{241}Am et ^{239}Pu) émettant des particules α d'énergies moyennes de 5.794, 5.472 et 5.143 MeV respectivement a été placée devant chaque jonction. Les points de rebroussement, correspondant aux énergies où les particules (p, d, t, α) commencent à traverser entièrement une jonction, ont été utilisés comme points de contrôle de nos étalonnages en énergie. Les énergies correspondantes à ces points sont obtenues par le calcul des pertes d'énergie connaissant avec précision l'épaisseur des jonctions.

Données finales

La reconstruction de l'énergie des particules incidentes dépend de la façon dont la particule a interagi avec le triple-télescope.

- Si la particule a peu d'énergie et s'arrête dans la première jonction. Son énergie est donnée par l'étalonnage ΔE_{t1} .
- Si la particule traverse la première jonction et s'arrête dans la deuxième. L'énergie est la somme de l'énergie déposée dans les deux jonctions $\Delta E_{t1} + \Delta E_{t2}$.
- Si la particule traverse les deux premières jonctions et s'arrête dans la troisième. L'énergie est la somme $\Delta E_{t1} + \Delta E_{t2} + \Delta E_{t3}$ uniquement pour les particules alpha. Pour les trois autres particules (p, d, t), le calcul de l'énergie incidente est réalisé à partir de celle déposée dans la deuxième jonction utilisant les tables de pertes d'énergie dans le silicium.
- Si la particule traverse les trois jonctions. Dans ce cas, l'énergie n'est pas complètement déposée dans le triple-télescope. Le calcul de l'énergie incidente est réalisé à nouveau à partir de l'énergie déposée dans la deuxième jonction utilisant les tables de pertes d'énergie.

Une fois le calcul de l'énergie réalisé, comme dans le cas des neutrons, les distributions doublement différentielles $d^2v_i/d\Omega dE$ ($i=p, d, t, \alpha$ le type de particule) ont été obtenues après normalisation (Figure 2-7 d)). L'intégrale de cette distribution par rapport à l'énergie a fourni les distributions angulaires $dv_i/d\Omega$ (très partielles) des particules chargées relevées en coïncidence avec les sources émettrices (NC et FF) (voir Figure 2-7 e)).

Chapitre 3.

Résultats Expérimentaux

3.1. Résidus d'évaporation détectés dans les ensembles galettes à microcanaux jonction

3.1.1. Moment linéaire transféré et section efficace

Les résidus d'évaporation ont été étudiés essentiellement lors des expériences de distribution angulaire réalisées à l'aide des détecteurs GJ1 et GJ2. A partir des distributions en vitesse des résidus dans le référentiel du laboratoire, et pour chacune des positions angulaires des détecteurs, on peut déterminer les sections efficaces de fusion - évaporation. En effet, si on ajuste une distribution en vitesse, détectée à un angle θ donné par rapport à l'axe du faisceau, par la fonction ci-dessous [32]

$$(3.1) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} = f(V_{NC}, K, S; V, \theta) = KV^2 \exp\left(-\frac{(V - V_{NC}\cos\theta)^2}{2S^2}\right) \exp\left(-\frac{V_{NC}^2 \sin^2\theta}{2S^2}\right)$$

on peut extraire les valeurs des trois paramètres suivants: le paramètre de normalisation K , l'écart type de la distribution S et la vitesse moyenne de recul des RE, notée ici V_{NC} . En principe, la valeur moyenne de la vitesse de recul du NC formé lors de la fusion, correspond à celle du RE observé à l'angle $\theta = 0^\circ$. L'évaporation de particules légères par le NC n'a d'effet que de disperser cette vitesse autour de cette valeur. Cette dispersion est prise en compte par le paramètre S .

Un premier ajustement (Figure 3-1 a)) à l'aide d'une seule courbe nous a permis d'obtenir les valeurs moyennes des trois paramètres S , K et V_{NC} . Dans cet ajustement, des seuils (lignes verticales sur la figure) ont dû être imposés dans l'analyse afin d'éviter une partie du bruit de fond (voir Figure 2.5 au chap. 2) qui n'a pas pu être éliminé lors de l'analyse des données brutes.

K et S sont liés à la section efficace σ_{RE} de formation de résidus par la relation :

$$(3.2) \quad \sigma_{RE} = (2\pi)^{3/2} KS^3$$

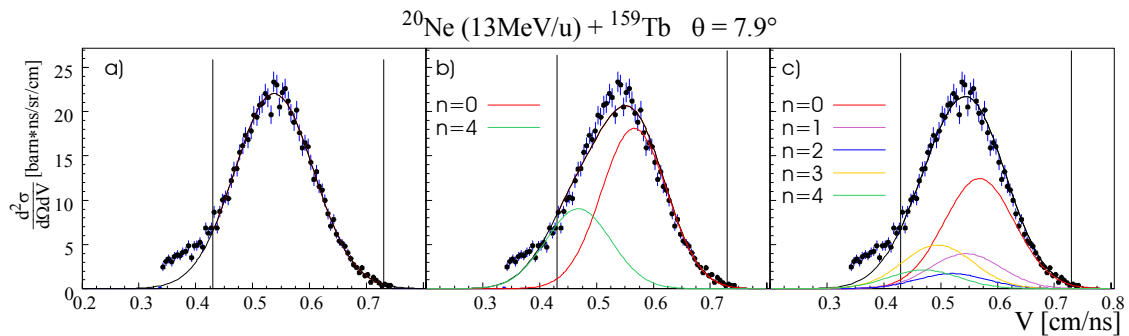


Figure 3-1 Trois différents ajustements de la distribution de vitesse des RE pour la réaction $^{20}\text{Ne} (13 \text{ MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$ et pour un angle de détection de 7.9° ; a) Ajustement global avec K , S et V_{NC} comme paramètres libres; b) Ajustement où l'on suppose deux contributions : la fusion complète FC ($n=0$) et la fusion incomplète FI due à la perte d'un éjectile unique de type α ($n=4$) du projectile avant fusion; c) Ajustement à 5 contributions de $n = 0, 1, 2, 3, 4$ nucléons perdus par le projectile lors du processus de pré-équilibre. Les lignes verticales correspondent aux seuils d'analyse. La courbe noire correspond à la somme des contributions ajustées.

Rappelons que V_{NC} est lié à la quantité de moment linéaire transféré **MLT** par le projectile lors de la formation du noyau composé. Dans le Tableau 3-1 sont reprises les vitesses V_{NC} de l'ajustement par la fonction (3.1) et les vitesses théoriques du NC, V_{NC}^{FC} . Cette dernière est calculée dans le cas du transfert dit complet correspondant à une fusion complète FC du projectile et de la cible. On constate que ces valeurs s'écartent au fur et à mesure que l'énergie du faisceau incident augmente. Ceci provient du fait qu'une partie de la masse du projectile (de la cible ou des deux) ne participe pas à la fusion. Le résultat est la formation d'un NC plus léger et (si la masse perdue provient du projectile) moins rapide. Ceci met en évidence la contribution du processus dit de fusion incomplète FI qui a été introduit au chapitre 1. Le pourcentage de moment linéaire transféré par rapport au transfert complet %P peut être exprimé, en première approximation, par le rapport :

$$(3.3) \quad \%P = \frac{V_{NC}(M_{NC} - \Delta m)}{V_{NC}^{FC} M_{NC}} \approx \frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}} = \eta \quad \text{si} \quad \Delta m \ll M_{NC}$$

où Δm est la masse moyenne du projectile qui n'a pas fusionné. Si cette masse est petite par rapport à celle du NC, on peut approximer %P par le rapport des vitesses (noté η au chapitre 1 eq. (1.26)). Le Tableau 3-1 montre que la quantité de mouvement transférée diminue sensiblement avec l'énergie croissante du projectile. A première vue on peut conclure qu'il y a de plus en plus de masse Δm qui ne contribue pas à la formation du NC. Par exemple, pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$, si à 8 MeV/u le transfert est presque de 100 %, il n'est que de 90 % à 16 MeV/u.

ε_p (MeV/u)	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$			$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$		
	V_{CN}^{FC} [cm/ns]	V_{NC} [cm/ns]	%P $\pm$ $\Delta\%$ [%]	V_{CN}^{FC} [cm/ns]	V_{NC} [cm/ns]	%P $\pm$ $\Delta\%$ [%]
8	0.439	0.437 $\pm$ 0.006	99.6 $\pm$ 1.4	0.416	0.422 $\pm$ 0.006	101.4 $\pm$ 1.4
10	0.491	0.478 $\pm$ 0.007	97.4 $\pm$ 1.5	0.465	0.464 $\pm$ 0.007	99.7 $\pm$ 1.5
13	0.560	0.524 $\pm$ 0.009	93.7 $\pm$ 1.6	0.530	0.499 $\pm$ 0.008	94.2 $\pm$ 1.5
16	0.621	0.550 $\pm$ 0.010	88.6 $\pm$ 1.6	0.588	0.530 $\pm$ 0.009	90.2 $\pm$ 1.5

Tableau 3-1 Rapport V_{NC}/V_{NC}^{FC} de la vitesse moyenne de recul du noyau "composite" résultante de l'ajustement de la distribution en vitesse des RE par une seule fonction (3.1), et la vitesse estimée pour une fusion avec transfert complet de la quantité de mouvement pour les deux réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$.

Pour obtenir une séparation entre les contributions des processus de fusion complète et de fusion incomplète dans nos réactions, nous devons séparer chacune des composantes qui contribuent à la formation de ces processus. Les situations possibles, à nos énergies des projectiles, seraient de 0 nucléon comme éjectile ou $\Delta m=0$ pour la FC, à 1, 2, 3 ou 4 nucléons pour la FI. L'éjection de plus de 4 nucléons (équivalent à un alpha) est apparue fort peu probable vu l'allure des ajustements effectués. Dans le cadre de la thèse de M. Th. Keutgen[8], il a été considéré que les contributions essentielles à la formation des résidus d'évaporation sont uniquement de deux types: les RE issus d'une FC, et les RE issus d'une FI où l'on a supposé que le projectile ^{20}Ne a perdu un alpha (ou 4 nucléons) avant de fusionner. Cette dernière hypothèse considèrerait les noyaux de ^{20}Ne comme constitués d'un agglomérat de 5 alpha (ou cluster α). Lors de la collision, une particule alpha serait émise (avant fusion) avec la vitesse du projectile (mécanisme de type transfert massif). Dans ce type d'ajustement, les paramètres libres étaient K_0 , K_4 et $S_0 = S_4$. Les vitesses de recul V_{NC}^{FC} , V_{NC4}^{FI} étaient fixées aux valeurs calculées par conservation de la quantité de mouvement. La fonction devenait alors :

$$(3.4) \quad \frac{d^2\sigma}{dQ dV} = f(V_{NC}^{FC}, K_0, S_0; V, \theta) + f(V_{NC4}^{FI}, K_4, S_4; V, \theta) \quad \text{avec} \quad S_0 = S_4$$

Ce type de déconvolution a été accompli pour les trois énergies du projectile : 10, 13 et 16 MeV/u. A 8 MeV/u l'ajustement avec, pour seule contribution la FC, était suffisant et satisfaisant. Les résultats finaux de ces ajustements pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ sont présentés dans la Figure 3-2.

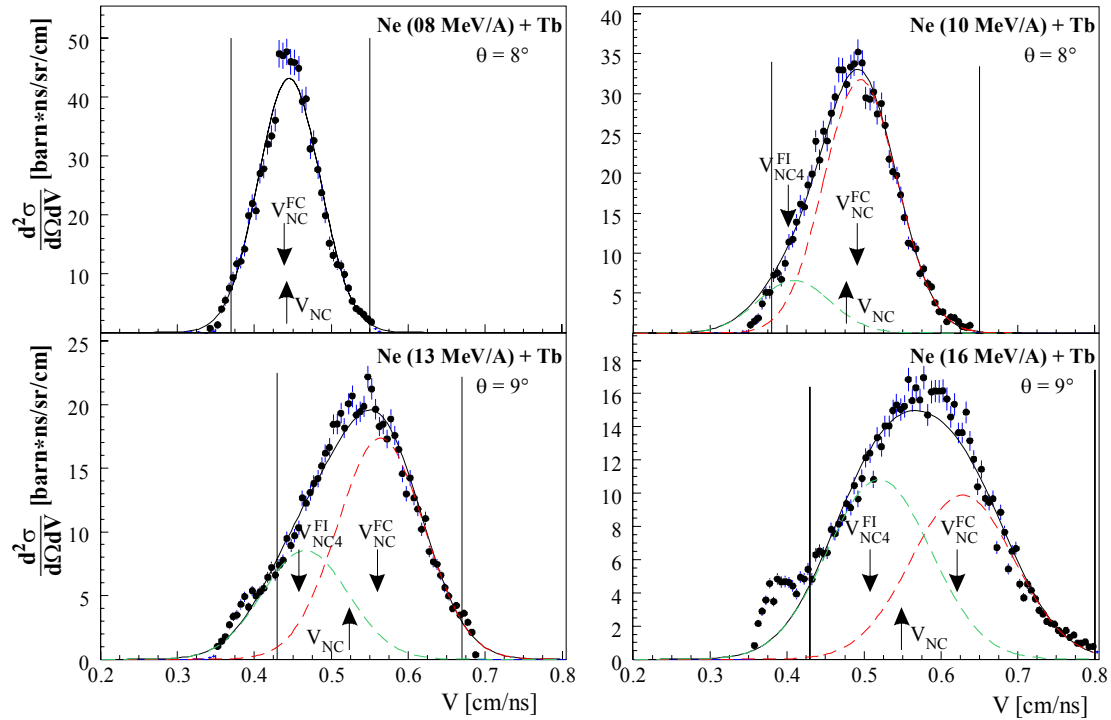


Figure 3-2 Résultats des ajustements à deux contributions $n=0$ (fusion complète) et $n=4$ (moins un α) des distributions de vitesses des RE issus de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/u. $V_{\text{NC}}^{\text{FC}}$ et $V_{\text{NC4}}^{\text{FI}}$ sont les valeurs des vitesses du NC introduites comme paramètres fixes dans les ajustements par des fonctions du type (3.1). V_{NC} est la valeur de la vitesse moyenne obtenue avec les ajustements à une contribution. Les lignes verticales sont les seuils d'analyse.

On peut observer que l'ajustement s'effectue assez bien, excepté dans la partie centrale des distributions et principalement à 16 MeV/u. Cette partie (dépassant tout au plus 8% de l'intégrale totale) peut être considérée comme une contribution de la FI où un nombre intermédiaire de nucléons (1, 2 ou 3) est émis lors du pré-équilibre. Comme conséquence, une déconvolution avec 5 distributions différentes a été réalisée (voir exemple Figure 3-1 c)). Puisque le nombre de paramètres devenait de plus en plus important, les ajustements possibles le devenaient aussi. Dans les résultats, les valeurs des différents paramètres K_i ($i = 0, \dots, 4$) se sont révélées fort dispersées d'un angle à l'autre. Cette option d'analyse a donc été finalement abandonnée et, en première approximation, l'ajustement à deux distributions a été maintenu mais avec circonspection (voir plus loin).

Rappelons toutefois que dans ces calculs, il faut tenir compte de la diffusion multiple des RE dans la cible surtout aux grands angles de détection θ . En effet, le recul dans la cible élargit la distribution en vitesse et par conséquent augmente artificiellement le comptage aux grands angles. Pour mettre en évidence l'effet de cette diffusion, une étude détaillée de la distribution angulaire des RE a été pratiquée.

3.1.2. Distribution angulaire des RE et effet de la diffusion multiple

Dans la Thèse de Th. Keutgen [8], une étude approfondie des distributions angulaires a été réalisée. L'impossibilité de séparer complètement les RE du bruit de fond (seuils dans la Figure 3-1), n'a pas permis d'intégrer les distributions en vitesse expérimentales. Par conséquent, il a été conclu qu'il fallait reconstruire les points « semi-empiriques » de la distribution angulaire, à partir de l'intégrale en vitesse des contributions de la FC $f(V_{NC}^{FC}, K_0, S_0, V, \theta)$ obtenues pour chaque angle et à chaque énergie du faisceau (points noirs de la Figure 3-3). La courbe rouge en pointillée dans cette figure montre les distributions angulaires calculées avec les paramètres (K_0, S_0) de l'ajustement aux angles les plus petits (8° et 9°). Toutefois cette courbe ne prend pas en compte l'effet des diffusions multiples des résidus dans la cible. En utilisant les résultats du programme de diffusion SRIM, on a convolué les effets des diffusions multiples dans les demi-cibles. Le résultat de cette convolution, représentée par la courbe continue noire, montre un bon accord avec les points expérimentaux. Ceci met en évidence l'effet important des diffusions multiples des RE au moins dans l'épaisseur des demi-cibles. Remarquons que cette influence est plus importante pour les faibles énergies cinétiques et les grands angles de détection.

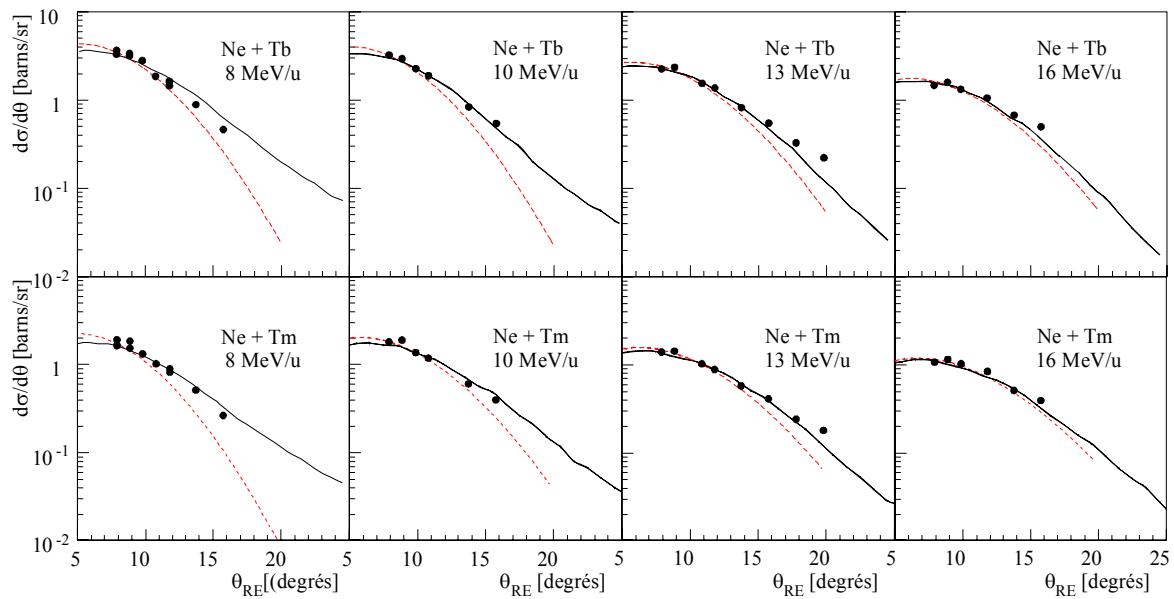


Figure 3-3 Effet du phénomène des diffusions multiples dans les cibles de Tb et Tm sur les distributions angulaires des RE observé dans nos réactions. En ligne pointillée (rouge) la distribution angulaire composante FC sans diffusion multiple et en ligne continue cette même distribution avec les effets de ces diffusions induites dans les demi-cibles.

Dans ces figures, on observe que les RE détectés aux petits angles ne sont pas influencés par la diffusion multiple. Ceci nous permet d'utiliser par la suite les paramètres K_0, K_4 et S_0, S_4 des ajustements des vitesses à 8° et 9° de la Figure 3-2 pour le calcul des sections efficaces des RE. Les sections efficaces de formation des résidus provenant séparément de la FC $\sigma_{RE}^{FC}(K_0, S_0)$ et FI $\sigma_{RE}^{FI}(K_4, S_4)$, ainsi que les pourcentages de MLT (%P) calculés par l'expression (3.5) sont présentés au Tableau 3-2:

$$(3.5) \quad \%P = R_{RE}^{FC} (\%P_{NC}^{FC}) + (1 - R_{RE}^{FC}) (\%P_{NC4}^{FI})$$

$$\text{où } R_{RE}^{FC} = \sigma_{RE}^{FC} / (\sigma_{RE}^{FC} + \sigma_{RE}^{FI}) \text{ et avec } \%P_{NC}^{FC} = 1 \text{ et } \%P_{NC4}^{FI} = 0.8$$

Remarquons les excellents accords obtenus entre les valeurs %P moyennes du Tableau 3-1 et celles du Tableau 3-2.

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$						
ε_p (MeV/u)	$\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}} \pm \Delta\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ (mbarns)	$\sigma_{\text{RE}}^{\text{FI}} \pm \Delta\sigma_{\text{RE}}^{\text{FI}}$ (mbarns)	$R_{\text{RE}}^{\text{FC}} \pm \Delta R_{\text{RE}}^{\text{FC}}$	$\%P \pm \Delta\%P$ [%]	$E_{\text{IN}}^{*\text{FC}}$ (MeV)	$J_{\text{RE}}^{\text{FC}} \pm \Delta J_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ ($\hbar$)
8	711 ± 46	000 ± 00	1.000 ± 0.000	100.0 ± 0.0	112	52 ± 1.7
10	612 ± 40	135 ± 14	0.819 ± 0.008	96.4 ± 1.0	148	55 ± 1.8
13	506 ± 28	251 ± 17	0.669 ± 0.006	93.4 ± 0.8	201	57 ± 1.6
16	342 ± 21	399 ± 28	0.462 ± 0.008	89.2 ± 1.0	254	52 ± 1.6
$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$						
ε_p (MeV/u)	$\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}} \pm \Delta\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ (mbarns)	$\sigma_{\text{RE}}^{\text{FI}} \pm \Delta\sigma_{\text{RE}}^{\text{FI}}$ (mbarns)	$R_{\text{RE}}^{\text{FC}} \pm \Delta R_{\text{RE}}^{\text{FC}}$	$\%P \pm \Delta\%P$ [%]	$E_{\text{IN}}^{*\text{FC}}$ (MeV)	$J_{\text{RE}}^{\text{FC}} \pm \Delta J_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ ($\hbar$)
8	364 ± 28	000 ± 00	1.000 ± 0.000	100.0 ± 0.0	108	38 ± 1.5
10	350 ± 26	000 ± 00	1.000 ± 0.000	100.0 ± 0.0	144	41 ± 1.5
13	288 ± 20	122 ± 17	0.702 ± 0.033	94.0 ± 0.7	196	43 ± 1.5
16	231 ± 16	214 ± 18	0.519 ± 0.027	90.4 ± 0.5	251	42 ± 1.5

Tableau 3-2 Sections efficaces $\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ et $\sigma_{\text{RE}}^{\text{FI}}$, pourcentage de MLT et valeurs de $E_{\text{IN}}^{*\text{FC}}$ et de $J_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ pour chaque énergie du faisceau ^{20}Ne et pour les deux cibles étudiées.

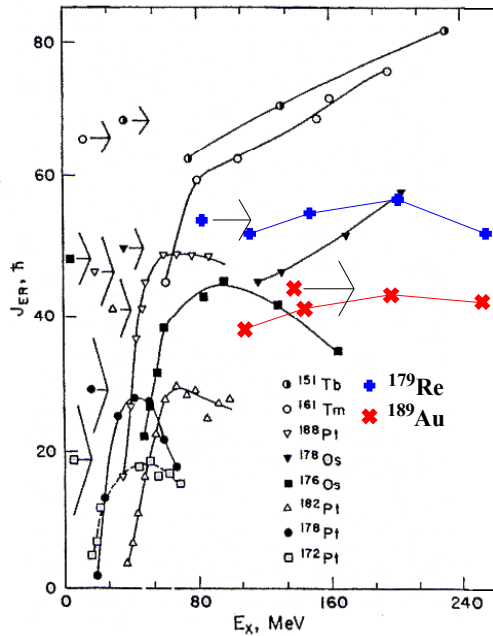


Figure 3-4 $J_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ de nos réactions comparées à d'autres résultats extraits de la référence [33]. Les flèches correspondent aux valeurs de J_{ER} pour une barrière de fission $B_f = 11 \pm 1$ MeV. Dans notre analyse, nous avons considéré $B_f = 8 \pm 1$ MeV ce qui correspond plus à l'énergie de liaison d'un neutron des noyaux composés formés dans nos réactions.

En utilisant l'approximation de la coupure franche (1.10) et les valeurs de λ du Tableau 1-1, on peut calculer les valeurs du moment angulaire intrinsèque J_{RE}^{FC} du NC dans le cas de la FC, qui donnent lieu à la formation d'un résidu d'évaporation. Ces valeurs sont reprises au Tableau 3-2 et sont comparées dans la Figure 3-4 à celles de la référence [33]. Pour cette comparaison nous avons utilisé, afin de rester cohérent, les valeurs des énergies d'excitation initiales du NC E_{IN}^{*FC} calculées dans l'hypothèse du MLT complet. Dans cette même figure, on présente par des flèches les valeurs limites de J_{ER} (Chapitre 1). Remarquons que les flèches de la référence [33] correspondent à $B_f = B_n = 11 \pm 1$ MeV. Dans notre analyse, elles correspondent au moment angulaire tel que $B_f = B_n = 8 \pm 1$ MeV ; valeurs qui sont plus proches des énergies de liaison d'un neutron dans nos noyaux composés ^{179}Re et ^{189}Au . Lors de cette comparaison, il faut aussi tenir compte du fait que les réactions utilisées dans la référence ont des projectiles d'énergie inférieure à 8 MeV/u et par conséquent elles n'ont pas de pré-équilibre et ne sont pas en compétition avec le processus de fusion incomplète. Nous observons clairement que nos valeurs saturent et ne décroissent ni croissent lorsque l'énergie d'excitation augmente comme certains résultats antérieurs pourraient le suggérer.

3.2. Fission détectée dans les galettes à micro-canaux

Comme montré au chapitre 2, le dispositif GJ1 et GJ2 permet également la détection des fragments de fission. Lors de la seconde expérience, la distribution de masse et la distribution angulaire de ces fragments ont pu être déterminées.

3.2.1. Signature de la fission rapide

L'étude de la distribution en masse des fragments de fission nous permet de mettre en évidence l'existence éventuelle de la fission rapide présentée au chapitre 1. En effet, il a été souligné par B. Borderie [10] que lorsque le moment angulaire du NC excède $J_{Bf=0}$ (où $\ell_{Bf=0}$), la largeur à mi-hauteur réduite de la distribution en masse des FF augmente avec la différence ($\ell_{crit} - \ell_{Bf=0}$). La largeur à mi-hauteur réduite de la distribution en masse s'écrit comme $FWHM/M_{NC}$ où M_{NC} est la masse du NC. Au Tableau 3-3, les masses moyennes des fragments de fission $\overline{M}_{FF}$ et leurs largeurs réduites sont montrées pour les deux réactions étudiées. Remarquons à ce stade de l'analyse, que les $\overline{M}_{FF}$ correspondent aux valeurs moyennes des distributions en masse ces FF relevés avec les GJi. Les M_{NC} correspondent aux valeurs d'une FC.

Les largeurs réduites de nos expériences, présentées en fonction de la différence ($\ell_{crit} - \ell_{Bf=0}^{Sierk}$), sont comparées à la systématique de B. Borderie et al. à la Figure 3-5. Pour valeur de ℓ_{crit} nous avons pris la moyenne des valeurs du Tableau 1-2 discutés au chapitre 1. Les incertitudes dans la valeur de la différence ($\ell_{crit} - \ell_{Bf=0}^{Sierk}$) correspondent (dans notre cas) à la disparité des valeurs de ℓ_{crit} obtenues à partir de différents modèles. En conclusion, nous remarquons que nos valeurs suivent bien cette systématique suggérant une faible contribution de la fission rapide dans nos réactions. Ceci sera traité plus en détail après l'étude des sections efficaces expérimentales en tenant compte aussi de la contribution de la FI (obtention de ℓ_{crit} expérimental).

	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$			$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$		
ε_p (MeV/u)	$\overline{M}_{\text{FF}}$ (uma)	FWHM (uma)	$\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}} \pm \Delta\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}}$ (mbarns)	$\overline{M}_{\text{FF}}$ (uma)	FWHM (uma)	$\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}} \pm \Delta\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}}$ (mbarns)
8	83.6	32	641 ± 25	89.0	36	1070 ± 41
10	82.4	36	838 ± 38	86.5	37	1230 ± 54
13	85.2	44	804 ± 35	86.5	37	1210 ± 49
16	83.6	43	759 ± 38	83.5	41	1160 ± 54

Tableau 3-3 Masses moyennes et largeurs à mi-hauteur (FWHM) des distributions en masse des fragments de fission et leurs sections efficaces correspondantes pour les deux réactions étudiées (voir §1.1.1).

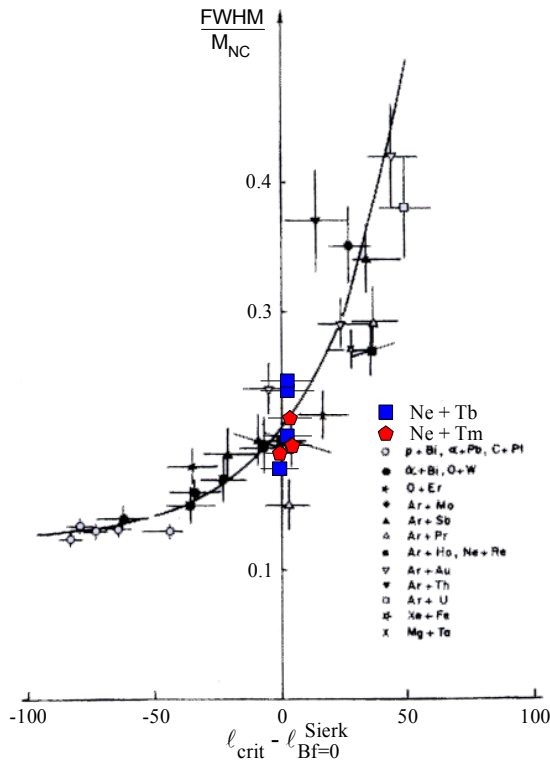


Figure 3-5 Valeurs des largeurs à mi-hauteur réduites des distributions en masse des FF en fonction de la différence ($\ell_{\text{crit}} - \ell_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$) comparées à la systématique de B. Borderie et al. [10].

3.2.2. Distributions angulaires et sections efficaces

Contrairement aux RE, les FF étaient bien séparés du bruit de fond dans les spectres biparamétriques (Figure 2.5 chap. 2). Les valeurs expérimentales ont pu être entièrement intégrées pour l'étude de leurs distributions angulaires et le calcul des sections efficaces correspondantes. De plus, les FF étant beaucoup plus légers et plus rapides que les RE, leurs distributions angulaires ne sont pas influencées par la diffusion multiple dans la cible.

Sachant que la distribution angulaire des fragments de fission, dans le repère du centre de masse (cm), pour des NC de **haut spin** est du type :

$$(3.6) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{cm}}}(\theta_{\text{cm}}) = \frac{K}{\sin(\theta_{\text{cm}})} \quad \text{avec} \quad \sigma_{\text{FF}} = \pi^2 K$$

Après normalisation et intégration de la distribution en vitesse expérimentale de ces fragments, on obtient la distribution angulaire dans le repère du laboratoire. Celle-ci a été transformée dans le repère du centre de masse pour l'ajustement avec l'éq. (3.6) (voir Figure 3-6). Pour ce faire, nous avons utilisé l'équation:

$$(3.7) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = \frac{|1 + \gamma \cos(\theta_{cm})|}{(1 + 2\gamma \cos(\theta_{cm}) + \gamma^2)^{3/2}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{V_{NC}^{FC}}{V_{FF}} \quad \text{et} \quad \text{tg}(\theta_{cm}) = \frac{V_{FF} \sin(\theta)}{V_{FF} \cos(\theta) - V_{NC}^{FC}}$$

où V_{FF} est la vitesse mesurée des FF et θ leur angle détection, tous les deux définis dans le repère du laboratoire. Comme valeur de la vitesse du centre de masse, nous avons utilisé la vitesse du CN (V_{NC}^{FC}) associée au cas d'une fusion complète. Avec l'ajustement des distributions par l'équation (3.6), on obtient les sections efficaces de fission. Celles-ci sont présentées au Tableau 3-3 pour les deux réactions. Les excellents accords obtenus entre les distributions angulaires des FF à 13 et 16 MeV/u et la description en $1/\sin(\theta_{cm})$ justifie les approximations sous-jacentes utilisées dans les équations (3.7).

Dans les cas des GJ1 et 2, on ne détecte qu'un seul des deux fragments de fission. Avec un seul fragment, nous n'avons pas suffisamment d'information pour étudier la quantité de MLT lors des réactions de fusion menant à la fission. Donc, on ne pouvait pas isoler la contribution éventuelle de la FI (dû au pré-équilibre et/ou au transfert massif). Mais dans le cadre de la première expérience, les MWPC ont été utilisés pour détecter en coïncidence les deux FF et mesurer les angles relatifs entre ces deux fragments permettant ainsi l'étude du MLT pour la voie de fission. Le domaine des moments angulaires menant à la fission étant complètement différent de celui menant à l'évaporation peut nous fournir un comportement différent du MLT.

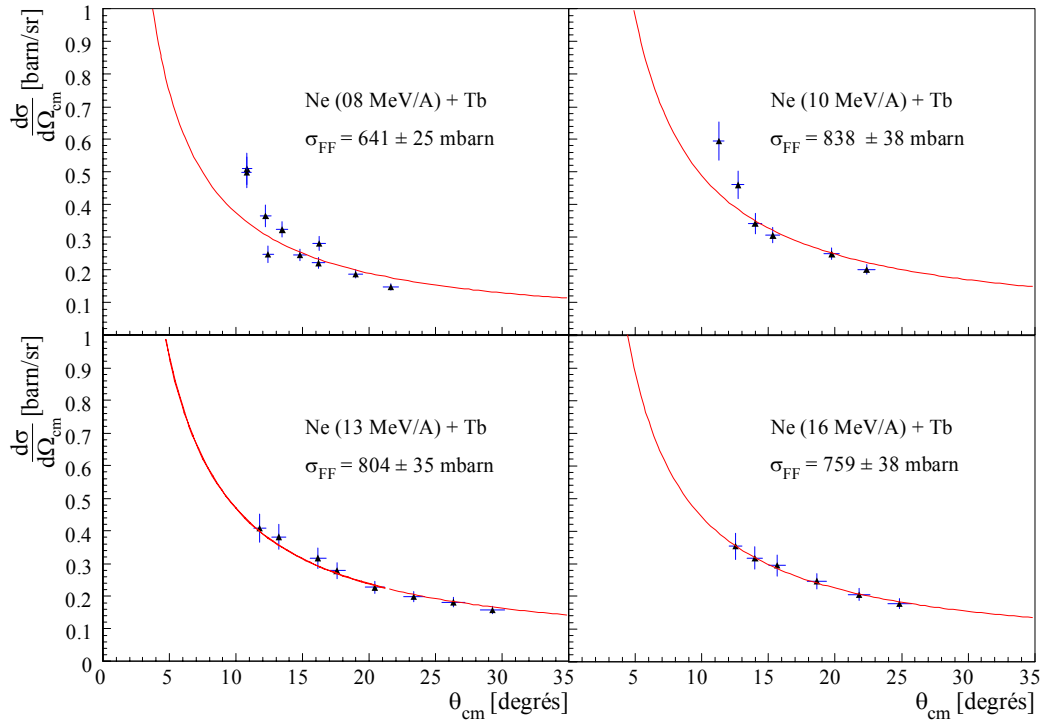


Figure 3-6 Distributions angulaires des fragments de fission dans le repère du centre de masse pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ aux quatre énergies de bombardement et ajustées (lignes continues) par l'expression (3.6)

3.3. Fission détectée dans le MWPC

Lors de la première expérience réalisée avec le détecteur DEMON, en plus des ensembles GJ1 et GJ2, les MWPC1 et MWPC2 étaient placés de part et d'autre de l'axe du faisceau. Ces chambres à multifils nous ont permis de détecter en coïncidence les deux fragments de fission et de les caractériser.

3.3.1. Masses et TKE

La connaissance du temps de vol et de la position des fragments n'est pas, en principe, suffisante pour la reconstruction des masses des FF à partir des données brutes. Pour pallier ce manque d'information à ce

stade de l'analyse, on a dû faire l'hypothèse que la somme des masses de FF était égale à celle du NC issu du processus de fusion complète. Nous avons donc négligé la perte des masses due au pré-équilibre et surtout à l'évaporation de pré-scission (voir plus loin).

Le Tableau 3-4 montre les valeurs des masses moyennes et les correspondantes largeurs à mi-hauteur des fragments de fission issus de nos mesures. Ces valeurs sont obtenues pour des fragments détectés avec des ouvertures angulaires en θ et ϕ de $\pm 6^\circ$ autour de la valeur moyenne de la distribution angulaire de la fission dans le MWPC1. Dans ces conditions, toutes les asymétries de masse sont détectées en coïncidence avec le MWPC2. Les valeurs des masses moyennes comparées avec celles obtenues à l'aide des détecteurs GJ1 et GJ2 (Tableau 3-3), mettent clairement en évidence l'effet de l'omission des processus de pré-équilibre et de l'évaporation de nucléons avant la scission.

	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$				$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$			
ε_p (MeV/u)	$\overline{M}_{\text{FF}}$ (uma)	FWHM (uma)	$\overline{\text{TKE}}_{\text{FF}}$ (MeV)	FWHM (MeV)	$\overline{M}_{\text{FF}}$ (uma)	FWHM (uma)	$\overline{\text{TKE}}_{\text{FF}}$ (MeV)	FWHM (MeV)
8	89	38	127	43	91	46	132	44
10	91	44	141	54	95	48	151	45
13	89	52	133	47	95	52	150	42
16	89	53	131	51	95	56	149	48

Tableau 3-4 Valeurs moyennes des distributions en masses et en TKE des fragments de fission ainsi que leurs largeurs à mi-hauteur respectives pour les réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ calculées dans l'hypothèse de $M_{\text{F1}} + M_{\text{F2}} = M_{\text{NC}}^{\text{FC}}$.

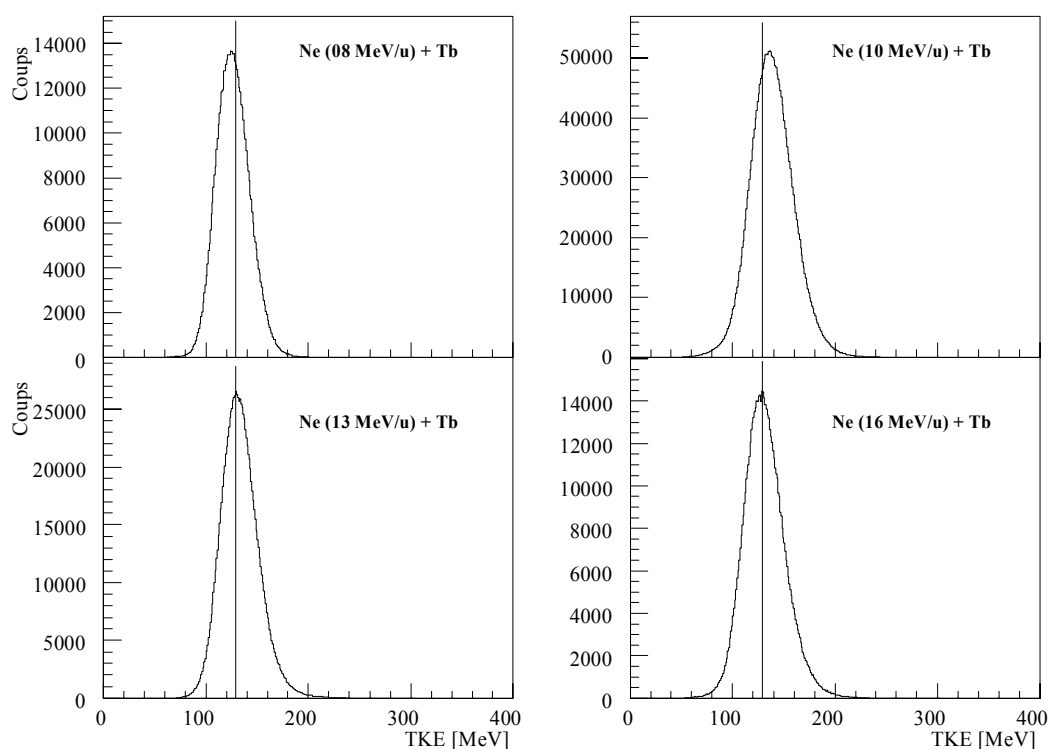


Figure 3-7 Distributions des TKE des fragments de fission issus de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Les lignes verticales montrent les valeurs calculées par le formalisme de Viola[34].

La détection en coïncidence des deux fragments de fission permet la détermination de leur énergie cinétique totale dans le système du centre de masse (TKE). Elle est calculée événement par événement à partir des masses et vitesses des fragments. La Figure 3-7 montre les distributions des TKE pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ aux différentes énergies du faisceau. Ces distributions correspondent à la globalité de la distribution en masse des fragments de fission (c.-à-d. toutes les asymétries de masse confondues).

Les valeurs moyennes de ces distributions ainsi que celles de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ sont présentées au Tableau 3-4. Ces moyennes peuvent être comparées aux valeurs calculées avec la formule semi-empirique de Viola [34]. Celle-ci s'écrit dans le cas d'une partition symétrique:

$$(3.8) \quad \text{TKE}_V = 22.2 + 0.1071 \frac{Z_{\text{NC}}^2}{A_{\text{NC}}^{1/3}}$$

où Z_{NC} et A_{NC} sont les masses du NC. Dans le cas d'une FC cette formule donne 129 MeV pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et 139 MeV pour $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$. L'accord est insuffisant mais cette étude est une première approximation.

En tenant compte cette fois-ci de la perte de masse du pré-équilibre (5.4) et de l'évaporation de pré-scission (5.5) nous avons recalculé, dans le cas de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$, les masses et les TKE de telle façon que la somme des masses des deux fragments soit égale à la masse résiduelle du NC avant la fission: $M_{F1} + M_{F2} = M_{\text{af}}$. L'évaluation de la masse avant la fission sera présentée au chapitre suivant. En outre, nous avons considéré la valeur de la vitesse du centre de masse comme la valeur moyenne V_{NC} de l'ajustement des distributions des vitesses des RE à une contribution (Figure 3-2). Les nouvelles valeurs expérimentales des moyennes du TKE sont présentées au Tableau 3-5 avec les masses M_{af} et charges Z_{af} du NC avant la fission.

ϵ_p (MeV/u)	M_{af} (uma)	Z_{af}	$\overline{\text{TKE}}_{\text{FF}}$ (MeV)	TKE_V (MeV)
8	174	75	125	130
10	172	74	136	128
13	169	73	126	125
16	166	72	121	123

Tableau 3-5 Nouvelles valeurs moyennes du TKE expérimental calculées dans l'hypothèse de $M_{F1} + M_{F2} = M_{\text{af}}$ et du TKE calculé avec formule semi-empirique de Viola en utilisant les masses M_{af} et charges Z_{af} du NC avant la fission.

Dans ce second calcul l'accord entre le TKE expérimental et celui du formalisme de Viola s'est globalement amélioré excepté à 8 MeV/u.

3.3.2. Moment linéaire transféré et section efficace.

La détection des fragments de fission avec les ensembles GJ1 et GJ2 permet de mesurer les sections efficaces de fission mais ne procure aucune information sur la contribution de la fusion incomplète dans nos événements. Pour pallier ce manque, on va utiliser les données des MWPC et en particulier l'angle de corrélation: $\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$ où θ_{12} est l'angle relatif entre les deux fragments de fission dans le repère du laboratoire.

Comme il a été signalé au §3.1.1 concernant les RE, la vitesse de recul du NC lors d'une fusion incomplète est inférieure à celle de la fusion complète si la masse manquante Δm provient essentiellement du projectile. Ceci a pour effet l'accroissement de l'angle de corrélation entre les deux fragments (Figure 3-8). Le Tableau 3-6 compare les valeurs théoriques θ_{12}^{FC} associées à une FC aux valeurs moyennes θ_{12}^{exp} des distributions expérimentales obtenues des données relevées à l'aide des MWPC. Pour les valeurs théoriques, on a utilisé les masses des fragments de fission issus d'une FC en plus des conditions: $\theta_1 = \theta_2$ et $M_{F1} = M_{F2}$ (fission symétrique). Ainsi, θ_{12}^{FC} se calcule d'après [35, 36] comme:

$$(3.9) \quad \text{tg}(\theta_{12}^{\text{FC}}/2) = \frac{1.39 \sqrt{\frac{\text{TKE}_V [\text{MeV}]}{M_{\text{af}}^{\text{FC}}}}}{V_{\text{NC}}^{\text{FC}} [\text{cm/ns}]} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} M_{\text{af}}^{\text{FC}} = M_{\text{NC}}^{\text{FC}} - (v_n^{\text{pre}} + v_p^{\text{pre}} + 4v_\alpha^{\text{pre}}) \\ Z_{\text{af}}^{\text{FC}} = Z_{\text{NC}}^{\text{FC}} - (v_p^{\text{pre}} + 2v_\alpha^{\text{pre}}) \end{cases}$$

le TKE_V est donné par le formalisme de Viola (3.8) calculée avec M_{af}^{FC} et Z_{af}^{FC} qui sont la masse et la charge du NC avant la fission; v_n^{pre} , v_p^{pre} , v_α^{pre} sont les multiplicités des neutrons, protons et particules alpha évaporées par le NC avant sa scission. Ces multiplicités et leur analyse seront présentées au chapitre suivant.

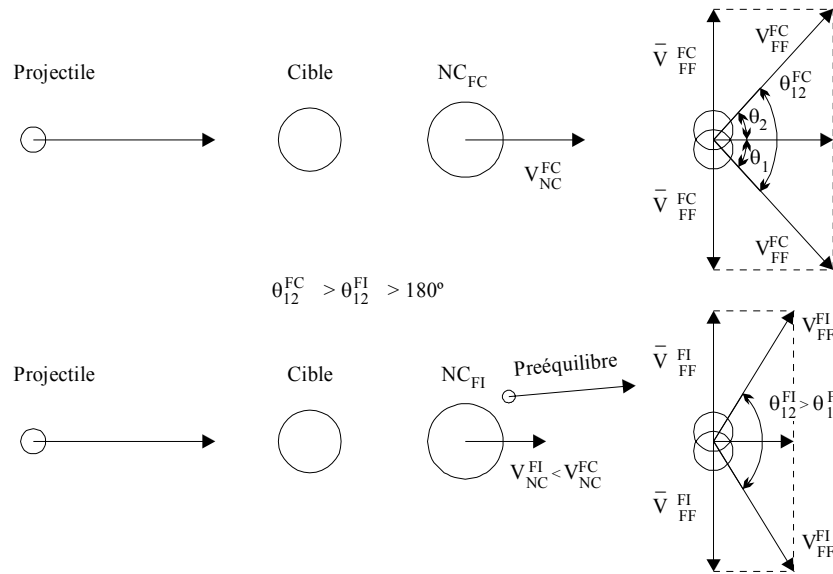


Figure 3-8 Schématisation des processus de FC et FI et leur influence sur l'angle de corrélation des fragments de fission θ_{12} . $\bar{V}_{FF}$ et V_{FF} définissent respectivement les vitesses des fragments de fission dans le repère du centre de masse et dans le repère du laboratoire.

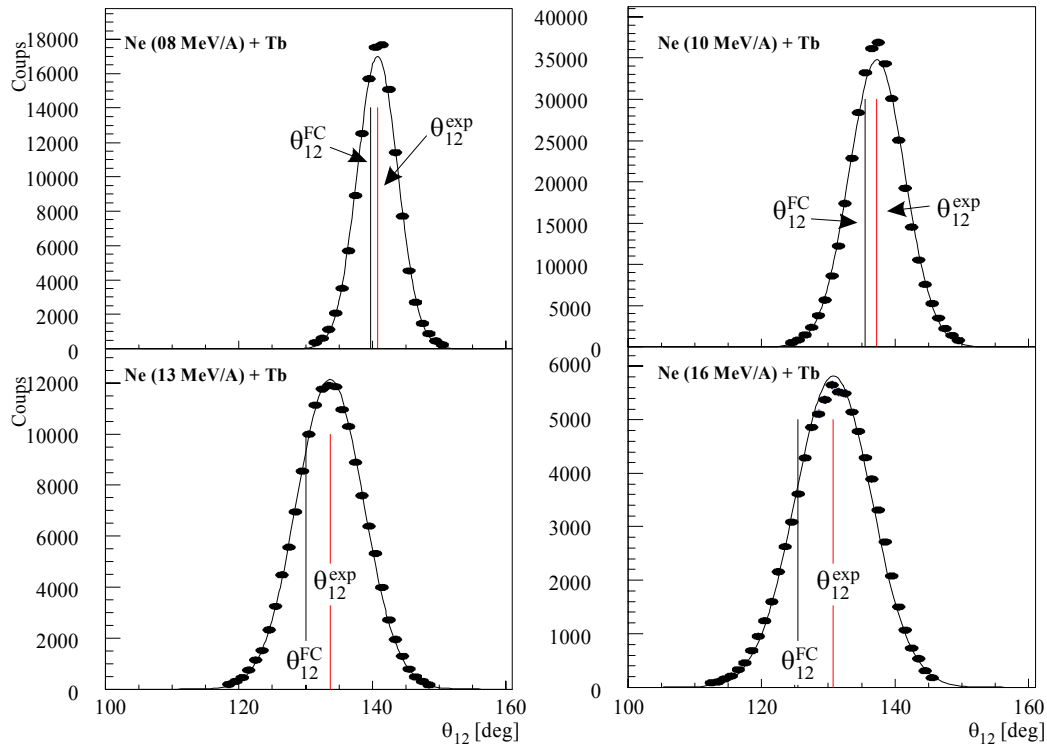


Figure 3-9 Distributions expérimentales des angles de corrélation des fragments de fission pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Les lignes verticales noires montrent les valeurs de θ_{12}^{FC} calculées à l'aide de l'équation (3.9) et les rouges les valeurs de θ_{12}^{exp} .

L'accroissement de l'écart entre θ_{12}^{FC} et la valeur expérimentale θ_{12}^{exp} met en évidence une contribution de plus en plus importante de la FI avec l'énergie incidente. Ces écarts peuvent être observés dans la Figure 3-9 où sont montrées les distributions expérimentales des angles de corrélation pour des fragments de masse 90 ± 5 uma et des ouvertures angulaires de $\pm 6^\circ$ (en ϕ et θ) autour du centre du MWPC1.

Le pourcentage du moment linéaire transféré %P, lors des processus de fusion menant à la fission, est obtenu par :

$$(3.10) \quad \%P = \frac{P_{NC}^{exp}}{P_{NC}^{FC}} = \frac{M_{NC}^{PE} V_{NC}}{M_{NC}^{FC} V_{NC}^{FC}} = \frac{M_{NC}^{PE} \sqrt{M_{af}^{FC} TKE}}{M_{NC}^{FC} \sqrt{M_{af} TKE_v}} \frac{\text{tg}(\theta_{12}^{FC}/2)}{\text{tg}(\theta_{12}^{exp}/2)} \approx \frac{\text{tg}(\theta_{12}^{FC}/2)}{\text{tg}(\theta_{12}^{exp}/2)}$$

où M_{NC}^{PE} , M_{af} , V_{NC} et $\overline{TKE}$ sont respectivement les valeurs expérimentales de la masse initiale du NC (après l'émission du PE), la masse du NC avant scission (après l'évaporation des particules de pré-scission), la vitesse du recul du NC (voir Tableau 3-1) et le TKE de la partition symétrique pour la masse M_{af} . Pour des systèmes lourds, le rapport entre les valeurs expérimentales et celles de la FC est presque égale à 1 et donc le pourcentage du MLT, dans le cas de la fission, peut s'exprimer comme le rapport de tangentes. Les valeurs des %P sont montrées au Tableau 3-6 et peuvent être comparées aux valeurs obtenues dans l'étude des RE (Tableau 3-1).

	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$			$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$		
ϵ_p (MeV/u)	θ_{12}^{FC} (deg)	θ_{12}^{exp} (deg)	$\%P \pm \Delta\%P$ [%]	θ_{12}^{FC} (deg)	θ_{12}^{exp} (deg)	$\%P \pm \Delta\%P$ [%]
8	139.7	140.8 ± 0.5	97 ± 3	142.0	142.1 ± 0.5	100 ± 3
10	135.5	137.3 ± 0.5	96 ± 3	138.0	139.9 ± 0.5	95 ± 3
13	130.0	133.7 ± 0.5	92 ± 2	132.8	136.6 ± 0.5	91 ± 2
16	125.5	130.8 ± 0.5	89 ± 2	128.3	134.0 ± 0.5	88 ± 2

Tableau 3-6 Angles de corrélation théoriques des fragments de fission pour le cas d'une FC comparés aux valeurs expérimentales moyennes relevées à l'aide des MWPC ainsi que les pourcentages des MLT résultants.

Un procédé identique, avec les mêmes hypothèses que pour les résidus d'évaporation, peut être fait pour séparer la contribution de la FC de celle de la FI mais cette fois-ci dans le cas de la fission. Pour ce faire, on tente d'ajuster les distributions de la Figure 3-9 par deux gaussiennes. L'une est centrée à l'angle de corrélation calculé avec (3.9) pour le cas d'une FC. L'autre est centrée à l'angle de corrélation calculé aussi avec (3.9) mais en retirant 4 nucléons de plus à l'évaporation de pré-scission (équivalent à un éjectile dans le transfert massif du type α) et en utilisant la vitesse de recul V_{NC}^{FI} pour une FI équivalente à la capture d'un ^{16}O par la cible. Les résultats des ajustements sont présentés à la Figure 3-10. Le pourcentage de la contribution de la FC R_{FF}^{FC} est donné par:

$$(3.11) \quad R_{FF}^{FC} = \frac{s_{FF}^{FC}}{s_{FF}^{FC} + s_{FF}^{FI}} \quad \text{avec } s_{FF}^{FC} \text{ et } s_{FF}^{FI} \text{ les surfaces respectives des deux gaussiennes.}$$

Ce rapport doit nous permettre en principe, de diviser la section efficace de fission obtenue avec les détecteurs GJ1 et GJ2 (Tableau 3-3) en deux parties: σ_{FF}^{FC} et σ_{FF}^{FI} . Il faut souligner que l'aire de la distribution de l'angle de corrélation de la fission est loin d'être totalement reproduite par la somme de ces deux gaussiennes. Ceci est dû au fait qu'on a négligé les autres processus menant à la FI où la perte de 1, 2 ou 3 nucléons s'est produite lors du mécanisme de pré-équilibre. Il reste néanmoins que les sommes des surfaces de deux gaussiennes, et ce dans un ordre croissant de l'énergie incidente, recouvrent respectivement 92.2 %, 95.6 %, 96.9 % et 99.7 % de toute l'aire des données expérimentales. Les

pourcentages de quantité de mouvement transférée %P peuvent être également calculés à l'aide de ces rapports R_{FF}^{FC} à savoir:

$$(3.12) \quad \%P = R_{FF}^{FC} (\%P^{FC}) + (1 - R_{FF}^{FC}) (\%P^{FI}) \quad \text{avec} \quad \%P^{FC} = 1 \quad \text{et} \quad \%P^{FI} = 0.8$$

Les valeurs des rapports R_{FF}^{FC} , des sections efficaces σ_{FF}^{FC} et σ_{FF}^{FI} et des pourcentages de MLT %P sont reprises au Tableau 3-7 où apparaît clairement la croissance de σ_{FF}^{FI} avec l'énergie du faisceau incident. Suite au manque de recouvrement, les valeurs ainsi obtenues correspondent aux valeurs extrêmes: maximales pour R_{FF}^{FC} , σ_{FF}^{FC} et %P mais minimales pour σ_{FF}^{FI} . Remarquons que déjà à 8 MeV/u R_{FF}^{FC} est différent de 100% pour les deux réactions tandis que les R_{RE}^{FC} étaient égales à 100 % (Tableau 3-2).

Quand on prend en considération la surface totale de la distribution des angles de corrélation s_{FF}^{tot} obtenue par l'ajustement avec une seule gaussienne, on peut calculer les valeurs minimales des pourcentages %P et des sections efficaces σ_{FF}^{FC} et par conséquent les valeurs maximales de σ_{FF}^{FI} ignorant les différents processus qui y contribuent ainsi.

$$(3.13) \quad R_{FF}^{FC} \Big|_{\min} = \frac{s_{FF}^{FC}}{s_{FF}^{tot}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} s_{FF}^{tot} & \text{la surface totale de la gaussienne dans la Figure 3.9} \\ s_{FF}^{FC} & \text{la surface de la gaussienne FC dans la Figure 3.10} \end{cases}$$

Les nouvelles valeurs calculées avec $R_{FF}^{FC} \Big|_{\min}$ sont montrées au Tableau 3-8 pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à titre d'exemple. On voit que l'écart entre les deux valeurs extrêmes est, malgré tout, très faible sans être négligeable.

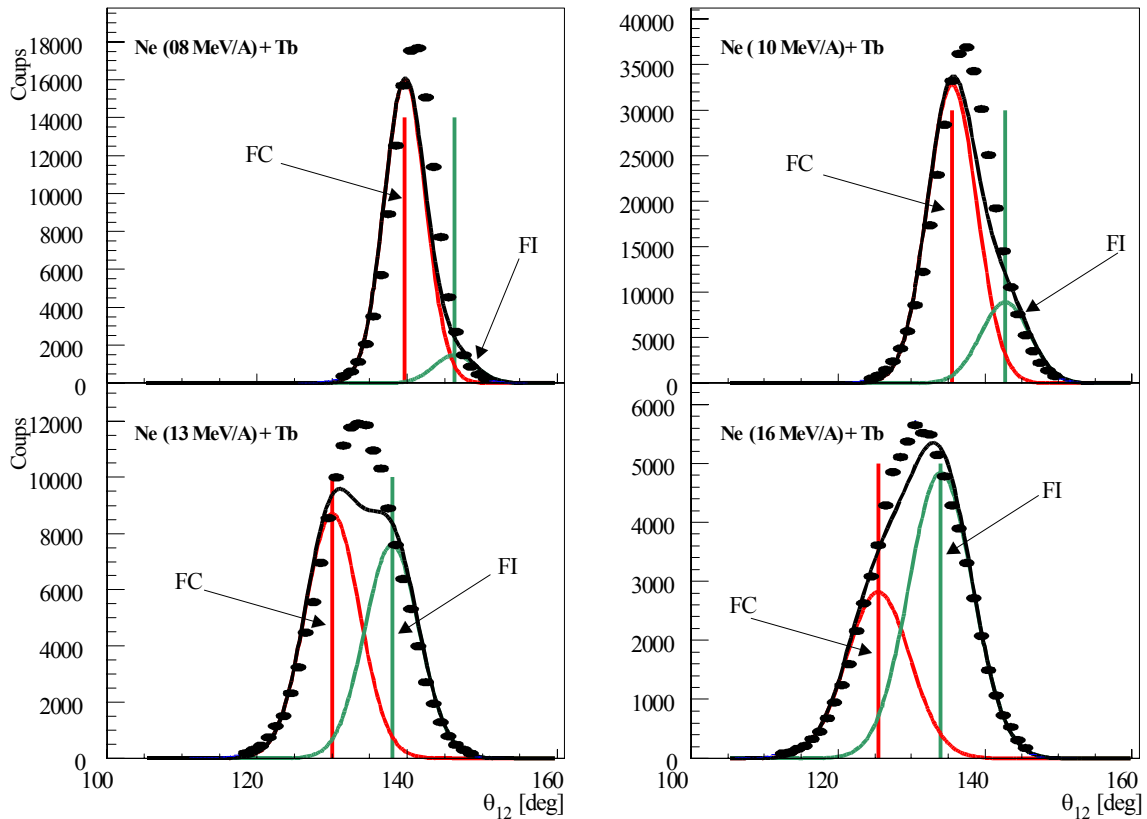


Figure 3-10 Ajustements par deux gaussiennes des distributions θ_{12} expérimentales. La courbe rouge est la contribution de la FC à la fission. La courbe verte est la contribution de la FI en supposant un éjectile α . La courbe noire est la somme des deux contributions. Les lignes verticales représentent les valeurs centrales des gaussiennes fixées aux valeurs estimées par (3.9) pour les FC et FI.

	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$				$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$			
ε_p (MeV/u)	R_{FF}^{FC} [%]	σ_{FF}^{FC} [mbarn]	σ_{FF}^{FI} [mbarn]	%P $\pm \Delta\%P$ [%]	R_{FF}^{FC} [%]	σ_{FF}^{FC} [mbarn]	σ_{FF}^{FI} [mbarn]	%P $\pm \Delta\%P$ [%]
8	90.7 $\pm$ 1.3	582 $\pm$ 24	60 $\pm$ 24	98 $\pm$ 0.25	98.6 $\pm$ 1.9	1055 $\pm$ 45	15 $\pm$ 45	100 $\pm$ 0.38
10	77.4 $\pm$ 1.2	648 $\pm$ 31	189 $\pm$ 31	95 $\pm$ 0.24	66.9 $\pm$ 6.2	823 $\pm$ 84	407 $\pm$ 84	93 $\pm$ 1.24
13	52.1 $\pm$ 2.0	418 $\pm$ 24	385 $\pm$ 24	90 $\pm$ 0.40	48.6 $\pm$ 3.5	588 $\pm$ 49	622 $\pm$ 48	90 $\pm$ 0.70
16	35.0 $\pm$ 2.7	266 $\pm$ 25	494 $\pm$ 24	87 $\pm$ 0.54	36 $\pm$ 2.5	418 $\pm$ 35	742 $\pm$ 35	87 $\pm$ 0.50

Tableau 3-7 Valeurs maximales des rapports R_{FF}^{FC} . Sections efficaces σ_{FF}^{FC} et σ_{FF}^{FI} et pourcentages de MLT %P dans le processus de fission calculés en utilisant ces rapports maximaux.

	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$			
ε_p (MeV/u)	$R_{FF}^{FC} _{\min}$ [%]	σ_{FF}^{FC} [mbarn]	σ_{FF}^{FI} [mbarn]	%P $\pm \Delta\%P$ [%]
8	83.6 $\pm$ 1.3	536 $\pm$ 23	105 $\pm$ 22	96.72 $\pm$ 0.25
10	74.0 $\pm$ 1.2	620 $\pm$ 30	218 $\pm$ 29	94.80 $\pm$ 0.24
13	50.4 $\pm$ 2.0	405 $\pm$ 24	398 $\pm$ 24	90.09 $\pm$ 0.40
16	34.9 $\pm$ 2.7	265 $\pm$ 25	494 $\pm$ 24	86.98 $\pm$ 0.54

Tableau 3-8 Valeurs minimales des rapports $R_{FF}^{FC}|_{\min}$. Sections efficaces σ_{FF}^{FC} et σ_{FF}^{FI} et pourcentages de MLT %P dans le processus de fission calculés en utilisant ces rapports minimaux.

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, on a étudié le comportement du mécanisme de fusion dans nos réactions en fonction de l'énergie incidente et ce de deux points de vue différents:

- Le pourcentage du moment linéaire moyen transféré (%P) lors de cette fusion.
- Les sections efficaces σ_{RE} de fusion $\rightarrow$ évaporation et σ_{FF} de fusion $\rightarrow$ fission.

3.4.1. Moment linéaire transféré

Le pourcentage de MLT a été obtenu de quatre façons différentes:

Dans l'analyse des vitesses des résidus d'évaporation:

- Par le rapport de vitesses expérimentales et celles correspondantes à la fusion complète des RE, à savoir V_{CN}/V_{CN}^{FC} ;
- En déconvoluant en fusion complète $^{20}\text{Ne} + X$ et incomplète $^{16}\text{O} + X$ les distributions en vitesse des résidus d'évaporation.

Dans l'analyse des fragments de fission:

- Par le rapport des tangentes des angles de corrélation des FF expérimentales et celles des FF calculées dans le cas d'une fusion complète, $\text{tg}(\theta_{12}^{FC}/2)/\text{tg}(\theta_{12}^{\text{exp}}/2)$;
- En déconvoluant en fusion complète $^{20}\text{Ne} + X$ et incomplète $^{16}\text{O} + X$ les distributions des angles de corrélation des fragments de fission.

Les différentes valeurs obtenues sont comparées à une figure extraite de la référence [36] où est montrée une systématique des données antérieures (Figure 3-11). Celle-ci met en évidence que le MLT varie en fonction de la vitesse relative V_{rel} des noyaux au point de contact à savoir.

$$(3.14) \quad \%P = -1.904V_{rel} + 1.19, \text{ pour } V_{rel} \geq 0.1c, \text{ avec } V_{rel} = \frac{1.389}{30} \sqrt{2(E_{disp}^{CM} - V_C)} / \mu$$

où c est la vitesse de la lumière, E_{disp}^{CM} est l'énergie disponible dans le centre de masse (1.1), V_C est le potentiel Coulombien au point de contact et μ la masse réduite de la voie d'entrée dans nos réactions. Le point de contact n'étant pas précisé dans la référence [36], la somme des rayons de demi-densités $R = 1.07 \left(A_p^{1/3} + A_t^{1/3} \right)$ a été utilisée. Cette incertitude peut occasionner une certaine déviation de nos résultats par rapport à la systématique publiée.

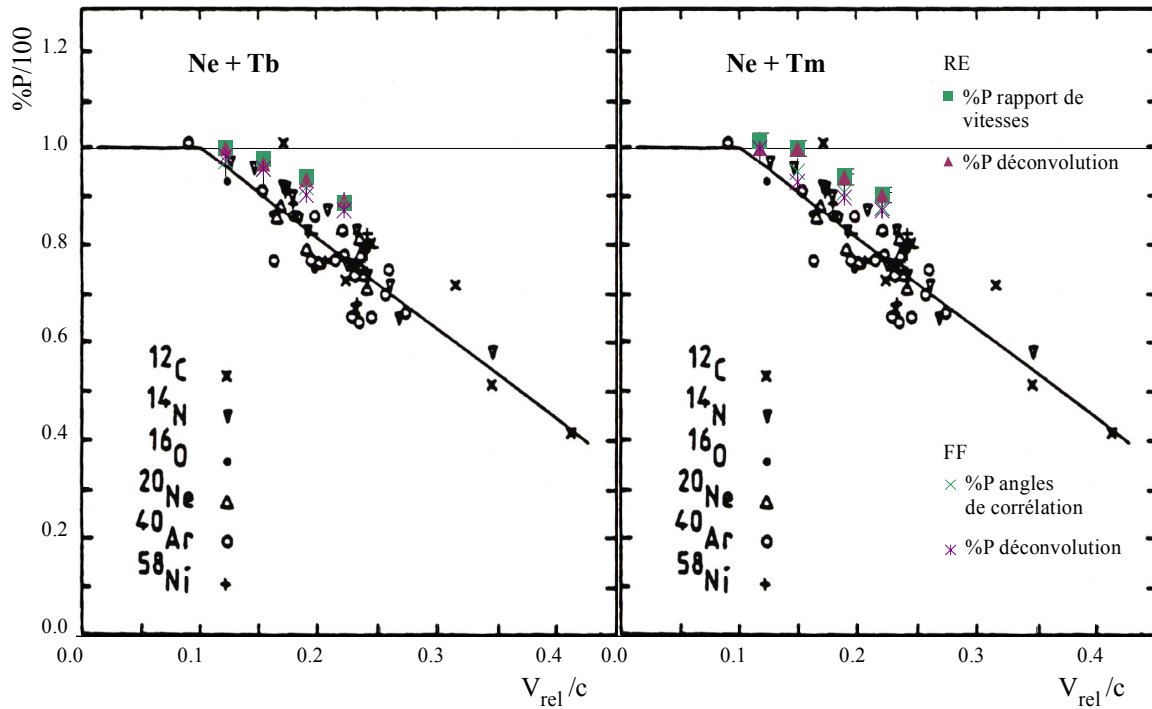


Figure 3-11 Systématique montrant la dépendance en énergie du MLT moyen pour différents projectiles sur différentes cibles d'actinides. Nos valeurs extraites de l'analyse des RE et des FF sont comparées à celles de la référence [36].

Une seconde compilation des %P prise des articles [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43] en fonction de l'énergie par nucléon du projectile incident est montrée à la Figure 3-12. Celle-ci compare les données en fonction de la vitesse du projectile (ou l'expression $\varepsilon_p^{1/2}$) et sans utiliser V_C (c.-à-d. indépendamment du type de projectile et cible).

Dans cette figure, on montre que les pourcentages de MLT obtenus dans nos expériences suivent bien le comportement des résultats des expériences antérieures. Les valeurs résultantes de nos réactions sont celles obtenues par les rapports des vitesses des RE (équation (3.3) indiquée par des triangles) et par les rapports des tangentes de l'angle de corrélation des FF (équation (3.10) indiqués par des carrés). La petite différence de MLT laisse conclure que les résidus d'évaporation, produits à partir des collisions plus centrales, ont tendance à emporter plus de quantité de mouvement. Par contre, et comme attendu, la perte du MLT dans les collisions périphériques (qui mènent à la fission) est plus importante. Ces résultats nous réconfortent quant à nos analyses et interprétations de nos données expérimentales, d'une grande complexité malgré tout et ce dû essentiellement à la présence de la FI.

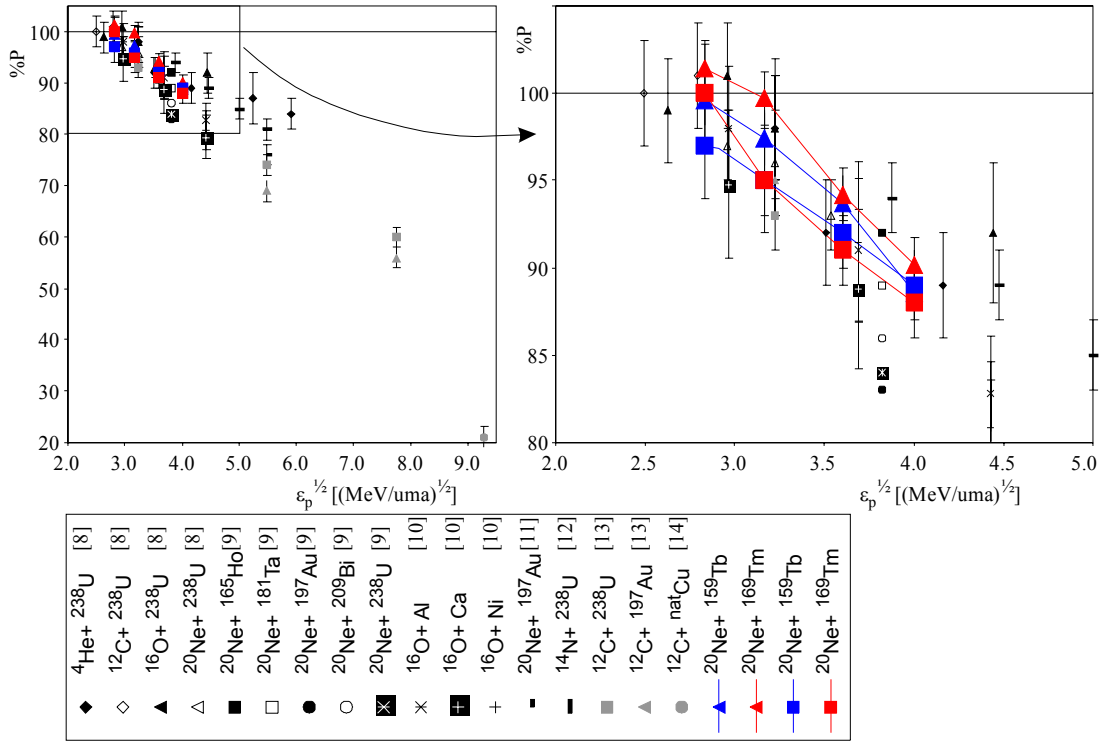


Figure 3-12 Compilation des pourcentages du MLT en fonction de la vitesse du projectile $\varepsilon_p^{1/2}$. Nos résultats sont présentés en couleurs. Les carrés sont les valeurs obtenues à partir des fragments de fission et les triangles sont les valeurs obtenues avec les résidus d'évaporation pour les deux réactions étudiées. A droite, un agrandissement de la figure de gauche.

3.4.2. Sections efficaces

Dans ce chapitre, quatre sections efficaces ont été calculées et discutées, à savoir:

- Les sections efficaces de formation de RE provenant de la FC et de la FI.
- Les sections efficaces de fission provenant de la FC et de la FI.

La somme des sections efficaces de formation de RE σ_{RE}^{FC} et de fission σ_{FF}^{FC} provenant de la FC permet d'obtenir la section efficace totale de la fusion complète σ_{FU}^{FC} . La même approche peut être suivie pour obtenir la section efficace totale de la fusion incomplète σ_{FI}^{FI} . Les valeurs ainsi obtenues sont présentées au Tableau 3-9. Dans ce même tableau, est également montré le moment angulaire critique ℓ_{crit}^{FC} obtenu à partir de $\sigma_{FU}^{FC} = \sigma_{RE}^{FC} + \sigma_{FF}^{FC}$ en fonction de l'énergie du faisceau incident obtenu dans l'hypothèse du modèle de coupure franche (1.10).

	$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$				$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$			
ε_p (MeV/u)	σ_{FU}^{FC} [mbarn]	σ_{FI}^{FI} [mbarn]	ℓ_{crit}^{FC} [$\hbar$]	$\frac{\sigma_{RE}^{FC}}{\sigma_{FF}^{FC}}$	σ_{FU}^{FC} [mbarn]	σ_{FI}^{FI} [mbarn]	ℓ_{crit}^{exp} [$\hbar$]	$\frac{\sigma_{RE}^{FC}}{\sigma_{FF}^{FC}}$
8	1298±71	54±24	71±1.9	1.211±0.093	1419±73	15±45	74±1.9	0.345±0.030
10	1271±71	314±45	78±2.2	0.930±0.074	1173±110	407±84	76±3.6	0.425±0.054
13	936±53	625±42	76±2.2	1.180±0.095	876±69	744±65	74±2.9	0.490±0.053
16	621±46	879±52	69±2.6	1.225±0.133	649±51	956±53	71±2.8	0.553±0.060

Tableau 3-9 Sections efficaces de fusion complète et incomplète, moments angulaires critiques correspondants à la FC et rapports des sections efficaces des RE et FF.

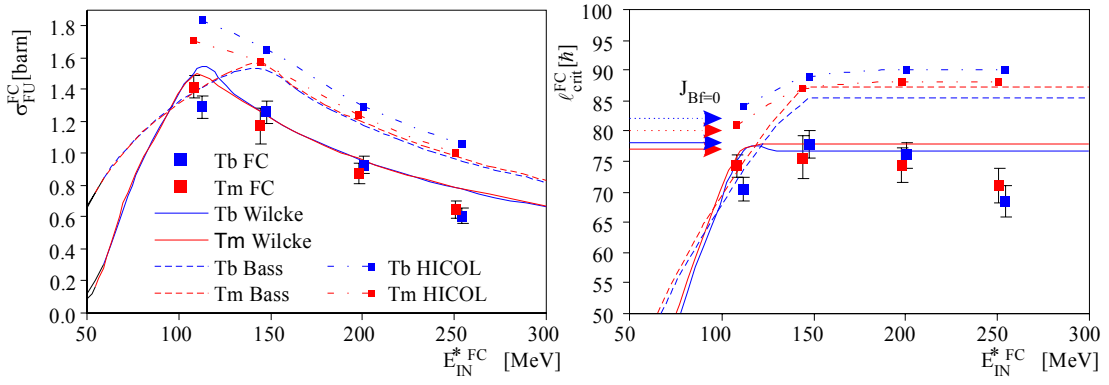


Figure 3-13 Sections efficaces totales de fusion complète et moments angulaires critiques expérimentaux correspondants, présentées en fonction de l'énergie d'excitation du NC E_{IN}^{*FC} , comparées aux prédictions du modèle de Bass (courbes pointillées), de Wilcke (courbes continues) et du code HICOL (carrés connectés par une courbe discontinue). Les flèches indiquent les valeurs de $J_{BF=0}$ de S. Choen et al.[11] (flèches pointillées) et A. J. Sierk [9] (flèches continues).

A la Figure 3-13, les sections efficaces totales de fusion complète et les moments angulaires critiques résultants sont comparés aux valeurs de Bass [2] et de W. W. Wilcke et al. [1] discutées théoriquement au chapitre 1. Nous constatons que nos résultats, pour les deux réactions étudiées, sont en excellent accord avec les courbes de W. W. Wilcke et al. Toutefois, les écarts à hautes énergies peuvent être dus au fait que le modèle W. W. Wilcke et al. est une extrapolation d'un calcul appliqué à des énergies d'excitation légèrement supérieures à la barrière Coulombienne et décroît en $1/v_p$ [8] (v_p étant la vitesse du projectile). Autre facteur qui peut faire diminuer la section efficace de FC est l'accroissement de plus en plus important de la FI avec l'énergie incidente. La FI gagne du terrain sur la FC, mais rappelons que le modèle de W. W. Wilcke et al. ne tient pas compte de ce type de processus.

Cette figure montre également les moments angulaires critiques associés aux réactions de fusion complète. Nous avons représenté, sous forme de flèches, les moments angulaires $J_{BF=0}$ où la barrière de fission s'annule. Ces moments angulaires sont presque égaux aux valeurs de ℓ_{crit} , ce qui laisse supposer que la contribution de la fission rapide est très faible dans nos réactions de FC. Ceci confirme les résultats obtenus avec les largeurs à mi-hauteur réduites des distributions de masse dans la fission en fonction de la différence ($\ell_{crit} - \ell_{BF=0}$) (Figure 3-5).

La Figure 3-14, montre le rapport $\sigma_{RE}^{FC} / \sigma_{FF}^{FC}$ qui permet d'évaluer la compétition entre la formation d'un résidu d'évaporation et la fission dans la voie de sortie des réactions étudiées. Pour les deux réactions, les sections efficaces de fusion complète sont quasi-proches; par contre les distributions dans la voie de désexcitation sont différentes. Pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$, (en bleu) la formation des RE domine sur la fission. Pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ (en rouge) c'est l'opposé.

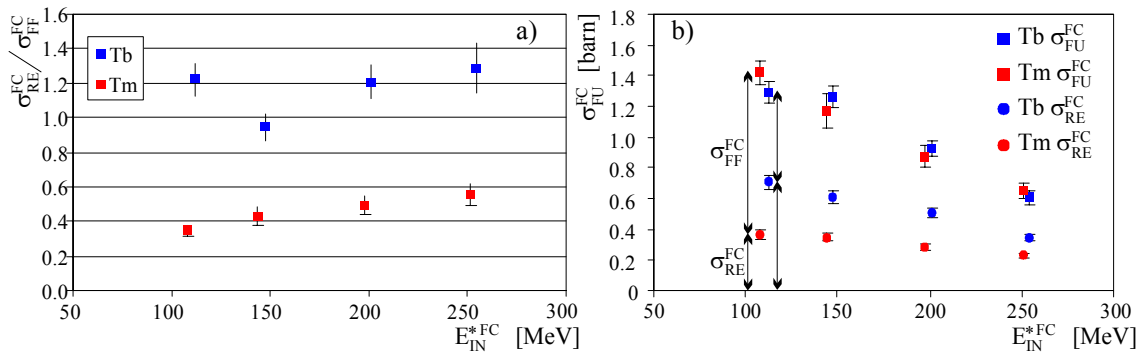


Figure 3-14 a) Evolution des rapports entre les sections efficaces de formation de résidus d'évaporation et de fission pour la fusion complète, en fonction de l'énergie d'excitation du NC E_{IN}^{*FC} .

B) Evolution des sections efficaces de RE et FF en fonction de l'énergie E_{IN}^{*FC} .

L'accroissement de l'énergie d'excitation pourrait donner lieu à une augmentation de l'énergie de déformation et favoriser la fission par rapport à la formation d'un résidu d'évaporation. Contrairement à ceci, on peut constater que le rapport $\sigma_{RE}^{FC}/\sigma_{FF}^{FC}$ ne diminue pas avec l'énergie, il y a même un léger accroissement. Ceci laisse supposer que l'énergie emportée par l'évaporation de particules légères pendant le processus de déformation et donc de pré-scission est assez importante. Cette évaporation fait diminuer l'énergie d'excitation jusqu'au point où la fission devient de moins en moins probable. Cette multiplicité de pré-scission sera étudiée au chapitre suivant.

La séparation des sections efficaces des processus de FC et FI a été faite d'une façon approximative. La supposition de la perte d'un α par le projectile, ayant la vitesse du faisceau incident, est trop sévère. En effet, d'autres types de particules, avec un nombre de nucléons compris entre 1 et 4 peuvent être émis lors de la collision et ce avant d'atteindre l'équilibre thermodynamique. Par contre, cette séparation nous a permis d'établir certaines limites.

- Les sections efficaces totales de FC obtenues constituent des limites supérieures. Les parties droites (vitesses) et gauche (angle de corrélation) des distributions sont bien ajustées. L'augmentation de la contribution de la FC ne peut que dégrader l'ajustement. L'effet de rajouter des contributions intermédiaires dans les ajustements impose une diminution à la contribution relative de la FC.
- La contribution de la FI est une limite minimale car les surfaces des distributions de vitesses et des angles de corrélation, pour certaines énergies du faisceau incident, ne sont pas tout à fait couvertes par les ajustements des deux gaussiennes. L'aire manquante ne peut être due qu'à la FI étant donné que la FC est maximale. Néanmoins ce manque est très petit (maximum 8 %) comme on peut le voir dans la Figure 3-2 et la Figure 3-10.

Dans le chapitre 5, un autre type d'approche sera utilisé pour calculer les masses moyennes perdues lors du pré-équilibre et les vitesses moyennes de celles-ci.

Chapitre 4.

Propriétés des particules légères évaporées dans le processus de fission

4.1. Analyse des distributions énergétiques et angulaires de l'émission neutronique

4.1.1. Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées

Avec les détecteurs DEMON présentés au chapitre 2, on a construit les distributions doublement différentielles $\left(\frac{d^2v_n}{d\Omega dE_n}\right)(E_n, \theta)$, ainsi que les distributions angulaires des neutrons $\left(\frac{dv_n}{d\Omega}\right)(\theta)$, émises en coïncidence avec les fragments de fission détectés à l'aide des MWPC. Les neutrons de ces distributions proviennent de quatre sources d'émission différentes: trois sources thermalisées (le NC et les deux FF individuellement) et éventuellement une source non thermalisée (le pré-équilibre). Une déconvolution de ces distributions permet d'isoler les contributions de ces quatre sources et d'obtenir les multiplicités et les températures nucléaires associées à savoir (Figure 4-1):

- La multiplicité de pré-scission v_n^{NC} ou v_n^{pre} : qui est le nombre moyen de neutrons évaporés par les NC entre leur formation et leur scission en deux fragments.
- La température de pré-scission T_n^{NC} : c'est la température nucléaire moyenne du NC au cours de l'évaporation (émission) des neutrons de pré-scission.
- Les multiplicités de post-scission v_n^{FFi} ($i = 1, 2$): sont les nombres moyens de neutrons évaporés par chaque FF entre sa formation (après la scission) et sa complète désexcitation. La multiplicité totale de post-scission sera notée v_n^{post} et elle est égale à la somme des multiplicités associées à chaque fragment $v_n^{post} = v_n^{FF1} + v_n^{FF2}$.
- Les températures de post-scission T_n^{FFi} ($i = 1, 2$): sont les températures nucléaires moyennes des fragments de fission au cours de l'évaporation des neutrons de post-scission qui leur sont associés.
- La multiplicité du pré-équilibre v_n^{PE} : c'est le nombre moyen de neutrons émis lors de la collision entre le projectile et la cible et ce avant la formation et la thermalisation du NC.
- La "température" apparente de pré-équilibre T_n^{PE} : c'est un **paramètre** nucléaire lié à l'énergie moyenne des neutrons émis lors du processus d'émission du pré-équilibre.

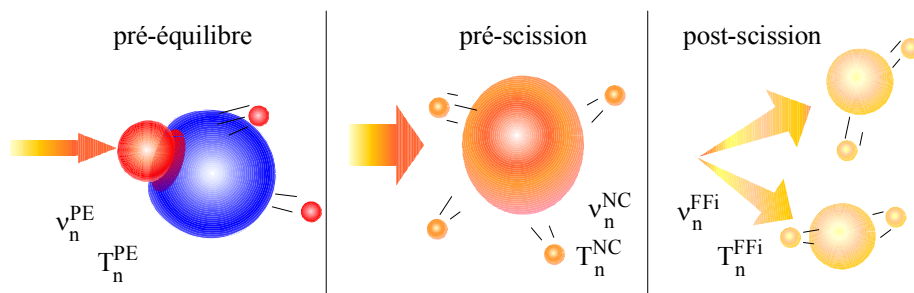


Figure 4-1 Schématisation et paramétrisation des trois types de sources de particules légères émises lors du processus de fission dans nos réactions.

L'émission de particules légères par une source thermalisée (NC ou FF) est un processus d'évaporation (introduit au chap. 1). La température nucléaire associée à cette source est liée à son énergie thermique U par la relation $T = \sqrt{U/a}$ où « a » est le paramètre de densité de niveau. Il est donné par le rapport ($a = A_s/a_0$) entre le nombre de masse du noyau émetteur et une constante a_0 qui peut varier entre 8 et 13 MeV dépendant du degré d'excitation du noyau émetteur. L'émission de pré-équilibre provient, par contre, d'une source non thermalisée. C'est pourquoi on parlera plutôt d'émission, et non d'évaporation, et de paramètre T_n^{PE} , et non de température nucléaire.

Deux types différents d'évaporation peuvent avoir lieu lors de la désexcitation d'un noyau nucléaire chaud: l'évaporation dite de volume et l'évaporation dite de surface.

- La distribution doublement différentielle de l'émission neutronique dite de volume par une source « s » est une distribution de Watt. Partant de l'expression dans le référentiel centre de masse de la source émettrice :

$$(4.1) \quad \left(\frac{d^2 v_n}{d\Omega d\bar{E}_n} \right)_{cm} = \frac{v_n}{2(\pi T_n^s)^{3/2}} \sqrt{\bar{E}_n} \exp\left(-\frac{\bar{E}_n}{T_n^s}\right)$$

Elle s'exprime dans le référentiel laboratoire par [44]:

$$(4.2) \quad \frac{d^2 v_n}{d\Omega dE_n} = V(v_n, T_n^s; E_n, \theta_R) = \frac{v_n \sqrt{E_n}}{2(\pi T_n^s)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\bar{E}_n}{T_n^s}\right)$$

$$(4.3) \quad \text{où} \begin{cases} \bar{E}_n = E_n + m_n \frac{E_s}{A_s} - 2\sqrt{m_n E_n \frac{E_s}{A_s}} \cos(\theta_R) \text{ [MeV]} \\ \cos(\theta_R) = \sin(\theta_n) \sin(\theta_s) \cos(\phi_n - \phi_s) + \cos(\theta_n) \cos(\theta_s) \end{cases}$$

$E_n, \bar{E}_n, v_n, m_n, \theta_n, \phi_n$ sont dans l'ordre: l'énergie cinétique du neutron évaporé, dans le repère laboratoire et dans le centre de masse, la multiplicité d'émission neutronique associée à cette source et enfin, la masse et les angles de détection dans le laboratoire des neutrons émis. $E_s, A_s, T_n^s, \theta_s, \phi_s$ sont dans l'ordre: l'énergie cinétique dans le laboratoire, le nombre de masse, la température nucléaire associée et les angles de détection ou de recul de la source émettrice « s ». θ_R est l'angle **relatif** dans le laboratoire entre la position de détection de la source et celle du neutron évaporé. Le rapport E_s/A_s [MeV/uma] (ou énergie cinétique par nucléon de la source « s ») est lié à la vitesse de la source v_s par la relation: $v_s = 1.389 \sqrt{E_s/A_s}$ [cm/ns].

- La distribution doublement différentielle, dans le laboratoire, de l'émission dite de surface par une source « s », est une distribution Maxwellienne et qui dans le référentiel centre de masse de la source émettrice est exprimée par :

$$(4.4) \quad \left(\frac{d^2 v_n}{d\Omega d\bar{E}_n} \right)_{cm} = \frac{v_n}{4\pi (T_n^s)^2} \bar{E}_n \exp\left(-\frac{\bar{E}_n}{T_n^s}\right)$$

Et dans le référentiel laboratoire par

$$(4.5) \quad \frac{d^2 v_n}{d\Omega dE_n} = S(v_n, T_n^s; E_n, \theta_R) = \frac{v_n \bar{E}_n}{4\pi (T_n^s)^2} \sqrt{\frac{E_n}{\bar{E}_n}} \exp\left(-\frac{\bar{E}_n}{T_n^s}\right)$$

où $\bar{E}_n$, T_n^s et θ_R ont la même signification que dans les relations (4.3).

Il est communément admis que l'évaporation des neutrons peut être considérée, à chaque instant, comme une émission de surface. Lors du processus d'évaporation, le noyau passe séquentiellement d'une température T à une température T' plus faible. La distribution résultante de toutes les émissions de

surface est également une émission de surface, tant que T' n'est pas trop petite. Par contre, si l'on atteint une température très basse, la résultante des émissions de surface devient une émission de type volume[44]. En effet, les neutrons émis à la fin d'une cascade de désexcitation contribuent aux plus basses énergies cinétiques du spectre et l'on obtient alors une forme spectrale qui peut être interprétée par une émission de type volume. En conséquence, le premier type d'émission (pré-scission) a lieu lors de l'évaporation du NC, entre sa formation à une température initiale élevée T et sa fission à une température T' . Le deuxième type d'émission (post-scission) a lieu lors de l'évaporation individuelle des deux fragments de fission. Ceux-ci sont créés avec une température T' et se refroidissent par évaporation jusqu'à des températures proches de zéro (voir l'énergie associée à l'émission gamma).

Pour illustrer ceci, nous avons réalisé en collaboration avec le Pr. R. Charity une simulation du type Monte Carlo à l'aide du code GEMINI [14] pour la réaction ^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{169}Tm . Ensuite, nous avons construit les spectres en énergie, dans le centre de masse, des neutrons évaporés de pré-scission et de post-scission (les points dans la Figure 4-2). Dans cette figure, chaque spectre a été comparé à des courbes (lignes continues) décrivant soit une émission de surface (rouge) soit une émission de volume (noir). L'on constate qu'effectivement la courbe Maxwellienne (surface) ajuste mieux le spectre de pré-scission et la courbe de Watt (volume) celle de post-scission.

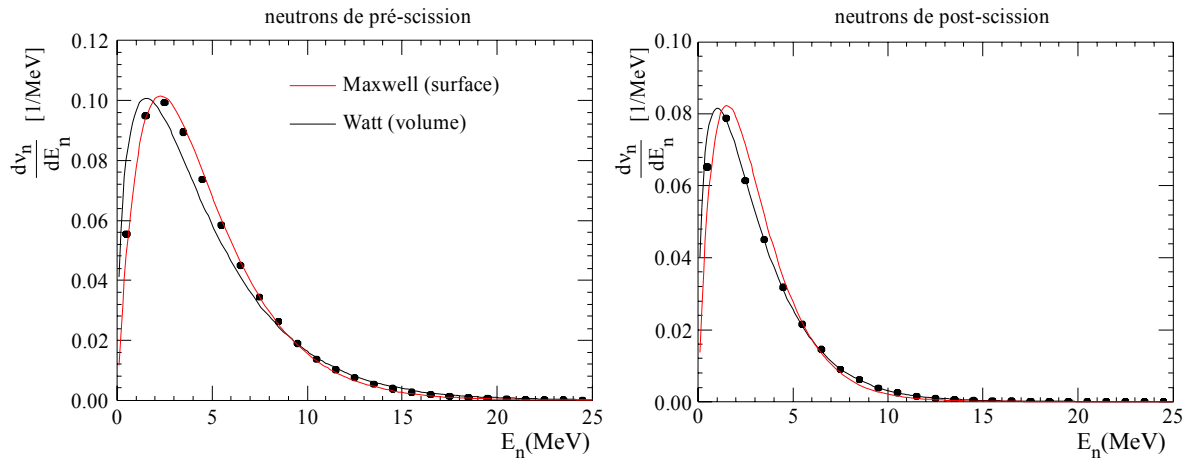


Figure 4-2 Spectres en énergie, dans le centre de masse, des neutrons de pré- et de post-scission tels que simulés pour la réaction ^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{169}Tm par une méthode Monte Carlo à l'aide du code GEMINI (points noirs). La courbe continue en noir représente une évaporation neutronique de type volume et la courbe en rouge une évaporation de type surface.

En général, les spectres doublement différentiels relevés à l'aide des détecteurs DEMON sont le résultat cumulé des émissions de quatre sources: une source de pré-équilibre, une source de pré-scission (NC) et deux sources de post-scission (FF1 et FF2). Dans notre analyse, nous avons considéré l'émission de pré-équilibre [24] et l'évaporation de post-scission comme des émissions de volume $V(v_n^{\text{FF}}, T_n^{\text{FF}}; E_n, \theta_R)$, et celle du NC comme une émission de surface $S(v_n^{\text{NC}}, T_n^{\text{NC}}; E_n, \theta_R)$. Remarquons que si les neutrons de pré-équilibre sont issus des collisions nucléon-nucléon dans le système en interaction, il apparaît évident que leur origine est une émission de type volume. Les spectres expérimentaux des neutrons, dans le référentiel du laboratoire, ont donc été ajustés en minimisant le χ^2 de la somme de ces quatre fonctions, ayant comme paramètres libres les multiplicités et les températures nucléaires associées. La fonction d'ajustement s'écrit dans ce cas:

(4.6)

$$\frac{d^2 v_n}{d\Omega dE_n} = V(v_n^{\text{PE}}, T_n^{\text{PE}}; E_n, \theta_R) + S(v_n^{\text{NC}}, T_n^{\text{NC}}; E_n, \theta_R) + V(v_n^{\text{FF1}}, T_n^{\text{FF1}}; E_n, \theta_R) + V(v_n^{\text{FF2}}, T_n^{\text{FF2}}; E_n, \theta_R)$$

La distribution angulaire $dv_n/d\Omega$ a été obtenue expérimentalement en intégrant les spectres en énergie des neutrons détectés dans chaque cellule DEMON mais à partir d'une certaine énergie seuil de détection E_{seuil} . En conséquence, pour ajuster ces distributions on a utilisé les intégrales, entre E_{seuil} et l'infini, des

fonctions (4.2) et (4.5). Dans le cas de l'émission de volume, l'expression est intégrable analytiquement et elle mène à l'expression:

$$(4.7) \quad \frac{dv_n}{d\Omega} \Big|_{E_{\text{seuil}}} = \int_{E_{\text{seuil}}}^{\infty} \frac{d^2 v_n}{d\Omega dE_n} dE_n = V(v_n, T_n^s; \theta_n) = \frac{v_n}{2\pi^{3/2}} \exp\left(\alpha^2 - \frac{1}{T_n^s} \frac{E_s}{A_s}\right) \left\{ \sqrt{\pi} \left(\alpha^2 + \frac{1}{2}\right) (1 - \text{erf}(c)) + (2\alpha + c) \exp(-c^2) \right\}$$

où $\alpha = \sqrt{\frac{1}{T_n^s} \frac{E_s}{A_s}} \cos(\theta_R)$, $c = \sqrt{\frac{E_{\text{seuil}}}{T_n^s}} - \alpha$ et $\text{erf}(c)$ la fonction d'erreur.

Toutefois l'émission de surface, n'étant pas intégrable analytiquement, une intégration numérique (par quadratures gaussiennes [45]) $S(v_n^{\text{NC}}, T_n^{\text{NC}}; \theta_R)$ a dû être introduite dans le programme d'analyse. L'ajustement final de la distribution angulaire neutronique est réalisé à partir des intégrales des quatre fonctions V et S de l'équation (4.6) à savoir :

$$(4.8) \quad \frac{dv_n}{d\Omega} = V(v_n^{\text{PE}}, T_n^{\text{PE}}; \theta_R) + S(v_n^{\text{NC}}, T_n^{\text{NC}}; \theta_R) + V(v_n^{\text{FF1}}, T_n^{\text{FF1}}; \theta_R) + V(v_n^{\text{FF2}}, T_n^{\text{FF2}}; \theta_R)$$

4.1.2. Sélections en masse et en angle des fragments de fission

Afin d'éviter une très grande dispersion dans les valeurs des vitesses des fragments de fissions v_s ou (E_s/A_s) et des angles relatifs θ_R , une sélection en angle θ_{FF1} et ϕ_{FF1} et des coupes en masses des fragments du MWPC1 ont été appliquées. Ces sélections sont appliquées avant toute construction des spectres énergétiques des neutrons détectés par DEMON. Bien que sur les FF2 aucune sélection n'ait été effectuée ni en angle ni en masse, leur dispersion reste petite car ils sont pris en coïncidence avec les FF1. Ce type d'analyse permet d'étudier le comportement des multiplicités et des températures nucléaires en fonction des masses de fragments de fission. Les sélections en angle et les coupes en masse du FF1 sont présentées au Tableau 4-1 et au Tableau 4-2. On peut constater, dans le premier des deux tableaux, que les fenêtres de sélection, adoptées pour les partitions en masse des fissions les plus asymétriques, sont plus grandes. Ce choix nous était imposé afin d'opérer des ajustements statistiquement satisfaisants.

Les valeurs moyennes et les demi-largeurs à mi-hauteur des masses et angles dans les fenêtres de sélection pour les fragments de fission relevés dans le MWPC1 sont présentées au Tableau 4-3. Dans ce tableau se trouvent également les valeurs moyennes et les demi-largeurs à mi-hauteur des fragments détectés en coïncidence dans le MWPC2. Ces valeurs moyennes ont été utilisées pour fixer les valeurs des paramètres associés aux sources d'émission telles que E_s, A_s, θ_s et ϕ_s dans les relations (4.6) et (4.8).

$M_{\text{FF1}} \pm \Delta M_{\text{FF1}}$ [uma]						
50 ± 15	70 ± 5	80 ± 5	90 ± 5	100 ± 5	110 ± 5	130 ± 15

Tableau 4-1 Fenêtres de sélection en masse des fragments de fission relevés dans le MWPC1.

	θ_{FF1} [degré]	ϕ_{FF1} [degré]
Ne(8MeV/u) + Tb	70 ± 6	0 ± 6
Ne(10MeV/u) + Tb	67 ± 5	0 ± 5
Ne(13MeV/u) + Tb	65 ± 5	0 ± 5
Ne(16MeV/u) + Tb	64 ± 5	0 ± 5

Tableau 4-2 Ouvertures angulaires des sélections en angles θ et ϕ des fragments de fission dans le MWPC1.

^{20}Ne (8MeV/u) + ^{159}Tb							
M_{FF1} [uma]	θ_{FF1} [degré]	ϕ_{FF1} [degré]	V_{FF1} [$\times 10^{-1}$ cm/ns]	M_{FF2} [uma]	θ_{FF2} [degré]	ϕ_{FF2} [degré]	V_{FF2} [$\times 10^{-1}$ cm/ns]
59 ± 7	70 ± 4	0 ± 4	17 ± 2	120 ± 7	67 ± 6	179 ± 6	9 ± 1
71 ± 3	70 ± 4	0 ± 4	15 ± 1	108 ± 3	70 ± 6	179 ± 5	10 ± 1
80 ± 3	70 ± 4	0 ± 4	14 ± 1	99 ± 3	71 ± 6	179 ± 5	11 ± 1
90 ± 3	70 ± 4	0 ± 4	12 ± 1	89 ± 3	71 ± 6	180 ± 5	13 ± 1
100 ± 3	70 ± 4	0 ± 4	11 ± 1	79 ± 3	70 ± 6	180 ± 5	14 ± 1
109 ± 3	70 ± 4	0 ± 4	10 ± 1	70 ± 3	69 ± 6	180 ± 5	16 ± 1
121 ± 6	70 ± 4	0 ± 4	8 ± 1	58 ± 6	66 ± 6	180 ± 6	18 ± 2
^{20}Ne (10 MeV/u) + ^{159}Tb							
M_{FF1}	θ_{FF1}	ϕ_{FF1}	V_{FF1}	M_{FF2}	θ_{FF2}	ϕ_{FF2}	V_{FF2}
57 ± 8	67 ± 3	0 ± 3	19 ± 3	122 ± 8	66 ± 6	179 ± 6	9 ± 1
70 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	16 ± 2	109 ± 3	69 ± 6	179 ± 5	11 ± 1
80 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	15 ± 1	99 ± 3	70 ± 6	179 ± 5	12 ± 1
90 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	13 ± 1	89 ± 3	70 ± 6	179 ± 5	13 ± 1
100 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	12 ± 1	79 ± 3	70 ± 6	179 ± 5	15 ± 2
110 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	10 ± 1	69 ± 3	69 ± 6	179 ± 6	16 ± 2
123 ± 7	67 ± 3	0 ± 3	9 ± 2	56 ± 7	66 ± 7	179 ± 6	19 ± 3
^{20}Ne (13MeV/u) + ^{159}Tb							
M_{FF1}	θ_{FF1}	ϕ_{FF1}	V_{FF1}	M_{FF2}	θ_{FF2}	ϕ_{FF2}	V_{FF2}
56 ± 9	67 ± 3	0 ± 3	19 ± 3	123 ± 9	61 ± 7	179 ± 6	9 ± 1
70 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	16 ± 2	109 ± 3	66 ± 7	179 ± 6	11 ± 1
80 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	15 ± 1	99 ± 3	67 ± 7	179 ± 6	12 ± 1
90 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	13 ± 1	89 ± 3	67 ± 7	180 ± 6	13 ± 1
100 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	12 ± 1	79 ± 3	66 ± 7	180 ± 6	15 ± 1
110 ± 3	67 ± 3	0 ± 3	10 ± 1	69 ± 3	64 ± 7	180 ± 6	17 ± 2
123 ± 8	67 ± 3	0 ± 3	8 ± 2	56 ± 8	60 ± 8	180 ± 6	20 ± 3
^{20}Ne (16MeV/u) + ^{159}Tb							
M_{FF1}	θ_{FF1}	ϕ_{FF1}	V_{FF1}	M_{FF2}	θ_{FF2}	ϕ_{FF2}	V_{FF2}
55 ± 9	64 ± 3	0 ± 3	19 ± 3	124 ± 9	60 ± 8	180 ± 7	9 ± 2
70 ± 3	64 ± 3	0 ± 3	16 ± 2	109 ± 3	65 ± 7	180 ± 6	10 ± 1
80 ± 3	64 ± 3	0 ± 3	15 ± 2	99 ± 3	66 ± 7	180 ± 6	12 ± 1
90 ± 3	64 ± 3	0 ± 3	13 ± 1	89 ± 3	67 ± 7	180 ± 6	13 ± 2
100 ± 3	64 ± 3	0 ± 3	12 ± 1	79 ± 3	66 ± 8	180 ± 6	15 ± 2
110 ± 3	64 ± 3	0 ± 3	10 ± 1	69 ± 3	65 ± 8	180 ± 6	17 ± 2
123 ± 7	64 ± 3	0 ± 3	8 ± 2	56 ± 7	60 ± 9	180 ± 7	20 ± 3

Tableau 4-3 Valeurs moyennes et demi-largeurs à mi-hauteur des distributions en masses, des angles θ et ϕ et des vitesses V_{FF1} et V_{FF2} , dans le référentiel laboratoire, des fragments de fission 1 et 2 résultants des sélections présentées au Tableau 4-1 et au Tableau 4-2 .

4.1.3. Conditions imposées aux ajustements et résultats finals

En principe, le nombre maximum de paramètres à ajuster à l'aide des fonctions (4.6) et (4.8) est de huit. Ce qui rend la procédure d'ajustement difficile et mène parfois à certains résultats non physiques. Afin de limiter ce nombre de paramètres, nous avons suivi une procédure d'ajustement divisée en deux étapes.

Dans un premier temps, et en vue d'obtenir un bon ajustement avec un maximum de paramètres libres, nous avons procédé à l'ajustement des distributions des données neutroniques associées à l'émission en coïncidence avec les fragments de fission de masses symétriques ($M_{FF1} = 90 \pm 5$ uma). En effet, dans ce cas, la statistique est plus élevée car la partition symétrique est la plus probable (chap. 1.). Afin de réduire le nombre de paramètres, la symétrie en masse des deux fragments nous permet d'imposer, dans l'ajustement, l'égalité des multiplicités neutroniques associées aux fragments de fission à tout instant à savoir : $v_n^{FF1} = v_n^{FF2} = v_n^{FF}$. En outre, le NC étant en équilibre thermique, on peut admettre que les fragments produits lors de la fission correspondent à une même température nucléaire à savoir : $T_n^{FF1} = T_n^{FF2} = T_n^{FF}$. Cette dernière supposition sera même valable pour les partitions non symétriques. Ces hypothèses de travail réduisent le nombre de paramètres libres à six.

En deuxième lieu, on a procédé à l'ajustement des distributions énergétiques et angulaires des neutrons émis en coïncidence avec les fragments de fission des partitions asymétriques. Pour ces partitions, la supposition de l'égalité des multiplicités des fragments de fission n'est plus valable. Le processus du pré-équilibre n'est pas déterministe dans le sens que les partitions en masse subséquentes ne sont nullement dépendantes de cette émission. Ceci nous permet de fixer les paramètres du pré-équilibre aux valeurs obtenues avec la partition symétrique afin de réduire le nombre de paramètres. Ce qui ramène dans ce cas à cinq le nombre de paramètres libres (car ici également $T_n^{FF1} = T_n^{FF2} = T_n^{FF}$). Il faut remarquer que dans ce cas la statistique diminue très sensiblement avec l'asymétrie en masse ce qui, en conséquence, dégrade la qualité des ajustements.

Malgré l'utilisation de 91 modules DEMON, l'ajustement s'est limité en pratique à un ensemble de 47 à 49 détecteurs. Certains modules, se trouvant dans l'ombre d'un élément mécanique du dispositif expérimental (détecteurs à l'intérieur de la chambre à réaction, boulons, porte-cible, pompes à vide, préampli, ...), ont dû être éliminés de l'analyse et particulièrement des ajustements. Ces éléments mécaniques ont contribué à la diffusion des neutrons surtout de basses énergies ce qui a eu comme conséquence la distorsion des spectres en énergie et la diminution du comptage dans les modules en question (voir par exemple les points représentés par des cercles ouverts dans les distributions angulaires de la Figure 4-5 ci-après).

Propriétés des distributions énergétiques et angulaires des neutrons émis en coïncidence avec la partition symétrique de fission

Ces distributions ont été ajustées quatre fois et d'une façon successive:

1. Un premier ajustement de la distribution doublement différentielle $d^2v_n/d\Omega dE_n$ a été réalisé avec la fonction (4.6) d'où l'on a obtenu les valeurs des paramètres suivants: v_n^{NC} , $v_n^{FF1} = v_n^{FF2}$, T_n^{NC} , $T_n^{FF1} = T_n^{FF2}$, v_n^{PE} et T_n^{PE} .
2. Un deuxième ajustement mais de la distribution $dv_n/d\Omega$ a été réalisé à l'aide de la fonction (4.8) où les paramètres ajustés ont été: v_n^{NC} , $v_n^{FF1} = v_n^{FF2}$ afin d'affiner les valeurs des multiplicités v_n^i . Du fait de sommer les spectres en énergie pour construire les distributions angulaires, il en résulte une sensibilité moindre aux températures nucléaires T_n^i . C'est pour cela que les températures sont restées fixées aux valeurs trouvées suite au premier ajustement.
3. Un troisième ajustement à nouveau, de la distribution $d^2v_n/d\Omega dE_n$, est réalisé avec les mêmes paramètres que dans le premier. Dans ce cas, les valeurs initiales des paramètres étaient ceux trouvées aux ajustements précédents: les températures du premier et les multiplicités du second. Ceci permet d'affiner les valeurs des températures et les paramètres associés au pré-équilibre.

4. Pour terminer, on refait le deuxième ajustement pour affiner également les valeurs des multiplicités finales.

Dans les ajustements en énergie, la pente des distributions est d'une grande sensibilité aux températures mais les multiplicités sont plus difficiles à ajuster étant donné que les maxima de ces distributions sont souvent en dessous du seuil d'analyse $E_{\text{seuil}} = 2 \text{ MeV}$. Dans les ajustements des distributions angulaires, c'est le contraire qui se produit et les multiplicités sont mieux ajustées que les températures nucléaires.

Les premier et troisième ajustements ainsi que les deuxième et quatrième sont en principe équivalents. La seule différence réside dans les valeurs de départ. Pour le premier ajustement, les valeurs initiales sont « raisonnables » mais quelconques. Tandis que les suivants partent des valeurs finales trouvées aux étapes précédentes. Les résultats des deux derniers ajustements (3 et 4) sont rapportés au Tableau 4-4. Vu la faible statistique des neutrons aux énergies élevées dans le cas de la réaction à 8 MeV/u, nous avons été amenés à fixer les paramètres du processus de pré-équilibre correspondant aux valeurs des systématiques présentées et discutées à la fin du chapitre 1.

$^{20}\text{Ne} (8\text{MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$							
Ajustement	v_n^{NC}	$v_n^{\text{FF1}} = v_n^{\text{FF2}}$	T_n^{NC} [MeV]	$T_n^{\text{FF1}} = T_n^{\text{FF2}}$ [MeV]	v_n^{PE}	T_n^{PE} [MeV]	T_n^{IN} [MeV]
3	2.62 ± 0.18	1.83 ± 0.10	1.38 ± 0.07	1.31 ± 0.07	$0.23 \pm 0.15^\dagger$	$4.2 \pm 0.3^\dagger$	2.05
4	3.53 ± 0.17	1.96 ± 0.11					
$^{20}\text{Ne} (10\text{MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$							
Ajustement	v_n^{NC}	$v_n^{\text{FF1}} = v_n^{\text{FF2}}$	T_n^{NC} [MeV]	$T_n^{\text{FF1}} = T_n^{\text{FF2}}$ [MeV]	v_n^{PE}	T_n^{PE} [MeV]	T_n^{IN} [MeV]
3	4.21 ± 0.13	1.79 ± 0.07	1.75 ± 0.02	1.30 ± 0.04	0.34 ± 0.03	3.60 ± 0.25	2.41
4	4.83 ± 0.09	1.84 ± 0.07					
$^{20}\text{Ne} (13\text{MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$							
Ajustement	v_n^{NC}	$v_n^{\text{FF1}} = v_n^{\text{FF2}}$	T_n^{NC} [MeV]	$T_n^{\text{FF1}} = T_n^{\text{FF2}}$ [MeV]	v_n^{PE}	T_n^{PE} [MeV]	T_n^{IN} [MeV]
3	4.74 ± 0.24	2.17 ± 0.12	2.04 ± 0.04	1.41 ± 0.06	0.49 ± 0.04	5.72 ± 0.85	2.86
4	5.91 ± 0.16	2.29 ± 0.12					
$^{20}\text{Ne} (16\text{MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$							
Ajustement	v_n^{NC}	$v_n^{\text{FF1}} = v_n^{\text{FF2}}$	T_n^{NC} [MeV]	$T_n^{\text{FF1}} = T_n^{\text{FF2}}$ [MeV]	v_n^{PE}	T_n^{PE} [MeV]	T_n^{IN} [MeV]
3	5.52 ± 0.35	2.08 ± 0.20	2.25 ± 0.07	1.38 ± 0.08	0.88 ± 0.07	4.96 ± 0.54	3.25
4	7.08 ± 0.22	2.51 ± 0.16					

Tableau 4-4 Résultats des ajustements des distributions énergétiques et angulaires des neutrons émis en coïncidence avec les fragments de fission pour les partitions symétriques en masse obtenues lors des quatre énergies de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. † Les paramètres décrivant le processus de pré-équilibre pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 8 MeV/u ont été fixés aux valeurs des systématiques discutées au chapitre 1. Les valeurs T_n^{IN} sont extraites de l'expression (4.9) (voir texte pour les détails).

Dans la Figure 4-4, les résultats du troisième ajustement sont montrés pour trois détecteurs (1, 2, 3) dans le plan Y, Z perpendiculaire au plan de la réaction et deux autres (4, 5) dans le plan de la réaction. Leur position est montrée schématiquement à la Figure 4-3. Dans la Figure 4-4, les courbes rouges représentent la contribution du NC (neutrons de pré-scission). Les courbes roses et bleues représentent les contributions des FF1 et FF2 respectivement (post-scission). Les courbes vertes représentent la contribution du PE. La résultante de ces quatre contributions est représentée par la courbe noire. La Figure 4-4-6 montre, à titre d'exemple, l'aspect de l'ajustement du point de vue de la distribution angulaire (avec les valeurs des paramètres résultants de l'ajustement en énergie) pour les détecteurs dans le plan de la réaction. Dans cette figure, les points noirs représentent les détecteurs dont les données ont été utilisées dans l'ajustement. Remarquons l'important désaccord entre les points et la courbe noire (voir l'amélioration à la Figure 4-5-1)

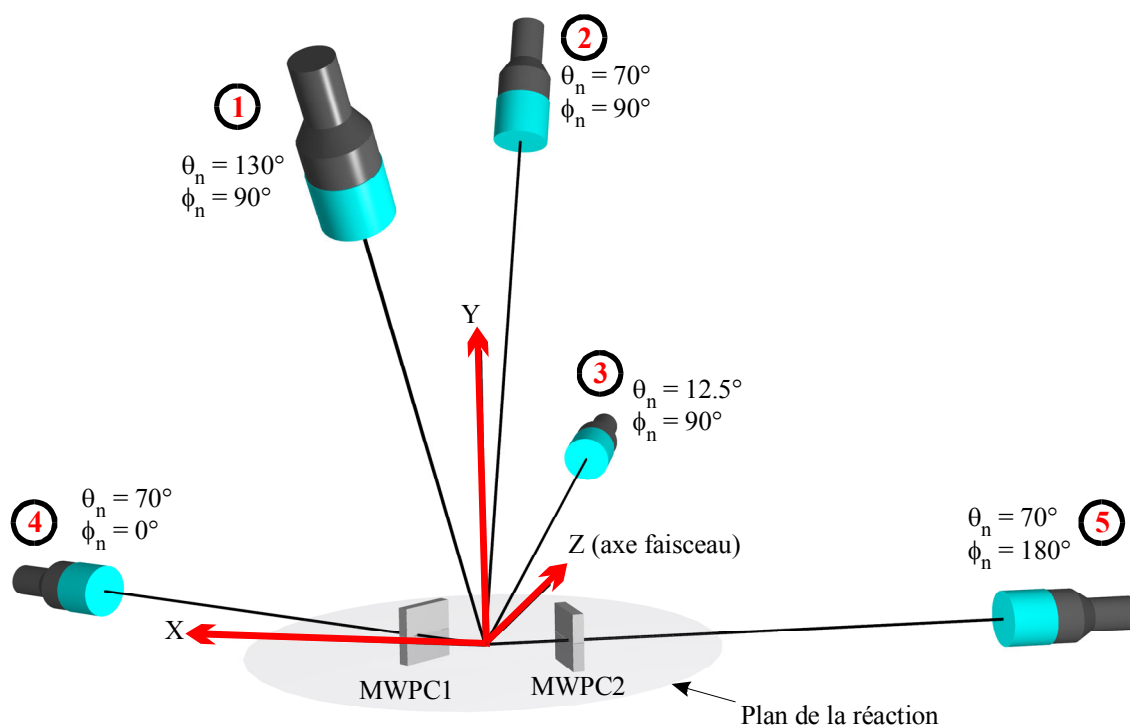


Figure 4-3 Positions angulaires (θ et ϕ) des modules DEMON dont les spectres en énergie sont montrés et analysés à la Figure 4-4. Les détecteurs 1, 2 et 3 sont dans le plan $\phi = 90^\circ$ et les détecteurs 4 et 5 sont dans le plan de la réaction.

Ces figures illustrent l'effet d'entraînement dans l'émission neutronique. En 1, 2, et 3 de la Figure 4-4, ce sont les neutrons émis par le NC qui dominent. En 4, le module DEMON est localisé derrière le MWPC1 et les neutrons émis par le FF1 sont les plus intenses. Dans tous ces cas, la source concentre, avec sa vitesse d'entraînement, les neutrons dans la direction de son déplacement. De même, on peut voir qu'en 5 (détecteur derrière le MWPC2) ce sont de préférence les neutrons évaporés par FF2 qui sont concentrés dans cette direction. En 1, 2 et 3, on remarque également que les neutrons de PE sont concentrés vers l'avant et par conséquent, la contribution du PE n'est présente qu'aux petits angles par rapport à l'axe du faisceau.

Pour apprécier l'évolution des multiplicités en fonction de l'énergie du faisceau, les spectres, sous forme logarithmique, 7, 8, 9 et 10 de la Figure 4-4 montrent le même détecteur pour les quatre énergies des réactions à savoir 8, 10, 13 et 16 MeV/u. Ceci permet de constater l'évolution des multiplicités pour chaque contribution (en particulier le PE en ligne verte) en fonction de l'énergie du faisceau.

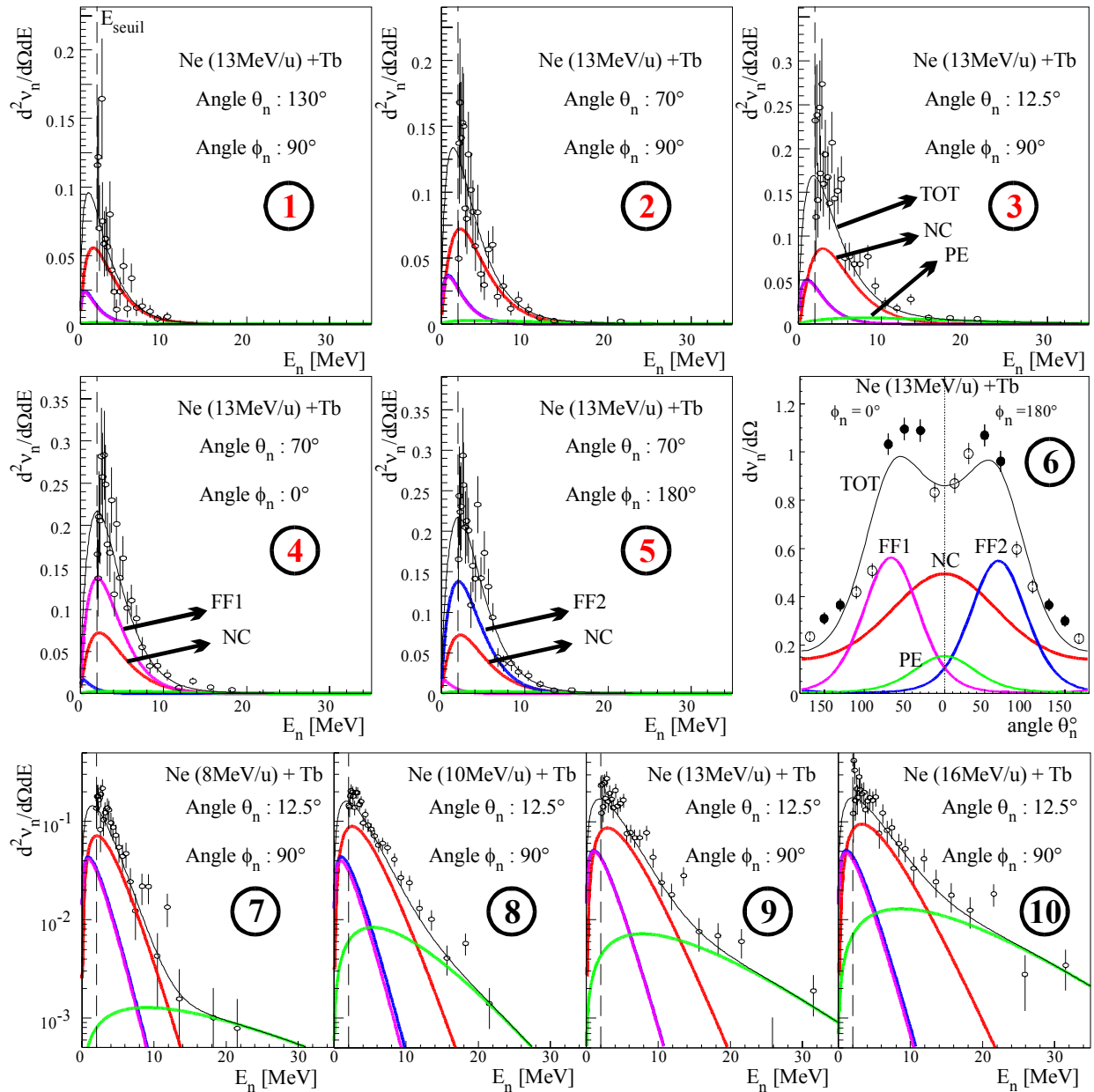


Figure 4-4 Ajustements des distributions doublement différentielles des multiplicités des neutrons émis en coïncidence avec une partition symétrique en masse des fragments de fission. Les angles θ_n et ϕ_n sont les positions angulaires des modules DEMON dans le repère laboratoire. Les courbes de différentes couleurs représentent les contributions de chacune des sources émettrices à ces spectres ainsi que leur somme (courbe noire). La ligne horizontale en tirets indique le seuil d'analyse. Dans 6 est montré l'ajustement du point de vue de la distribution angulaire neutronique (calculé avec les paramètres résultants de l'ajustement en énergie) dans le plan de la réaction ($\phi_n = 0^\circ$ et $\phi_n = 180^\circ$). Les points noirs représentent les données des détecteurs utilisés dans l'ajustement. Les points blancs correspondent aux cellules DEMON qui se sont trouvées dans l'ombre d'un élément mécanique du dispositif expérimental et par conséquent exclus des ajustements. Pour les figures 7, 8, 9 et 10 voir le texte pour les détails.

Dans la Figure 4-5, on montre le résultat du quatrième ajustement sur différents plans ϕ de la distribution angulaire. On peut comparer le résultat de l'ajustement de la distribution angulaire dans le plan de réaction de la Figure 4-5-1 avec celui de la Figure 4-4-6. Ceci permet d'observer que la qualité de l'accord s'est nettement amélioré après le quatrième ajustement. La coupure due au seuil de détection E_{seuil} rend difficile l'ajustement des spectres en énergie pour les neutrons les plus lents (≤ 2 MeV). Ceci a été corrigé par l'ajustement en angle et le résultat peut être comparé entre la Figure 4-4-1 et la Figure 4-5-7 où l'on voit une augmentation de la contribution des neutrons de basse énergie sans pour autant

détériorer l'accord avec les hautes énergies. Ceci explique les différences dans les valeurs des multiplicités v_n^i du Tableau 4-4 entre le 3^{ème} et le 4^{ème} ajustement.

En tenant compte de ces considérations, nous avons décidé d'adopter comme valeurs finales les températures nucléaires obtenues après le troisième ajustement et les multiplicités neutroniques de l'ajustement des distributions angulaires du quatrième ajustement.

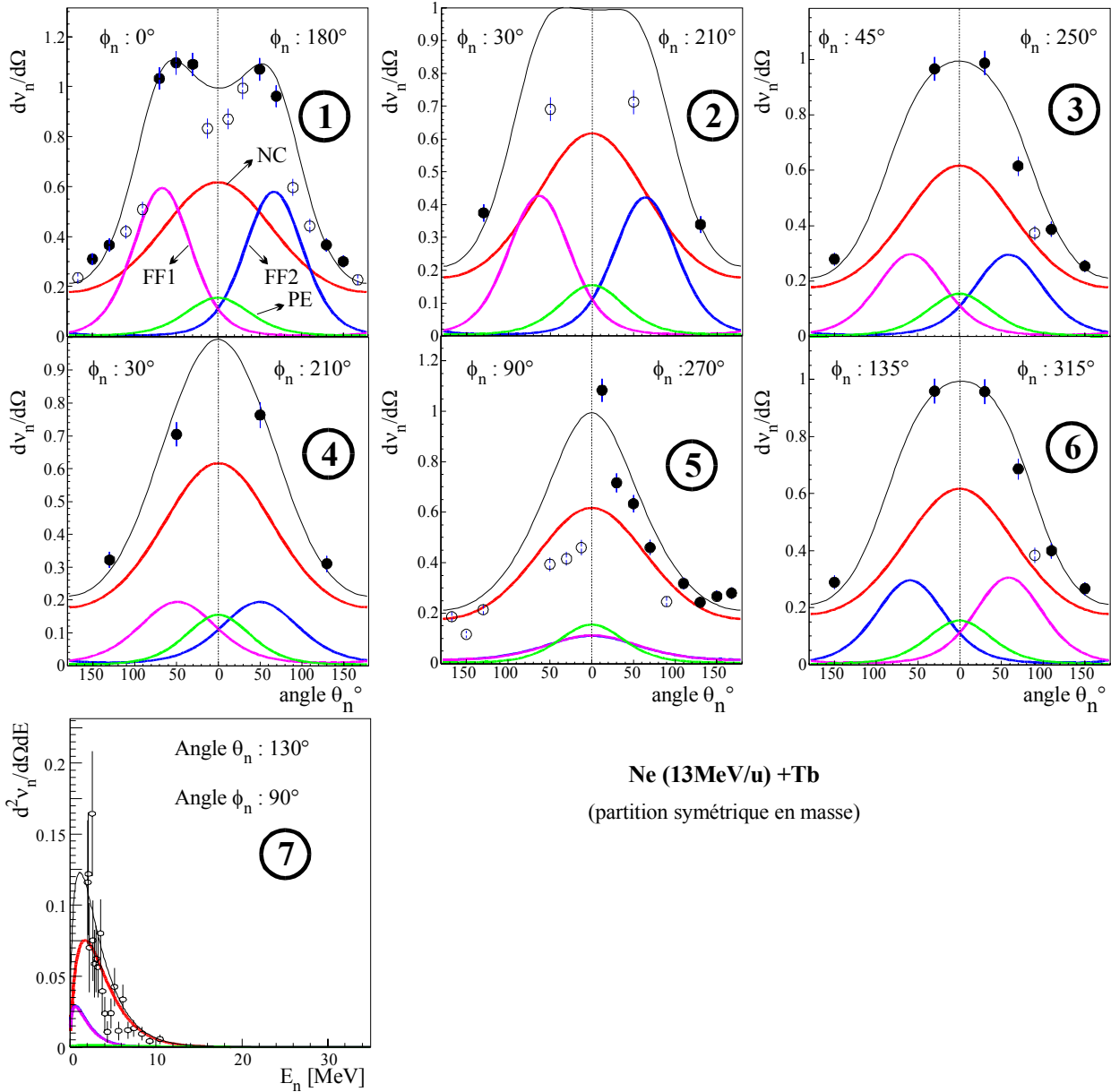


Figure 4-5 Exemples de certains ajustements des distributions angulaires neutroniques associées à la fission symétrique dans la réaction ^{20}Ne (13MeV) + ^{159}Tb . En comparant les courbes continues des figures (1) et (7) (calculées avec les paramètres résultants du quatrième ajustement) avec la Figure 4-4 (1) et (6) (calculées avec les paramètres résultant du troisième ajustement), on apprécie l'amélioration de l'accord des ajustements.

L'évolution des multiplicités et des températures du NC et du PE en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC, pour les partitions symétriques, est présentée à la Figure 4-6.

En (a), on compare le comportement de la température du NC (T_n^{NC} en bleu foncé) avec la valeur T_n^{IN} (en rouge). Comme il est expliqué au premier chapitre, l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse lors de la fusion et la chaleur de réaction se transforment en énergie d'excitation $E_{\text{IN}}^{\text{FC}}$ du NC issu de la

FC. Si on néglige l'énergie de déformation du NC, E_{IN}^{*FC} se répartit en une énergie thermique U et une énergie de rotation $E_{rot}(J)$. Pour estimer la température initiale du NC T_n^{IN} , on peut calculer la moyenne des contributions de chaque moment angulaire du NC ($J = \ell$). En effet, l'expression de la section efficace en ondes partielles (1.7) fournit le poids statistique de chaque énergie de rotation. Nous pouvons donc écrire:

$$(4.9) \quad T_{NC}^{IN} = \frac{\sum_{J=0}^{J=J_{crit}} \sqrt{\left(E_{IN}^{*FC} - E_{rot}(J)\right) a_0} \times (2J+1)}{\sum_{J=0}^{J=J_{crit}} (2J+1)}$$

Les énergies de rotation ont été obtenues à l'aide du programme BARMON de A. J. Sierk [9] et la constante du paramètre de densité de niveau a été fixée à $a_0=8$. Dans ces calculs, il apparaît que les deux températures T_n^{NC} et T_n^{IN} suivent le même comportement avec E_{FC}^* mais ont des grandeurs fort différentes. Cette différence peut dépendre de plusieurs facteurs. En premier lieu, le calcul de T_n^{IN} ne tient pas compte (en plus de l'énergie de déformation) de l'énergie perdue par l'émission du processus de PE qui donne lieu à un NC moins chaud. En outre, si on considère que les particules chargées légères sont évaporées, de préférence, au début de la cascade de désexcitation, le NC est déjà un peu plus froid au moment où il émet les neutrons. Pour terminer, il faut considérer que T_n^{NC} reflète la température moyenne neutronique du NC tout le long de la cascade de désexcitation, tandis que T_n^{IN} est une moyenne des températures maximales et initiales.

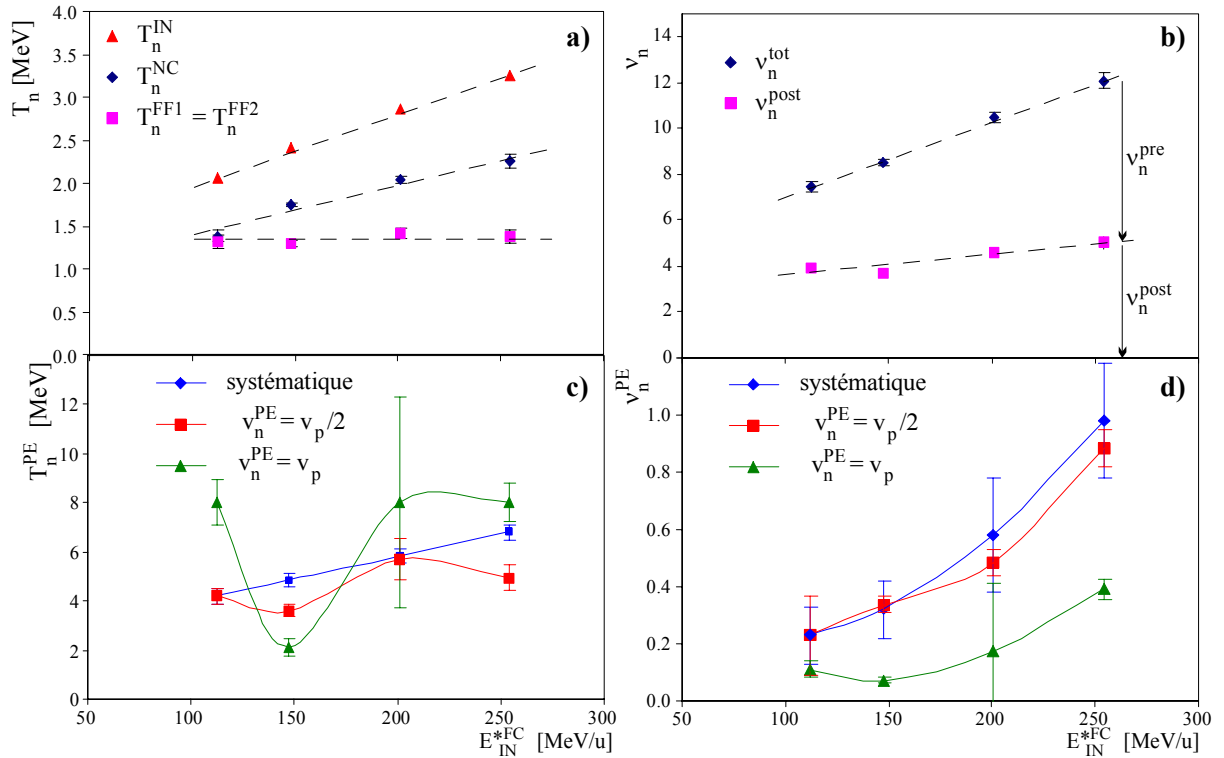


Figure 4-6 a) Evolution des températures T_n^{IN} (voir texte) et des températures de pré- et post-scission associées à la désexcitation des NC. b) Evolution des multiplicités neutroniques de pré- et post-scission associées à la désexcitation des NC et des fragments de fission. c) et d) Montrent les « Températures » et multiplicités associées au PE comparées aux systématiques (Chap. 1§1.8). Les lignes en tirets servent à guider l'œil. Toutes ces valeurs sont pour la partition symétrique et sont présentées en fonction des énergies d'excitation initiales des NC issus de la FC et formés dans les réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/u.

Dans cette même figure, on peut remarquer que les températures des fragments de fission restent constantes quel que soit $E_{\text{IN}}^{\text{FC}}$, ce qui peut signifier que l'énergie d'excitation supplémentaire apportée au NC en augmentant l'énergie du faisceau incident est essentiellement dégagée par le NC avant sa scission. Un comportement analogue aux températures est constaté avec les multiplicités des neutrons de post-scission qui varient peu (~ 0.2 neutrons) malgré que l'énergie d'excitation passe de 112 MeV (pour 8 MeV/u) à 254 MeV (pour 16 MeV/u).

Dans la Figure 4-6 b), on montre la multiplicité totale $v_n^{\text{tot}} = v_n^{\text{NC}} + 2 * v_n^{\text{FF}}$ et la multiplicité totale de post-scission $v_n^{\text{post}} = 2 * v_n^{\text{FF}}$ en fonction de l'énergie d'excitation de la fusion complète du NC. Le nombre de neutrons émis avant la scission ($v_n^{\text{pre}} = v_n^{\text{NC}}$) augmente sensiblement tandis que celui de post-scission reste presque constant. On constate également que l'énergie intrinsèque supplémentaire est emportée par les neutrons évaporés par le NC avant sa scission.

Dans le cas du PE (Figure 4-6 c et d), les valeurs sont comparées aux valeurs des systématiques rapportées à la fin du premier chapitre (voir points bleus). Deux études différentes ont été réalisées: l'une considérant la source du PE comme se déplaçant à la vitesse du projectile v_p (points verts) et l'autre comme se déplaçant à la moitié de la vitesse du projectile $v_p/2$ (points rouges). Le deuxième type d'ajustement s'est avéré donner un meilleur accord avec les valeurs attendues par les systématiques tant pour T_n^{PE} que pour v_n^{PE} . Ceci peut s'expliquer par le fait que les neutrons du PE ont dû traverser le noyau cible en perdant une partie de leur énergie par collision (nucléon-nucléon) ou par freinage collectif et, par conséquent, leurs vitesses (à l'émission) ont été apparemment réduites en moyenne de moitié.

Propriétés des neutrons émis en coïncidence avec les partitions asymétriques de fission

Comme dans le cas des partitions symétriques, les distributions énergétiques et angulaires des neutrons ont été ajustées séquentiellement quatre fois. La seule différence étant que les paramètres décrivant le PE ont été fixés aux valeurs trouvées dans les ajustements des données des neutrons associées aux partitions symétriques. Le Tableau 4-5 présente les températures obtenues par le troisième ajustement (distribution en énergie) et les multiplicités résultantes du quatrième ajustement (distribution angulaire). Ces valeurs sont reprises à la Figure 4-8 où sont montrées les températures du NC et des fragments de fission ainsi que toutes les multiplicités associées. Toutes les valeurs sont centrées à la valeur moyenne des masses comprises dans chaque sélection effectuée sur FF1 (Tableau 4-3). Les distributions en masses et les fenêtres de sélection sur FF1 sont superposées aux graphes. Le nombre de coups correspondant à toutes ces distributions en masse sont reprises à la droite de la Figure 4-8. Comme les réactions à 8 et 16 MeV/u ont une faible statistique comparées à celles de 10 et 13, les valeurs des multiplicités pour les masses très asymétriques ont tendance à fluctuer plus. Les multiplicités de pré-scission sont légèrement plus petites pour les partitions les plus asymétriques. Ce comportement en « cloche » est similaire mais moins marqué que ce qui a été rapporté à la référence [26]. Celui-ci peut être dû à quatre effets, deux seraient liés à l'énergie potentielle, un lié au temps de vie du NC et enfin un lié à une légère pollution des événements de fission par ceux du transfert inélastique.

1. Le premier effet considère l'émission des neutrons avant le point de selle. Pour arriver à l'asymétrie de masse, le système (NC) doit remonter la barrière de fission B_f et arriver au point de selle au détriment de son énergie d'excitation. Un schéma de l'évolution de l'énergie d'excitation du NC, en fonction de sa déformation, est montré à la Figure 4-7. Comme vu au premier chapitre (Figure 1.10 d), la barrière de fission est plus élevée dans les cas des partitions asymétriques que dans les cas des partitions symétriques. Partant d'une énergie thermique U_{NC} au point d'équilibre (qui peut être déjà déformé), le noyau atteint le point de selle avec une énergie $U = U_{\text{NC}} - B_f$. Suite à cette différence dans la barrière, la perte en énergie d'excitation est plus élevée pour les partitions asymétriques. A un certain moment, dû au caractère aléatoire de l'émission des neutrons, les NC présentent une certaine distribution en énergie d'excitation. Les NC qui ont émis peu de neutrons de pré-scission v_n^{NC} ont une probabilité plus élevée de donner lieu à des partitions asymétriques en masse car ils disposeraient de plus d'énergie d'excitation.

2. L'autre effet suppose que le NC passe une partie importante de son temps de vie plutôt autour du point de selle qu'avant ou après. Or, en ce point, l'énergie thermique serait plus petite pour les partitions asymétriques d'où la faible probabilité d'évaporer des neutrons de pré-scission [26].
3. Le troisième effet consiste à supposer qu'en général le temps de vie du NC pour la partition asymétrique est plus court que pour la partition symétrique. Si cela était le cas, l'énergie moyenne c.m. des neutrons ε_n serait plus grande pour les partitions asymétriques. Or, l'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse des neutrons est obtenue à partir de la température selon l'équation $\varepsilon_n = 2T$ (pour une émission de surface). Mais les températures de pré-scission T_n^{NC} (excepté à 8 MeV/u) semblent être constantes avec la partition en masse. Par conséquent, la forte fluctuation des températures, à 8 MeV/u, serait plutôt due à la très faible statistique des données correspondantes. En effet, non seulement le nombre de fragments de fission détectés est un des plus faibles mais en plus le nombre de neutrons évaporés par le NC est le plus petit des quatre réactions étudiées (l'énergie thermique étant la plus petite).
4. Le quatrième effet est une légère pollution des événements de fission par ceux du transfert inélastique où la relaxation du degré de liberté du transfert en masse n'est pas encore complètement atteinte. Par conséquent, ces événements seraient associés à des multiplicités neutroniques plus faibles que dans la fission conventionnelle.

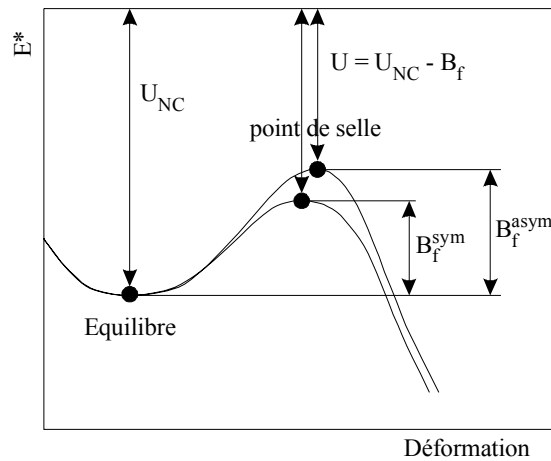


Figure 4-7 Comportement schématique de l'énergie d'excitation E^* en fonction de la déformation du NC et de la partition en masse dans le processus de fission. Il y est remarqué que la barrière de fission B_f est plus élevée dans une partition en masse asymétrique que dans une partition symétrique (voir chapitre 1).

D'autre part, nous remarquons dans nos résultats (Figure 4-8) que les multiplicités neutroniques de post-scission dépendent fortement de la masse du fragment de fission. Bien que la température nucléaire soit la même pour les deux fragments au moment de la scission (équilibre thermique), les multiplicités de post-scission augmentent avec l'accroissement de la masse du fragment. En effet, comme montré au paragraphe 4.1.1, l'énergie thermique est liée à la température nucléaire d'une source « s » par $U = aT^2$ avec $a = A_s/a_0$. Le fragment le plus lourd a, par conséquent, une énergie thermique plus élevée et donc une multiplicité neutronique associée plus grande.

Sélection en masse FF1 (uma)	v_n^{NC}	v_n^{FF1}	v_n^{FF2}	T_n^{NC} [MeV]	$T_n^{FF1} = T_n^{FF2}$ [MeV]
^{20}Ne (8MeV/u) + ^{159}Tb					
50 ± 15	2.29 ± 0.52	0.98 ± 0.16	2.79 ± 0.28	1.01 ± 0.14	2.29 ± 0.21
70 ± 5	3.29 ± 0.16	1.25 ± 0.13	2.89 ± 0.23	1.69 ± 0.06	0.97 ± 0.08
80 ± 5	3.49 ± 0.14	1.47 ± 0.11	2.63 ± 0.15	1.54 ± 0.05	1.09 ± 0.05
90 ± 5	3.53 ± 0.17	1.96 ± 0.11	1.96 ± 0.11	1.38 ± 0.07	1.31 ± 0.07
100 ± 5	3.48 ± 0.16	2.41 ± 0.16	1.47 ± 0.12	1.54 ± 0.06	1.21 ± 0.07
110 ± 5	3.33 ± 0.17	2.96 ± 0.25	1.41 ± 0.13	1.78 ± 0.09	0.99 ± 0.08
130 ± 15	2.42 ± 0.24	2.71 ± 0.37	1.42 ± 0.17	2.06 ± 0.18	1.15 ± 0.19
^{20}Ne (10MeV/u) + ^{159}Tb					
50 ± 15	3.23 ± 0.18	1.30 ± 0.09	3.81 ± 0.19	1.68 ± 0.07	1.59 ± 0.06
70 ± 5	4.22 ± 0.12	1.22 ± 0.08	3.15 ± 0.14	1.75 ± 0.03	1.32 ± 0.05
80 ± 5	4.55 ± 0.10	1.47 ± 0.07	2.54 ± 0.10	1.69 ± 0.02	1.32 ± 0.04
90 ± 5	4.83 ± 0.09	1.84 ± 0.07	1.84 ± 0.07	1.75 ± 0.02	1.30 ± 0.04
100 ± 5	4.75 ± 0.09	2.20 ± 0.09	1.58 ± 0.07	1.75 ± 0.02	1.25 ± 0.04
110 ± 5	4.40 ± 0.13	2.67 ± 0.13	1.44 ± 0.08	1.66 ± 0.03	1.39 ± 0.05
130 ± 15	4.20 ± 0.14	3.05 ± 0.17	1.24 ± 0.07	1.77 ± 0.04	1.37 ± 0.06
^{20}Ne (13MeV/u) + ^{159}Tb					
50 ± 15	4.46 ± 0.23	1.49 ± 0.11	4.52 ± 0.27	2.19 ± 0.08	1.53 ± 0.07
70 ± 5	5.38 ± 0.21	1.61 ± 0.12	3.81 ± 0.22	2.00 ± 0.06	1.45 ± 0.07
80 ± 5	5.19 ± 0.17	2.01 ± 0.12	3.30 ± 0.16	2.15 ± 0.05	1.44 ± 0.05
90 ± 5	5.91 ± 0.16	2.29 ± 0.12	2.29 ± 0.12	2.04 ± 0.04	1.41 ± 0.06
100 ± 5	5.85 ± 0.16	2.93 ± 0.16	1.98 ± 0.12	2.11 ± 0.04	1.36 ± 0.05
110 ± 5	5.84 ± 0.19	3.22 ± 0.22	1.82 ± 0.12	2.18 ± 0.05	1.29 ± 0.06
130 ± 15	5.56 ± 0.24	3.60 ± 0.29	1.36 ± 0.10	2.06 ± 0.06	1.50 ± 0.08
^{20}Ne (16MeV/u) + ^{159}Tb					
50 ± 15	5.14 ± 0.36	1.70 ± 0.15	4.88 ± 0.39	2.29 ± 0.13	1.78 ± 0.11
70 ± 5	5.56 ± 0.29	1.99 ± 0.18	4.61 ± 0.32	2.49 ± 0.12	1.55 ± 0.08
80 ± 5	6.89 ± 0.24	2.04 ± 0.17	3.31 ± 0.24	2.21 ± 0.06	1.41 ± 0.07
90 ± 5	7.08 ± 0.22	2.51 ± 0.16	2.51 ± 0.16	2.25 ± 0.07	1.38 ± 0.08
100 ± 5	7.56 ± 0.24	2.77 ± 0.23	2.41 ± 0.18	2.22 ± 0.05	1.36 ± 0.07
110 ± 5	6.55 ± 0.30	3.98 ± 0.32	2.01 ± 0.17	2.28 ± 0.09	1.50 ± 0.09
130 ± 15	7.15 ± 0.28	3.79 ± 0.39	1.40 ± 0.12	2.23 ± 0.08	1.31 ± 0.09

Tableau 4-5 Résultats des ajustements des distributions énergétiques et angulaires des neutrons émis dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ en fonction des différentes partitions en masse des fragments de fission et aux différentes énergies du faisceau ^{20}Ne .

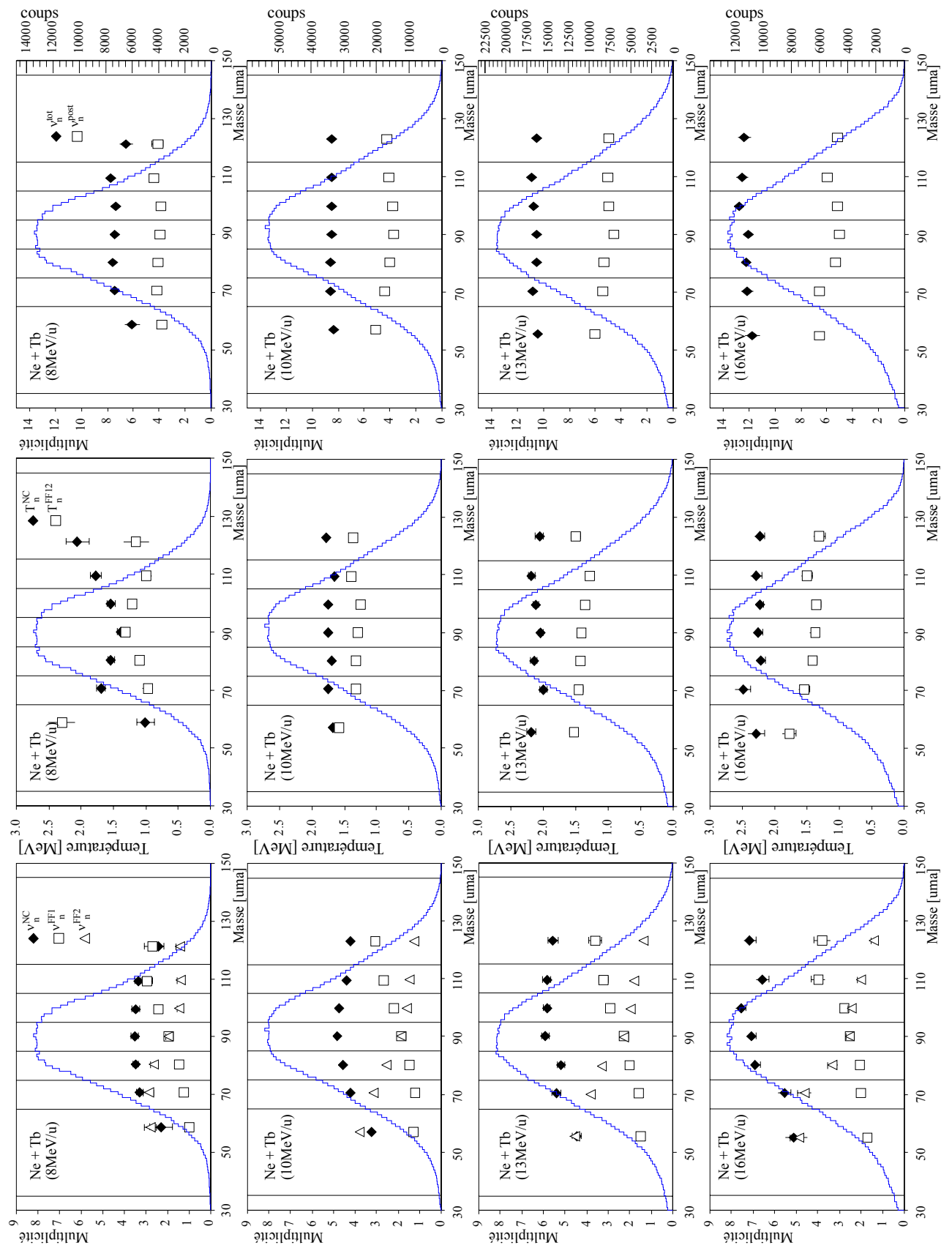


Figure 4-8 Evolutions des différentes multiplicités et températures nucléaires de pré- et post-scission en fonction des différentes partitions en masse des fragments de fission issues de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/u. Les distributions en masse du FF1 sont représentées en bleu. Les lignes verticales délimitent les coupes effectuées. Les ordonnées montrant les statistiques de ces distributions en masse sont montrées à l'extrême droite de la figure.

4.2. Ajustement des spectres en énergie et des distributions angulaires des protons et alpha d'évaporation

Avec les six triple-télescopes en Si placés aux angles arrière dans la chambre à réaction, nous avons détecté les particules chargées légères (PCL) (protons, deutons, tritons et alpha) évaporées essentiellement par le NC et émis en coïncidence avec les FF. Grâce à ces détecteurs, nous avons mesuré les distributions doublement différentielles $d^2v_i/d\Omega dE_i$ ($i = p, d, t, \alpha$). Comme expliqué au premier chapitre, en raison de la présence d'une barrière effective d'émission (essentiellement Coulombienne), la probabilité d'émission d'une particule chargée est beaucoup plus faible que celle des neutrons ce qui donne lieu à une très faible statistique. Due à cette faible statistique, nous avons seulement pu procéder à l'analyse des données associées aux protons et particules alpha. Leurs spectres en énergie ont été ajustés par des distributions type Maxwellienne où l'on a supposé des émissions de type « surface » à partir des différentes sources « s » en mouvement. Ce type de distribution est semblable à celui utilisé pour les neutrons mais où on doit faire intervenir une barrière effective d'émission B_i dépendante de la source et de la particule émise, ce qui donne:

$$(4.10) \quad \frac{d^2v_i}{d\Omega dE_i} = S(v_i, T_i^s, B_i; E_i, \theta_R) = \frac{v_i(\bar{E}_i - B_i)}{4\pi(T_i^s)^2} \sqrt{\frac{E_i}{\bar{E}_i}} \exp\left(-\frac{(\bar{E}_i - B_i)}{T_i^s}\right)$$

$$(4.11) \quad \text{où } \begin{cases} \bar{E}_i = E_i + A_i \frac{E_s}{A_i} - 2\sqrt{A_i E_i \frac{E_s}{A_s} \cos(\theta_R)} \\ \cos(\theta_R) = \sin(\theta_i) \sin(\theta_s) \cos(\phi_i - \phi_s) + \cos(\theta_i) \cos(\theta_s) \end{cases} \quad \text{avec } i = (p, d)$$

Pour rappel, $E_i, \bar{E}_i, v_i, A_i, \theta_i, \phi_i$ sont dans l'ordre: les énergies cinétiques dans le laboratoire et dans le centre de masse de la particule chargée évaporée, la multiplicité des protons ou alpha émis par la source, leur nombre de masse, et les angles de détection de celles-ci dans le laboratoire. $E_s, A_s, T_i^s, \theta_s, \phi_s$ sont dans l'ordre: l'énergie cinétique dans le laboratoire, la masse, la température nucléaire et les angles de détection de la source considérée. θ_R est l'angle relatif entre la direction de recul de la source et celle de la particule chargée évaporée (positions géométriques des triple-télescopes).

Le faible nombre de détecteurs utilisés et leur position uniquement aux angles arrière dans la chambre à réaction, ne nous a pas permis d'avoir suffisamment d'informations sur les distributions angulaires des particules chargées pour parvenir à ajuster celles-ci sans ambiguïté. En conséquence, nous avons seulement procédé aux ajustements des spectres en énergie.

Le pré-équilibre étant émis essentiellement vers les angles avant dans le laboratoire, sa contribution a été négligée dans notre analyse et la fonction d'ajustement a été réduite à la contribution de trois sources à savoir :

$$(4.12) \quad \frac{d^2v_i}{d\Omega dE_i} = S(v_i^{\text{NC}}, T_i^{\text{NC}}, B_i^{\text{NC}}; E_i, \theta_R) + S(v_i^{\text{FF1}}, T_i^{\text{FF1}}, B_i^{\text{FF1}}; E_i, \theta_R) + S(v_i^{\text{FF2}}, T_i^{\text{FF2}}, B_i^{\text{FF2}}; E_i, \theta_R)$$

Remarquons qu'à l'opposé de l'émission neutronique, l'émission post-scission des PCL a été considérée comme une émission de surface. En raison de la présence de la barrière Coulombienne, les basses énergies ne sont pas présentes dans ces spectres et la distorsion de la distribution Maxwellienne en distribution de Watt (volume) ne se produit pas. En outre, pour vaincre la barrière il faut que les particules chargées soient assez énergétiques. Donc, on peut faire l'hypothèse que l'évaporation se fait essentiellement au début de la chaîne de désexcitation des fragments de fission. Dans ce cas, les températures nucléaires des fragments de fission ne sont pas aussi petites que dans le cas de l'évaporation de neutrons et en conséquence, l'évaporation de post-scission peut être décrite par une émission de surface.

Nous avons adopté les mêmes fenêtres de sélection en angles pour les FF1 que dans l'analyse des multiplicités neutroniques (Tableau 4-2). Par contre, pour des raisons évidentes de manque de statistiques, nous avons pris les particules chargées légères en coïncidence avec l'ensemble de la distribution en masse de FF et donc, sans effectuer de coupure en masse de FF1.

Pour limiter le nombre de paramètres libres à ajuster, nous avons dû fixer les températures nucléaires des sources ainsi que les barrières effectives d'émission des particules chargées mais en admettant quelques corrections extrêmes dans les ajustements. En faisant l'hypothèse que les particules chargées sont émises essentiellement au début de la chaîne de désexcitation, la température de pré-scission a été fixée à la température maximale du NC qui, dans le cas d'une fusion complète, est donnée par l'expression

$T_{\max}^{\text{NC}} = \sqrt{E_{\text{NC}}^{\text{FC}} / a}$. Les températures des FF ont été fixées aux valeurs résultantes des ajustements des distributions énergétiques des neutrons pour les masses symétriques (Tableau 4-1). Cette approche suppose que la variation de la température nucléaire due à l'émission des particules chargées est faible, vu que celle-ci est peu probable. Les barrières effectives d'émission $B_{\text{Vaz}(i)}^s$ pour les trois sources « s » considérées ont été calculées d'après le formalisme de L.C. Vaz [19]:

$$(4.13) \quad \begin{aligned} \text{où } B_{\text{Vaz}(p)}^s &= \frac{1.44(Z_s - 1)}{1.18(A_s - 1)^{1/3} + 3.928} \quad \text{pour les protons} \\ \text{et } B_{\text{Vaz}(\alpha)}^s &= \frac{2.88(Z_s - 2)}{1.18(A_s - 4)^{1/3} + 4.642} \quad \text{pour les alpha} \end{aligned}$$

Le nombre de masse A_{NC} a été fixé à la valeur correspondant à la fusion complète et A_{FF1} et A_{FF2} aux valeurs moyennes des distributions des masses construites avec les MWPC1 et 2. Le nombre total de paramètres à ajuster a été ainsi réduit à deux: la multiplicité de pré-scission v_i^{NC} et celle de post-scission $v_i^{\text{FF1}} = v_i^{\text{FF2}}$. Les barrières d'émission ont dû être modifiées, étape par étape, pour améliorer la qualité (le χ^2) de l'ajustement. Plusieurs valeurs ont été essayées et celles qui donnaient le meilleur χ^2 et la meilleure courbe d'ajustement ont été définitivement adoptées. Les valeurs des barrières (d'après (4.13)) ainsi que les corrections qui leur ont été appliquées sont reprises au Tableau 4-6 pour les émissions des protons et alpha.

ε_p [MeV]	$B_{\text{Vaz}(\alpha)}^{\text{NC}}$ [MeV]	$B_{\text{Vaz}(\alpha)}^{\text{FF1}}$ [MeV]	$B_{\text{Vaz}(\alpha)}^{\text{FF2}}$ [MeV]	$\Delta B_{\text{Vaz}(\alpha)}^{\text{NC}}$ [MeV]	$\Delta B_{\text{Vaz}(\alpha)}^{\text{FF}}$ [MeV]
Ne (8MeV/u) + Tb	18.70	10.38	10.40	-3.000	-1.000
Ne (10MeV/u) + Tb	18.70	10.55	10.23	-3.000	0.000
Ne (13MeV/u) + Tb	18.70	10.37	10.41	-3.000	0.000
Ne (16MeV/u) + Tb	18.70	10.41	10.37	-3.000	0.000
ε_p [MeV]	$B_{\text{Vaz}(p)}^{\text{NC}}$ [MeV]	$B_{\text{Vaz}(p)}^{\text{FF1}}$ [MeV]	$B_{\text{Vaz}(p)}^{\text{FF2}}$ [MeV]	$\Delta B_{\text{Vaz}(p)}^{\text{NC}}$ [MeV]	$\Delta B_{\text{Vaz}(p)}^{\text{FF}}$ [MeV]
Ne (8MeV/u) + Tb	10.09	5.72	5.72	-3.000	-1.000
Ne (10MeV/u) + Tb	10.09	5.81	5.64	-3.000	-1.000
Ne (13MeV/u) + Tb	10.09	5.71	5.73	-3.000	-2.000
Ne (16MeV/u) + Tb	10.09	5.73	5.71	-2.000	-2.000

Tableau 4-6 Barrières effectives d'émission des particules chargées légères alpha et proton (i) $B_{\text{Vaz}(i)}^s$ par le NC et les FF calculées d'après le formalisme de Vaz *et al.*[19] pour les quatre énergies de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Ces barrières ont dû être modifiées des valeurs $\Delta B_{\text{Vaz}(i)}^s$ pour améliorer l'accord des ajustements avec les données expérimentales.

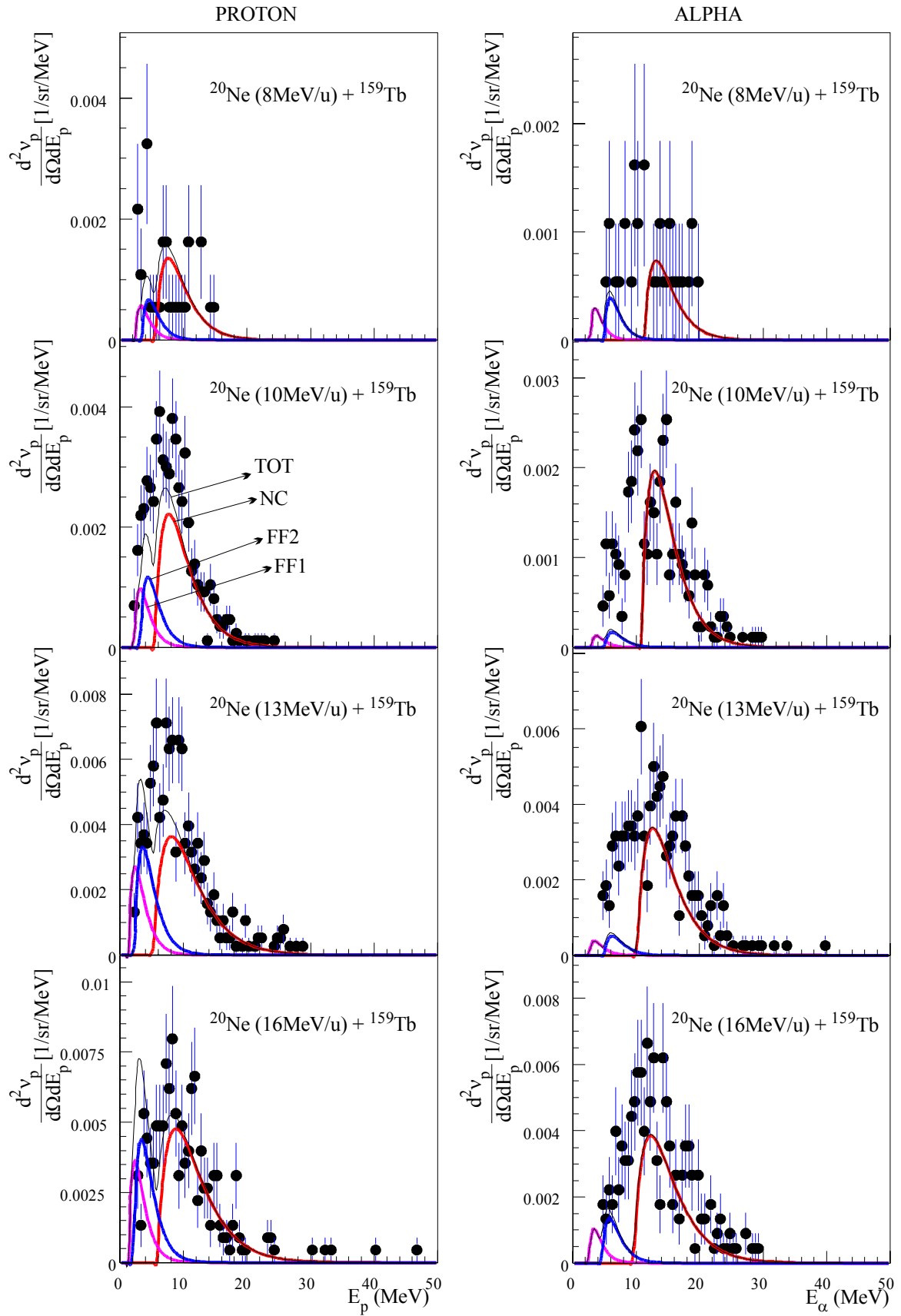


Figure 4-9 Ajustements des distributions doublement différentielles des multiplicités des particules proton et alpha émises en coïncidence avec le NC et les FF et observées à l'aide du triple-télescope Si situé aux angles $\theta=165^\circ$ et $\phi=180^\circ$. Les contributions totales, NC, FF1 et FF2 correspondent respectivement aux courbes noires, rouges, roses et bleues.

La Figure 4-9 montre le résultat de l'ajustement des spectres en énergie proton et alpha relevés par le triple-télescope Si situé aux angles $\theta=165^\circ$ et $\phi=180^\circ$ pour les 4 énergies du faisceau incident. La courbe en rouge représente la contribution due à l'évaporation du NC (pré-scission). Les courbes roses et bleues représentent respectivement les contributions des FF1 et FF2 (post-scission). La contribution globale des trois sources correspond à la courbe noire. Dans cette figure, on peut se rendre compte du manque de statistiques des particules chargées (particulièrement à 8 MeV/u) et de la difficulté d'ajuster ces distributions énergétiques. Les différentes multiplicités déduites de ces ajustements ainsi que les valeurs de températures nucléaires utilisées sont listées au Tableau 4-7.

ε_p [MeV]	v_a^{NC}	$v_a^{FF1} = v_a^{FF2}$	$T_a^{NC} = T_{max}^{NC}$ [MeV]	$T_a^{FF} = T_n^{FF}$ [MeV]
Ne (8MeV/u) + Tb	0.065±0.031	0.024±0.017	2.24	1.17
Ne (10MeV/u) + Tb	0.205±0.018	0.010±0.006	2.57	1.30
Ne (13MeV/u) + Tb	0.422±0.041	0.034±0.015	3.00	1.41
Ne (16MeV/u) + Tb	0.555±0.068	0.091±0.028	3.37	1.38
ε_p [MeV]	v_p^{NC}	$v_p^{FF1} = v_p^{FF2}$	$T_p^{NC} = T_{max}^{NC}$ [MeV]	$T_p^{FF} = T_n^{FF}$ [MeV]
Ne (8MeV/u) + Tb	0.102±0.055	0.040±0.027	2.24	1.17
Ne (10MeV/u) + Tb	0.219±0.030	0.061±0.015	2.57	1.30
Ne (13MeV/u) + Tb	0.514±0.055	0.166±0.027	3.00	1.41
Ne (16MeV/u) + Tb	0.636±0.063	0.257±0.032	3.37	1.38

Tableau 4-7 Multiplicités et températures nucléaires associées à l'émission des particules proton et alpha aux quatre énergies de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Voir le texte pour les détails concernant les températures nucléaires utilisées dans ces ajustements.

La multiplicité totale $v_i^{tot} = v_i^{NC} + 2 * v_i^{FF}$ et la multiplicité totale de post-scission $v_i^{post} = 2 * v_i^{FF}$ pour les émissions α et proton sont représentées, en fonction de l'énergie d'excitation du NC (pour la fusion complète), à la Figure 4-10.

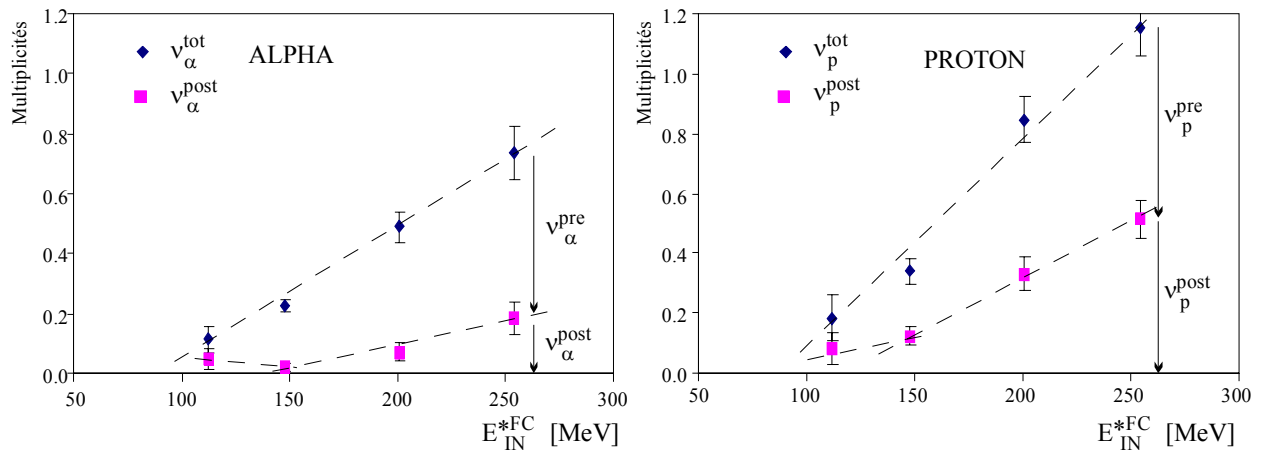


Figure 4-10 Evolutions des multiplicités globales $v^{tot} = v^{pre} + v^{post}$ et les multiplicités totales de post-scission v^{post} pour les particules alpha et proton évaporées lors du processus de fission dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ en fonction des énergies d'excitation initiales des NC associés. Les lignes en tiret sont là pour guider l'œil.

Les multiplicités tant de pré-scission que de post-scission des particules alpha et proton augmentent clairement avec l'énergie d'excitation du NC et donc avec les énergies du faisceau. Bien que leurs multiplicités restent dix fois plus petites que les multiplicités neutroniques (ce qui était attendu vu la présence de la barrière d'émission), elles ne peuvent pas être négligées. Les multiplicités montrées dans ce chapitre seront utilisées au chapitre suivant pour le calcul du bilan énergétique. Dans ce calcul, nous

verrons que les énergies emportées par de telles particules chargées jouent malgré tout un rôle considérable dans le bilan énergétique du processus de fission.

4.3. Multiplicités et températures nucléaires de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$

Le Tableau 4-8 reprend les valeurs de la thèse de Th. Keutgen [8]. Ceci permet de comparer les résultats des multiplicités neutroniques et des températures nucléaires associées de notre réaction à celles de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$. A la Figure 4-11, nous pouvons constater que les multiplicités neutroniques de pré-scission et les températures nucléaires associées sont plus élevées que celles de notre réaction car leurs spectres ont été ajustés avec une émission du type volume au lieu de surface.

ε_p [MeV]	v_n^{NC}	v_n^{post}	T_n^{NC} [MeV]	$T_n^{\text{FF1}} = T_n^{\text{FF2}}$ [MeV]
Ne (8MeV/u) + Tm	4.27 ± 0.13	3.88 ± 0.21	2.1 ± 0.05	1.1 ± 0.03
Ne (10MeV/u) + Tm	5.45 ± 0.09	4.2 ± 0.14	2.09 ± 0.02	1.35 ± 0.03
Ne (13MeV/u) + Tm	7.22 ± 0.16	4.25 ± 0.23	2.56 ± 0.04	1.4 ± 0.04
Ne (16MeV/u) + Tm	8.29 ± 0.15	4.28 ± 0.25	2.95 ± 0.04	1.4 ± 0.05

Tableau 4-8 Multiplicités neutroniques et températures nucléaires de pré- et post-scission de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$.

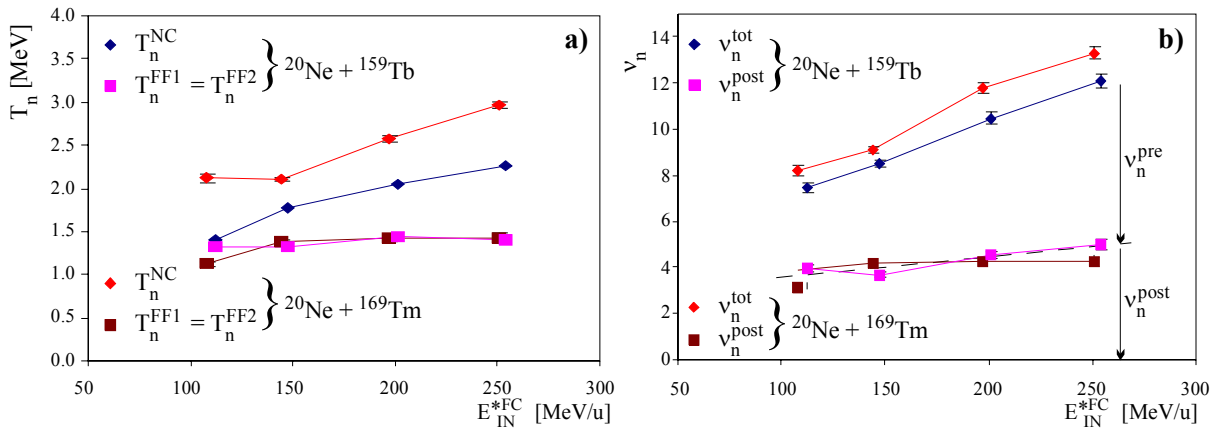


Figure 4-11 a) Comparaison des températures de pré- et post-scission associées à la désexcitation des NC des réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$. b) Comparaison des multiplicités neutroniques de pré- et post-scission associées à la désexcitation des NC et des fragments de fission des deux réactions.

Le Tableau 4-9 reprend les multiplicités proton et alpha et les températures nucléaires associées pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$. Pour ces particules, les ajustements ont été faits avec les mêmes types de fonction dans l'étude des deux réactions. Pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$, la température de pré-scission était un paramètre libre de l'ajustement et les températures de post-scission ont été fixées à la valeur donnant le meilleur accord dans l'ajustement des autres paramètres. C'est pour cela qu'uniquement les multiplicités sont comparées à la Figure 4-12. Nous pouvons remarquer que les multiplicités alpha sont légèrement supérieures et les multiplicités des protons similaires.

ε_p [MeV]	v_a^{NC}	$v_a^{\text{FF1}} = v_a^{\text{FF2}}$	T_a^{NC} [MeV]	T_a^{FF} [MeV]
Ne (8MeV/u) + Tm	0.060±0.008	0.024±0.005	2.2	1.1
Ne (10MeV/u) + Tm	0.204±0.006	0.049±0.003	2.82±0.06	1.5
Ne (13MeV/u) + Tm	0.449±0.015	0.097±0.007	3.40±0.09	1.5
Ne (16MeV/u) + Tm	0.591±0.02	0.103±0.009	3.68±0.10	1.5
ε_p [MeV]	v_p^{NC}	$v_p^{\text{FF1}} = v_p^{\text{FF2}}$	T_p^{NC} [MeV]	T_p^{FF} [MeV]
Ne (8MeV/u) + Tm	0.08±0.009	0.034±0.007	2.1	1.1
Ne (10MeV/u) + Tm	0.188±0.008	0.105±0.004	2.85±0.08	1.5
Ne (13MeV/u) + Tm	0.508±0.018	0.191±0.009	3.38±0.01	1.5
Ne (16MeV/u) + Tm	0.640±0.02	0.200±0.009	3.39±0.09	1.5

Tableau 4-9 Multiplicités des particules alpha et proton et températures nucléaires de pré- et post-scission de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$.

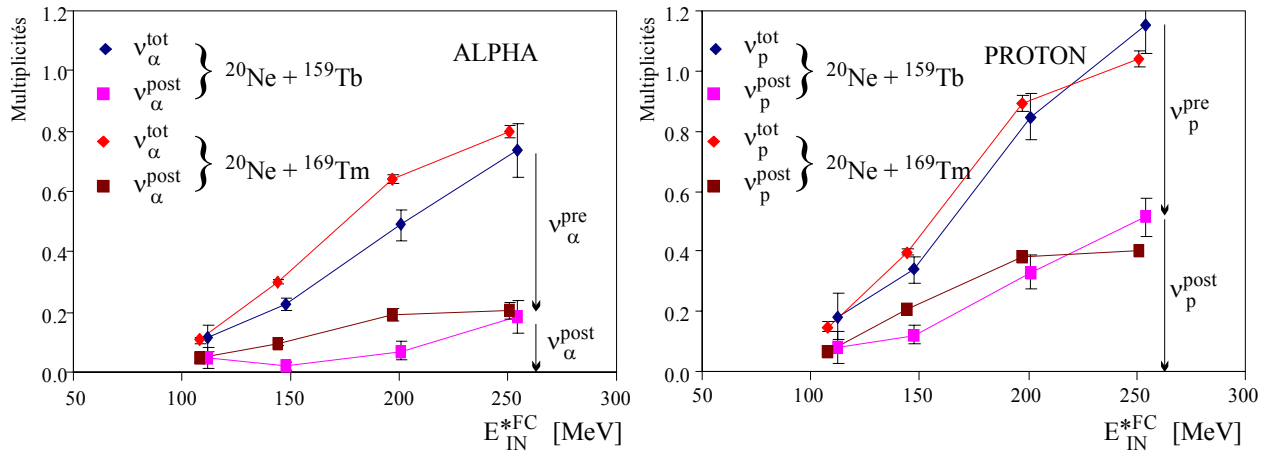


Figure 4-12 Comparaison des multiplicités globales $v^{\text{tot}} = v^{\text{pre}} + v^{\text{post}}$ et les multiplicités totales de post-scission v^{post} pour les particules alpha et proton évaporées lors du processus de fission dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$, en fonction des énergies d'excitation initiales des NC associés.

Chapitre 5.

Bilan énergétique associé au processus de fission et contribution du pré-équilibre

5.1. Bilan énergétique de la fission

Dans ce chapitre, nous développerons le calcul du bilan énergétique du processus de désexcitation du NC aboutissant à la fission. Pour se faire, nous utiliserons les multiplicités des particules légères neutres et chargées et les températures nucléaires associées, présentées et discutées au chapitre précédent. Ce bilan énergétique permet d'évaluer l'énergie initiale moyenne du NC compte tenu du processus de pré-équilibre.

Le calcul du bilan énergétique associé à la fission est réalisé en deux étapes. En effet, en partant des énergies d'excitation maximales que le NC peut acquérir (voir relation (1.16)), on soustrait les énergies cinétiques emportées par les particules légères évaporées lors de l'émission de pré-scission, la perte ou l'apport de chaleur de réaction produite lors de cette évaporation et lors de la fission elle-même, et enfin la perte d'énergie associée à l'évaporation de post-scission des fragments de fission. L'énergie résiduelle est comparée à l'énergie emportée par l'émission gamma obtenue par la systématique présentée au premier chapitre. Suite à cette comparaison, le surplus d'énergie est considéré comme l'énergie moyenne emportée lors du processus du PE et, par conséquent, celle-ci sera par la suite soustraite de l'énergie d'excitation initiale pour déterminer l'énergie d'excitation « réelle » du NC. On refait à nouveau le calcul et cette fois-ci on obtient, à la fin du processus de désexcitation, l'énergie emportée par l'émission gamma prédite par la systématique.

Partant d'une énergie d'excitation initiale E_{IN}^{*FC} , on peut déduire l'énergie d'excitation du NC après l'évaporation des particules de pré-scission, c.-à-d. avant la scission E_{af}^* , à l'aide de l'expression suivante:

$$(5.1) \quad E_{af}^* = E_{IN}^{*FC} - (v_n^{NC} \times \hat{E}_n^{pre} + v_\alpha^{NC} \times \hat{E}_\alpha^{pre} + v_p^{NC} \times \hat{E}_p^{pre}) + Q_1$$

Dans cette expression, à l'énergie initiale on soustrait les énergies moyennes $\hat{E}_i^{pre}$ emportées par chaque type de particule ($i=n, p, \alpha$) en tenant compte de leur multiplicité, et on ajoute la chaleur de réaction du processus d'émission de pré-scission. Les énergies moyennes $\hat{E}_i^{pre}$ correspondent aux valeurs moyennes des expressions (4.4) et (4.10) dans le centre de masse, à savoir:

$$(5.2) \quad \hat{E}_n^{pre} = 2T_n^{NC}, \quad \hat{E}_\alpha^{pre} = 2T_\alpha^{NC} - B_\alpha^{NC}, \quad \text{et} \quad \hat{E}_p^{pre} = 2T_p^{NC} - B_p^{NC}$$

La chaleur de réaction de l'évaporation de pré-scission est :

$$(5.3) \quad Q_1 = \Delta_{M_{IN}} - (\Delta_{M_{af}} + 8.071 \times v_n^{NC} + 2.425 \times v_\alpha^{NC} + 7.289 \times v_p^{NC})$$

$\Delta_{M_{IN}}$ est l'excès de masse du noyau initial après l'émission du PE et dont la masse et le nombre atomique peuvent être estimés d'après les expressions:

$$(5.4) \quad M_{IN}^{PE} = M_{NC}^{FC} - (v_n^{PE} + v_p^{PE} + 4v_\alpha^{PE} + 2v_d^{PE} + 3v_t^{PE}) \quad \text{et} \quad Z_{IN}^{PE} = Z_{NC}^{FC} - (v_p^{PE} + 2v_\alpha^{PE} + v_d^{PE} + v_t^{PE})$$

Les multiplicités des neutrons de PE sont des valeurs expérimentales (excepté à 8 MeV/u). Pour la contribution des protons, deutons, tritons et α du PE, on utilise les valeurs extraites des systématiques

présentées au premier chapitre. $\Delta_{M_{af}}$ est l'excès de masse du noyau au point de scission (donc après l'évaporation de pré-scission). Sa masse et son nombre atomique seraient:

$$(5.5) \quad M_{af} = M_{IN}^{PE} - (v_n^{NC} + v_p^{NC} + 4v_\alpha^{NC}) \quad \text{et} \quad Z_{af} = Z_{IN}^{PE} - (v_p^{NC} + 2v_\alpha^{NC})$$

Dans l'expression (5.5), les émissions d et t ont été négligées faute d'informations expérimentales valables. Signalons toutefois leurs faibles multiplicités expérimentales. Maintenant, partant du noyau (A_{af} , Z_{af}) d'énergie d'excitation E_{af}^* , on calcule l'énergie résiduelle E_{res}^* des deux FF après l'évaporation de post-scission (mais avant l'émission gamma) et ce pour une partition symétrique de la façon suivante:

$$(5.6) \quad E_{res}^* = E_{af}^* - v_n^{post} \times \hat{E}_n^{post} - v_\alpha^{post} \times \hat{E}_\alpha^{post} - v_p^{post} \times \hat{E}_p^{post} - \overline{TK}E_{FF} + Q_2$$

La valeur expérimentale du $\overline{TK}E_{FF}$ correspond à la moyenne de l'énergie cinétique totale des fragments de fission dans le centre de masse et pour les sélections des partitions symétriques en masses. L'énergie cinétique moyenne emportée par les neutrons de post-scission $\hat{E}_n^{post}$ est, dans le cas d'une émission de volume, la moyenne de l'expression (4.1). La moyenne des particules chargées $\hat{E}_i^{post}$ ($i = p, \alpha$) reste la même:

$$(5.7) \quad \hat{E}_n^{post} = 3/2 T_n^{FF}, \quad \hat{E}_\alpha^{post} = 2 T_\alpha^{FF} - B_\alpha^{FF}, \quad \hat{E}_p^{post} = 2 T_p^{FF} - B_p^{FF}$$

La chaleur de réaction de la fission et de l'émission de post-scission Q_2 est:

$$(5.8) \quad Q_2 = \Delta_{M_{af}} - (2\Delta_{M_{FF}} + 8.071 \times v_n^{post} + 2.425 \times v_\alpha^{post} + 7.289 \times v_p^{post})$$

où $\Delta_{M_{FF}}$ est l'excès de masse des fragments issus de la partition symétrique après l'émission de post-scission. Ces fragments ont une masse M_{FF} et un nombre atomique Z_{FF} du type :

$$(5.9) \quad M_{FF} = (M_{af} - (v_n^{post} + v_p^{post} + 4v_\alpha^{post}))/2 \quad \text{et} \quad Z_{FF} = (Z_{af} - (v_p^{post} + 2v_\alpha^{post}))/2$$

Le premier calcul se fait à partir des énergies d'excitation maximales du NC (fusion complète) E_{IN}^{*FC} et sans tenir compte des énergies perdues lors du processus de PE (Tableau 5-1). La valeur finale E_{res}^* est comparée à l'énergie emportée par l'émission gamma E_{γ} . La différence entre ces deux valeurs permet d'estimer l'énergie emportée par le PE et donc la nouvelle énergie initiale E_{IN}^{*PE} à considérer après l'émission dite de PE.

ϵ_p [MeV/u]	M_{IN}^{PE} [uma]	Z_{IN}^{PE}	E_{IN}^{*FC} [MeV]	v_n^{NC}	v_p^{NC}	v_α^{NC}	M_{af} [uma]	Z_{af}	Q_1 [MeV]	E_{af}^* [MeV]
8	178±0.3	75±0.1	112.13	3.53	0.102	0.065	174	75	-28.96	70.93
10	178±0.2	75±0.1	147.66	4.83	0.219	0.205	172	74	-40.43	83.40
13	177±0.1	74±0.1	200.96	5.91	0.514	0.422	169	73	-49.77	110.92
16	176±0.2	74±0.1	254.25	7.08	0.636	0.555	166	72	-59.49	140.96
ϵ_p [MeV/u]	$\overline{TKE}_{FF}$ [MeV]	v_n^{post}	v_p^{post}	v_α^{post}	M_{FF} [uma]	Z_{FF}	Q_2 [MeV]	E_{res}^* [MeV]	$E_{\gamma\gamma}$ [MeV]	Nouveau $E_{IN}^* = E_{IN}^{*PE}$ [MeV]
8	128±0.1	3.92	0.08	0.05	85	37	88.73	21.80	10.4	100.72
10	140±0.1	3.68	0.12	0.02	84	37	85.12	20.22	11.5	138.95
13	136±0.1	4.57	0.33	0.07	82	36	71.07	33.31	12.8	180.45
16	134±0.1	5.02	0.51	0.18	80	35	60.58	51.76	13.9	216.39

Tableau 5-1 Calcul du bilan énergétique à partir de l'énergie d'excitation maximale du NC. La différence entre l'énergie résiduelle E_{res}^* et l'énergie de l'émission gamma $E_{\gamma\gamma}$ permet d'estimer la nouvelle énergie initiale E_{IN}^{*PE} du NC compte tenu de l'émission de PE.

La nouvelle valeur initiale E_{IN}^{*PE} est utilisée en (5.1), dans une seconde étape, pour refaire le calcul du bilan énergétique. Le résultat de ce calcul est détaillé au Tableau 5-2 où l'énergie résiduelle dans ce cas-ci devrait évaluer l'énergie emportée par l'émission gamma extraite de la systématique du chapitre 1.

ϵ_p [MeV/u]	M_{IN}^{PE} [uma]	Z_{IN}^{PE}	E_{IN}^{*PE} [MeV]	v_n^{NC}	v_p^{NC}	v_α^{NC}	M_{af} [uma]	Z_{af}	Q_1 [MeV]	E_{af}^* [MeV]
8	178±0.3	75±0.1	101±8	3.53	0.102	0.065	174±0.5	75±0.2	-29.0±0.8	58.4±2.4
10	178±0.2	75±0.1	139 ±4	4.83	0.219	0.205	172±0.3	74±0.1	-40.4±0.4	74.7±1.5
13	177±0.1	74±0.1	180±8	5.91	0.514	0.422	169±0.4	73±0.2	-49.8±1.9	90.4±4.2
16	176±0.2	74±0.1	216±9	7.08	0.636	0.555	166±0.5	72±0.2	-59.5±1.0	103.1±4.4
ϵ_p [MeV/u]	$\overline{TKE}_{FF}$ [MeV]	v_n^{post}	v_p^{post}	v_α^{post}	M_{FF} [uma]	Z_{FF}	Q_2 [MeV]	E_{res}^* [MeV]	$E_{\gamma\gamma}$ [MeV]	
8	128±0.1	3.92	0.08	0.05	85±0.5	37±0.2	88±4	10.4±7.8	10.4	
10	140±0.1	3.68	0.12	0.02	84±0.3	37±0.1	85±1	11.5±3.5	11.5	
13	136±0.1	4.57	0.33	0.07	82±0.4	36±0.2	71±3	12.8±8.0	12.8	
16	134±0.1	5.02	0.51	0.18	80±0.6	35±0.2	61±2	13.9±9.2	13.9	

Tableau 5-2 Second calcul du bilan énergétique mené à partir de l'énergie d'excitation du NC considérée après l'émission du PE. L'énergie résiduelle des fragments E_{res}^* coïncide avec l'énergie d'excitation supposée être emportée par l'émission gamma.

La relation obtenue entre E_{IN}^{*PE} et $E_{\gamma\gamma}$ pourrait apparaître évident à première vue. Cette relation indique toutefois que les approximations prises dans le premier calcul dans l'expression (5.4), estimant M_{IN}^{PE} et

Z_{IN}^{PE} d'après la systématique, sont raisonnables sans pour autant connaître à priori les énergies emportées par le PE. Ceci va également être réconforté par la discussion du §5.2 de ce chapitre.

Avec l'ensemble des détecteurs MWPC1 et 2 nous avons été amenés, pour reconstruire les masses des fragments de fission, à fixer la somme de leurs masses comme étant égale à celle du NC. Par conséquent, nous ne pouvions pas avoir l'information sur la masse finale des FF. Par contre, avec les ensembles GJ1 et GJ2, bien qu'on ne pouvait pas compter sur une mesure en coïncidence des FF, les masses de ceux-ci ont pu être mesurées directement. Les moyennes des distributions de masse construites avec ces détecteurs à savoir M_{FF}^{GJ1} et M_{FF}^{GJ2} sont présentées, pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$, au Tableau 5-3 et comparées aux valeurs M_{FF} du Tableau 5-2.

ϵ_p [MeV/u]	M_{FF} [uma]	M_{FF}^{GJ1} [uma]	M_{FF}^{GJ2} [uma]
8	85±0.5	83.6±0.2	84.1±0.2
10	84±0.3	82.4±0.1	82.7±0.1
13	82±0.4	85.1±0.1	85.1±0.1
16	80±0.6	83.6±0.1	84.4±0.1

Tableau 5-3 Masses des fragments de fission calculées à la fin de leurs chaînes de désexcitation comparées aux valeurs moyennes de leurs distributions en masses acquises par les ensembles de détection GJ1 et GJ2 dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$.

Les différentes valeurs énergétiques et les nombres atomiques de chaque étape de la désexcitation sont montrés à la Figure 5-1. Dans cette figure, on peut constater l'accord qui existe entre les masses des FF calculées après évaporation M_{FF} et les masses mesurées directement M_{FF}^{GJ1} et M_{FF}^{GJ2} . A 8 et 10 MeV/u, le calcul donne des valeurs de 1 uma plus grand que les valeurs expérimentales. A 13 et 16 MeV/u, le calcul prédit des masses 3 à 4 uma plus légères que les masses mesurées par les ensembles de détection GJ1 et GJ2. Les erreurs sur les énergies E_{IN}^{*PE} , E_{af}^* et E_{res}^* ont été estimées en recalculant le bilan énergétique, en additionnant et en soustrayant les erreurs des multiplicités d'évaporation, et en prenant ensuite la moyenne de ces fluctuations.

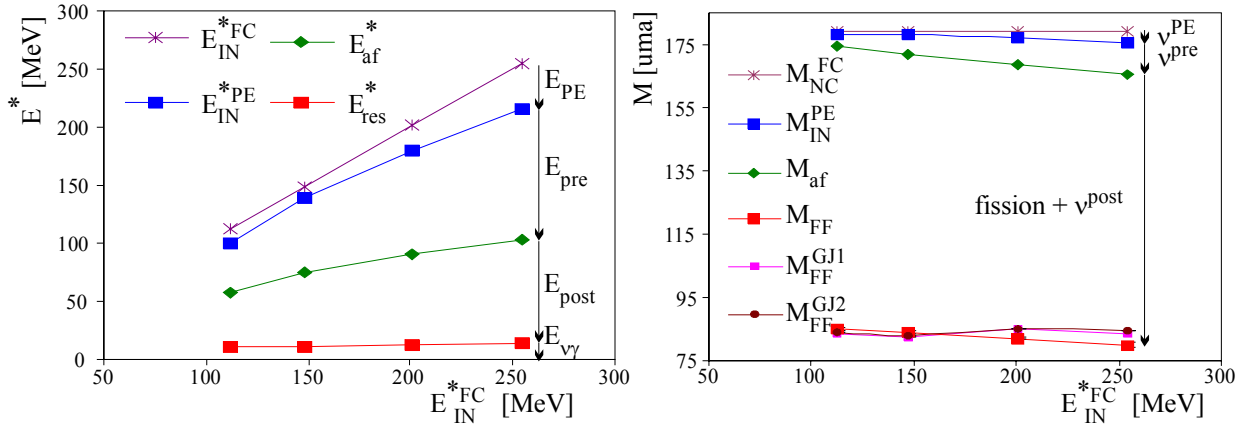


Figure 5-1 Evolution des énergies d'excitation et des masses du NC et des FF au cours de leurs processus de désexcitation pour une fission symétrique issue de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ en fonction de E_{IN}^{*FC} . Les valeurs initiales sont représentées par des astérisques mauves, et les valeurs après l'émission du PE par des carrés bleus. Après évaporation du pré-équilibre, les losanges verts montrent l'énergie et le nombre de masse du NC avant la scission. Les carrés rouges donnent les valeurs finales de l'énergie d'excitation et du nombre de masse des fragments de fission après l'évaporation de post-scission.

Pour donner une idée de la contribution des particules chargées légères (PCL) à la désexcitation du NC et des FF, le Tableau 5-4 compare l'énergie totale emportée par les protons et alpha à celle emportée par les

neutrons. On remarque que, même si leurs multiplicités sont faibles, les énergies cinétiques emportées par les protons et les particules α ne sont pas négligeables. Le pourcentage de contribution des particules chargées légères, représenté dans ce tableau par $\%E_{PCL}^{pre, post}$, augmente sensiblement avec l'énergie du faisceau.

ϵ_p [MeV]	$v_{\alpha}^{pre} \times \hat{E}_{\alpha}^{pre} + v_p^{pre} \times \hat{E}_p^{pre}$ [MeV]	$v_n^{pre} \times \hat{E}_n^{pre}$ [MeV]	$\%E_{PCL}^{pre}$	$v_{\alpha}^{post} \times \hat{E}_{\alpha}^{post} + v_p^{post} \times \hat{E}_p^{post}$ [MeV]	$v_n^{post} \times \hat{E}_n^{post}$ [MeV]	$\%E_{PCL}^{post}$
8	-2.49	-9.740	20	-1.16	-7.47	13
10	-6.95	-16.87	29	-1.15	-7.15	14
13	-16.18	-24.09	40	-3.07	-9.69	24
16	-21.87	-31.93	41	-5.73	-10.34	36

Tableau 5-4 Energies cinétiques moyennes emportées par l'évaporation des particules chargées légères α et p et par l'évaporation des neutrons dans les processus de fission issus de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/u. $\%E_{PCL}^{pre, post}$ est le pourcentage des contributions des particules chargées légères de pré- et post-scission (p, α) à chaque énergie faisceau.

Dans ce paragraphe, nous avons utilisé le bilan énergétique pour trouver la valeur moyenne de l'énergie initiale des NC formés lors d'une fusion complète. Cette valeur tient compte de la perte de l'énergie emportée par l'émission de PE. Une autre méthode pour calculer la valeur moyenne de l'énergie initiale du NC est présentée au paragraphe suivant.

5.2. Etude du pré-équilibre

Avec la méthode présentée au premier chapitre, nous pouvons maintenant calculer la vitesse moyenne associée à l'émission des particules de PE et, en même temps, vérifier la validité des masses et des énergies perdues lors du PE. En effet, nous pouvons mettre en évidence la valeur du rapport de vitesse du PE sur celle du projectile $\xi = v^{PE}/v_p$ dans l'équation (1.26)[21] d'où l'expression de second degré à résoudre:

$$(5.10) \quad a\xi^2 + b\xi + c = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} a = \left(\frac{\Delta m}{1 - \tau} \right)^2 \\ b = -2M_p \left(\frac{\Delta m}{1 - \tau} \right) \cos \theta \\ c = M_p^2 - \left(\frac{\eta M_p}{M_{NC}} \right)^2 (M_{NC} - \Delta m)^2 \end{array} \right.$$

Pour rappel: $\Delta m = v_n^{PE} + v_p^{PE} + 4v_{\alpha}^{PE} + 2v_d^{PE} + 3v_t^{PE}$ est la masse perdue lors du pré-équilibre. η est le rapport entre la valeur moyenne de la distribution des vitesses V_{NC} du NC et celle du NC attendue lors d'une fusion complète V_{NC}^{FC} . La distribution en vitesses utilisée est celle des résidus d'évaporation relevée avec les GJ1 et GJ2. En effet, l'impossibilité d'obtenir les valeurs expérimentales des vitesses du NC associées aux FF nous a amené à utiliser dans nos calculs les vitesses des résidus d'évaporation rapportées au Tableau 3-1. L'émission du PE se fait essentiellement vers l'avant et l'angle d'émission moyen θ a donc été considéré comme étant égal à zéro. De même, le rapport $\tau = n_c/n_p$ du nombre de nucléons de la cible n_c et du projectile n_p qui ne fusionnent pas et qui contribuent à l'émission de pré-équilibre est nul car $n_c = 0$. En effet, les particules du PE sont émises essentiellement par le partenaire de masse la plus légère [22] et dans nos réactions, c'est le cas du projectile. Les valeurs de ξ ainsi obtenues sont reprises au Tableau 5-5. On peut observer à la Figure 5-2 a) que ξ tend vers l'unité et donc que la vitesse associée aux particules de pré-équilibre se rapproche de plus en plus de la vitesse du projectile lorsque son énergie incidente augmente. Ceci peut s'interpréter dans le sens que, plus l'énergie du projectile augmente, moins

les nucléons de l'émission de pré-équilibre interagissent avec la cible et plus ils deviennent des simples spectateurs de l'interaction.

V_{NC}/V_{NC}^{FC}	Δm [uma]	ξ	Q_{PE} [MeV]	E_{IN}^{*PE} [MeV]
1.00 ± 0.014	0.67 ± 0.32	0.22 ± 0.21	-30.80	105 ± 3
0.97 ± 0.015	1.06 ± 0.20	0.61 ± 0.14	-32.26	136 ± 1
0.94 ± 0.016	2.06 ± 0.14	0.72 ± 0.08	-36.22	179 ± 3
0.89 ± 0.016	3.38 ± 0.17	0.77 ± 0.05	-40.36	217 ± 6

Tableau 5-5 Valeurs du rapport ξ calculées à partir des rapports de vitesses V_{NC}/V_{NC}^{FC} et de la perte de masse Δm du PE. Q_{PE} est la chaleur de réaction due à l'émission du PE et E_{IN}^{*PE} l'énergie d'excitation du NC après l'émission du PE.

A partir des rapports de vitesses ξ , on peut à présent calculer l'énergie du NC après l'émission de PE d'où,

$$(5.11) \quad E_{IN}^{*PE} = E_{disp}^{CM} \frac{1 - \Delta m \xi^2}{M_p(1 + \tau)} - \frac{1}{2} M_{IN}^{PE} (\eta V_{NC}^{FC})^2 + Q_{PE}$$

La chaleur de réaction utilisée s'écrit:

$$(5.12) \quad Q_{PE} = \Delta_{M_p} + \Delta_{M_c} - \left(\Delta_{M_{IN}^{PE}} + 8.071 \times v_n^{PE} + 7.289 \times v_p^{PE} + 13.135 \times v_d^{PE} + 14.949 \times v_t^{PE} + 2.425 \times v_a^{PE} \right)$$

avec Δ_{M_p} et Δ_{M_c} respectivement les excès de masse du projectile et de la cible.

Au Tableau 5-5 sont reprises les chaleurs de réactions ainsi que les valeurs des énergies d'excitation du NC après l'émission de PE calculées avec les formules (5.11) et (5.12). Ces énergies sont comparées dans la Figure 5-2 b) à celles calculées avec le bilan énergétique résultant du §5.1. Les erreurs sur ces énergies sont calculées en faisant varier Δm et le rapport V_{NC}/V_{NC}^{FC} d'une quantité égale à leurs erreurs respectives. Remarquons qu'on a constaté que les valeurs des énergies sont peu sensibles aux fluctuations de ces deux paramètres. Par contre, ξ varie fortement avec le rapport V_{NC}/V_{NC}^{FC} , surtout à basse énergie.

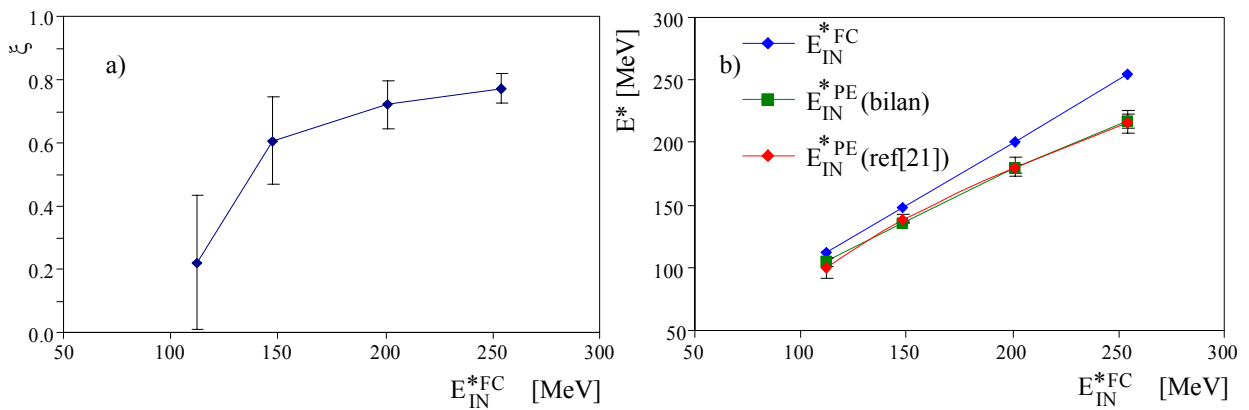


Figure 5-2 a) Evolution du rapport ξ en fonction de l'énergie d'excitation maximale du NC issu d'une fusion complète dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. b) Comparaison entre l'énergie d'excitation du NC après l'émission du PE extraite du calcul du bilan énergétique (§5.1) et à l'aide du formalisme développé par C. Cerruti *et al.* [21].

5.3. Conclusion

Au troisième chapitre, nous avons fait une séparation assez extrême entre la FC et la FI. La supposition selon laquelle toutes les fusions incomplètes émettent une particule alpha avec la vitesse du projectile restait une bonne approximation pour le calcul des sections efficaces. Dans ce chapitre, nous avons examiné la fusion en terme de moyennes. En prenant les masses du pré-équilibre, tant expérimentales qu'à partir des systématiques résultant de la littérature disponible, nous avons calculé la masse moyenne du NC. L'énergie d'excitation moyenne au terme de l'émission du PE a été déduite par deux méthodes différentes. La première méthode utilise le bilan énergétique général pour la fission symétrique. La seconde méthode s'appuie sur le formalisme de la référence [21] qui nous a aussi permis de calculer les vitesses moyennes du PE. La comparaison des résultats des deux méthodes est excellente.

Chapitre 6.

Simulations à l'aide du code GEMINI

Dans ce chapitre, nous utiliserons le code statistique GEMINI pour simuler la désexcitation des NC formés lors de nos réactions. Pour que les observables expérimentales (les multiplicités des particules légères neutres ou chargées et les sections efficaces des divers mécanismes de réactions rencontrés) coïncident avec les valeurs des simulations, certains paramètres du code seront ajustés et d'autres fixés. Le fonctionnement du code a déjà été introduit au premier chapitre et il a été détaillé dans les thèses de doctorat de Th. Keutgen et I. Tilquin [8,30]. Le premier paragraphe de ce chapitre présente, de manière abrégée, les principes de base et les modes de fonctionnement du code GEMINI ainsi que les paramètres qui seront ajustés lors des simulations. Au paragraphe suivant, nous définirons le concept de temps de fission du NC. Les sections efficaces totales de formation de résidus et de fission et les valeurs expérimentales, qui seront directement utilisées et comparées avec les résultats des simulations du code statistique, seront détaillées au §6.3. L'approche suivie pour les simulations ainsi que leurs résultats seront présentés et discutés au paragraphe 6.4.

6.1. Brève introduction du code GEMINI

Le code GEMINI, basé sur la théorie statistique, permet de simuler la désexcitation séquentielle des NC qui, au départ, ont une énergie d'excitation E_{IN}^* , une masse et une charge initiales A_{IN} et Z_{IN} , ainsi qu'un spin initial J_{IN} . Pour rendre compte de la dépendance de la section efficace de fusion avec le moment angulaire orbital de la réaction (1.9), le code simule la désexcitation de $(2J_{IN} + 1)$ noyaux composés pour chaque valeur J_{IN} variant entre une valeur minimale et une valeur maximale introduites par l'utilisateur $J_{min} \leq J_{IN} \leq J_{max}$. Ainsi, pour réaliser la simulation, nous avons besoin de définir précisément la valeur maximale du spin du NC. **Pour se faire, nous nous servirons des sections efficaces totales de fusion expérimentales, sans pour autant séparer les contributions de la fusion complète et incomplète.**

La désexcitation d'un NC particulier procède étape par étape. A chaque étape, la désexcitation peut se faire, soit par évaporation d'une particule légère (chargée ou neutre), soit par fission. Les probabilités de chaque voie de désexcitation sont calculées et un tirage aléatoire, tenant compte de ces probabilités, choisit la voie de désexcitation qui aura lieu. Si l'évaporation d'une particule légère est choisie, le code calcule la masse, la charge, le spin et l'énergie d'excitation résiduelle du NC après évaporation. Si c'est la fission qui est sélectionnée, le code calcule la masse, la charge, le spin et l'énergie d'excitation de deux fragments issus de cette fission. Le processus se répète jusqu'à la désexcitation complète du NC (et la formation d'un RE) ou la formation de fragments de fission froids.

Rappelons que, selon la théorie statistique, les probabilités de désexcitation sont proportionnelles aux largeurs de désexcitation Γ . Au premier chapitre, nous avons montré comment le code statistique GEMINI calcule ces largeurs. Dans le cas de l'évaporation, les largeurs de désexcitation dépendent du rapport entre les densités de niveaux du noyau fils (après évaporation) et du noyau mère (avant évaporation). Dans le cas de la fission, elles dépendent du rapport entre les densités de niveaux du noyau fissile au point de selle et au point d'équilibre. Ces densités de niveaux dépendent à leur tour du paramètre de densité de niveau $a = A/a_0$ où a_0 , la « constante du paramètre de densité », est une des valeurs modifiables dans le code qui est souvent comprise entre 8 et 13 [MeV uma].

Le code GEMINI permet de faire varier a_f/a_n qui est le rapport entre le paramètre de densité de niveau du noyau au point de selle a_f et la valeur du paramètre de densité de niveau du noyau à l'équilibre a_n . Si le rapport est plus grand que l'unité, la probabilité de fission augmente car le nombre de niveaux quantiques disponibles au point de selle augmente ce qui peut être interprété par une diminution de la barrière de fission.

Le dernier paramètre à ajuster dans les simulations est le « délai dynamique » τ_d **associé souvent au temps de vie du NC ou le temps caractéristique associé à la fission**. Ce délai, expliqué plus en détail au

paragraphe suivant, correspond au temps pendant lequel le code inhibe partiellement le processus de fission et autorise uniquement la désexcitation du NC par évaporation.

A l'opposé d'un code dynamique (le code HICOL par exemple), dans un code statistique (comme le code GEMINI), la forme ou la déformation du NC n'évolue guère au cours du temps. Mais par contre, le code statistique peut doter le NC d'une certaine déformation initiale, autre que celle à l'équilibre, et ce par le biais du paramètre (**ratio**= r_c/r_a) qui est le rapport entre le rayon polaire (parallèle à l'axe de symétrie) et le rayon équatorial (perpendiculaire à l'axe de symétrie) du NC. Malheureusement, cette déformation n'est conservée que pendant le temps du délai τ_d . Après ce délai, le code adopte la configuration d'équilibre. Cette option du code n'a été utilisée en pratique que pour simuler le comportement des NC de moments angulaires supérieurs à la valeur $J_{Bf=0}^{\text{Sierk}}$ de Sierk (limite théorique de la fission rapide).

Pour résumer, les quatre paramètres du code que nous avons dû adapter pour simuler les observables expérimentales sont : la constante du paramètre de densité a_0 , le rapport entre le paramètre de densité au point de selle et à l'équilibre a_s/a_n , le temps de délai dynamique τ_d ainsi que le rapport des rayons r_c/r_a .

6.2. Temps de vie du noyau composé par rapport à la fission

Le temps de vie τ_f du NC par rapport à la fission est défini comme le laps de temps qui s'écoule entre la formation du NC et son point de scission. Ce temps de vie peut se décomposer en deux intervalles, à savoir:

$$(6.1) \quad \tau_f = \tau_{e2s} + \tau_{s2s}$$

où τ^{e2s} (« transition time » ou « equilibrium-to-saddle time ») est le temps écoulé pour que le NC passe de sa configuration d'équilibre à la configuration du point selle ; τ^{s2s} (ou « saddle-to-scission time ») est le temps passé entre le point d'équilibre et le point de scission (Figure 6-1).

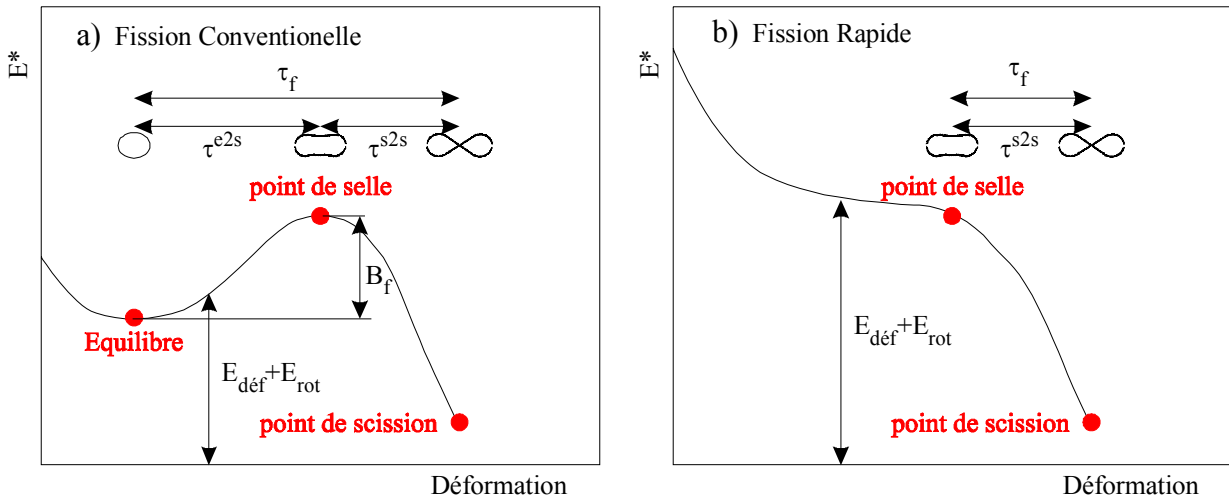
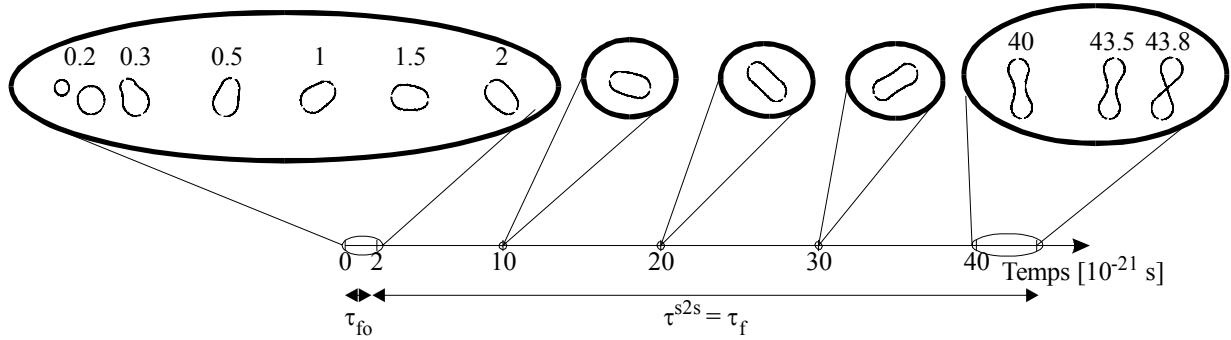


Figure 6-1 a) L'évolution du E^* (somme de l'énergie de déformation E_{def} et de rotation E_{rot}) du NC en fonction de sa déformation illustrant les deux intervalles de temps qui composent le temps de fission τ_f : le temps τ^{e2s} pour passer de l'équilibre au point de selle et le temps τ^{s2s} pour passer du point de selle au point de scission. Dans le cas de la fission rapide b), on ne peut considérer que le temps τ^{s2s} .

Dynamique (HICOL)

a) Fission Rapide

^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{159}Tb $\ell=88\hbar$



b) Fission conventionnelle

^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{159}Tb $\ell=40\hbar$

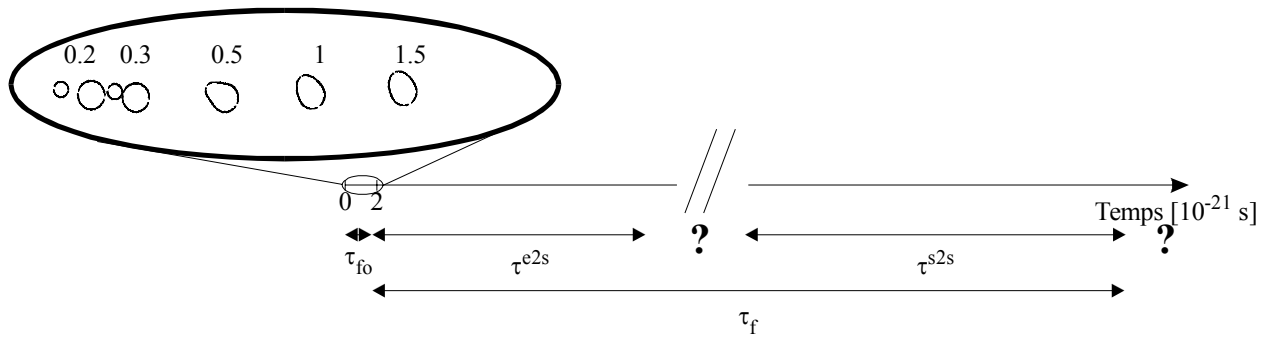


Figure 6-2 Exemple de fission rapide calculé à l'aide du code dynamique HICOL pour $\ell = 88\hbar$ et de fission conventionnelle pour $\ell = 40\hbar$. L'évolution de la réaction est présentée en fonction du temps (échelle 10^{-21} s). Malheureusement, ce code ne simule pas la fission conventionnelle car il s'arrête quand la fusion a lieu. En conséquence, ce code ne permet pas d'obtenir les temps de fission associés à la fission conventionnelle mais seulement le temps de formation du NC (τ_{fo}).

Comme présenté au premier chapitre, le code HICOL ne traite que les collisions dites périphériques car le code arrête ses simulations quand le projectile et la cible évoluent vers la fusion (formation d'un système mononucléaire voir Figure 6-2 b). En conséquence, ce code permet d'extraire uniquement les temps caractéristiques associés à la fission dite rapide, où le noyau composite, toujours dinucléaire et très déformé, est instable. Remarquons toutefois que l'étude de la fission rapide permet, en principe, d'obtenir une estimation du temps que le noyau passe entre le point de selle et le point de scission τ^{s2s} . En effet, étant donné que la fission rapide est un processus où la barrière de fission est nulle, nous pouvons considérer que le noyau composite a atteint, lors de sa formation, le point de selle et ne peut évoluer par après que vers le point de scission (Figure 6-1.b). La Figure 6-2 a) présente un exemple de fission rapide, calculé par le code HICOL pour la réaction ^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{159}Tb pour un moment angulaire $\ell = 88\hbar$ supérieur à $J_{Bf=0}^{\text{Sierk}}$. On y observe l'évolution du profil du NC en fonction du temps. Dans ce calcul, on considère comme temps de formation du NC τ_{fo} , le temps nécessaire pour que les températures nucléaires des deux noyaux de la voie d'entrée s'équilibrent (voir chapitre 1). Ce temps de formation apparaît plus petit ou de l'ordre de 2 zs ou 10^{-21} s, donc négligeable. En conséquence, dans le cas de la fission sans barrière ou fission rapide, nous pouvons considérer que $\tau_f = \tau^{s2s}$. Le temps pour passer du point de selle au point de scission est donc, selon notre exemple, de l'ordre de 45 10^{-21} s. En annexe est présentée l'évolution du temps d'interaction pour les quatre énergies du faisceau ^{20}Ne en fonction du moment angulaire orbital de la réaction du faisceau. Ces temps pour la fission rapide seraient compris, d'après HICOL, entre 35 et 45 zs et ne semblent pas varier beaucoup avec l'énergie. La fission conventionnelle (Figure 6-2 b) ne fait pas partie du domaine d'application du code et celui-ci s'arrête quand il considère

qu'il y a eu fusion du projectile et de la cible (voir chapitre 1). Nous ne pouvons donc extraire, à l'aide d'HICOL, les temps de fission associés aux moments angulaires pour lesquels le processus de fusion-fission conventionnelle est attendu ($\ell < \ell_{Bf=0}$). Un autre inconvénient de ce modèle dynamique est lié au fait qu'il ne tient pas compte de l'évaporation éventuelle des particules légères qui peuvent induire une perte à la fois de masse, d'énergie d'excitation et de moment angulaire avec, comme conséquence possible, une modification de la barrière de fission. Cette modification peut, dans certains cas, être assez importante pour mener à la formation d'un résidu d'évaporation à la place de la fission et modifier ainsi les sections efficaces de ce dernier processus.

Suivant le modèle statistique, et lorsque l'énergie d'excitation du NC n'est pas trop élevée, ce qui est le cas de nos réactions, la désexcitation du NC peut être décrite d'une façon séquentielle. A chaque étape de sa désexcitation, le temps nécessaire au NC pour émettre une particule légère ou pour fissionner, suit une loi exponentielle. Rappelons que le temps moyen de désexcitation (τ_i) est inversement proportionnel à Γ_i , la largeur de désexcitation par évaporation ou par fission. Le temps moyen τ_j que le noyau passe à chaque étape (entre deux évaporations ou entre la dernière émission et la scission) est donné par l'inverse de la somme des largeurs de désexcitation de toutes les voies possibles de désexcitation à savoir:

$$(6.2) \quad \tau_j = \frac{\hbar}{\sum_i \Gamma_i} \quad (i \equiv n, p, \dots, \alpha, \gamma \text{ ou fission})$$

Le temps total de fission pour un NC individuel (désigné aussi temps statistique t_{stat}) sera la somme des temps statistiques associés à chaque étape j , fission comprise:

$$(6.3) \quad t_f = t_{\text{stat}} = \sum_{j=1}^{j=\text{fission}} t(\tau_j)$$

où chaque $t(\tau_j)$ est un nombre aléatoire qui suit une loi exponentielle de temps moyen τ_j . Remarquons à nouveau que le programme statistique GEMINI ne permet pas de faire évoluer la déformation du noyau au cours du temps. A chacune des étapes de la désexcitation, le code calcule la probabilité de passer le point de selle en tenant compte du rapport entre les densités d'états au point de selle et au point d'équilibre. Si le tirage aléatoire choisit la fission, le programme calcule les caractéristiques des deux fragments de fission et ajoute le dernier intervalle de temps $t(\tau_{\text{fission}})$ à l'équation (6.3). La simulation de la désexcitation d'un NC nous donne un temps de fission particulier t_f . La simulation d'un grand nombre de NC nous procure les distributions de temps de fission qui nous ont permis de calculer, comme on le verra par la suite, les temps caractéristiques de fission τ_f à partir des valeurs moyennes ou médianes.

Du point de vue purement statistique, le noyau peut fissionner à tout instant. Mais du point de vue dynamique, le noyau prend une partie de son temps de vie à se déformer et à évoluer de la configuration d'équilibre au point de selle avant d'atteindre le point de scission et fissionner. Pour remédier à cette insuffisance, le code GEMINI prévoit un temps de « délai dynamique » τ_d variable pendant lequel la probabilité de fission est partiellement inhibée, et favorise très fortement le processus d'évaporation. Après ce délai, toutes les voies de désexcitation sont ouvertes à nouveau et la fission entre en compétition avec l'évaporation. Le temps dynamique est tel que la probabilité de fission Γ_f augmente progressivement de 0 (au moment de la formation du NC) à sa valeur maximale [8].

Récemment, le code GEMINI a été modifié pour traiter les cas où la barrière de fission est nulle (fission rapide) et où les largeurs de fission ne peuvent plus être calculées. Dans ce cas, à la fin du temps τ_d , le code calcule la différence entre l'entropie du NC au point d'équilibre S_e et au point de selle S_s [46].

$$(6.4) \quad S_e - S_s \geq 1 \quad \text{avec} \quad S_e = 2(a_n U_e)^{1/2} \quad \text{et} \quad S_s = 2(a_f U_s)^{1/2}$$

où U_e et U_s sont respectivement les énergies thermiques au point d'équilibre et au point de selle. Si la différence d'entropie est plus grande ou égale à l'unité, le code considère qu'il y a fission rapide. Le code ne calcule pas les largeurs de désexcitation et le NC fissionne directement avec, comme temps de fission, le temps de délai introduit par l'utilisateur (c.-à-d. $\tau_f = \tau_d$). Ceci permettra d'obtenir une estimation du temps caractéristique de la fission rapide.

Si en plus nous voulons simuler une fission rapide avec une certaine déformation du NC, il nous faut modifier le paramètre ratio en imposant $r_c/r_a \neq 1$. Dans ce cas, le NC garde la même déformation pendant tout le temps τ_d . A cause de cette déformation, les barrières effectives d'émission de particules légères sont différentes de celles de la configuration d'équilibre. A la fin du délai, et si la condition (6.4) reste toujours vérifiée, il y a fission rapide. Dans le cas contraire, le code continue la simulation avec un noyau à l'équilibre, car il suppose que la fusion du projectile et de la cible a eu lieu et un point d'équilibre a été atteint.

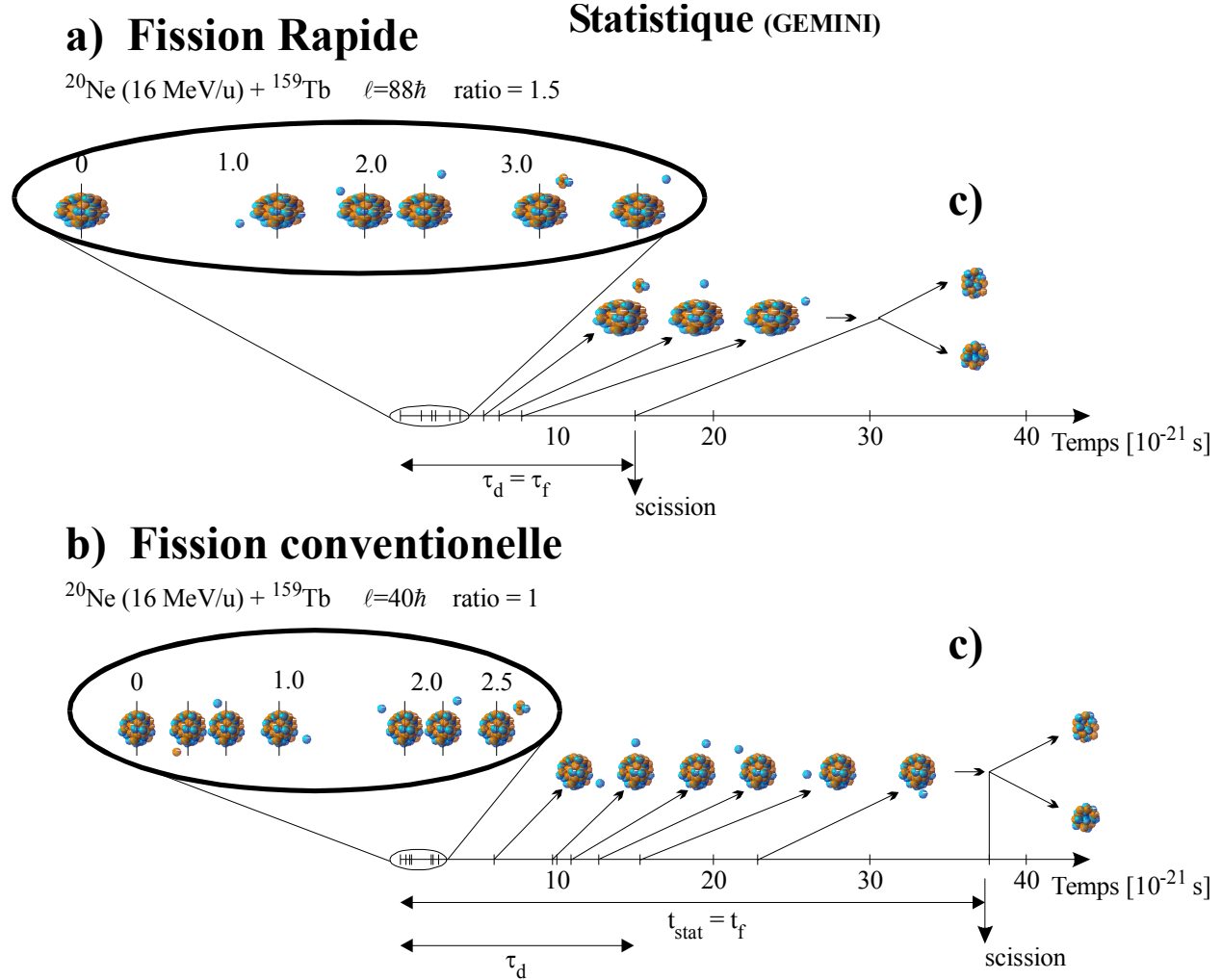


Figure 6-3 Interprétation statistique (code GEMINI) du temps de fission dans la réaction ^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{159}Tb pour deux valeurs de ℓ : $88\hbar$ (ou fission rapide) et $40\hbar$ (ou fission conventionnelle). Le temps est donné par la somme des intervalles de temps entre les différentes étapes d'évaporation en plus du dernier intervalle correspondant à la scission elle-même. Ces temps sont en moyenne de plus en plus espacés au cours du temps. Dans ce code statistique, la fission peut être inhibée pendant un temps τ_d introduit par l'utilisateur. En outre, une déformation peut être appliquée à l'aide du paramètre r_c/r_a au noyau pendant le temps τ_d . Dans le cas de la fission rapide, nous avons fixé $r_c/r_a = 1.5$ (forme admise du NC au point de selle) et pour la fission conventionnelle $r_c/r_a = 1$ (forme sphérique à l'équilibre).

La Figure 6-3 montre l'évolution temporelle de deux événements différents provenant de la désexcitation d'un NC et simulés avec le code GEMINI. Les intervalles entre deux évaporations suivent une loi exponentielle avec le temps moyen τ_j de l'équation (6.2). Dans ce cas, et à titre illustratif, un temps de délai $\tau_d = 15 \cdot 10^{-21}$ s a été introduit lors de la simulation. Dans la première figure a), un NC de grand moment angulaire ($88\hbar$) et de déformation $r_c/r_a = 1.5$ a évaporé des particules légères pendant le temps τ_d . Après τ_d , la condition (6.4) étant vérifiée, le noyau fissionne directement. Ce type d'événement est associé à une fission rapide. Dans le second cas, un noyau à l'équilibre et de faible moment angulaire ($40\hbar$) a été contraint d'évaporer pendant le même temps τ_d . Nous constatons toutefois qu'au-delà de τ_d ,

l'évaporation peut continuer à se produire, ce qui rallonge le temps de vie du NC (jusqu'à ~ 38 zs dans notre exemple). Remarquons qu'en fait, dans le code GEMINI, les paramètres τ_d et ratio simulent un certain «comportement dynamique» de la réaction.

6.3. Sections efficaces totales de formation de résidus et de fission.

Au chapitre 3, nous avons étudié les sections efficaces de fission et de formation de résidus du point de vue des processus de fusion complète (FC) et incomplète (FI). Au chapitre 4, les multiplicités expérimentales d'évaporation des particules légères (chargées ou neutres) en coïncidence avec les fragments de fission ont été présentées. Vu notre impossibilité de séparer, événement par événement, les fragments de fission provenant de la FC et de la FI, nous n'avons pas pu isoler les multiplicités associées à chaque type de fusion. Dans ce chapitre, et afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec les simulations du code statistique GEMINI, nous serons obligés de considérer les sections efficaces totales de fusion $\sigma_{FU}^{tot} = \sigma_{FU}^{FC} + \sigma_{FU}^{FI} = \sigma_{RE}^{FC} + \sigma_{FF}^{FC} + \sigma_{RE}^{FI} + \sigma_{FF}^{FI}$.

Le Tableau 6-1 reprend les valeurs des sections efficaces totales de formation de résidus d'évaporation et de fission ainsi que leur somme, c.-à-d. les sections efficaces totales de fusion $\sigma_{FU}^{tot} = \sigma_{RE}^{tot} + \sigma_{FF}^{tot}$. Sont repris également dans ce même tableau les moments angulaires critiques ℓ_{crit}^{tot} correspondant à ces sections efficaces totales de fusion aux quatre énergies ϵ_p du faisceau ^{20}Ne et calculés d'après l'expression (1.10). Les sections efficaces σ_{RE}^{tot} proviennent d'un ajustement global (à une seule courbe et avec K, S et V_{NC} comme paramètres) tel qu'il a été montré au Tableau 3-1.a) du chapitre 3. Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, lors de l'ajustement des distributions en vitesse des RE en deux contributions ou courbes (FC et FI), une partie de la distribution n'était pas ajustée correctement. Raison pour laquelle dans le Tableau 6-1 les valeurs des sections efficaces pour la formation de RE apparaissent supérieures à la somme des contributions de la FC et FI présentées dans le chapitre 3. La section efficace totale de fission σ_{FF}^{tot} du Tableau 6-1 provient de l'ajustement des distributions angulaires des ensembles GJ1 et 2 présentées à la Figure 3-9.

ϵ_p (MeV/u)	σ_{RE}^{tot} [mbarn]	σ_{FF}^{tot} [mbarn]	σ_{FU}^{tot} [mbarn]	$\frac{\sigma_{RE}^{tot}}{\sigma_{FF}^{tot}}$	ℓ_{crit}^{tot} [h]
8	711±46	641±25	1352±72	1.11±0.09	72±2
10	743±48	838±38	1581±86	0.89±0.09	87±2
13	796±45	804±35	1600±80	0.99±0.15	100±2
16	924±53	759±38	1683±91	1.22±0.38	114±3

Tableau 6-1 Sections efficaces totales de formation de résidus d'évaporation et de fission ainsi que leur somme σ_{FU}^{tot} et leur rapport. La dernière colonne présente les nouvelles valeurs du moment angulaire critique associées aux quatre énergies de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et extraites de σ_{FU}^{tot} (voir l'expression (1.10)).

Lors de la fusion incomplète, une certaine quantité de masse du projectile Δm est supposée être perdue avant la thermalisation de l'énergie d'excitation et de la formation du NC. Ceci a comme effet, entre autre, de diminuer le moment angulaire ℓ transféré par le projectile au NC. Comme le moment angulaire emporté par l'émission du PE est proportionnel au rapport des masses du projectile avec et sans PE et au rapport des vitesses v^{PE}/v_p du PE et du projectile, la valeur maximale ℓ_{crit}^{tot} sera dans ce cas réduite d'une quantité ($\Delta\ell$) égale à:

$$(6.5) \quad \Delta\ell = \left(\ell_{crit}^{tot} - \ell_{crit}^{tot} \frac{A_p - \Delta m}{A_p} \right) \frac{v^{PE}}{v_p}$$

La masse moyenne perdue lors du processus de pré-équilibre Δm et le rapport de vitesses v^{PE}/v_p ont été déduits et discutés au chapitre 5 et sont rappelés au Tableau 6-2. Ce même tableau présente le moment angulaire moyen $\Delta \ell$ emporté par l'émission du PE, ainsi que le nouveau spin maximal $J_{\text{crit}}^{\text{PE}}$ du NC qui est lié au moment angulaire maximum transféré par le projectile après l'émission du PE à savoir:

$$J_{\text{crit}}^{\text{PE}} = \ell_{\text{crit}}^{\text{tot}} - \Delta \ell.$$

ε_p [MeV/u]	Δm [uma]	v^{PE}/v_p	$\Delta \ell$ [$\hbar$]	$J_{\text{crit}}^{\text{PE}}$ [$\hbar$]
8	0.67	0.22	0.5	72
10	1.06	0.61	2.8	84
13	2.06	0.72	7.3	93
16	3.38	0.77	14.0	99

Tableau 6-2 Valeurs des masses moyennes Δm du PE et des rapports de leur vitesse à celle du projectile v^{PE}/v_p en fonction de l'énergie par nucléon du projectile. $\Delta \ell$ sont les moments angulaires emportés et perdus suite à l'émission du PE. $J_{\text{crit}}^{\text{PE}}$ sont les valeurs résiduelles du moment angulaire critique des noyaux formés après le PE (spin du NC).

On a vu au chapitre 3 que, bien qu'inégale, la contribution de la fusion incomplète (ou PE) est présente autant dans la section efficace des RE (collisions centrales) que dans la section efficace de fission (collisions plus périphériques). On peut donc considérer que le PE est, en première approximation, indépendant du moment angulaire et donc les différentes valeurs du PE (masse et rapport de vitesse) trouvées au chapitre 5 sont également indépendantes du moment angulaire de la réaction.

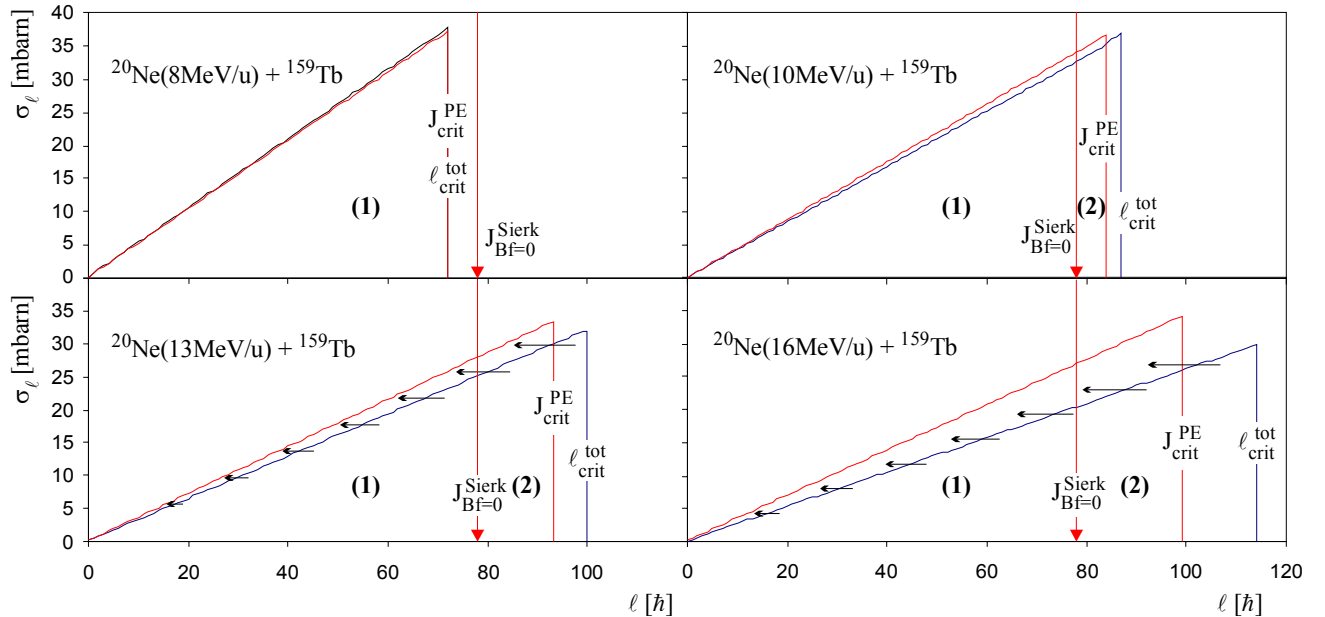


Figure 6-4 Sections efficaces totales de fusion de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/u développées en ondes partielles. La perte du moment angulaire par l'émission du PE donne lieu à une redistribution de la section efficace σ_ℓ . (Voir le texte pour les courbes)

Les triangles bleus de la Figure 6-4 correspondent, pour les quatre énergies du projectile, aux distributions des moments angulaires orbitaux des ensembles projectile-cible avant leur collision et qui sont supposés donner lieu à une fusion (complète ou incomplète). Ces distributions, développées en ondes partielles, suivent la loi en $2\ell+1$ démontrée au premier chapitre. Une fois le NC formé, la perte de moment angulaire due au PE donne lieu à une redistribution de la section efficace de fusion. Le nombre de NC formés reste égal au nombre de paires projectile-cible, mais la distribution des spins des NC ne correspond plus à la distribution des moments angulaires apportés par les projectiles lors d'une FC. En effet, la section efficace

de fusion (ou le nombre de projectiles donnant lieu à un NC) doit rester la même tout en tenant compte de la nouvelle valeur de $J_{\text{crit}}^{\text{PE}}$. Les NC, formés à partir des projectiles qui ont un moment angulaire orbital initial compris entre $\ell_{\text{crit}}^{\text{tot}}$ et $\ell_{\text{crit}}^{\text{PE}}$, se forment avec de moments angulaires intrinsèques (spin) inférieures ou égales à la valeur de $J_{\text{crit}}^{\text{PE}}$. Si, comme remarqué précédemment, la contribution du PE est indépendante du moment angulaire, la nouvelle section efficace résulte d'un changement de la pente et peut être représentée par les triangles rouges dans la Figure 6-4. Les surfaces (ou intégrales) des triangles rouges et bleus restent ainsi égales.

Dans cette nouvelle approche qui considère l'ensemble du processus de fusion, les spins initiaux des NC $J_{\text{crit}}^{\text{PE}}$ correspondants aux nouveaux moments angulaires critiques à 10, 13 et 16 MeV/u apparaissent toujours supérieurs à la valeur du spin du NC pour laquelle la barrière de fission s'annule (par exemple $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}} = 78\hbar$ de la référence [9]).

A présent, nous devons tenir compte de la fission rapide **FR** pour ces énergies et séparer chaque distribution en deux parties. Dans la partie au-dessus de $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ (**région 2**), le NC est supposé se désexciter par fission rapide et en dessous de $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ (**région 1**), le NC donne lieu à une fission conventionnelle **FL** ou à un résidu d'évaporation **RE**. On verra plus tard que ces trois processus de désexcitation FR, FL et RE peuvent quand même se mélanger dans les deux régions.

Maintenant que nous avons déduit la valeur expérimentale finale du moment angulaire critique $\ell_{\text{crit}}^{\text{PE}}$, nous pouvons comparer à nouveau le comportement de la largeur réduite FWHM/ M_{NC} en fonction de la différence ($\ell_{\text{crit}}^{\text{PE}} - \ell_{\text{Bf}=0}$) de nos réactions à la systématique de B. Borderie et al.[10] (Figure 6-5). Les barres d'erreur dans la différence ($\ell_{\text{crit}}^{\text{PE}} - \ell_{\text{Bf}=0}$) prennent en considération la disparité des valeurs de $\ell_{\text{Bf}=0}$ issus des différents modèles théoriques utilisés (voir chapitre 1). Les barres d'erreur appliquées aux largeurs réduites FWHM/ M_{NC} comprennent les valeurs minimales, données par la distribution en masse construite avec les détecteurs GJ (Tableau 3-3), et maximales, extraites de la distribution en masse des MWPC (Tableau 3-4). D'après cette comparaison, seules les réactions à 13 et 16 MeV/u montrent des contributions importantes du processus FR.

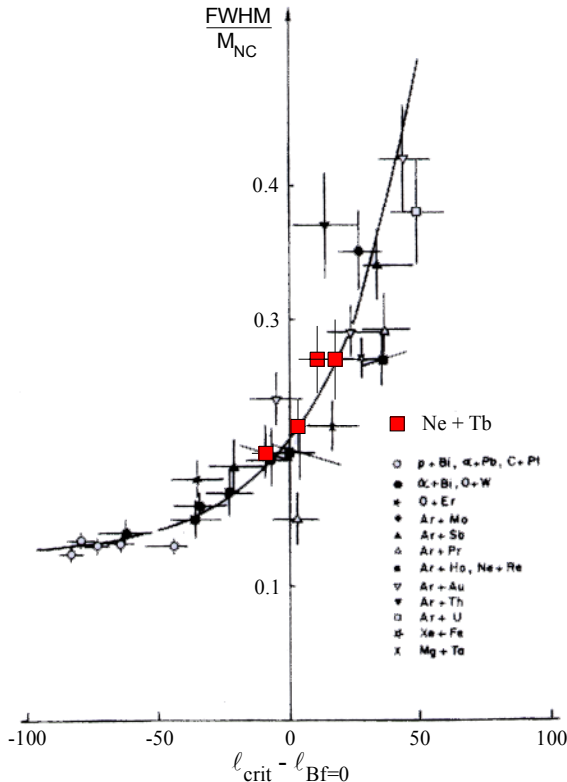


Figure 6-5 Montre les valeurs expérimentales, résultant de nos mesures, des largeurs réduites des distributions en masse des FF issus de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ en fonction de la différence ($\ell_{\text{crit}}^{\text{PE}} - \ell_{\text{Bf}=0}$) et comparées à la systématique de B. Borderie et al.[10]

6.4. Simulations à l'aide du code GEMINI

Comme introduit au premier paragraphe de ce chapitre, les trois paramètres à ajuster ou à fixer dans le code GEMINI sont : la constante du paramètre de densité a_0 , le rapport de densités de niveau a_f/a_n , et le temps de délai τ_d . L'ensemble de ces trois paramètres doit permettre au code GEMINI de reproduire, d'une part, le rapport des sections efficaces totales de formation de résidus et de fission $\sigma_{RE}^{tot}/\sigma_{FF}^{tot}$ du Tableau 6-1 et, d'autre part, les multiplicités de pré- et post-scission des particules légères neutres ou chargées présentées au chapitre 4. Pour une question de rapidité de calcul et de statistique, seules les multiplicités associées à la fission symétrique ont été simulées.

Le Tableau 6-3 reprend les caractéristiques du NC à 8, 10, 13 et 16 MeV/u après l'émission du pré-équilibre et utilisées comme conditions initiales dans les simulations. Dans ce même tableau sont montrées les régions des moments angulaires associés à la fission conventionnelle (noté Lente) et à la fission rapide (voir Tableau 6-2). La fission rapide a été simulée avec une configuration prolata pour le NC avec un rapport des axes r_c/r_a égale à 1.5. Cette valeur est tirée des profils du code HICOL (§2). Pour la fission conventionnelle $r_c/r_a = 1$ a été considéré.

ε_p [MeV/u]	M_{IN}^{PE} [uma]	Z_{IN}^{PE}	E_{IN}^{*PE} [MeV]	J_{IN} [h] Fission Lente (1) ratio = 1	J_{IN} [h] Fission Rapide (2) ratio = 1.5
8	178±0.3	75±0.1	101±8	$0 \leq J_{IN} \leq 72$	————
10	178±0.2	75±0.1	139±4	$0 \leq J_{IN} \leq 78$	$79 \leq J_{IN} \leq 84$
13	177±0.1	74±0.1	180±8	$0 \leq J_{IN} \leq 78$	$79 \leq J_{IN} \leq 93$
16	176±0.2	74±0.1	216±9	$0 \leq J_{IN} \leq 78$	$79 \leq J_{IN} \leq 99$

Tableau 6-3 Conditions initiales en masse, charge et énergie d'excitation des NC simulés pour le code GEMINI. Les deux dernières colonnes montrent les intervalles de moments angulaires intrinsèques initiales de ces NC où nous considérons, dans les simulations, la présence de la fusion conventionnelle (lente) et de la fission rapide respectivement.

6.4.1. Ajustement de la réaction ^{20}Ne (8 MeV/u) + ^{159}Tb

La réaction à 8 MeV/u, où seulement la fission conventionnelle est considérée présente, nous a permis de fixer dans le code GEMINI les valeurs de a_0 et a_f/a_n . Ces valeurs seront utilisées pour les trois autres énergies du projectile dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. On a donc fait tourner le code pour différentes valeurs de la constante $a_0 = 8, 9, 10$, du rapport $a_f/a_n = 1.00, 1.03, 1.05, 1.07$ ainsi que du délai $\tau_d = \{10, 15, \dots, 55\} \times 10^{-21}$ s. Les valeurs des multiplicités des neutrons protons et alpha ainsi que les rapports des sections efficaces calculés (résidu sur fission) sont comparés à la Figure 6-6 à nos valeurs expérimentales (lignes horizontales). Les cercles noirs entourent les valeurs des multiplicités et du rapport, calculées avec l'ensemble des paramètres qui permettent le meilleur ajustement global de toutes les données expérimentales, à savoir:

$$a_0 = 9, \quad a_f/a_n = 1.05 \quad \text{et} \quad \tau_d = 45 \cdot 10^{-21} \text{ s.}$$

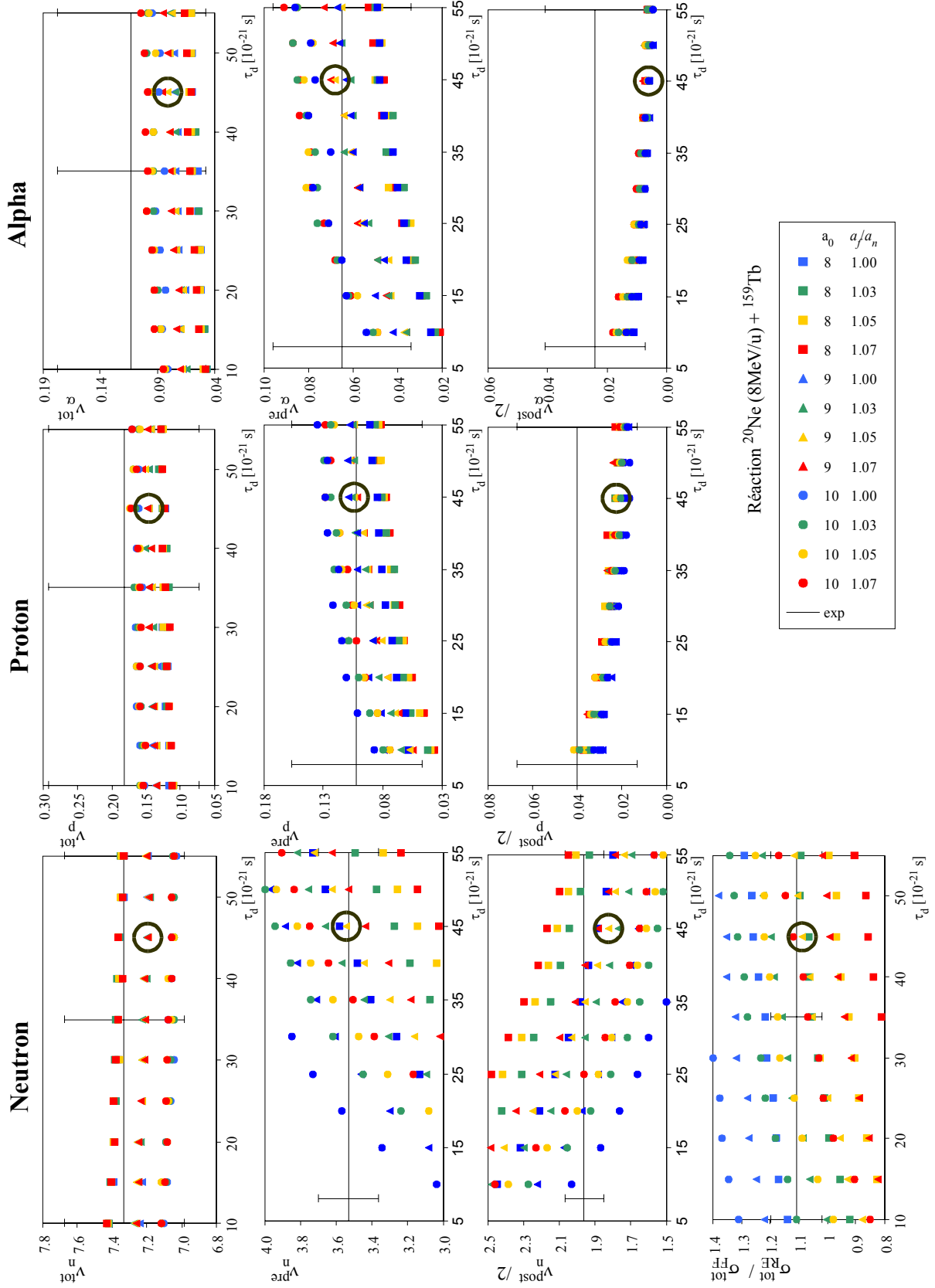


Figure 6-6 Les valeurs expérimentales pour la réaction ^{20}Ne (8MeV/u) + ^{159}Tb des multiplicités totales de pré- et post-scission pour la fission symétrique ainsi que le rapport $\sigma_{\text{RE}}^{\text{tot}}/\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}}$ sont représentées par des lignes horizontales avec leurs barres d'erreur respectives. Elles sont comparées aux résultats des simulations du code GEMINI pour différentes combinaisons des paramètres a_0 , a/a_n et en fonction de τ_d (différentes couleurs). Le meilleur ajustement global est obtenu pour les paramètres suivants: $a_0 = 9$, $a/a_n = 1.05$ et $\tau_d = 45 \cdot 10^{-21}$ s.

Dans cette figure, nous observons un excellent accord en général pour les v_n^{pre} , v_n^{tot} et le rapport $\sigma_{\text{RE}}^{\text{tot}}/\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}}$. Toutefois, nous y remarquons une constante sous-estimation, par le code, des multiplicités de post-scission bien que nous restons toujours dans les limites des barres d'erreur expérimentales. Ceci à notre avis serait dû, particulièrement dans le cas de l'émission des neutrons, à une surestimation par le code de l'énergie émise par l'émission gamma résiduelle. En effet, le code GEMINI nous donne une énergie emportée par l'émission gamma de 15 MeV. Dans le calcul du bilan énergétique du chapitre 5, la valeur de l'énergie résiduelle pour la réaction à 8 MeV/u est égale à 10.4 ± 7.8 , c.-à-d. 5 MeV plus basse que dans le code.

Les valeurs de post-scission des particules chargées (p, α) doivent également être utilisées avec précaution. En effet, le manque de statistique due à la faible probabilité d'émission des particules chargées est une raison évidente pour ces désaccords. Ceci se combine à la limitation de notre dispositif expérimental pour la détection des particules chargées (limité aux angles arrière). L'estimation expérimentale des particules chargées légères de post-scission peut donc ne pas être tout à fait correcte.

6.4.2. Ajustements des réactions $^{20}\text{Ne}(10, 13 \text{ et } 16 \text{ MeV/u}) + ^{159}\text{Tb}$

Pour les simulations des résultats des réactions aux trois autres énergies du faisceau, nous avons adopté les paramètres $a_0 = 9$ et $a_f/a_n = 1.05$ déterminés lors de l'analyse de la réaction à 8 MeV/u.

Comme première étape, nous avons procédé à la simulation de la région de faibles moments angulaires intrinsèques (la région (1) de la Figure 6-4). Cette simulation a permis de fixer le délai en temps $\tau_d^{(1)}$ pour ajuster correctement le rapport des sections efficaces $\sigma_{\text{RE}}^{\text{tot}}/\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}}$ du Tableau 6-1. En effet, si nous considérons, qu'en première approximation, tous les processus de fusion de la région à hauts spins (la région (2) de la Figure 6-4) se désexcitent par FR, nous pouvons déduire, à partir du rapport des sections efficaces totales, le rapport des sections efficaces de formation de résidus sur celles de fission de la région à faibles spins à savoir $\sigma_{\text{RE}}^{(1)}/\sigma_{\text{FF}}^{(1)}$. En effet, si:

$$(6.6) \quad \frac{\sigma_{\text{RE}}^{\text{tot}}}{\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}}} = \frac{\frac{\sigma_{\text{RE}}^{(1)}}{\sigma_{\text{FF}}^{(1)}} \sigma^{(1)} + \frac{\sigma_{\text{RE}}^{(2)}}{\sigma_{\text{FF}}^{(2)}} \sigma^{(2)}}{\sigma^{(1)} + \sigma^{(2)}}$$

où $\sigma^{(1)}$ et $\sigma^{(2)}$ sont les sections efficaces totales des régions (1) et (2) et correspondent aux aires des triangles rouges de la Figure 6-4 entre 0 et $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ et entre $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ et $J_{\text{crit}}^{\text{PE}}$ respectivement. Si la formation de résidus d'évaporation est considérée négligeable par rapport à la fission dans la région (2) (voir discussion plus loin), le rapport pour la région (1), considérant $\sigma_{\text{RE}}^{(2)}/\sigma_{\text{FF}}^{(2)} = 0$ sera donc:

$$(6.7) \quad \frac{\sigma_{\text{RE}}^{(1)}}{\sigma_{\text{FF}}^{(1)}} = \frac{\left(\sigma^{(1)} + \sigma^{(2)}\right) \frac{\sigma_{\text{RE}}^{\text{tot}}}{\sigma_{\text{FF}}^{\text{tot}}}}{\sigma^{(1)}}$$

Ces rapports $\sigma_{\text{RE}}^{(1)}/\sigma_{\text{FF}}^{(1)}$, calculés à partir des valeurs expérimentales et représentés par les lignes horizontales dans la Figure 6-7, sont comparés aux rapports entre le nombre de résidus et le nombre de fissions extraites des simulations du code GEMINI (points). Pour se faire, nous avons fait tourner le code pour des noyaux composés avec les masses, les charges et les énergies d'excitation initiales du Tableau 6-3 et des moments angulaires intrinsèques compris entre 0 et $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ et ceci pour différents temps de délai τ_d . Nous avons finalement adopté comme délai $\tau_d^{(1)}$ pour la région à faibles moments angulaires, les valeurs qui donnent les rapports des sections efficaces les plus proches de ceux de l'expression (6.7), sans nous soucier, à ce stade, de savoir si les multiplicités expérimentales des particules légères sont bien reproduites ou non. Les valeurs assurant le meilleur accord avec les données expérimentales sont respectivement: **40, 15 et 15 zs, pour les $\epsilon_p = 10, 13$ et 16 MeV/u.**

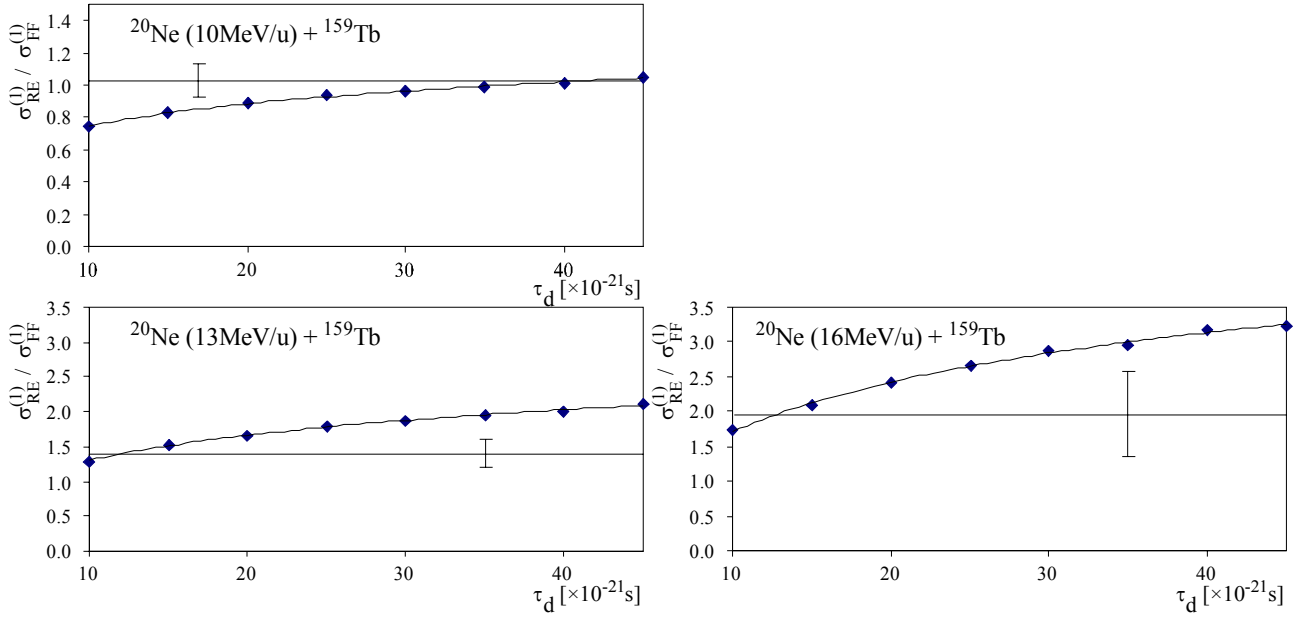


Figure 6-7 Les rapports $\sigma_{RE}^{(1)}/\sigma_{FF}^{(1)}$ des sections efficaces «expérimentales», liées à la région de faibles moments angulaires, sont représentés par les lignes horizontales avec les barres d'erreur correspondantes. Ils sont comparés aux résultats des simulations du code GEMINI de la région (1) en fonction de τ_d . Ainsi sont obtenus les temps de délai, pour la première zone, $\tau_d^{(1)}$ associés aux réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 10, 13 et 16 MeV/u.

Une fois $\tau_d^{(1)}$ fixé, nous avons fait tourner le code pour des NC avec les mêmes masses, charges et énergies d'excitation initiales en considérant cette fois les moments angulaires intrinsèques compris entre $J_{Br=0}^{Sierk}$ et J_{crit}^{PE} avec pour le NC une déformation prolate de rapport d'axes 1.5. Maintenant, nous pouvons comparer les multiplicités expérimentales totales de pré- et post-scission aux multiplicités des simulations de la fission lente et rapide, pondérées par les sections efficaces telle qu'en (6.6) c.-à-d. :

$$(6.8) \quad v_i = \frac{v_i^{(1)}(\tau_d^{(1)}) \times \sigma_{(1)} + v_i^{(2)}(\tau_d^{(2)}) \times \sigma_{(2)}}{\sigma_{(1)} + \sigma_{(2)}} \quad \text{avec } i = n, p, \alpha$$

avec $v_i^{(1)}$ et $v_i^{(2)}$ les multiplicités des particules légères (n, p, α) calculées par le code pour les régions 1 et 2. (Les multiplicités neutroniques $v_n^{(1)}$ et $v_n^{(2)}$ sont reprises au Tableau 6-8 avec les temps caractéristiques de la fission). Une séparation (fission conventionnelle — fission rapide) et une pondération similaire, mais pour la multiplicité gamma des fragments de fission, ont aussi été utilisées à la référence [29]. La Figure 6-8 montre, pour les trois énergies du faisceau ^{20}Ne , l'évolution des multiplicités pondérées (6.8) de pré-scission (losanges rouges) et post-scission (triangles bleus) ainsi que le rapport des sections efficaces (points rouges) en fonction du délai τ_d appliqué à la région (2). Le meilleur accord entre les simulations et les valeurs expérimentales (lignes horizontales avec barres d'erreur aux extrémités) permet de fixer le délai correspondant à la fission rapide $\tau_d^{(2)}$. Cette fois, nous avons fixé les valeurs de $\tau_d^{(2)}$ aux valeurs qui ajustent au mieux autant les multiplicités que le rapport des sections efficaces. **Les valeurs trouvées sont $\tau_d^{(2)} = 2, 20$ et 15 zs pour les réactions aux énergies par nucléon de 10, 13 et 16 MeV/u respectivement.** Remarquons que la valeur 2 pour $\varepsilon_p = 10$ MeV/u est particulièrement faible à cause de la faible contribution de la FR aux données expérimentales (voir Figure 6-4). L'accord entre les simulations et l'expérience est très bon pour les multiplicités neutroniques et les rapports des sections efficaces. Les particules chargées sont moins bien ajustées. Au paragraphe suivant, la comparaison entre l'ensemble des résultats expérimentaux et les simulations sera discutée.

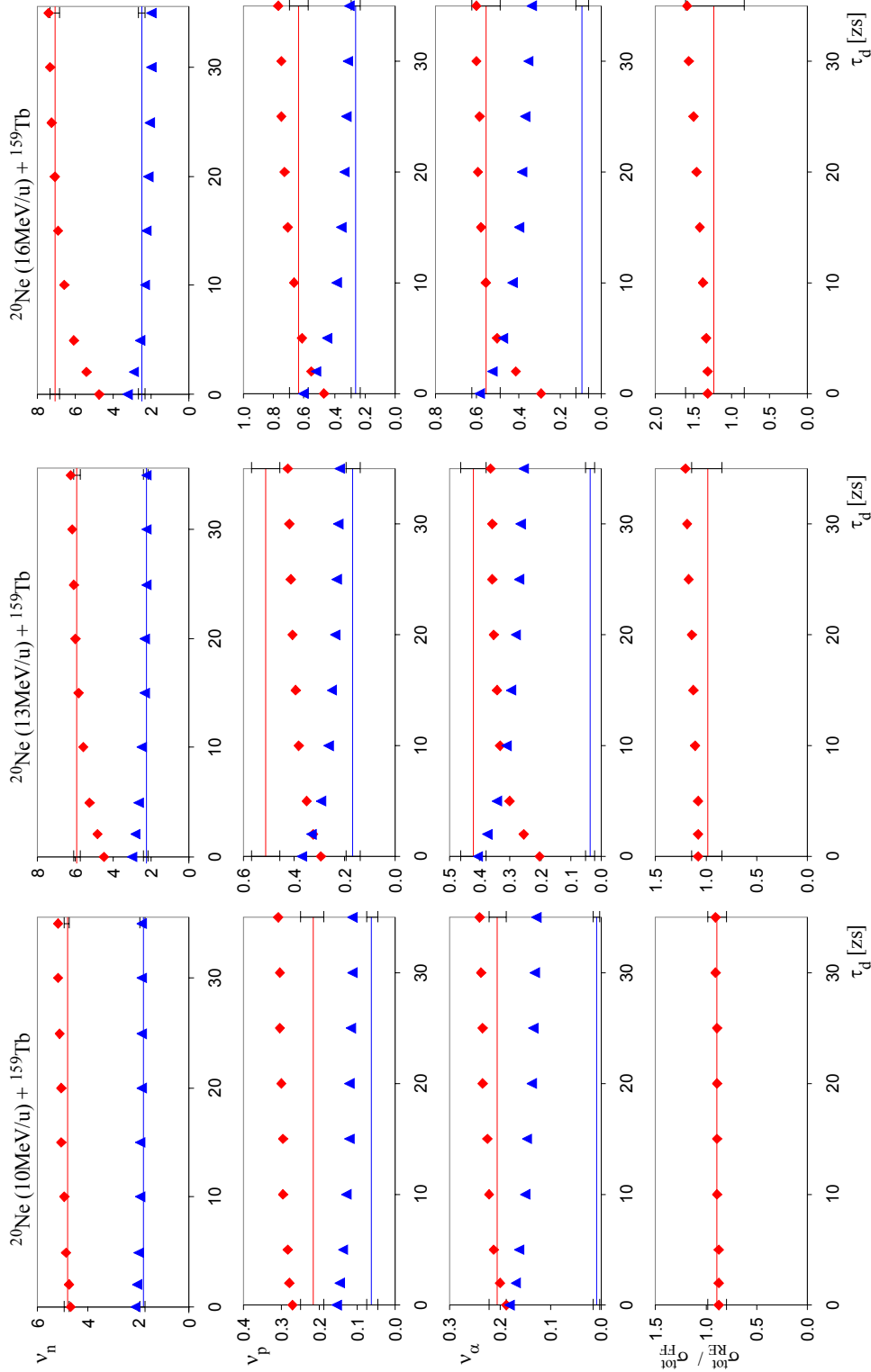


Figure 6-8 Evolution des multiplicités (n, p et α) de pré- (losanges rouges) et post-scission (triangles bleus) pondérées (voir relation (6.8) du texte) ainsi que du rapport des sections efficaces totales $\sigma_{RE}^{tot}/\sigma_{FF}^{tot}$ (losanges rouges) en fonction de τ_d pour la région (2). Ces valeurs sont comparées aux valeurs expérimentales (lignes horizontales avec les barres d'erreur représentées aux extrémités). On obtient ainsi les temps de délai, $\tau_d^{(2)}$, pour la région associée à la FR) pour les réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 10, 13, et 16 MeV/u.

6.5. Résultats des simulations

Les résultats finals des simulations pour les v_i et les $\sigma_{RE}^{tot}/\sigma_{FF}^{tot}$ sont comparés, à la Figure 6-9, à nos valeurs expérimentales correspondantes en fonction de l'énergie par nucléon du projectile ε_p . Les valeurs de $\tau_d^{(1)}$ et $\tau_d^{(2)}$ extraites pour les régions de faibles et de grands moments angulaires, respectivement, sont également représentées en fonction de ε_p . Le Tableau 6-4 fournit les valeurs expérimentales et les valeurs des simulations reprises de ces figures.

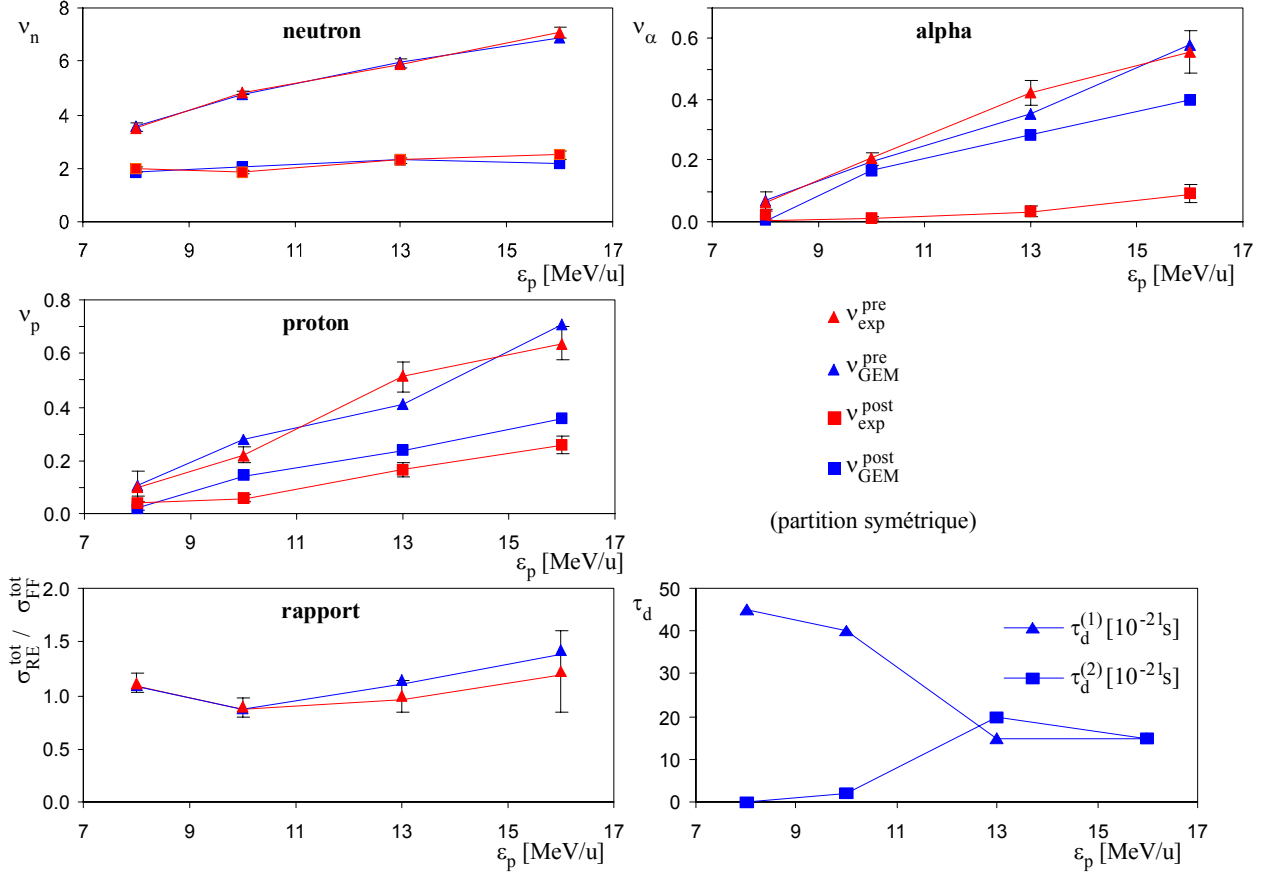


Figure 6-9 Comparaisons entre les multiplicités de pré- et post-scission des simulations du code GEMINI (triangles et carrés bleus) pour les n, p et α et les valeurs expérimentales (triangles et carrés rouges) pour les quatre énergies par nucléon du faisceau pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Sont aussi comparées les valeurs des rapports des sections efficaces expérimentales et des simulations. La dernière figure montre l'évolution des temps de délai $\tau_d^{(1)}$ et $\tau_d^{(2)}$ associés aux régions des moments angulaires (1) et (2) respectivement. Les courbes servent à guider l'œil.

De ces figures, nous constatons un très bon accord général entre les simulations et les valeurs expérimentales. Les seules valeurs qui n'ont pas pu être ajustées d'une façon satisfaisante sont les multiplicités de post-scission des alpha. Or, deux raisons nous poussent à être prudents sur la précision des valeurs expérimentales des multiplicités de post-scission des particules chargées légères. D'une part, l'effet d'entraînement de l'émission de post-scission dans la direction de détection des fragments de fission (avec les MWPC), vers l'avant par rapport au faisceau, sachant que nos détecteurs (triple-télescopes Si) étaient situés à l'arrière et dans le sens opposé. D'autre part, la faible probabilité d'émission des particules chargées de post-scission vu la faible énergie d'excitation des FF (Tableau 5-2). Notre statistique est restée très faible et les spectres difficiles à ajuster.

	SIMULATIONS GEMINI									EXPERIENCES						
ε_p [MeV/u]	$\tau_d^{(1)}$ [zs]	$\tau_d^{(2)}$ [zs]	V_n^{pre}	V_n^{FF}	V_p^{pre}	V_p^{FF}	V_a^{pre}	V_a^{FF}	$\frac{\sigma_{RE}^{tot}}{\sigma_{FF}^{tot}}$	V_n^{pre}	V_n^{FF}	V_p^{pre}	V_p^{FF}	V_a^{pre}	V_a^{FF}	$\frac{\sigma_{RE}^{tot}}{\sigma_{FF}^{tot}}$
8	45±5	—	3.55	1.83	0.10	0.02	0.07	0.01	1.09	3.53±0.17	1.96±0.11	0.10±0.06	0.04±0.03	0.07±0.03	0.02±0.02	1.11±0.09
10	40±5	2±2	4.75	2.05	0.28	0.15	0.20	0.17	0.88	4.83±0.09	1.84±0.07	0.22±0.03	0.06±0.01	0.21±0.02	0.01±0.01	0.89±0.09
13	15±5	20±5	5.97	2.31	0.41	0.24	0.35	0.28	1.15	5.91±0.16	2.29±0.12	0.51±0.05	0.17±0.03	0.42±0.04	0.03±0.02	0.99±0.15
16	15±5	15±5	6.90	2.21	0.71	0.36	0.58	0.40	1.41	7.08±0.22	2.51±0.16	0.64±0.06	0.26±0.03	0.55±0.07	0.09±0.03	1.22±0.38

Tableau 6-4 Les deuxième et troisième colonnes de ce tableau donnent les temps de délai $\tau_d^{(1)}$ et $\tau_d^{(2)}$ extraits des simulations du code GEMINI pour les quatre énergies par nucléon du projectile ε_p . Les colonnes suivantes comparent les valeurs des multiplicités de pré- et post-scission des différentes particules évaporées lors de la fission symétrique dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Les rapports des sections efficaces totales, de résidus et de fission, des simulations sont également comparés aux valeurs expérimentales. En gras les données les plus significatives.

6.6. Barrières de fission

6.6.1. Evolution de la fission rapide et des barrières de fission en fonction du moment angulaire et de l'énergie d'excitation

Les différents paramètres, qui ont permis aux simulations d'ajuster le mieux possible les valeurs expérimentales, ont été fixés. Nous pouvons, à présent, étudier en fonction du spin initial $J[\hbar]$ du NC, l'évolution du nombre des NC simulés qui ont formé un résidu d'évaporation ou qui ont fissionné par fission conventionnelle (Lente) ou par fission rapide. La Figure 6-10 présente la contribution de ces trois processus RE, FL et FR en fonction de $J[\hbar]$. Cette même figure montre la valeur théorique du spin $J_{Bf=0}^{\text{Sierk}} = 78\hbar$ de Sierk [9] pour laquelle la barrière de fission s'annule. Nous pouvons constater que dans les simulations ainsi effectuées, la fission rapide est à première vue curieusement présente pour des valeurs de J inférieures à $J_{Bf=0}^{\text{Sierk}}$.

Un ajustement (courbes rouges) des distributions σ_ℓ de GEMINI correspondantes à la FL (courbes vertes) par une fonction du même type que (1.11) du premier chapitre à savoir:

$$(6.9) \quad \sigma(J) = \frac{(2J+1)}{1 + \exp\left(\left(J - J_{Bf=0}^{1/2}\right) / \delta J_{Bf=0}^{1/2}\right)}$$

permet d'estimer la valeur à mi-hauteur $J_{Bf=0}^{1/2}$ et la largeur de la pénétration $\delta J_{Bf=0}^{1/2}$ pour chaque ε_p . Le même ajustement sur les courbes vertes est réalisé pour calculer les valeurs de $J_{RE}^{1/2}$ et $\delta J_{RE}^{1/2}$. Ces valeurs sont représentées par les lignes verticales brunes dans la Figure 6-10 et sont reprises au Tableau 6-5. Ces valeurs à mi-hauteur permettent d'estimer les valeurs de J_{RE} et $J_{Bf=0}$ dans l'approximation de la coupure franche.

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$				
$E_{\text{IN}}^{\text{PE}}$ [MeV]	$J_{\text{Bf}=0}^{1/2}$ [h]	$\delta J_{\text{Bf}=0}^{1/2}$ [h]	$J_{\text{RE}}^{1/2}$ [h]	$\delta J_{\text{RE}}^{1/2}$ [h]
101±8	65.6	3.0	51.6	4.9
139 ±4	69.0	2.4	54.5	5.5
180±8	71.3	9.1	57.1	10.9
216±9	76.0	10.1	60.2	13.98

Tableau 6-5 Valeurs à mi-hauteur ($J_{\text{Bf}=0}^{1/2}$, $J_{\text{RE}}^{1/2}$) et largeurs de pénétration ($\delta J_{\text{Bf}=0}^{1/2}$, $\delta J_{\text{RE}}^{1/2}$) résultant de l'ajustement par l'équation (6.9) des distributions des RE et FL calculées par GEMINI en fonction du spin initial J du NC pour les quatre valeurs de $E_{\text{IN}}^{\text{PE}}$ (voir Figure 6-10 et le texte pour les conditions des calculs).

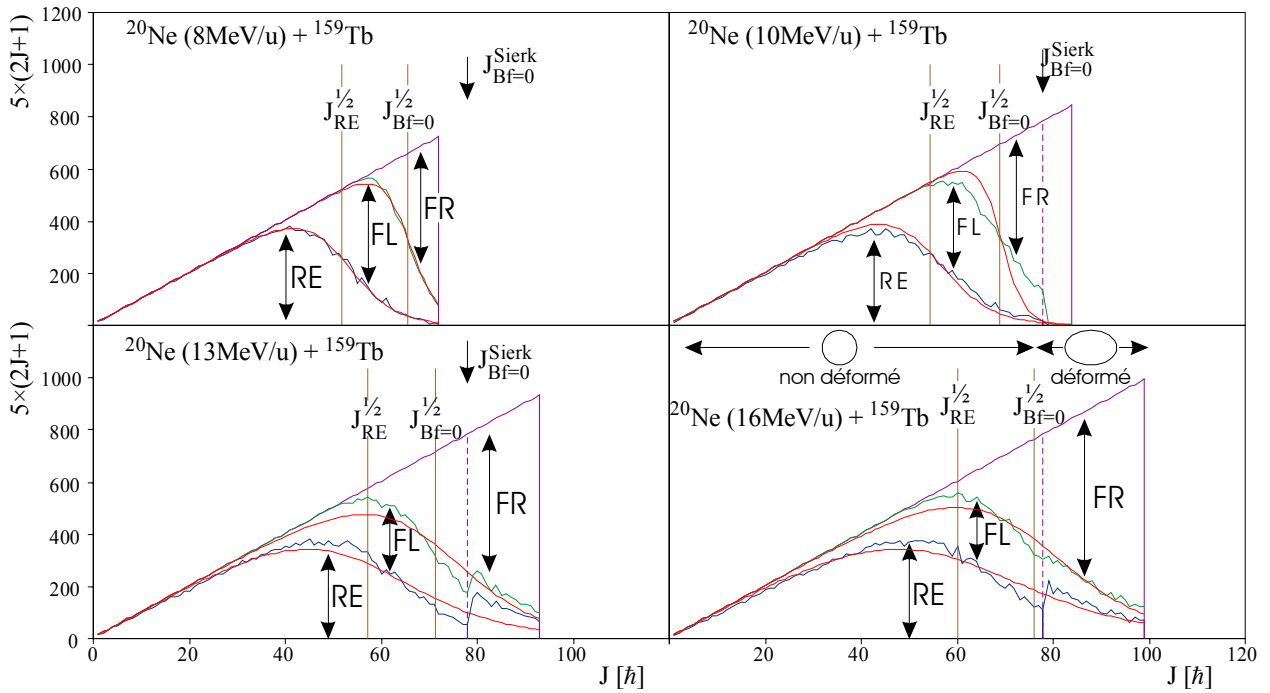


Figure 6-10 Evolution des distributions σ_i simulées à l'aide du code GEMINI en fonction du moment angulaire intrinsèque initial du NC. Le nombre de RE formés est délimité par la courbe bleue. Le nombre de NC qui ont subi une fission conventionnelle (FL) se trouve entre la courbe bleue et la verte. Le nombre de fissions rapides (FR) se trouve entre la courbe verte et le total en mauve. $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ est la valeur de la référence [9] pour laquelle la barrière de fission s'annule. Cette valeur a servi de limite réelle (lignes pointillées verticales) entre nos deux régions des simulations: (1) NC déformé et (2) non déformé. D'après ces simulations, on observe, même à 8 MeV/u, l'apparition « curieuse » de la fission rapide à des moments angulaires inférieures à $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$. Les valeurs à «mi-hauteur» ($J_{\text{Bf}=0}^{1/2}$, $J_{\text{RE}}^{1/2}$) des distributions des résidus et de la fission conventionnelle sont représentées par des lignes verticales brunes. Les courbes rouges sont les résultats des ajustements des distributions par l'équation (6.9).

Les valeurs $J_{\text{Bf}=0}^{1/2}$ sont plus élevées que les vrais moments angulaires, prédits par le code, où la barrière de fission s'annule $J_{\text{Bf}=0}^{\text{GEM}}$, car l'effet de l'évaporation de pré-scission donne l'impression que les barrières de fission sont plus grandes. Nous devons donc considérer comme $J_{\text{Bf}=0}$ les valeurs pour lesquelles la

fission rapide apparaît. En effet, si l'évaporation n'était pas présente, tous les NC avec des spins supérieurs à $J_{Bf=0}$, donneraient lieu à la fission rapide. L'évaporation a donc deux effets :

- elle permet de réduire le moment angulaire des NC en dessous de cette limite $J_{Bf=0}$.
- elle emporte de l'énergie d'excitation en réduisant la température nucléaire. L'accroissement de la barrière de fission avec la diminution de la température nucléaire (car $J_{Bf=0}(T)$ comme nous le verrons plus loin) peut faire apparaître une barrière de fission pour un NC qui, au départ, n'avait pas de barrière.

Ceci a comme conséquence que des NC, au départ instables (supposés subir la FR), acquièrent après évaporation une barrière de fission et donnent lieu à une fission conventionnelle ou même à un résidu d'évaporation. Pour éliminer au maximum l'effet de l'évaporation de pré-scission, des simulations avec un temps de délai nul ont été réalisées. Le résultat fournit des limites nettes entre la fission conventionnelle et la fission rapide comme montré à la Figure 6-11. Les valeurs $J_{Bf=0}^{GEM}$ ainsi prédites par le code sont comparées à la valeur de Sierk au Tableau 6-6.

E_{IN}^{*PE} [MeV]	$J_{Bf=0}^{Sierk}$ [$\hbar$]	$J_{Bf=0}^{GEM}$ [$\hbar$]
101±8	78	57
139±4	78	51
180±8	78	47
216±9	78	40

Tableau 6-6 Valeurs de $J_{Bf=0}$ prédites par le code GEMINI et comparées à la valeur de Sierk.

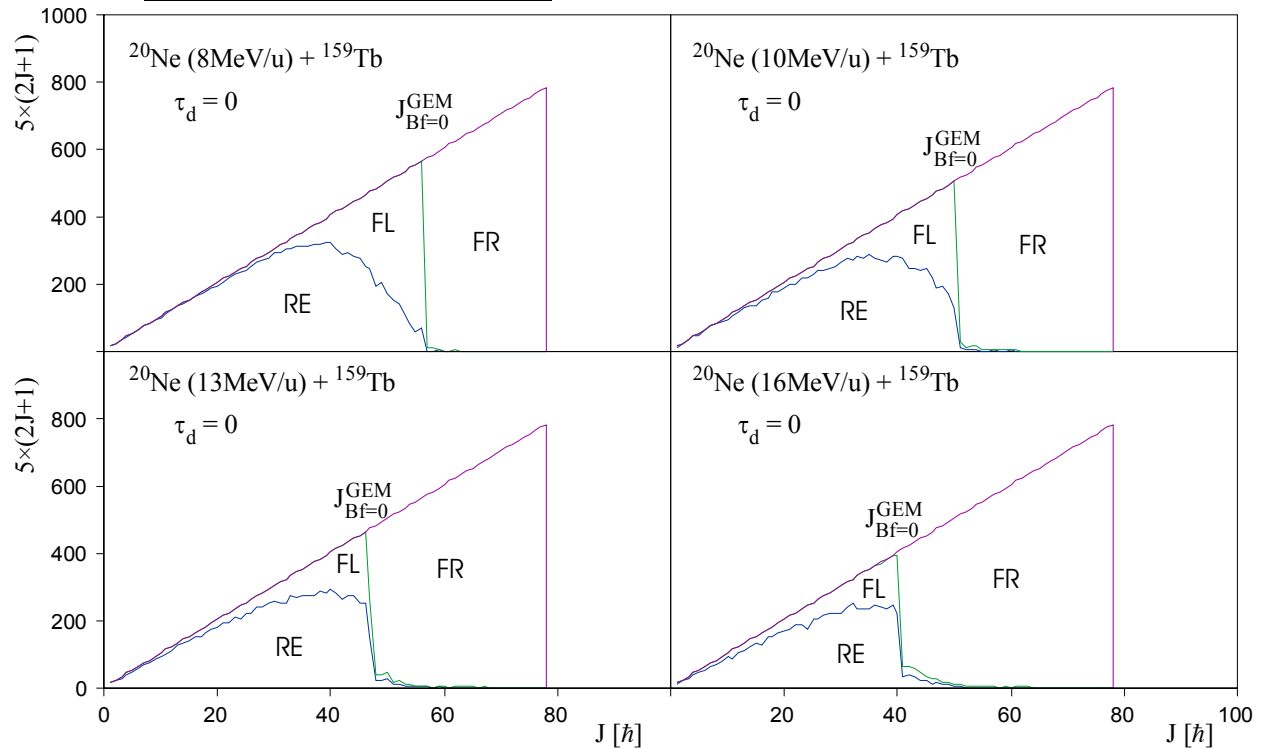


Figure 6-11 Distributions σ_ℓ des résidus d'évaporation, de la fission conventionnelle et de la fission rapide en fonction du spin du NC pour une simulation du code GEMINI avec $\tau_d = 0$. Ceci permet d'éliminer l'effet de l'évaporation de pré-scission et obtenir les valeurs « réelles » de $J_{Bf=0} = J_{Bf=0}^{GEM}$.

6.6.2. Variation de la barrière de fission avec la température

Les simulations réalisées pour ajuster les valeurs des sections efficaces et les multiplicités issues de nos expériences nous ont amenés à adopter un paramètre a_f/a_n supérieur à l'unité. Dans la référence [47], nous avons montré que l'ajustement de sections efficaces pouvait se faire par trois méthodes différentes : soit en variant le potentiel de volume en fonction de la température nucléaire, soit en multipliant les barrières de fission théoriques (par exemple de Sierk) par un facteur inférieur à l'unité et dépendant de la température ou soit en adoptant une valeur de $a_f/a_n \neq 1$. La référence [46] montre qu'avoir admis $a_f/a_n \neq 1$ équivaut à donner une dépendance en température à la barrière de fission. La condition de fission rapide basée sur l'entropie S (6.4) peut, en utilisant l'énergie libre $F_{e(s)} = E^* + TS_{e(s)}$ avec T comme température moyenne entre les deux états, s'écrire de la façon suivante :

$$(6.10) \quad \frac{F_s - F_e}{T} > 1$$

Comme $E^* = U_s + B_f + E_{rot} = U_e + E_{rot}$ au point de selle et à l'équilibre respectivement et avec $U_s = a_f T^2$, $U_e = a_n T^2$, $S_s = a_n T$ et $S_e = a_n T$ on peut en déduire :

$$(6.11) \quad \frac{B_f - (a_f - a_n)T^2}{T} > 1$$

qui donne la condition triviale $B_f > T$ si $a_f = a_n$. Mais si a_n et a_f ne sont pas égaux, cette condition équivaut à donner une dépendance en température de la barrière de fission (voir aussi eq. (3) de la référence [47]).

Selon la référence [48], la variation avec la température de B_f suit une loi quadratique en T à savoir :

$$(6.12) \quad B_f(J, T) = B_f^{Sierk}(J, 0)(1 - \alpha T^2) \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\alpha} = T_{cr}^2$$

où $B_f^{Sierk}(J, 0)$ sont les barrières de fission calculées par le code BARMON de Sierk [9]. T_{cr} est une température critique imposant $T \leq T_{cr}$. Elle est donnée par une équation « empirique » de la forme :

$$(6.13) \quad T_{cr}^2 = \left(-\frac{1}{0.00149} \ln \left(1 - \frac{B_f^{Sierk}(J, 0)}{57.8} \right) \right)^{1/2}$$

Après le calcul des T_{cr} pour nos réactions, nous avons pu déterminer les nouveaux moments angulaires pour lesquels les barrières de fission s'annulent en pratique. Le comportement de ces barrières en fonction du moment angulaire pour les quatre énergies d'excitation de notre travail est présenté à la Figure 6-12. Remarquons que dans la référence [48] les auteurs réussissent aussi à ajuster leurs sections efficaces de fission avec un paramètre $a_f/a_n = 1.03$ sans devoir faire varier la barrière de fission avec la température.

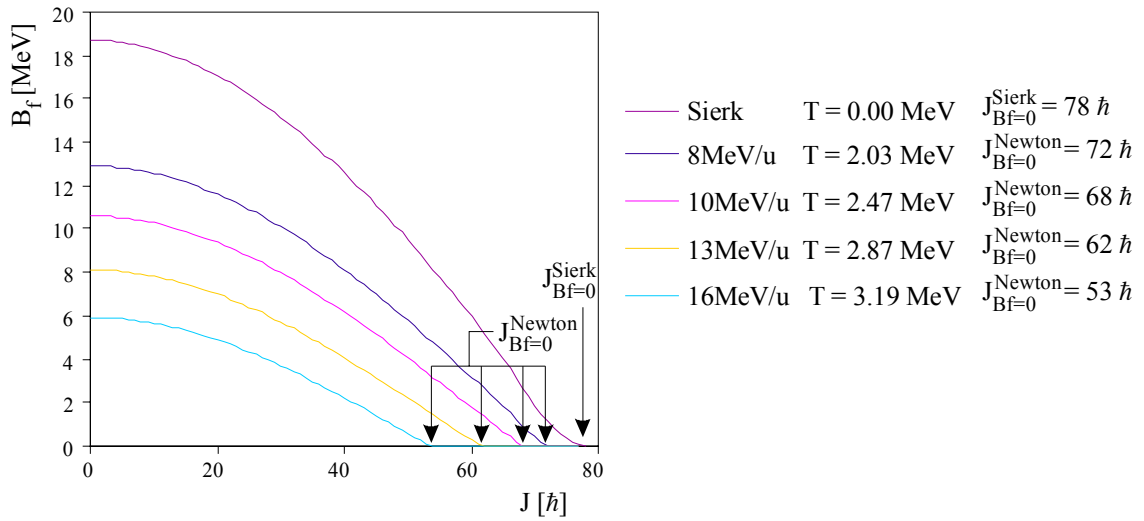


Figure 6-12 Variations, selon la référence [48] (voir les éq. (6.12) et (6.13)), des barrières de fission en fonction du spin J du NC et de sa température nucléaire associée.

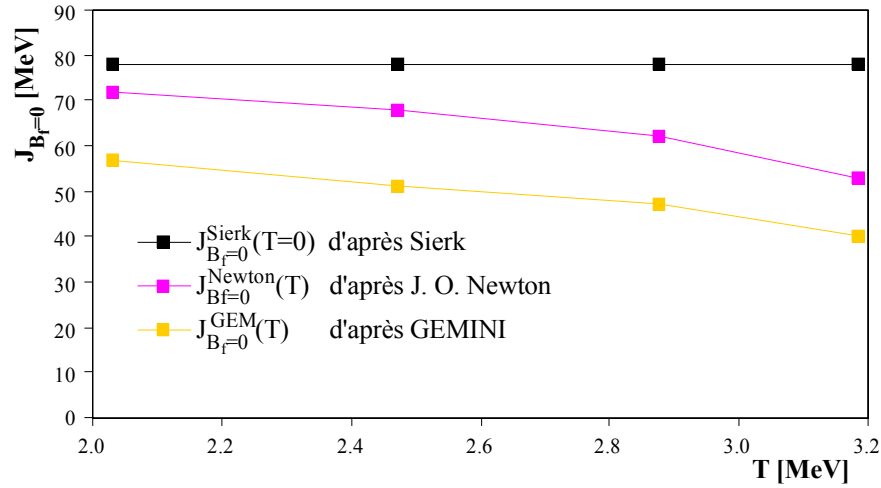


Figure 6-13 Moments angulaires où les barrières de fission s'annulent calculés d'après les références [9] et [48]. Ils sont comparés aux valeurs extraites des simulations du code GEMINI pour les quatre températures nucléaires du NC issu des réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/u respectivement.

A la Figure 6-13, les valeurs de $J_{Bf=0}$, obtenues avec le formalisme de J. O. Newton [48], sont comparées aux valeurs de $J_{Bf=0}^{Sierk}$ du formalisme de Sierk [9] et aux valeurs obtenues dans les simulations du code GEMINI présentées à la fin du paragraphe précédent §6.6.1. Les températures nucléaires moyennes de NC sont calculées avec l'équation (4.9) en prenant $a_0 = 9$. Nos barrières diminuent également avec la température mais elles sont systématiquement et sensiblement plus petites que celles calculées par J. O. Newton *et al.* (référence [48]). Cette différence pourrait être due au fait que nous avons un rapport a_f/a_n un peu plus grand que la valeur $a_f/a_n = 1.03$ obtenue par J. O. Newton pour ajuster ses sections efficaces. Un autre aspect à prendre en compte est de voir si, lors de l'obtention des valeurs de $J_{Bf=0}$, les auteurs ont prévu le fait que l'évaporation puisse faire augmenter artificiellement les barrières de fission tel qu'il a été souligné au précédent paragraphe.

6.7. Conséquences de nos résultats sur les temps caractéristiques de la fission

6.7.1. Temps moyens et de demi-vie

A la Figure 6-14, nous avons construit les distributions bidimensionnelles des logarithmes du temps de fission ($\log(t_f)$) et des multiplicités neutroniques de pré-scission fournies par le code GEMINI. Les figures de gauche correspondent aux simulations de GEMINI dans la région dite de faibles spins $0 \leq J \leq J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ et pour un NC à l'équilibre. Les figures de droite correspondent aux simulations de hauts spins $J > J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ et pour un NC déformé prolata ($r_c/r_a = 1.5$). D'après la méthode de simulation de GEMINI, les temps de fission démarrent aux valeurs des temps de délai $\tau_d^{(1)}$ et $\tau_d^{(2)}$ respectivement. Nous pouvons constater que, dans la première région, les temps de fission pour les NC qui subissent une fission conventionnelle, couvrent huit ordres de grandeur et peuvent même atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{-15} s! Les moyennes arithmétiques **globales** $\langle \tau \rangle_A$ (carrés jaunes de la Figure 6-14) correspondent à la moyenne sur l'ensemble des NC simulés ayant subi finalement une fission à savoir:

$$(6.14) \quad \langle \tau \rangle_A = \frac{\sum_i n_i t_f^i}{\sum_i n_i}$$

ces moyennes $\langle \tau \rangle_A$ pour les quatre énergies et les deux régions (1) et (2) sont reprises au Tableau 6-7. Les valeurs correspondantes à la première région (1) sont très fluctuantes en fonction des 4 énergies d'excitation de nos mesures et sont clairement beaucoup plus élevées que les temps de délai τ_d utilisés dans les simulations.

Dans le même tableau sont reprises les moyennes géométriques **globales** $\langle \tau \rangle_G$ (carrés verts de la Figure 6-14) calculées à partir des moyennes arithmétiques des logarithmes des temps de fission.

$$(6.15) \quad \langle \tau \rangle_G = 10^G \quad \text{où} \quad G = \frac{\sum_i n_i \log(t_f^i)}{\sum_i n_i} = \log \left(\left[\prod_i (t_f^i)^{n_i} \right]^{1/\sum_i n_i} \right)$$

Celles-ci sont moins dispersées que $\langle \tau \rangle_A$ et sont plus proches du délai τ_d . La raison de cette différence est que le temps de fission ne croît pas linéairement avec la multiplicité mais exponentiellement. A chaque évaporation, l'énergie d'excitation décroît et la largeur de désexcitation diminue, donnant ainsi lieu à des temps moyens d'émission de plus en plus grands. Les NC simulés qui ont des multiplicités neutroniques de pré-scission plus grandes que la moyenne ($v_n^{(1)\text{ou}(2)}$ telles que définies dans l'équation (6.8)) ont des temps de fission beaucoup plus longs et donnent lieu à un grand étalement de la distribution en temps. Cet étalement est très diffus et seuls quelques événements en font partie. Pour nous en rendre compte, nous avons aussi calculé les temps de demi-vie **globaux** $\tau_{1/2}$ ou temps médians (carrés rouges dans la Figure 6-14). Cette valeur divise le temps tel que 50 % des NC simulés ont fissionné avant $\tau_{1/2}$ et 50 % après $\tau_{1/2}$. Nous pouvons nous rendre compte que la moitié des NC ont fissionné avec des temps de fission proches de $\tau_d^{(1)}$ et l'autre moitié ont des temps étalés sur 4 et 5 ordres de grandeur.

Les points ronds jaunes, verts et rouges de la Figure 6-14 montrent l'évolution des moyennes arithmétiques, géométriques et les temps de demi-vie calculés en fonction des multiplicités neutroniques de pré-scission des NC simulées.

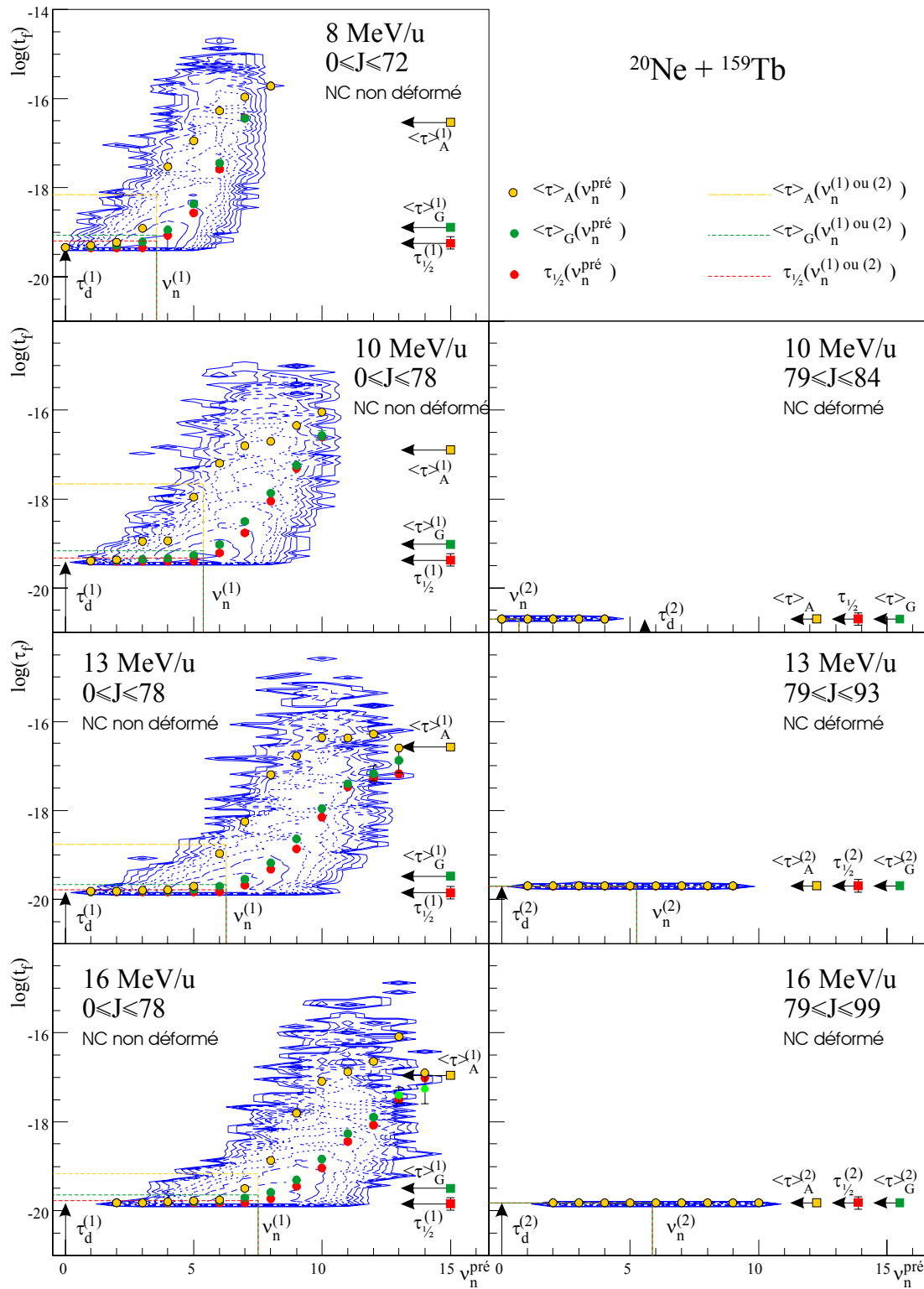


Figure 6-14 Dispersions des temps de fission au-delà des temps $\tau_d^{(1)}$ et $\tau_d^{(2)}$ trouvés lors de nos analyses en fonction de la multiplicité neutronique de pré-scission et pour chaque ϵ_p . Pour la région du NC de faibles moments angulaires $\leq J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ et non déformé, il peut y avoir des temps de fission de l'ordre de 10^{-15} s. Tandis que dans les simulations avec un NC déformé et à des grands moments angulaires $> J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$, où la majorité des événements correspondent à la fission rapide, les temps de fission équivalent à $\tau_d^{(2)}$. Les points ronds jaunes, verts et rouges correspondent respectivement aux moyennes arithmétiques, géométriques et les temps de demi-vie pour chaque multiplicité neutronique de pré-scission. Les carrés de mêmes couleurs sont ces moyennes et ces temps de demi-vie mais calculés sur la totalité des NC simulés qui ont abouti à la fission (voir texte).

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{179}\text{Re} \rightarrow \text{fissions lente et rapide}$						
	Région (1)			Région (2)		
$E_{\text{IN}}^{*\text{PE}}$	$< \tau >_{\text{A}}^{(1)}$	$< \tau >_{\text{G}}^{(1)}$	$\tau_{1/2}^{(1)}$	$< \tau >_{\text{A}}^{(2)}$	$< \tau >_{\text{G}}^{(2)}$	$\tau_{1/2}^{(2)}$
[MeV]	[zs]	[zs]	[zs]	[zs]	[zs]	[zs]
101±8	$29.0 \pm 0.4 \times 10^3$	128.00 ± 1.94	60.76 ± 0.22	—	—	—
139 ±4	$12.9 \pm 0.24 \times 10^3$	99.38 ± 1.30	45.12 ± 0.12	—	—	—
180±8	$26.9 \pm 0.34 \times 10^3$	34.13 ± 0.50	15.01 ± 0.05	20.00 ± 0.01	20.00 ± 0.01	20 ± 0.06
216±9	$11.1 \pm 0.24 \times 10^3$	32.67 ± 0.49	15.10 ± 0.04	15.00 ± 0.01	15.01 ± 0.01	15 ± 0.05

Tableau 6-7 Moyennes arithmétiques, géométriques et temps de demi-vie globaux pour chaque distribution de la Figure 6-14 calculés en utilisant la totalité des événements correspondants aux fissions lente et rapide survenant aux quatre énergies du faisceau ^{20}Ne .

Dans la technique de l'horloge neutronique, le temps de fission, à une certaine énergie d'excitation (dans nos réactions $E_{\text{IN}}^{*\text{PE}}$), est déterminé par des corrélations telles que celles de la Figure 6-14 et, **en utilisant les moyennes calculées pour chaque multiplicité neutronique de pré-scission** (points jaunes et verts). Les valeurs correspondantes aux multiplicités neutroniques de pré-scission $v_n^{(1)\text{ou}(2)}$ prédites par le code GEMINI pour chacune des régions (1) et (2) sont reprises au Tableau 6-8. Dans ce même tableau sont présentés les temps de demi-vie ou médians pour ces mêmes multiplicités. A l'opposé des autres moyennes les valeurs de $\tau_{1/2}^{(1)}$ globales et celles de $\tau_{1/2}(v_n^{(1)})$ ne présentent pas de différences significatives

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{179}\text{Re} \rightarrow \text{fissions lente et rapide}$								
	Région (1)				Région (2)			
$E_{\text{IN}}^{*\text{PE}}$	$v_n^{(1)}$	$< \tau >_{\text{A}}(v_n^{(1)})$	$< \tau >_{\text{G}}(v_n^{(1)})$	$\tau_{1/2}(v_n^{(1)})$	$v_n^{(2)}$	$< \tau >_{\text{A}}(v_n^{(2)})$	$< \tau >_{\text{G}}(v_n^{(2)})$	$\tau_{1/2}(v_n^{(2)})$
[MeV]		[zs]	[zs]	[zs]		[zs]	[zs]	[zs]
101±8	3.55	704.21 ± 0.23	85.06 ± 1.21	63.26 ± 0.21	—	—	—	—
139 ±4	5.39	2167.20 ± 0.70	67.89 ± 0.97	47.21 ± 0.16	—	—	—	—
180±8	6.28	170.53 ± 0.05	21.63 ± 0.27	16.46 ± 0.05	5.24	20.00 ± 0.01	20.00 ± 0.01	20.00 ± 0.06
216±9	7.52	68.30 ± 0.02	22.63 ± 0.35	16.74 ± 0.05	5.87	15.22 ± 0.01	15.00 ± 0.01	15.01 ± 0.04

Tableau 6-8 Moyennes arithmétiques, géométriques et temps de demi-vie pour chaque distribution de la Figure 6-14 correspondantes aux multiplicités de pré-scission neutronique prédites par le code GEMINI dans chacune des régions (1) et (2) et utilisées dans l'équation (6.8).

L'évolution en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC des temps moyens et médians est présentée à la Figure 6-15. En (a) ce sont les temps moyens géométriques et médians de la totalité des NC simulés et en (b) ce sont les temps moyens géométriques et médians correspondants aux multiplicités neutroniques de pré-scission $v_n^{(1)}$ et $v_n^{(2)}$. Les moyennes arithmétiques, étant très grandes et très fluctuantes, n'ont pas été considérées ici.

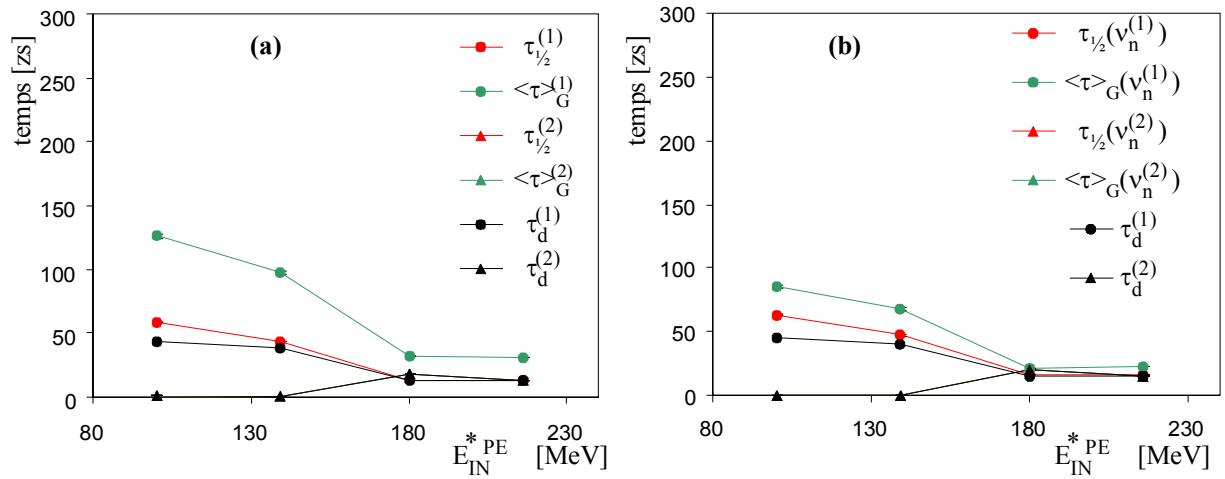


Figure 6-15 a) Evolution des temps médians (rouge) et temps moyens (vert) globaux de la fission lente et rapide dans les régions (1) (cercles) et (2) (triangles). b) Temps médians (rouge) et temps moyens (vert) correspondants aux multiplicités neutroniques de pré-scission $\nu_n^{(1)}$ ou $\nu_n^{(2)}$ du code GEMINI. Ces valeurs sont montrées en fonction de l'énergie initiale d'excitation du NC et sont comparées aux délais $\tau_d^{(1)}$ et $\tau_d^{(2)}$ résultants de nos simulations.

Les moyennes et les temps de demi-vie du Tableau 6-7 et du Tableau 6-8 sont calculés en considérant tous les événements qui ont subi une fission conventionnelle ou une fission rapide. La région (2) est assimilée à des NC donnant lieu essentiellement à la fission rapide. Comme expliqué précédemment, le code GEMINI associe le temps $\tau_d^{(1)}$ ou $\tau_d^{(2)}$ à la fission rapide. Dans les régions (2), les moyennes et les temps de demi-vie coïncident avec la valeur de $\tau_d^{(2)}$ car le nombre de fissions conventionnelles est très petit. Dans la région (1), les temps de demi-vie sont proches des valeurs de $\tau_d^{(1)}$. Comme nous l'avons vu à la Figure 6-10, dans la région (1) il y a des NC simulés qui ont également donné lieu à une fission rapide. Donc, ces événements font que les temps moyens et les temps de demi-vie apparaissent courts.

Pour calculer les temps de vie de la fission conventionnelle, nous avons calculé les mêmes moyennes et les temps de demi-vie que précédemment mais en sélectionnant les NC qui ont eu une **fission conventionnelle**. Les résultats sont repris au Tableau 6-9, au Tableau 6-10 et à la Figure 6-16. Dans le cas de la fission conventionnelle, les moyennes et les temps de demi-vie sont plus grands. Cette nouvelle approche modifie légèrement les $\tau_{1/2}^{(1)}$ mais substantiellement $\langle \tau \rangle_G^{(1)}$.

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{179}\text{Re} \rightarrow \text{fission lente}$						
	Région (1)			Région (2)		
E_{IN}^{*PE} [MeV]	$\langle \tau \rangle_A^{(1)}$ [zs]	$\langle \tau \rangle_G^{(1)}$ [zs]	$\tau_{1/2}^{(1)}$ [zs]	$\langle \tau \rangle_A^{(2)}$ [zs]	$\langle \tau \rangle_G^{(2)}$ [zs]	$\tau_{1/2}^{(2)}$ [zs]
101±8	31402±684	240.22±4.15	116.44±0.31	—	—	—
139±4	15304±482	211.89±3.50	102.21±0.27	—	—	—
180±8	28935±665	85.25±1.82	42.58±0.12	21±0.141	20.51±0.12	20.46±0.06
216±9	12246±448	70.53±1.46	38.53±0.10	15±0.141	15.40±0.12	15.28±0.04

Tableau 6-9 Moyennes arithmétiques géométriques et temps de demi-vie globaux pour chaque distribution de la Figure 6-14 calculés en utilisant seulement les événements de la fission conventionnelle telle que dans la Figure 6-10.

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{179}\text{Re} \rightarrow \text{fission lente}$								
	Région (1)				Région (2)			
$E_{\text{IN}}^{\text{PE}}$ [MeV]	$v_n^{(1)}$	$\langle \tau \rangle_A(v_n^{(1)})$ [zs]	$\langle \tau \rangle_G(v_n^{(1)})$ [zs]	$\tau_{1/2}(v_n^{(1)})$ [zs]	$v_n^{(2)}$	$\langle \tau \rangle_A(v_n^{(2)})$ [zs]	$\langle \tau \rangle_G(v_n^{(2)})$ [zs]	$\tau_{1/2}(v_n^{(2)})$ [zs]
101±8	3.55	775.35±36.9	107.50±1.59	82.83±0.24	—	—	—	—
139 ±4	5.39	2385.61±157.1	102.90±1.85	76.09±0.19	—	—	—	—
180±8	6.28	187.72±17.6	33.54±0.61	27.87±0.07	5.24	20.39±0.13	20.38±0.13	20.38±0.06
216±9	7.52	87.34±8.1	34.40±0.73	28.03±0.09	5.87	15.78±0.24	15.76±0.24	15.37±0.04

Tableau 6-10 Moyennes arithmétiques, géométriques et temps de demi-vie pour chaque distribution de la Figure 6-14 et correspondantes aux multiplicités de pré-scission prédites par le code $v_n^{(1)}$ et $v_n^{(2)}$. Les moyennes et les temps de demi-vie sont calculés en ne considérant que les NC qui ont eu une fission conventionnelle selon la Figure 6-10.

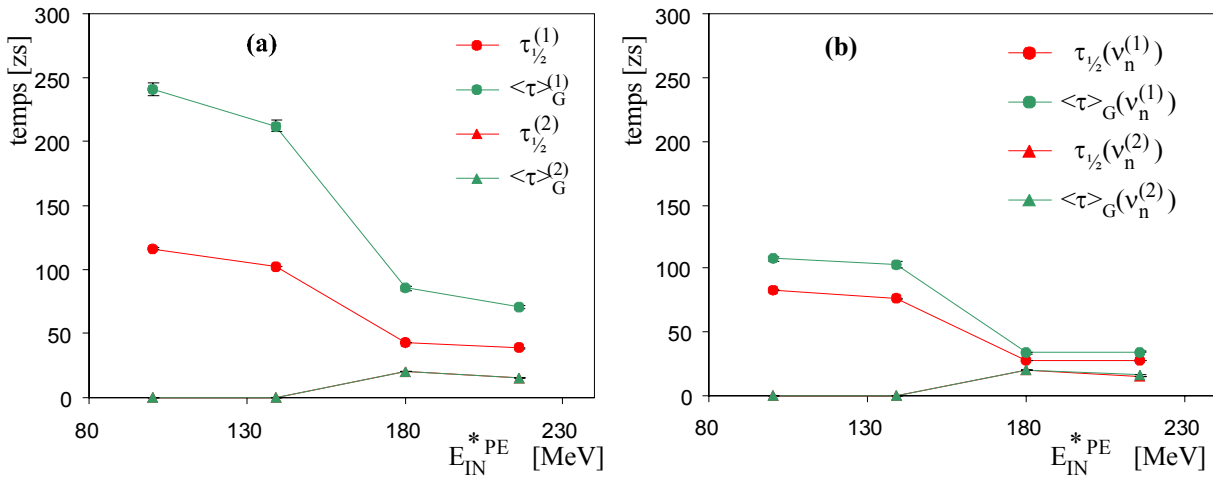


Figure 6-16 Mêmes valeurs qu'à la Figure 6-15 mais en ne considérant que les NC qui ont eu une fission conventionnelle (lente) la Figure 6-10.

6.7.2. Temps caractéristiques du processus de fission

La technique de l'horloge neutronique a été largement utilisée pour la mesure des temps de fission [49, 50, 51]. Les auteurs de ces travaux présentent souvent comme temps de vie la valeur du temps de délai qu'il faut ajuster dans un code statistique pour reproduire uniquement les multiplicités neutroniques. Ce temps de délai peut être divisé dans certains codes statistiques [50] en un temps de délai avant la décision de fission τ_d , tel qu'il est défini dans ce chapitre, et un temps τ^{s2s} . Après la décision de fission, l'évaporation d'un noyau déformé est calculée pendant un temps τ^{s2s} ce qui permet de simuler le passage du point de selle au point de scission. D'autres auteurs [44] donnent comme temps de fission le temps moyen statistique que le NC prend pour émettre un nombre de neutrons égal à la multiplicité expérimentale. Toutes ces études donnent des temps dynamiques et/ou de fission compris entre 5 et 200 zs.

Ce chapitre montre que le temps de fission est une notion très complexe et que vouloir le caractériser avec une seule valeur n'est pas simple. Le dernier intervalle en temps lié à la fission, calculé par le code GEMINI, a été inclus dans la somme cumulative des temps d'émission des particules ($j = \text{fission dans (6.3)}$). Cette contribution a été souvent ignorée. Or, cette contribution est la plus importante dans le temps de vie du NC car elle est déterminée à la plus basse énergie d'excitation du noyau fissile, après émission par évaporation en pré-scission de plusieurs particules légères, neutres ou chargées. Elle donne lieu à des temps de fission très longs, dépassant de plusieurs ordres de grandeur celui nécessaire pour émettre un

nombre ν^{pre} de neutrons. Le calcul de la moyenne arithmétique (globale ou liée à la valeur précise de $\nu_n^{(1)\text{ ou } (2)}$) des temps de fission, montre qu'il n'existe pas de relation simple entre cette moyenne et les multiplicités neutroniques. Les quelques NC qui ont des longs temps de fission contribuent à augmenter considérablement cette moyenne. De plus, cette moyenne est très peu sensible à une variation du délai τ_d . La moyenne géométrique est, par contre, plus sensible à la variation de τ_d et moins aux grands temps de fission. Le temps de demi-vie $\tau_{1/2}$ permet de se rendre compte de l'étalement des temps de fission car 50 % des NC fissionnent avec des temps inférieurs à 100 zs et les 50% restants ont des temps de fission étalés sur 4 ordres de grandeurs. Donc, il sera plus raisonnable d'utiliser comme temps de vie les valeurs des moyennes géométriques ou des temps de demi-vie, qu'utiliser la moyenne arithmétique.

Pour pouvoir ajuster avec le code statistique GEMINI nos multiplicités de pré- et de post-scission ainsi que les rapports des sections efficaces, nous avons dû ajouter dans les simulations un temps de délai τ_d pendant lequel la fission était inhibée. Nous avons en outre divisé en deux régions la distribution du spin J du NC, plus petit ou plus grand que $J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$. Dans la région à grands moments angulaires nous avons introduit une importante déformation prolata au NC. Dans notre approche, ces noyaux ont, en effet, été associés essentiellement aux processus de la fission rapide.

Temps de passage du point de selle au point de scission τ^{s2s}

Le temps de délai dynamique τ_d correspond à une limite inférieure du temps de fission. Celui-ci tient compte du temps minimal nécessaire pour que le noyau se déforme et aboutisse tout d'abord au point de selle pour atteindre ensuite le point de scission. Les NC simulés dans la région (2) de hauts moments angulaires donnent lieu essentiellement à de la fission rapide. Dans ce cas, le temps de délai $\tau_d^{(2)}$ coïnciderait avec le temps de fission de ces noyaux. Si nous considérons que ces noyaux déformés se trouvent au point de selle tel qu'il est expliqué au paragraphe §2 (voir Figure 6-1 b), $\tau_d^{(2)}$ serait le temps nécessaire pour passer du point de selle au point de scission. Aux énergies de 13 et 16 MeV/u, la région (2) est importante et donc la statistique nous permet de mettre en évidence ce concept et d'extraire cette valeur. En plus, pour ces énergies où la fission rapide est importante, nous obtenons pour la région (1), une valeur de $\tau_d^{(1)}$ comparable à $\tau_d^{(2)}$. Ceci nous fait supposer que $\tau_d^{(2)} \approx \tau_d^{(1)} \approx 15 \pm 5 \text{ zs} = \tau^{s2s}$. Ce temps de 15 zs, qui est associé à la fission rapide, est 2 à 7 fois (ou 2 à 5 fois) plus court que les temps de la fission conventionnelle $\langle \tau \rangle_G(\nu_n^{(1)})$ (ou $\tau_{1/2}(\nu_n^{(1)})$) montrés au Tableau 6-10. Ceci semble en accord avec le facteur de 2 à 4 fois plus court admis par Y. El Masri *et al.* [29].

Les données aux énergies de 8 et 10 MeV/u ne nous permettent pas de mettre en évidence la valeur de τ^{s2s} car la fission rapide est moins importante et même mélangée à la fission conventionnelle. Pour ces énergies, $\tau_d^{(1)}$ représente un délai global. En outre, à 10 MeV/u, le poids de la région (2) est si faible par rapport à la région (1) que nous ne pouvions pas accorder à $\tau_d^{(2)}$ un sens très significatif.

Temps de passage du point d'équilibre au point de selle τ^{e2s}

La différence entre les temps moyens ou médians de la fission conventionnelle et τ^{s2s} peut donc être attribuée au temps moyen ou médian de passage entre le point d'équilibre et le point de selle τ^{e2s} . En considérant $\tau^{s2s} = 15 \pm 5 \text{ zs}$ constant avec l'énergie d'excitation du NC, nous avons extrait les temps du passage entre le point d'équilibre et le point de selle qui sont repris au Tableau 6-11. Quatre types de temps τ^{e2s} peuvent être considérés selon qu'on utilise les valeurs du Tableau 6-9 calculées en considérant la totalité des NC qui ont subi une fission conventionnelle ou les valeurs du Tableau 6-10 calculées pour les NC qui ont subi une fission conventionnelle avec une multiplicité neutronique de pré-scission $\nu_n^{(1)}$. La Figure 6-17 est une reprise de la Figure 6-16. On y montre l'évolution des temps caractéristiques de la fission τ^{s2s} et τ^{e2s} en fonction de l'énergie d'excitation du NC.

$^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$				
	Global		$v_n^{(1)}$	
$E_{\text{IN}}^{\text{PE}}$ [MeV]	$\tau_{1/2}^{e2s}$ [zs]	$\langle \tau \rangle_G^{e2s}$ [zs]	$\tau_{1/2}^{e2s}$ [zs]	$\langle \tau \rangle_G^{e2s}$ [zs]
101±8	101.44±5.31	225.22±9.15	67.83±5.24	92.50±6.59
139 ±4	87.21±5.27	196.89±8.50	61.09±5.19	87.90±6.85
180±8	27.58±5.12	70.25±6.82	12.87±5.07	18.54±5.61
216±9	23.53±5.10	55.53±6.46	13.03±5.09	19.40±5.73

Tableau 6-11 Valeurs de τ^{e2s} calculées en soustrayant le temps τ^{s2s} considéré constant, aux temps de demi-vie et aux moyennes géométriques des temps de fission dans la région (1) extraites du Tableau 6-9 (globales) et du Tableau 6-10 (à la valeur $v_n^{(1)}$).

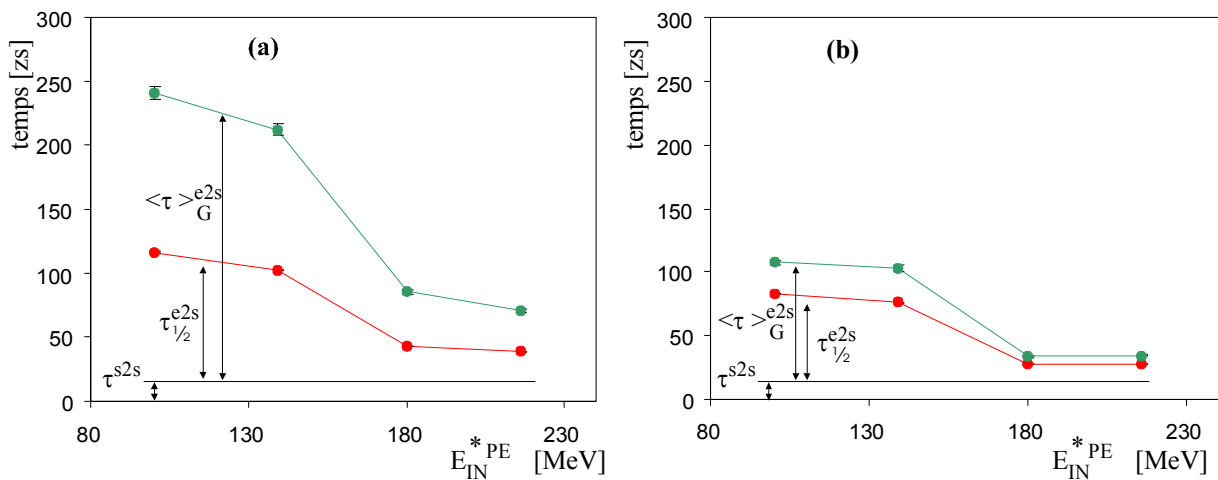


Figure 6-17 Evolution en fonction de l'énergie d'excitation du NC des temps caractéristiques de la fission τ^{e2s} et τ^{s2s} de notre travail. a) Les limites en vert et rouge sont les moyennes géométriques et les temps de demi-vie calculés en utilisant la totalité des NC simulés qui ont subi une fission conventionnelle et b) calculées en prenant les NC qui ont eu une fission conventionnelle et une multiplicité neutronique de pré-scission égale à $v_n^{(1)}$.

Dans la région à faibles moments angulaires, les configurations à l'équilibre des NC n'ont pas été modifiées. Pour ces noyaux, les temps de fission sont plus grands que le temps de délai. Les temps de fission ainsi extraits sont étalés sur plusieurs ordres de grandeur. H. Rossner *et al.* [44] ont déjà montré que le temps d'émission du premier, second et troisième neutron sont compris entre 10^{-21} et 10^{-19} s. Des mesures faites par des techniques telles le « cristal blocking » [52, 53] ou la « détection des raies KX » [54] ont mis en évidence l'existence des temps de fission plus grands que 10^{-18} s. Pour ajuster leurs données, ces auteurs ont été obligés de diviser leur analyse en deux composantes : une composante de court temps de fission $< 10^{-18}$ s et une composante de long temps de fission $> 10^{-18}$ s. Par exemple, dans le cas de la fission de l'Uranium induite par la réaction $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ [54] le pourcentage des noyaux avec des longs temps de vie est de $> 77\%$ et $> 52\%$ pour des énergies d'excitation de ~ 40 MeV et ~ 105 MeV respectivement. Dans le cas de la fission du ^{200}Pb , ces valeurs deviennent 42% et 38% et 27% pour des énergies d'excitation de 70, 75 et 80 MeV [52]. Le Tableau 6-12 permet de comparer ces pourcentages ceux des NC simulés par le code GEMINI pour nos réactions et nos énergies d'excitation et avec des temps de fission supérieurs à 10^{-18} s.

$E_{\text{IN}}^{\text{PE}}$ [MeV]	101±8	139 ±4	180±8	216±9
% $t_f > 10^{-18}$	17 %	16 %	11 %	8 %

Tableau 6-12 Pourcentages des NC simulés avec le code GEMINI dans notre étude avec des temps de vie supérieurs à 10^{-18} s.

Les pourcentages expérimentaux antérieurs à notre travail, bien que supérieurs à nos simulations, montrent l'existence de cet étalement des temps de fission. Cet étalement semble toutefois diminuer sensiblement avec l'accroissement des énergies d'excitation du NC.

6.8. Temps caractéristiques du processus de fission de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$

Les temps caractéristiques dans la thèse de Th. Keutgen [8] ont été calculés de façon différente et avec d'autres hypothèses. Tout d'abord, nous devons considérer que seulement les sections efficaces de fusion complète ont été utilisées. Ceci donne des moments angulaires ℓ_{crit} inférieurs à ceux de cette étude. Quant à la séparation en deux régions (1) et (2), elle n'a pas été effectuée.

Deux interprétations différentes sont présentées:

1. Une simulation avec $a_f/a_n = 1.01$ et $\tau_d = 0$ permettait de reproduire les sections efficaces de fission $\sigma_{\text{FF}}^{\text{FC}}$ et d'évaporation $\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}}$. Le temps lié à l'évaporation en pré-scission d'un nombre de neutrons égal à la multiplicité neutronique moyenne de la simulation v_n^{gem} était considéré comme le temps τ^{e2s} . Le temps lié à l'évaporation d'un nombre de neutrons égal à la multiplicité expérimentale v_n^{pre} était considéré comme temps de fission τ_f , la différence $\tau^{s2s} = \tau_f - \tau^{e2s}$ donnait le temps entre le point de selle et le point de scission. Dans cette approche, les valeurs des temps τ^{e2s} et τ^{s2s} sont reprises au Tableau 6-13.

$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$		
$E_{\text{IN}}^{\text{FC}}$ [MeV]	τ^{e2s} [zs]	τ^{s2s} [zs]
108	11.4	65±17
144	5.93	46±16
197	3.20	32±7
251	2.12	18±3

Tableau 6-13 Valeurs des temps écoulés entre le point d'équilibre et le point de selle τ^{e2s} et entre le point de selle et le point de scission τ^{s2s} extraites de la référence [8] selon la première interprétation.

2. Une simulation avec $a_f/a_n = 1.05$ et un τ_d variable qui ajustent à la fois les sections efficaces de fission $\sigma_{\text{FF}}^{\text{FC}}$ et d'évaporation $\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}}$ et les multiplicités expérimentales $v_n^{\text{gem}} = v_n^{\text{pre}}$. Dans cette approche, la valeur du délai τ_d était considérée comme temps τ^{e2s} . Le temps lié à l'évaporation en pré-scission d'un nombre de neutrons égal à la multiplicité neutronique $v_n^{\text{gem}} = v_n^{\text{pre}}$ était considéré comme temps de fission τ_f et donc la différence $\tau^{s2s} = \tau_f - \tau^{e2s}$ donnait le temps entre le point de selle et le point de scission. Pour cette interprétation, les valeurs des temps τ^{e2s} et τ^{s2s} sont reprises au Tableau 6-14.

$^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$		
$E_{\text{IN}}^{\text{FC}}$ [MeV]	τ^{e2s} [zs]	τ^{s2s} [zs]
108	53 ± 6	17
144	39 ± 3	17
197	33 ± 4	11
251	19 ± 2	9

Tableau 6-14 Valeurs des temps écoulés entre le point d'équilibre et le point de selle τ^{e2s} et entre le point de selle et le point de scission τ^{s2s} extraites de la référence [8] selon la deuxième interprétation.

Bien que la façon d'obtenir les temps caractéristiques de la fission soit différente pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$, nous pouvons constater que les ordres de grandeur restent les mêmes que ceux extraits de notre étude.

6.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu ajuster nos données expérimentales (multiplicité et sections efficaces de formation de résidus d'évaporation et de fission) avec les simulations du code statistique GEMINI. L'ensemble de ces ajustements est très satisfaisant. Ces simulations ont permis d'étudier, en fonction de l'énergie d'excitation du NC, plusieurs aspects de la « dynamique » du processus de fission à savoir :

- Nous avons pu étudier pour la première fois l'évolution de la fission rapide en fonction du spin initial du NC et ce pour les quatre énergies d'excitation des NC issus de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$.
- Nous avons étudié l'évolution de la barrière de fission en fonction du spin et de la température du NC.
- Enfin, nous avons pu évaluer en fonction de l'énergie d'excitation du NC certains temps caractéristiques propres au processus de fission à savoir : les temps du passage du point d'équilibre au point de selle et les temps de passage du point de selle au point de scission.

Conclusion

L'observation et l'analyse de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ aux énergies du projectile de 8, 10, 13 et 16 MeV/u nous ont permis d'étudier les mécanismes de formation et de désexcitation du noyau composé (NC) ^{179}Re de hauts spins et d'énergies maximales d'excitation de 160, 200, 260 et 320 MeV.

1) Au premier chapitre de cette thèse, nous avons énuméré les différents mécanismes de réaction entre ions lourds dominant à basse énergie et qui sont impliqués dans ce travail. Parmi ces mécanismes, ceux qui ont été observés et analysés dans cette thèse sont : dans la voie d'entrée, la fusion complète ou incomplète (avec ou sans émission de particules de pré-équilibre) et, dans la voie de sortie, les processus de fission conventionnelle (**FL**) et rapide (**FR**) ainsi que leur compétition avec la formation d'un résidu d'évaporation.

2) Le dispositif expérimental a été décrit au deuxième chapitre. Ce dispositif, aussi varié que complexe, nous a offert la possibilité d'observer et de caractériser, en même temps, les résidus d'évaporation (**RE**), les fragments de fission (**FF**), les neutrons et les particules chargées légères (α et p) produits lors de ces réactions.

A partir de l'analyse de ces observables, nous avons pu extraire, pour les quatre énergies du faisceau, les informations suivantes:

- Les sections efficaces de formation de résidus d'évaporation et de fission.
- Les sections efficaces des processus de fusion complète (**FC**) et incomplète (**FI**) ainsi que les pertes de masse et d'énergie liées au mécanisme du pré-équilibre.
- Les multiplicités neutroniques et des particules chargées légères, telles que les alpha et les protons, émises en pré- et en post-scission du NC.

3) Au troisième chapitre et afin de confronter et comparer nos résultats expérimentaux à ceux des réactions étudiées dans le cadre de la thèse de Th. Keutgen ($^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm} \rightarrow ^{189}\text{Au}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/u), nous avons suivi le même type d'analyse des données expérimentales. Nous avons donc présenté l'évolution, en fonction de l'énergie cinétique du projectile, des sections efficaces de fission et de formation de résidus d'évaporation, ainsi que la séparation de la fusion complète et incomplète.

Pour cette première analyse nous avons pu conclure que :

- Les sections efficaces de fusion complète se sont avérées quasi-identiques; par contre, la voie de désexcitation privilégiée (RE ou FF) est différente. Pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$, la formation des RE domine sur la fission d'un facteur ~ 1.2 tandis que pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$, c'est l'opposé avec un facteur ~ 0.5 . Cette observation est cohérente avec le fait que le noyau composé ^{179}Re possède un paramètre de fissilité plus petit que celui du noyau ^{189}Au .
- L'accroissement de l'énergie d'excitation pouvait, en principe, donner lieu à une augmentation de l'énergie de déformation et favoriser ainsi la fission par rapport à la formation d'un résidu d'évaporation. Contrairement à ceci, nous avons constaté, dans les deux réactions, que le rapport formation des RE sur celui de la fission dans le cas de la fusion complète, $\sigma_{\text{RE}}^{\text{FC}}/\sigma_{\text{FF}}^{\text{FC}}$, ne diminue pas avec l'énergie, il subit même un léger accroissement. **Le processus de fusion-évaporation reste donc important même aux énergies d'excitation élevées.**

Ceci laisse supposer que l'énergie emportée par l'évaporation de particules légères pendant le processus de déformation et donc de pré-scission est assez importante. En effet, une telle évaporation fait diminuer

l'énergie d'excitation du NC jusqu'au point où sa fission devient de moins en moins probable. Ce qui prédit une augmentation de l'évaporation de pré-scission avec l'énergie d'excitation du NC, augmentation qui a été confirmée par l'étude des multiplicités neutroniques de pré-scission.

- Dans l'étude du moment linéaire transféré par le projectile (**MLT**) au NC lors de la fusion incomplète nous avons constaté que le pourcentage du MLT, par rapport au transfert complet, devient inférieur à l'unité à partir des énergies du projectile de 8 MeV/u. Le comportement décroissant observé de ce pourcentage avec l'énergie du projectile, suit bien celui des expériences déjà réalisées et publiées antérieurement par différents auteurs. Toutefois, nous avons constaté que ce pourcentage est légèrement supérieur dans les cas de formation des RE. **Ceci suggère que le MLT, lors des collisions les plus centrales (cas des RE), est légèrement supérieur, que dans les cas des collisions périphériques (cas de la fission).**

4) Au quatrième chapitre nous avons étudié les multiplicités des neutrons (relevés à l'aide des détecteurs DEMON) et des particules chargées. Certaines modifications ont été apportées, par rapport à la thèse de Th. Keutgen, concernant l'analyse en multi-sources des spectres énergétiques et des distributions angulaires de ces particules. Les multiplicités neutroniques et les températures nucléaires associées à la pré-scission ont été ajustées avec une émission du type volume au lieu de surface. En conséquence, les multiplicités et les températures de pré-scission sont apparues plus petites dans notre réaction que dans la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$. Signalons que cette analyse nous a permis de séparer les multiplicités et les températures nucléaires associées à quatre différentes sources d'émission: le pré-équilibre (lié à la FI), la pré-scission (évaporation du NC) et la post-scission (évaporation à partir des deux FF). Malgré cette différence, les multiplicités de pré- et de post-scission des deux réactions suivent le même comportement en fonction de l'énergie d'excitation.

- Tel que dans le cas de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$, nous avons constaté que le nombre de neutrons de pré-scission augmente sensiblement et presque linéairement avec l'énergie d'excitation du NC, tandis que celui de post-scission reste quasi-constant. Le même comportement a été observé pour les températures nucléaires du NC et des fragments de fission. **Ceci suggère que l'énergie d'excitation intrinsèque supplémentaire, apportée au NC par l'accroissement de l'énergie du projectile, est essentiellement emportée par les neutrons évaporés avant sa scission.** Ces observations confirment le comportement des sections efficaces des RE en fonction de l'énergie d'excitation du NC.

En ce qui concerne les particules chargées légères, leur faible multiplicité (dix fois plus petite que la multiplicité neutronique) combinée à une détection aux seuls angles arrière ne nous a pas permis de les mesurer avec une abondante statistique, et donc une précision suffisante. De plus, la détection aux angles arrière ne nous a pas permis de profiter pleinement de l'effet d'entraînement des particules évaporées induites par les vitesses des sources émettrices. Malgré ces difficultés, nous avons réussi à obtenir une bonne estimation des multiplicités des particules chargées proton et alpha, de pré- et post-scission, liées à nos expériences et ce en fixant certains paramètres dans l'analyse.

- Après l'analyse des particules chargées légères nous avons noté que **les multiplicités de pré-scission, comme dans le cas des neutrons, augmentent avec l'énergie d'excitation du NC. Mais, étrangement, les multiplicités de post-scission, par contre, augmentent avec l'énergie d'excitation du NC.** Nous pouvons donc conseiller pour l'avenir, la réalisation des mesures expérimentales mieux adaptées pour les particules chargées légères (à l'aide par exemple d'un dispositif de type 4π)

5) Au cinquième chapitre nous avons procédé au calcul du bilan énergétique en exploitant les multiplicités et les températures nucléaires présentées au chapitre 4.

- La détection simultanée des neutrons et des particules chargées, associée à une systématique des multiplicités et des énergies d'émission de pré-équilibre et de gamma, nous a permis de réaliser une étude très complète du bilan énergétique de la réaction. **Ce calcul est une amélioration de**

celui réalisé pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ car les deux systématiques citées ci-dessus (pré-équilibre et gamma) n'étaient pas incluses dans l'analyse.

- Le bilan énergétique a fourni les énergies d'excitation des NC à la scission lesquelles sont apparues comprises entre 50 et 100 MeV. Ces énergies sont relativement basses comparées aux énergies d'excitation initiales des NC (calculées après l'émission du PE) situées entre 100 et 215 MeV. **Ceci indique que le NC évacue jusqu'à la moitié de son énergie par évaporation de pré-scission. Ce calcul reflète un comportement analogue à celui de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$. Cette observation tend à confirmer la notion que la fission est bien un processus froid.**

La systématique établie sur l'émission de pré-équilibre des particules légères (neutron, proton, deuton, triton et alpha) nous a permis de vérifier les multiplicités neutroniques de pré-équilibre issues de nos ajustements et de trouver la masse moyenne Δm perdue par le projectile lors du pré-équilibre.

Avec la masse perdue par le projectile et le rapport entre les vitesses expérimentales et les vitesses théoriques attendues lors de la FC nous avons calculé, pour chaque énergie du faisceau, le rapport ξ entre les vitesses du pré-équilibre et du projectile. Ainsi :

- **Nous avons mis en évidence que le rapport ξ tend vers l'unité et donc, la vitesse associée aux particules de pré-équilibre se rapproche de plus en plus de la vitesse du projectile lorsque son énergie d'incidence augmente.** Ceci peut s'interpréter dans le sens que, au plus l'énergie par nucléon du projectile augmente, moins les nucléons de l'émission de pré-équilibre (issus du projectile) interagissent avec la cible et deviennent, par conséquent, de simples "spectateurs" de l'interaction.
- Pour chaque énergie du projectile et à partir des masses Δm et des rapports de vitesses ξ , nous avons calculé les énergies d'excitation du NC après l'émission de PE. Ces valeurs ont été comparées à celles provenant du bilan énergétique. **La comparaison des résultats des deux méthodes est excellente. Ces résultats corroborent les qualités des systématiques utilisées, des analyses des données expérimentales et des interprétations faites sur l'énergie emportée par le pré-équilibre.**
- Le calcul des masses Δm et des rapports de vitesses ξ , nous a également permis de déterminer la quantité de moment angulaire orbital emportée par l'émission du PE et par conséquent, non transformée en moment angulaire intrinsèque (spin) du NC. Ce résultat était indispensable pour la détermination de la distribution du moment angulaire du NC après la fusion incomplète. Celle-ci étant à son tour nécessaire pour réaliser nos simulations théoriques.

6) Le dernier chapitre constitue le point le plus important de cette thèse. Toutes les données expérimentales exposées précédemment ont été ajustées par les prédictions du code statistique GEMINI. Les propriétés ajustées sont: les sections efficaces totales de fusion-fission et fusion-évaporation du chapitre 3 (FC + FI confondues), ainsi que les multiplicités de pré- et post-scission des particules légères neutres et chargées issues de la fission symétrique présentées au chapitre 4. L'énergie d'excitation, la masse et la charge, ainsi que la distribution de moments angulaires intrinsèques initiaux des NC ont été tirées de l'étude faite sur le pré-équilibre au chapitre 5.

Aux énergies du faisceau de 10, 13 et 16 MeV/u, les moments angulaires critiques du NC, liés aux sections efficaces totales de fusion et calculés après la soustraction du moment angulaire emporté par le PE, se sont avérés plus grands que le moment angulaire théorique ($J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$) pour lequel la barrière de fission s'annule. Pour rendre compte de cet effet, nous avons été amenés à séparer les simulations en fonction du spin du NC en deux régions, à savoir: la région (1) où $J < J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$ et la région (2) où $J > J_{\text{Bf}=0}^{\text{Sierk}}$. Dans la région (1) dite de bas spins, les désexcitations des NC ont été simulées sans aucune déformation « statique » au point d'équilibre. Dans la région (2) une déformation de forme « prolata » de **rapport des axes $r_c/r_a = 1.5$** (extrait des calculs du code dynamique HICOL) a été attribuée au NC.

- Les données expérimentales à 8 MeV/u nous ont servi à fixer certains paramètres du code GEMINI tels que la constante du paramètre de densité de niveaux $a_0 = 9$ et le rapport des paramètres de densité $a_f/a_n = 1.05$. Pour cette énergie de réaction, un temps de délai de la fission de $\tau_d^{(1)} = 45$ zs fut nécessaire pour ajuster **TOUTES** les données expérimentales associées.
- Les valeurs fixées de $a_0 = 9$ et $a_f/a_n = 1.05$ et appliquées aux simulations des autres énergies de réaction nous ont servis à trouver les temps de délai du processus de fission de $\tau_d^{(1)} = 40, 15$ et **15 zs** et $\tau_d^{(2)} = 2, 20$ et **15 zs** pour les énergies faisceau de 10, 13 et 16 MeV/u respectivement.

Nous avons réalisé une étude des trois processus de désexcitation simulés par le code GEMINI en fonction du spin initial du NC, à savoir: la formation de résidus d'évaporation, la fission conventionnelle (FL) et la fission rapide (FR).

- Cette étude a montré que **la fission rapide est présente en dessous de la valeur limite $J_{BF=0}^{\text{Sierk}}$, même pour la réaction à 8 MeV/u.** Ceci ne fait que mettre en évidence la diminution avec l'accroissement de la température, des barrières de fission déjà constatée dans d'autres expériences. Par contre, **la simulation du code GEMINI pour les quatre énergies d'excitation, donnent des valeurs du moment angulaire où la barrière de fission s'annule, systématiquement et sensiblement plus basses que celles prédites par le formalisme de J. O. Newton [48].**

Ceci pourrait être dû à un artefact, fruit de l'évaporation, qui, d'une part, permet de réduire le moment angulaire des NC en dessous de la vraie limite $J_{BF=0}$ et, d'autre part, emporte de l'énergie d'excitation en réduisant indirectement la température nucléaire. En effet, l'accroissement de la barrière de fission avec la diminution de la température nucléaire peut faire apparaître une barrière de fission pour un NC qui, au départ, n'avait pas de barrière (cas d'origine de la fission rapide). Ces deux effets, liées à l'évaporation, et jamais pris en compte jusqu'à présent, peuvent donner l'impression que le moment angulaire, où la barrière de fission s'annule, est plus élevé que la valeur trouvée dans nos simulations.

En séparant, dans nos simulations, les NC qui ont subi une fission conventionnelle de ceux qui ont subi une fission rapide nous avons réalisé une étude détaillée des temps caractéristiques du processus de fission.

- **Les simulations prévoient l'étalement des temps de fission, pour les NC subissant une fission conventionnelle, sur cinq ordres de grandeur entre 10^{-20} et 10^{-15} s.** Ce phénomène a déjà été mis en évidence par des techniques telles que le cristal blocking ou la détection des raies KX.
- Dans notre analyse, les moyennes géométriques et les temps de demi-vie semblent mieux caractériser les temps de fission. Ceux-ci sont moins fluctuants que les moyennes arithmétiques et sont plus proches des temps de délai τ_d trouvés dans la simulation. **Ces valeurs diminuent avec l'énergie d'excitation du NC et varient entre 240 et 70 zs pour la moyenne géométrique globale et entre 116 et 38 pour le temps de demi-vie global.**

En considérant que le mécanisme de FR domine à 13 et 16 MeV/u pour la région simulant les grands moments angulaires, que ces noyaux déformés, ainsi simulés, se trouvent au point de selle et que $\tau_d^{(2)} \approx \tau_d^{(1)} \approx 15 \pm 5$ zs pour les deux énergies de réaction, nous avons conclu que:

- **Les temps de passage du point de selle au point de scission τ^{s2s} est de l'ordre de 15 zs et constant avec l'énergie d'excitation du NC.** Ceci semble suivre la ligne de conduite du code dynamique HICOL (du type one body-dissipation). En effet, ce code prévoit pour la FR un temps de ~ 45 zs constant avec l'énergie de réaction. Il serait intéressant de réaliser des expériences à plus hautes énergies d'excitation pour confirmer ces premiers résultats.

- Le temps de passage entre le point d'équilibre et le point de selle τ^{e2s} étant égal à la différence entre le temps de fission global et τ^{s2s} , **le calcul de τ^{e2s} , lié au temps de demi-vie du NC, nous a fourni des valeurs comprises entre 101 et 23 zs et diminuant avec l'énergie d'excitation.** Cette diminution pourrait s'expliquer par le fait que, plus la température nucléaire du NC augmente, plus la barrière de fission diminue.

Les chapitres 5 et 6 sont les contributions majeures de cette thèse. Ils contribuent à la compréhension des mécanismes de désexcitation des NC formés lors de la fusion (fission rapide ou conventionnelle).

La détection simultanée des particules chargées légères et des neutrons, associée à une systématique du pré-équilibre et des multiplicités gamma, nous a permis un calcul très complet du bilan énergétique de la réaction. Nous avons pu ainsi estimer l'énergie d'excitation emportée par le pré-équilibre. Cette estimation étant confirmée par l'étude du pré-équilibre via le moment linéaire transféré par le projectile lors de la fusion.

Dans le chapitre 6 nous avons obtenu par une méthode originale la dépendance avec l'énergie d'excitation (ou température nucléaire) du NC des temps caractéristiques de la fission et des moments angulaires où la barrière de fission s'annule. La division, en deux régions, de la distribution des moments angulaires associés à nos réactions est, sans aucun doute, un peu brusque. Mais ceci nous a permis de donner un certain « comportement dynamique » aux simulations basées sur une approche purement statistique du code GEMINI. Un calcul plus complet et plus réaliste pourrait se faire en faisant varier la forme du NC en fonction du spin et de la température nucléaire, mais ceci exigerait de longs temps de calcul.

Finalement, nous espérons, par notre travail, avoir apporté une pierre à cet immense édifice qu'est l'étude du comportement de la matière nucléaire portée à de grands moments angulaires et à des énergies d'excitation élevées.

Annexe. Propriétés des réactions décrites par le code HICOL

Le comportement des propriétés des fragments émergents de l'interaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ en fonction du moment angulaire orbital ℓ est présenté dans les quatre premières figures de cette annexe pour les trois énergies de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Au premier chapitre, seules les valeurs pour la réaction à 13 MeV/u ont été montrées. Ces propriétés sont: a) et a') les masses des fragments après l'interaction, b) et b') le rapport entre le volume du col et le volume total σ_H , c) l'énergie cinétique totale dans le centre de masse TKE, d) les moments angulaires intrinsèques (spins) des deux fragments et e) les températures nucléaires des fragments.

Les carrés rouges représentent les différentes valeurs des moments angulaires qui délimitent les régions: quasi-élastique [ℓ_{max} , ℓ_{graz}], très inélastique [ℓ_{graz} , ℓ_{crit}], fission rapide [ℓ_{crit} , $\ell_{\text{Bf}=0}$] et fusion [$\ell_{\text{Bf}=0}$, 0]. Les propriétés des fragments de fission (quand $\ell < \ell_{\text{Bf}=0}$) ne sont pas disponibles car le code cesse le calcul de l'évolution de l'interaction entre le projectile et la cible dès qu'ils fusionnent.

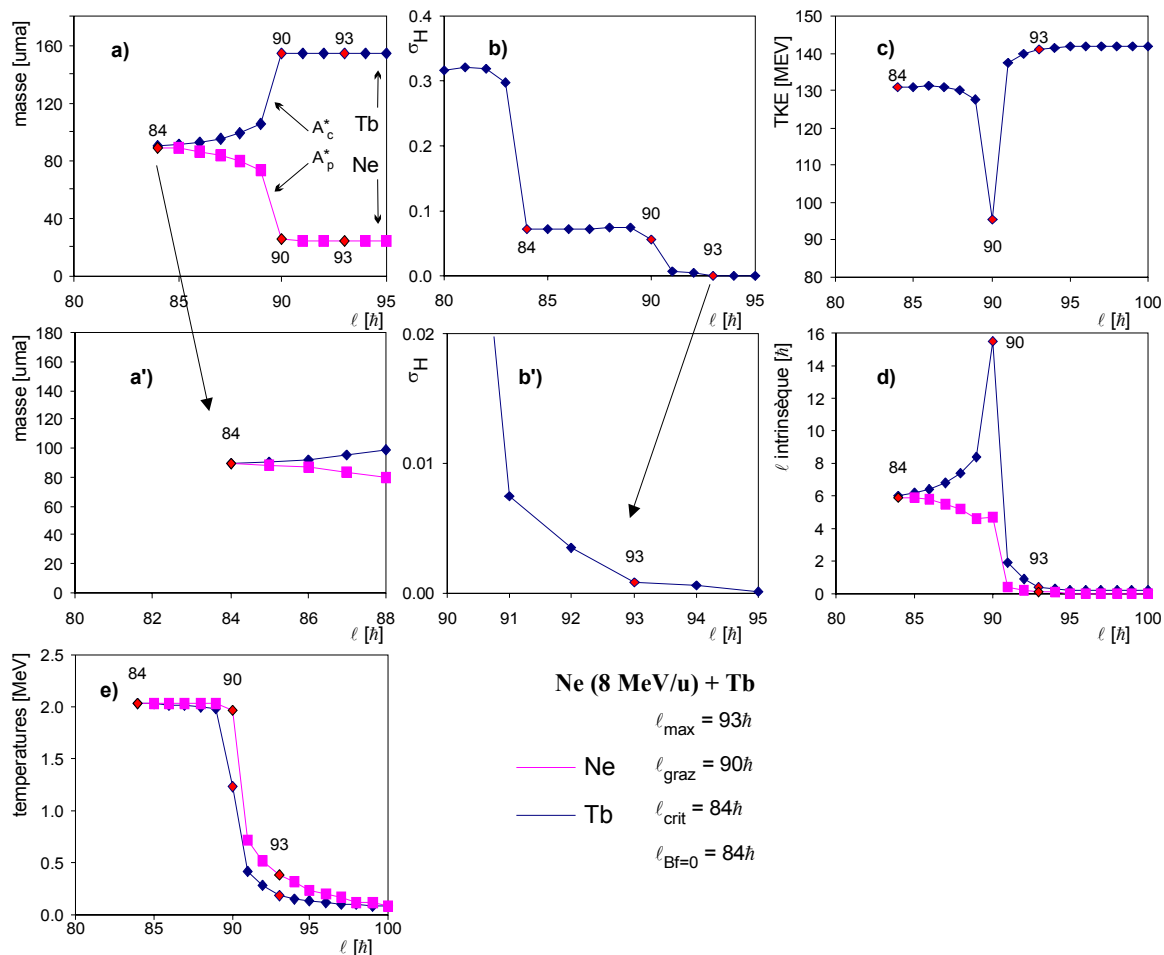


Figure 6-18 Evolution de certains paramètres décrivant les propriétés des fragments émergents de l'interaction ^{20}Ne (8 MeV/u) + ^{159}Tb en fonction du moment angulaire orbital. a) et a') Masses des fragments; b) et b') valeur de σ_H ; c) énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE); d) les moments angulaires intrinsèques des deux fragments (spin) et e) leurs températures nucléaires à la fin de l'interaction.

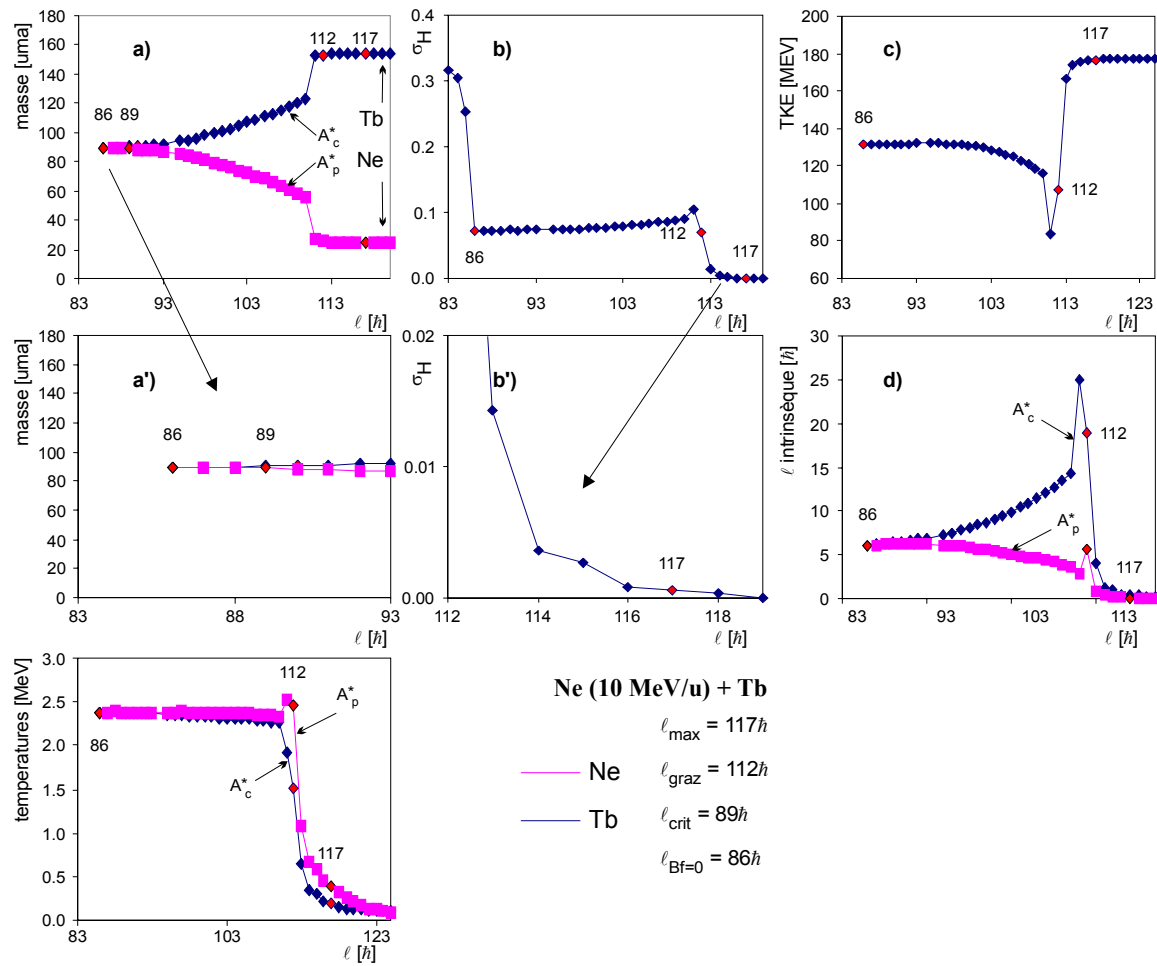


Figure 6-19 Evolution de certains paramètres décrivant les propriétés des fragments émergeant de l'interaction ^{20}Ne (10 MeV/u) + ^{159}Tb en fonction du moment angulaire orbital (voir première figure pour les détails).

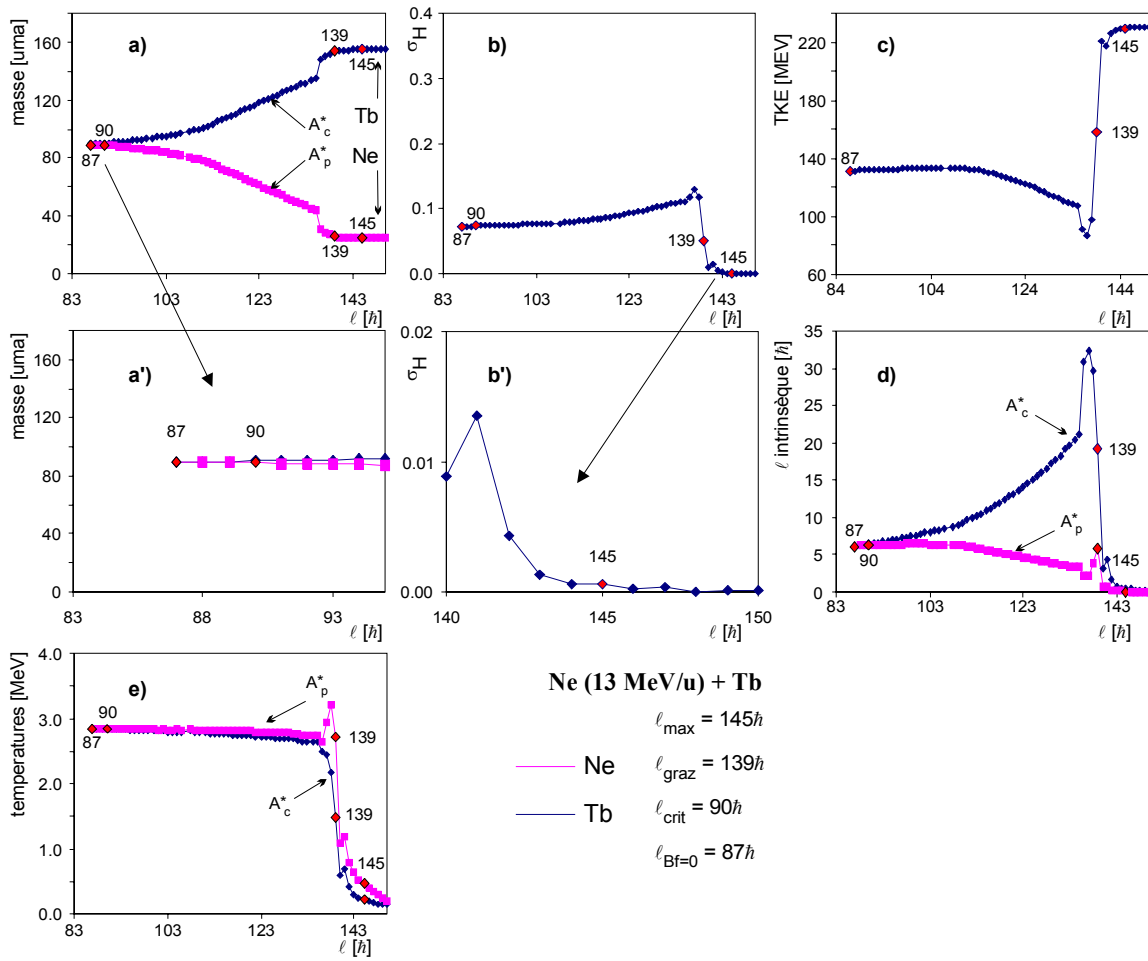


Figure 6-20 Evolution de certains paramètres décrivant les propriétés des fragments émergeant de l'interaction ^{20}Ne (13 MeV/u) + ^{159}Tb en fonction du moment angulaire orbital (voir première figure pour les détails).

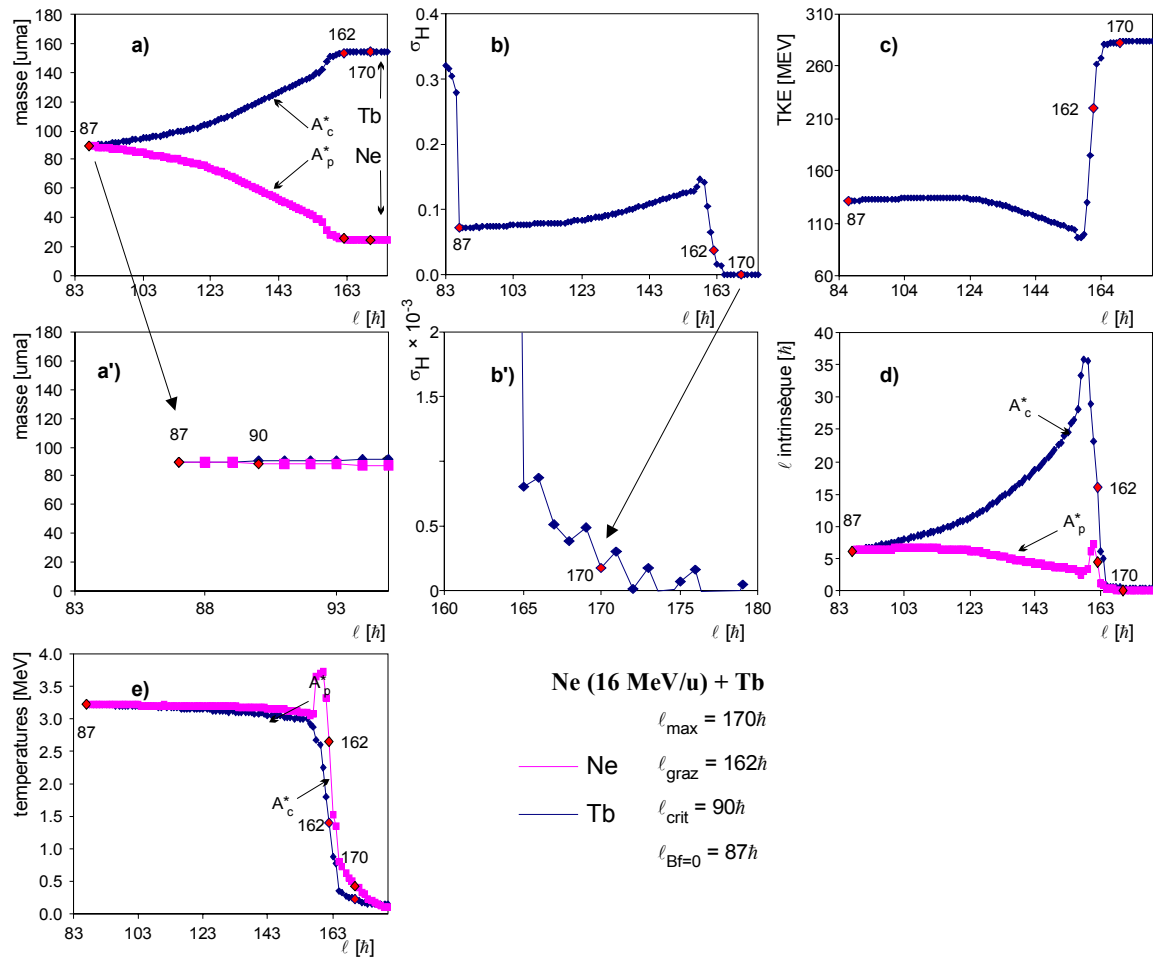


Figure 6-21 Evolution de certains paramètres décrivant les propriétés des fragments émergeant de l'interaction ^{20}Ne (16 MeV/u) + ^{159}Tb en fonction du moment angulaire orbital (voir première figure pour les détails).

La dernière figure de cette annexe montre l'évolution du temps d'interaction en fonction du moment angulaire (liée au paramètre d'impact) pour les trois énergies de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$. Le code HICOL ne fournit pas des temps de fission dans le cas d'une fission conventionnelle $\ell < \ell_{\text{Bf}=0}$. Nous pouvons, par contre, estimer le temps de fission rapide [ℓ_{crit} , $\ell_{\text{Bf}=0}$] entre 35 et 45 zs et remarquer que ce temps ne varie pas beaucoup avec l'énergie.

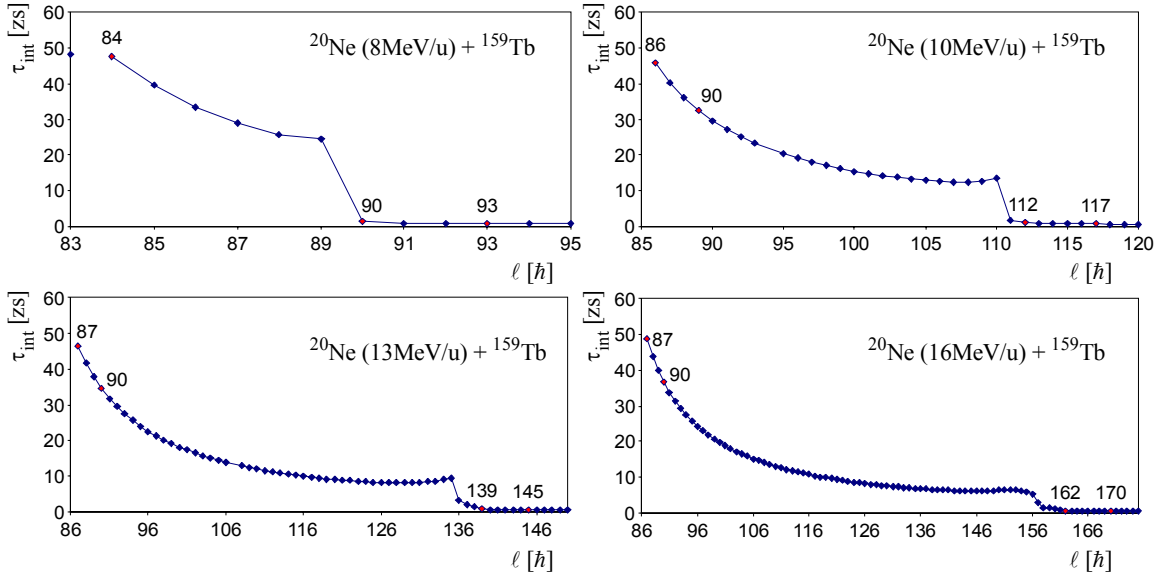


Figure 6-22 Evolution du temps d'interaction entre le projectile et la cible en fonction du moment angulaire orbital pour les quatre énergies du projectile.

Lexique

θ_{12}^{exp}	angle de corrélation moyen de la distribution expérimentale.	E_{sad}	énergie de rotation et de déformation au point de selle.
θ_{12}	angle de corrélation ou angle relatif entre les deux FF.	E_{rot}	énergie de rotation relative et/ou intrinsèque.
θ_{12}^{FC}	angle de corrélation pour la FC.	E_{af}^*	énergie d'excitation du NC avant la fission.
θ_{graz}	angle d'effleurement.	$E_{\text{IN}}^{\text{FC}}$	énergie d'excitation du NC lors d'une FC.
$\theta_{1/4}$	angle d'effleurement.	$E_{\text{IN}}^{\text{FC}}$	énergie d'excitation initiale du NC lors d'une FC.
B_f	barrière de fission du NC.	E^*	énergie d'excitation.
Q	chaleur de réaction.	$E_{\text{disp}}^{\text{CM}}$	énergie disponible dans le Centre de Masse.
Z_c	charge de la cible.	$E_{\text{IN}}^{\text{PE}}$	énergie initiale du NC considérée après l'émission de PE.
ΔZ	charge de l'éjectile lors d'une FI ou charge emportée par le PE.	$E_{\text{v}\gamma}$	énergie moyenne emportée par l'émission gamma.
Z_{FF}	charge des FF après totale désexcitation.	$\hat{E}_i^{\text{post}}$	énergie moyenne expérimentale emportée par évaporation de post-scission $i = n, p, \alpha$.
$Z_{\text{IN}}^{\text{PE}}$	charge du NC après l'émission de PE.	$\hat{E}_i^{\text{pre}}$	énergie moyenne expérimentale emportée par évaporation de pré-scission $i = n, p, \alpha$.
$Z_{\text{NC}}^{\text{FC}}$	charge du NC lors d'une FC.	E_{res}^*	énergie résiduelle des FF émise par radiation gamma.
$Z_{\text{NC}}^{\text{FI}}$	charge du NC lors d'une FI.	U	énergie thermique.
Z_p	charge du projectile.	GJi	ensemble galettes à microcanaux jonction ($i = 1$ et 2).
MWPC i	compteurs proportionnels à gaz et à multifils ($i = 1$ et 2).	S_s	entropie du NC au point de selle.
a_0	constante du paramètre de densité.	S_e	entropie du NC au point d'équilibre.
DEMON	DEtecteur MODulaire de Neutrons.	b_s	épaisseur de la diffusion de la surface nucléaire.
$\bar{E}_n$	énergie cinétique du neutron évaporé, dans le centre de masse.	τ^{e2s}	equilibrium-to-saddle time.
E_n	énergie cinétique du neutron évaporé, dans le repère du laboratoire.	Δ_M	excès de masse.
$\bar{E}_p$	énergie cinétique du proton évaporé dans le centre de masse.	FF1	fragment de fission détecté dans le MWPC1.
$\bar{E}_\alpha$	énergie cinétique du proton évaporé dans le centre de masse.	FF2	fragment de fission détecté dans le MWPC2.
ϵ_p	énergie cinétique par nucléon du projectile.		
E_k	énergie cinétique radiale.		
TKE	énergie cinétique totale dans le système du centre de masse des FF.		
E_{def}	énergie de déformation.		
B_n	énergie de liaison du neutron.		

FF	fragments de fission.	M_{NC}^{FC}	masse du NC lors d'une FC.
FC	fusion complète.	A_{NC}^{FI}	masse du NC lors d'une FI.
FI	fusion incomplète.	M_{NC}^{FI}	masse du NC lors d'une FI.
FU	fusion.	A_{NC}	masse du NC.
$J_{Bf=0}^{Cohen}$	$J_{Bf=0}$ de la référence de Cohen.	M_{NC}	masse du NC.
$J_{Bf=0}^{Sierk}$	$J_{Bf=0}$ de la référence de Sierk.	A_p	masse du projectile.
τ_{stat}	la somme des temps statistiques associés à chaque étape de l'évaporation du NC.	M_p	masse du projectile.
FWHM	largeur à mi-hauteur.	$\overline{M}_{FF}$	masse moyenne des FF.
Γ	largeur de désexcitation.	μ	masse réduite.
ℓ_{crit}	limite supérieure du moment angulaire orbital relatif pour la FU.	ℓ_{crit}^{PE}	moment angulaire maximum apporté par le projectile dans la formation d'un NC après l'émission du PE.
ℓ_{max}	limite supérieure du moment angulaire orbital relatif pour les Q-E.	$\ell_{Bf=0}$	moment angulaire orbital pour lequel le NC formé n'a plus de barrière de fission.
ℓ_{graz}	limite supérieure du moment angulaire orbital relatif pour les TTI.	ℓ	moment angulaire orbital relatif.
b_{crit}	limite supérieure du paramètre d'impact pour la FU.	ℓ_{crit}^{tot}	moment angulaire qui correspond à la valeur σ_{FU}^{tot} .
b_{max}	limite supérieure du paramètre d'impact pour les Q-E.	MLT	moment linéaire transféré par le projectile lors de la fusion.
b_{graz}	limite supérieure du paramètre d'impact pour les TTI.	V_{NC}	moyenne de la distribution expérimentale de vitesses du NC.
$\tilde{\lambda}$	longueur d'onde réduite.	v_{α}^{NC}	multiplicité des alpha de pré-scission.
A_c	masse de la cible.	v_{α}^{pre}	multiplicité des alpha de pré-scission.
M_c	masse de la cible.	v_p^{PE}	multiplicité des alpha du pré-équilibre.
Δm	masse de l'éjectile lors d'une FI ou masse emportée par le PE.	v_{α}^{post}	multiplicité des alpha totale de post-scission.
M_{FF}	masse des FF après totale désexcitation.	v_p^{NC}	multiplicité des protons de pré-scission.
M_{IN}^{PE}	masse du NC après l'émission de PE.	v_p^{pre}	multiplicité des protons de pré-scission.
M_{af}	masse du NC avant la fission en tenant compte du PE.	v_p^{PE}	multiplicité des protons du pré-équilibre.
Z_{af}	masse du NC avant la fission en tenant compte du PE.	v_p^{post}	multiplicité des protons totale de post-scission.
M_{af}^{FC}	masse du NC avant la fission sans tenir compte du PE.	v_i^{PE}	multiplicité du PE ($I = n, p, \alpha$).
Z_{af}^{FC}	masse du NC avant la fission sans tenir compte du PE.	v_{γ}	multiplicité gamma.
A_{NC}^{FC}	masse du NC lors d'une FC.		

v_n^{NC}	multiplicité neutronique de pré-scission.	τ	rapport n_c/n_p .
v_n^{pre}	multiplicité neutronique de pré-scission.	ξ	rapport v^{PE}/v_p .
v_n^{PE}	multiplicité neutronique du pré-équilibre.	R_{int}	rayon d'interaction.
v_n^{post}	multiplicité neutronique totale de post-scission.	R_{Cc}	rayons de charge de la cible.
v_α^{FFi}	multiplicités des alpha de post-scission des FF ($i = 1, 2$).	R_{Cp}	rayons de charge du projectile.
v_p^{FFi}	multiplicités des protons de post-scission des FF ($i = 1, 2$).	C_c	rayons de mi-densité de la cible.
v_n^{FFi}	multiplicités neutronique de post-scission des FF ($i = 1, 2$).	C_p	rayons de mi-densité du projectile.
$v_n^{(1)}$	multiplicités neutroniques calculés par le code GEMINI pour la région (1) utilisant un temps dynamique.	Q-E	réactions quasi-élastiques
$v_n^{(2)}$	multiplicités neutroniques calculés par le code GEMINI pour la région (2).	(2)	région $J_{BF=0}^{Sierk} \leq J_{IN} \leq J_{crit}^{PE}$.
NC	noyau composé.	(1)	région $0 \leq J_{IN} \leq 72$.
n_c	nucléons de la cible émis en PE.	RE	résidu d'évaporation.
n_p	nucléons du projectile émis en PE.	τ^{s2s}	saddle-to-scission time.
T_n^{PE}	paramètre "température" de pré-équilibre.	σ_{FF}^{FC}	section efficace de fission dans la FC.
a_f	paramètre de densité de niveau au point de selle.	σ_{FF}^{FI}	section efficace de fission dans la FI.
a_n	paramètre de densité de niveau au point d'équilibre.	σ_{FF}	section efficace de fission.
a	paramètre de densité de niveau.	σ_{RE}^{FC}	section efficace de formation de RE dans la FC.
b	paramètre d'impact.	σ_{RE}^{FI}	section efficace de formation de RE dans la FI.
R_b	position de la barrière de fission.	$\sigma^{(1)}$	section efficace de la région (1).
V_ℓ	potentiel centrifuge.	$\sigma^{(2)}$	section efficace de la région (2).
V_C	potentiel Coulombien.	σ_R	section efficace de réaction.
V_{eff}	potentiel effectif.	σ_{FF}^{tot}	section efficace totale de fission.
V_n	potentiel nucléaire.	σ_{RE}^{tot}	section efficace totale de formation de RE.
%P	pourcentage de MLT par le projectile.	σ_{FU}^{tot}	section efficace totale de fusion.
PE	pré-équilibre.	J_{RE}	spin du NC pour lequel $B_f = B_n$.
η	rapport V_{NC}/V_{NC}^{FC} .	J_{IN}	spin initial du NC lors de la simulation.
ratio	rapport entre le rayon polaire et le rayon équatorial du NC (r_c/r_a).	J_{RE}^{FC}	spin J_{RE} calculé avec σ_{RE}^{FC} .
		J_{crit}	spin maximum du NC.
		J_{crit}^{PE}	spin maximum du NC après l'émission du PE = ℓ_{crit}^{PE} .
		J_{crit}	spin maximum du NC.
		J	spin ou moment angulaire intrinsèque du NC.
		$J_{BF=0}$	spin pour lequel la barrière de fission du NC s'annule.

T_n^{NC}	température nucléaire de pré-scission associée à l'évaporation des neutrons.	τ_f	temps de fission ou temps de vie du NC calculé par des valeurs moyennes ou médianes.
T_p^{NC}	température nucléaire de pré-scission associée à l'évaporation des protons.	τ_{fo}	temps de formation du NC.
T_α^{NC}	température nucléaire de pré-scission associée à l'évaporation des alpha.	t_f	temps de fission ou temps de vie d'un NC en particulier.
T_{NC}	température nucléaire du NC.	$\overline{TKE}_{FF}$	TKE moyen de la distribution expérimentale.
T_n^{FFi}	température nucléaire de post-scission des FF ($i = 1, 2$) associées à l'évaporation des neutrons.	TKE_v	TKE Viola.
T_p^{FFi}	températures nucléaires de post-scission des FF ($i = 1, 2$) associées à l'évaporation des protons.	TTI	transferts très inélastiques.
T_α^{FFi}	températures nucléaires de post-scission des FF ($i = 1, 2$) associées à l'évaporation des alpha.	Ti	triple-télescope au Si. ($i = 1, \dots, 6$).
T_n^{IN}	températures nucléaires initiales du NC.	V_{NC}^{FC}	vitesse du NC lors d'une FC.
τ_d	temps de délai ou délai dynamique.	V_{NCn}^{FI}	vitesse du NC lors d'une FI due à la perte de $n = 1, \dots, 4$ nucléons.
$\tau_d^{(1)}$	temps de délai utilisé dans la région (1).	v^{PE}	vitesse du PE ou de l'éjectile dans le cas d'une FI.
$\tau_d^{(2)}$	temps de délai utilisé dans la région (2).	v_n^{PE}	vitesse du PE utilisée dans l'ajustement des spectres de neutrons.
		v_p	vitesse du projectile.

-
- 1 **W. W. Wilcke *et al.***, Atomic Data and Nuclear Data Tables **25** (1980) 389
 - 2 **Reiner Bass**, Nuclear Reactions with Heavy Ions. Springer-Verlag (1980)
 - 3 **H. Feldmeier**, Rep. Prog. Phys. **50** (1987) 915
 - 4 **J.P. Bondorf *et al.***, Phys. Rep. **15** (1974) 83
 - 5 **W. D. Myers**, Phys. Lett. B **30** (1969) 451
 - 6 **Blocki *et al.***, Annals of Physics **105** (1977) 427
 - 7 **R. J. Charity *et al.***, Nucl. Phys. **A457** (1986) 441
 - 8 **Th. Keutgen**, Thèse 1999, UCL, non publiée
 - 9 **A. J. Sierk**, Phys. Rev. C **33** (1986) 2039
 - 10 **B. Borderie *et al.***, Z. Phys. **A299** (1981) 263
 - 11 **S. Cohen *et al.***, Ann. Phys. **82** (1947) 557
 - 12 **H. J. Krappe *et al.***, Phys. Rev. C **20** (1979) 992
 - 13 **L. G. Sobotka *et al.***, Phys. Rev. C **21** (1984) 2004
 - 14 **R. J. Charity *et al.***, Nucl. Phys. **A483** (1988) 371
 - 15 **H. Hauser *et al.***, Phys. Rev. **87** (1952) 366
 - 16 **R. J. Charity *et al.***, Phys. Rev. C **56** (1997) 873
 - 17 **J. M. Alexander *et al.***, Phys. Rev. C **42** (1990) 1092
 - 18 **L. Moretto**, Nucl. Phys. **A247** (1975) 211.
 - 19 **L. C. Vaz *et al.***, Z. Phys. **A318** (1984) 213
 - 20 **H. K. Leegte *et al.***, Phys. Rev. **46** (1992) 991
 - 21 **C. Cerruti *et al.***, Nucl. Phys. **A453** (1986) 175
 - 22 **H. Morgenstern *et al.***, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1104
 - 23 **T. C. Awes *et al.***, Phys. Rev. C **24** (1981) 89
 - 24 **E. Holub *et al.***, Phys. Rev. C **28** (1983) 252
 - 25 **W. P. Zank *et al.***, Phys. Rev. C **33** (1986) 519
 - 26 **D. J. Hinde *et al.***, Phys. Rev. C **45** (1992) 1229
 - 27 **D. Prindle *et al.***, Phys. Rev. C **48** (1993) 291
 - 28 **B. B. Back *et al.***, Phys. Rev. C **41** (1990) 1495
 - 29 **Y. El Masri *et al.***, Nucl. Phys. **A517** (1990) 340
 - 30 **I. Tilquin**, Thèse de doctorat 1997, UCL, non publiée
 - 31 **I. Tilquin *et al.***, Nucl. Inst. and Meth. **A365** (1995) 446
 - 32 **J. Gomez del Campo *et al.***, Phys. Rev. C **19** (1979) 2170
 - 33 **M. Gonin *et al.***, Nucl. Phys. **A495** (1989) 139c
 - 34 **V.E. Viola *et al.***, Phys. Rev. C **31** (1985) 1550
 - 35 **B.B. Back *et al.***, Phys. Rev. C **22** (1980) 1927
 - 36 **Henk Leegte**, Thèse 1992, Université de Groningen, non publiée

-
- 37 **V.E. Viola *et al.***, Phys. Rev. C **26** (1982) 178
38 **L.E. Tubbs *et al.***, Phys. Rev. C **32** (1985) 214
39 **Y. Chan *et al.***, Phys. Rev. C **27** (1983) 0447
40 **G. Nebbia *et al.***, Z. Phys. **A311** (1983) 247
41 **M.B. Tsang *et al.***, Phys. Lett. **134B** (1984) 169
42 **J. Galin *et al.***, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1787
43 **T. Lund *et al.***, Z. Phys. **A306** (1982) 43
44 **H. Rossner *et al.***, Phys. Rev. C **40** (1989) 2629
45 **Numerical recipes in fortran 77**. Cambridge University Press. Programs
46 **R. J. Charity**, Phys. Rev. C **53** (1996) 512
47 **J. P. Lestone**, Phys. Rev. C **59** (1999) 1540
48 **J. O. Newton *et al.***, Phys. Rev. C **42** (1990) 1772
49 **D. Hilcher *et al.***, Ann. Phys. Fr. **17** (1992) 471 et références incluses
50 **J. P. Lestone**, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2245
51 **K. Siwek-Wilczynska *et al.***, Phys. Rev. C **51** (1995) 2054
52 **J. S. Foster *et al.***, Nucl. Phys. **A464** (1987) 497
53 **F. Goldenbaum *et al.***, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 5012
54 **J. D. Molitoris *et al.***, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 537